Доклады Академии наук СССР
1955. Том 103, № 5

ФИЗИКА

И. И. ЛЕВИНТОВ, А. В. МИЛЛЕР и В. Н. ШАМШЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ УРОВНЕЙ He^5 ПО РАССЕЯНИЮ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ НА He^4

(Представлено академиком В. Н. Кондратьевым 25 V 1955)

Основные сведения об уровнях He^5 получены в настоящее время Губером (1) и Сигрейвом (2) путем фазового анализа данных по упругому рассеянию $n - He^4$. При E порядка нескольких мегаэлектронвольт существенный вклад дают S-, $P_{1/2}$- и $P_{3/2}$-фазы. В то время как данные (1,2) по S- и $P_{3/2}$-фазам в основном согласуются и могут быть интерпретированы как существование потенциального S-рассеяния и резонансного $P_{3/2}$-рассеяния ($E_{рез} = 0{,}95$ Мэв) $n - He^4$, данные по ходу фазы $P_{1/2}$ имеют существенный разнобой. Именно, из результатов Губера следует, что фаза $P_{1/2}$ проходит через 90° при $E_n = 3{,}5$ Мэв; напротив, результаты Сигрейва приводят к существенно более медленному росту фазы $P_{1/2}$, причем она нигде не проходит через 90° (см. рис. 1). Таким образом, если результаты Губера говорят о существовании уровня $P_{1/2}$ ядра He^5 при $E_n = 3{,}5$ Мэв, то из результатов Сигрейва следует, по существу, отсутствие такого уровня.

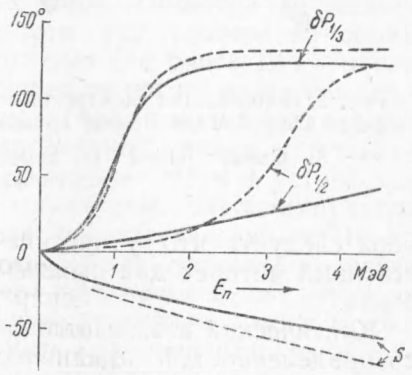


Рис. 1. Фазы рассеяния $n - He^4$ по Сигрейву (сплошные линии) и по Губеру (пунктирные кривые)

Если представить, что состояния He^5 $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$ определяются движением нейтрона в центральном поле невозмущенного ядра He^4 со спин-орбитальным взаимодействием градиентного типа (3), т. е.

$$H = V(r) - \frac{a}{r}\frac{\partial V}{\partial r}(\vec{\sigma}, \vec{l}), \tag{1}$$

где a — константа спин-орбитальной связи, то отмеченный разнобой в ходе $P_{1/2}$-фазы приводит к большой разнице в оценке a.

Приведем результаты расчета a по данным о фазах для случая прямоугольной ямы: $V(r) = -D$ при $r \leqslant r_0$ и $V(r) = 0$ при $r > r_0$. Из (1) имеем тогда

$$H(r) = -D - \frac{a}{r_0}(\vec{\sigma}, \vec{l})\,\delta(r - r_0). \tag{2}$$

Равенство (2) приводит к условию сшивания логарифмических производных Y на границе ядра, определяющему P-фазы:

$$Y_{внутр} - Y_{внеш} = -(\vec{\sigma}, \vec{l})\,aD. \tag{3}$$

Оказывается, что данные по P-фазам Губера и Сигрейва хорошо описываются взаимодействием (2) в области $E_n \leqslant 6$ Мэв для $D = 20$ Мэв, $r_0 = 3{,}3 \cdot 10^{-13}$ см; при этом $a = 3 \cdot 10^{-27}$ см^2 для фаз Губера и $a = 5{,}3 \cdot 10^{-27}$ см^2 для фаз Сигрейва *. Заметим, что приведенный размер имеет в основном иллюстративное значение, так как абсолютная величина a сильно зависит от выбора формы ямы. Однако, поскольку расщепление P-фаз системы He^5 является, повидимому, наиболее чистым случаем спин-орбитального расщепления **, то из этого при-

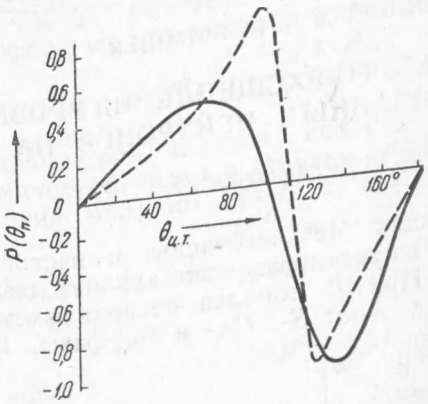


Рис. 2

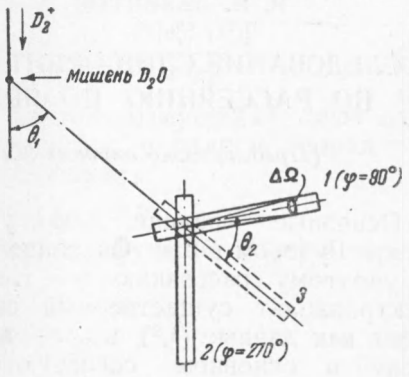


Рис. 3

Рис. 2. Поляризация нейтронов при рассеянии $n - He^4$, рассчитанная по фазам Сигрейва (сплошные кривые) и по фазам Губера (пунктирные кривые)

Рис. 3. Схема опыта по измерению азимутальной асимметрии рассеяния поляризованных нейтронов на He^4.

мера следует, что уточнение хода фазы $P_{1/2}$ для He^5 имеет существенный интерес для выяснения силы спин-орбитального взаимодействия.

Критический анализ экспериментальных условий ([1,2]) не позволяет с определенностью предпочесть один результат другому, так как небольшие экспериментальные ошибки в угловом распределении рассеяния приводят к большим ошибкам для фаз в случае широких и слабо выраженных резонансов. В отличие от угловых распределений рассеяния $\sigma(\vartheta)$, зависимость поляризации от угла рассеяния $P(\vartheta)$ более чувствительна к величине спин-орбитального расщепления и, следовательно, к различию в ходе $P_{1/2}$-фазы при заданном ходе $P_{3/2}$-фазы ([4]) (см. рис. 2). Это обстоятельство было использовано нами для уточнения фазового анализа He^5 путем исследования азимутальной асимметрии рассеяния частично поляризованных нейтронов от $D - D$-реакции на He^4.

Из данных работ ([5-7]) следует, что $D - D$-нейтроны частично поляризованы. Величина поляризации определена с небольшой точностью по рассеянию на C^{12} и составляет по этим данным 15—25% для $\vartheta_n = 45°$ (лаб.) и $E_D \lesssim 1$ Мэв.

Для измерения азимутальной асимметрии рассеяния нейтронов на He^4 в нашей работе был применен тонкий пропорциональный счетчик, наполненный чистым гелием, который можно было устанавливать в положении *1* или *2* под переменным углом ϑ_2 относительно нейтронного луча, выходящего из мишени под углом $\vartheta_1 = 49°$ по отноше-

* Расчеты по подбору параметров проведены И. В. Ереминой.

** Вследствие малой деформируемости He^4 взаимодействие $n - He^4$ в ядре He^5 можно считать более центральным, чем взаимодействие при рассеянии нейтронов на других ядрах со спином (0).

нию к пучку дейтронов ускорительной трубки. При определенном выборе давления гелия и отсечки усилителя считаются ядра отдачи He^4, идущие лишь в небольшом телесном угле $\Delta\Omega$ (см. рис. 3). Ядра отдачи He^4, идущие вне $\Delta\Omega$, попадают в стенки счетчика и создают соответственно меньшие импульсы, которые «зарезаются» отсечкой усилителя. Отношение интенсивностей счета в положениях *1* и *2* определяет азимутальную асимметрию рассеяния $n - He^4$, которая может быть рассчитана по фазам ([1]) или ([2]). Измерения проводились на ускорительной трубке Института химической физики АН СССР при $E_D = 800$ кэв (разделенный пучок, ионы D_2^+) с толстой мишенью из тяжелого льда на нейтронах с $E_n = 3{,}43$ Мэв, т. е. как раз в области, соответствующей резонансу $P_{1/2}$ по фазам Губера.

Прибор состоял из 7 счетчиков длиной 66 мм и диаметром 7 мм, заключенных в общий футляр, через который непрерывно пропускался гелий чистотой 99,8%. Центр вращения счетчиков находился на расстоянии 90 мм от центра мишени. Счетчики присоединялись к линейному усилителю типа ДБ. Градуировка импульсов производилась путем нахождения отсечки полного запирания счета в положении *3* (рис. 3), которая соответствует импульсам от лобовых соударений $n - He^4$. Рабочая отсечка усилителя для положения *1* и *2* выбиралась таким образом, чтобы раствор $\Delta\Omega$ был $\approx 10°$. Одновременно использовалось два одинаковых комплекта счетчиков, симметрично установленных относительно мишени. Результаты усреднялись по обоим приборам, расхождение в показаниях которых (не более 10%) могло быть обусловлено небольшим сдвигом пятна пучка на мишени в сторону одного из приборов. В качестве монитора использовался добавочный пропорциональный счетчик, наполненный гелием и установленный вблизи мишени. Конструкции счетчиков, мишени и устройства для качания счетчиков были максимально облегчены. Число импульсов при токе в 5 мка колебалось, в зависимости от угла качания, от 10 до 20 имп/мин. Величина фона при измерениях была практически равна нулю. Особое внимание уделялось точности положения пятна пучка на мишени, которое контролировалось ламелями, установленными в трубке мишени, и корректировалось специальным отклоняющим магнитом.

Отношение интенсивности счета в положении *1* (рис. 3) I_1 к интенсивности счета в положении $2 - I_2$ определяется выражением

$$R(\theta_2) = \frac{I_1}{I_2} = \frac{\int\limits_{(1)} \frac{\Delta\Omega \sigma_{DD}(\theta_1') \sigma_{He}(\theta_2')}{r^2} [1 + P_1(\theta_1') P_2(\theta_n')]\, dv}{\int\limits_{(2)} \frac{\Delta\Omega \sigma_{DD}(\theta_1') \sigma_{He}(\theta_2')}{r^2} [1 - P_1(\theta_1') P_2(\theta_n')]\, dv}, \qquad (4)$$

где $\Delta\Omega$ — телесный угол, заключающий сосчитываемые треки ядер отдачи He^4, выходящие из элемента объема счетчика dv; $\sigma_{DD}(\theta_1')$ — дифференциальное сечение DD-реакции для угла ϑ_1', образованного направлением пучка D_2^+ и нейтронным лучом, проходящим через элемент объема счетчика dv; $\sigma_{He}(\theta_2')$ — сечение отдачи He^4 для угла (θ_2'), образованного направлением нейтронного луча, проходящего через элемент объема dv, и осью телесного угла $d\Omega$; r — расстояние от центра пятна до элемента dv; $P_1(\theta_1')$ — поляризация нейтронов от D — D-реакции; при $E_D = 800$ кэв $P_1(\theta) = \frac{A \sin\theta \cos\theta}{\sigma_{DD}(\theta)}$ ([8]), где A по порядку величины $1 - 3 \cdot 10^{-27}$ см^2; $P_2(\theta_n')$ — поляризация, приобретаемая неполяризованными нейтронами при рассеянии на He^4 под углом

ϑ_n (ц. т.). P_2 существенно зависит от фаз рассеяния $n - He^4$ и рассчитывается по формулам Лепора (9). Интегрирование в числителе и знаменателе (4) производится по объему счетчиков в положениях *1* и *2* (рис. 3), соответственно.

Величина $R(\theta_2)$ была измерена для 7 углов качания с точностью 3—4%. Для выяснения характера фаз $R(\theta_2)$ рассчитывалась как для фаз Губера, так и для фаз Сигрейва по формуле (4). Каждое значение R рассчитывалось для нескольких значений константы A, определяющей поляризацию нейтронов. В результате этой процедуры было получено два семейства кривых $R_{\theta_2}(A)$, соответствующих фазам Губера и Сигрейва. Каждая кривая в семействе соответствовала определенному углу качания θ_2. Если поместить измеренные значения $R(\theta_2)$ на соответствующие расчетные кривые $R_\theta(A)$, то они должны иметь в случае правильных фаз одинаковые абсциссы, определяющие A и, следовательно, поляризацию D — D-нейтронов. Эта операция привела с определенностью к выбору фаз Сигрейва. Величина A оказалась равной $(2{,}15 \pm 0{,}20) \cdot 10^{-27}$ см^2, что соответствует $(P_{D-D})_{max} = 0{,}175 \pm 0{,}020$ при $E_D = 800$ кэв и $\vartheta_1 = 49°$.

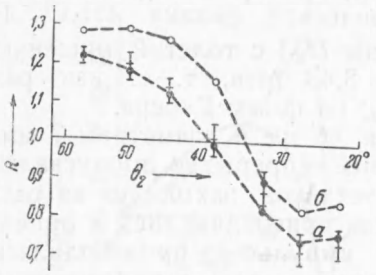


Рис. 4. Асимметрия $R(\theta_2)$ в зависимости от угла качания счетчика θ_2. Пунктирными линиями соединены значения, вычисленные по фазам Сигрейва (*а*) и по фазам Губера и Балдингера (*б*)

На рис. 4 представлены значения $R(\theta_2)$, вычисленные по фазам Губера и Сигрейва для $A = 2{,}15 \cdot 10^{-27}$ см^2, а также экспериментальные значения $R(\theta_2)_{эксп}$ (точки со статистической ошибкой).

Описанная методика может быть использована в качестве удобного анализатора поляризации нейтронов в области энергии $E_n = 2 - 18$ Мэв, т. е. в той области, где определены фазы рассеяния $n - He^4$ (2).

Авторы приносят благодарность Н. Н. Семенову и В. Н. Кондратьеву за помощь в проведении поляризационных работ в ИХФ АН СССР, Я. Б. Зельдовичу, А. С. Компанейцу, Я. А. Смородинскому за многочисленные дискуссии вопросов поляризации и коллективу ускорительной трубки ИХФ АН СССР за помощь в постановке эксперимента.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступило
15 V 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] P. Huber, E. Baldinger, Helv. Phys. Acta, **25**, 437 (1952). [2] J. D. Seagrave, Phys. Rev., **92**, 1222 (1953). [3] В. Гейзенберг, Теория атомного ядра, ИЛ, 1952. [4] И. И. Левинтов, Усп. физ. наук, **54**, 285 (1954). [5] H. J. Longley, R. N. Little, J. M. Slye, Phys. Rev., **86**, № 3, 419 (1952). [6] E. Baumgartner, P. Huber, Helv. Phys. Acta, **26**, 545 (1953). [7] R. Ricamo, Helv. Phys. Acta, **26**, 423 (1953). [8] R. J. Blin-Stoyle, Proc. Phys. Soc., A **65**, 949 (1952). [9] J. Lepore, Phys. Rev., **79**, 137 (1950).