

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

5270/2-80

3/4-80

P3-80-534

Э.И.Шарапов

К ВОПРОСУ О ДУБЛЕТНОЙ
И КВАРТЕТНОЙ КОМПОНЕНТАХ
nd ЗАХВАТА

1980

Недавно опубликованы результаты прямых измерений эффективного сечения радиационного захвата нейтронов дейтронами $\sigma_{\text{пн}}(D)^{1/}$, выполненных на импульсном реакторе ИБР-30. Полученное значение

$$\sigma_{\text{эсп.}}(D) = 476 \pm 20 \text{ мкб,}$$

равно как и проведенный анализ других данных, дает основание для заключения о том, что реальная точность величины $\sigma_{\text{пн}}(D)$ находится в настоящее время на уровне 4%. Точность теоретических оценок $\sigma_{\text{пн}}(D)^{2/}$ уступает экспериментальной точности. Позднейшей оценкой $\sigma_{\text{пн}}(D)^{2/}$ является

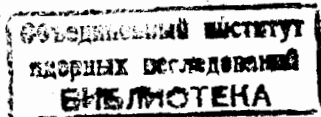
$$\sigma_{\text{теор.}}(D) = 520 \pm 50 \text{ мкб,}$$

полученная в рамках микроскопической теории малонуклонных систем с использованием сепарабельных нуклон-нуклонных потенциалов при учете мезонных эффектов в ядре. В теоретическом результате содержится значительный, около 200 мкб, вклад от обменных токов. Экспериментальный и теоретический результаты согласуются, что может служить указанием на проявление однопионного обмена в реакции $D(n, \gamma)$. Однако для однозначного количественного вывода о вкладе обменных токов существующей точности данных недостаточно. Необходимо осуществление более прецизионных экспериментов, а также уточнение теоретических оценок. Другой путь решения этой задачи состоит в изучении спиновой зависимости эффективного сечения реакции $D(n, \gamma)$.

Во взаимодействии медленных, v -волновых нейтронов с дейтроном /спин $I=1$ / участвуют два состояния nd -системы: дублетное ${}^2S_{1/2}$ со спином $J^- = I - 1/2$ и квартетное ${}^4S_{3/2}$ со спином $J^+ = I + 1/2$. Главным процессом этого взаимодействия является упругое рассеяние, эффективное сечение которого для тепловых $v = 2200 \text{ м/с}$ нейтронов равно $\sigma_n(D) = 3,39 \pm 0,012 \text{ б}$. Остававшийся долгое время открытым вопрос о правильном выборе набора длин nd -рассеяния в состояниях J^+ и J^- был решен в конце 60 гг. в поляризационных экспериментах дубненской группы ^{3/}. Был установлен следующий набор длин рассеяния:

$${}^2a \equiv a^- = 0,65 \pm 0,04 \text{ фм,} \quad {}^4a \equiv a^+ = 6,35 \pm 0,02 \text{ фм.}$$

Между тем экспериментальная информация о дублетной и квартетной компонентах сечения nd -захвата в настоящее время полностью отсутствует.



Дублетной ${}^2\sigma_{ny}$ и кватретной ${}^4\sigma_{ny}$ компонентами сечения захвата тепловых нейтронов будем называть, следуя сложившейся терминологии, слагающие полного сечения захвата $\sigma_{ny}(D)$ неполяризованных нейтронов неполяризованными дейтронами:

$$\sigma_{ny} = {}^2\sigma_{ny} + {}^4\sigma_{ny} = \frac{1}{3}\sigma_{ny}^- + \frac{2}{3}\sigma_{ny}^+ \quad /1/$$

Сечения σ_{ny}^- и σ_{ny}^+ , соответствующие захвату в состояниях J^- и J^+ по аналогии с терминами дублетной a^- и кватретной a^+ длины рассеяния, будем называть дублетным и кватретным сечениями.

При отсутствии спиновой зависимости сечения nd -захвата, т.е. при равенстве дублетного и кватретного сечений, дублетная компонента сечения ${}^2\sigma_{ny}$ будет в два раза меньше кватретной компоненты ${}^4\sigma_{ny}$. Проанализируем существующие теоретические предсказания спиновой зависимости nd -захвата. Радиационный захват нейтронов дейтронами рассматривается в теории как прямой процесс, аналогичный (n, γ) реакции на протонах. При низких энергиях доминирует процесс захвата с испусканием магнитного дипольного излучения, т.к. основное состояние ядра - продукта трития и состояние в непрерывном спектре имеют одинаковую четность. Матричный элемент оператора магнитного дипольного момента имеет вид:

$$\langle f | \hat{M} | i \rangle = \langle ({}^2\psi_{nd} + {}^4\psi_{nd}) | (\mu_n \Sigma \sigma_z(n) + \mu_p \sigma_z(p)) \frac{eh}{2Mc} | {}^2\psi_T \rangle, \quad /2/$$

где $\sigma_z(n)$ и $\sigma_z(p)$ - компоненты матриц Паули для нейтронов и протонов соответственно, μ_n и μ_p - магнитные моменты нейтрона и протона, выраженные в ядерных магнетонах, ${}^2\psi_{nd}$ и ${}^4\psi_{nd}$ - волновые функции системы дейтрон плюс нейтрон в непрерывном спектре, ψ_T - волновая функция основного состояния тритона.

При учете только ${}^2S_{1/2}$ компоненты волновой функции основного состояния тритона захват из дублетного состояния ${}^2\psi_{nd}$ запрещен, подобно синглетному состоянию pr -системы, ввиду ортогональности состояний ${}^2\psi_{nd}$ и ${}^2\psi_T$, обладающих одинаковыми квантовыми числами.

Запрещенным при этом оказывается и захват из кватретного ${}^4\psi_{nd}$ состояния, вследствие действия правил отбора по симметрии волновой функции тритона при перестановке нейтронов. В самом деле, в силу свойств ортогональности спиновых функций нуклонов α и β оператор магнитного момента может связывать только состояния со спиновыми волновыми функциями одинаковой симметрии. Кватретная спиновая функция nd -системы в непрерывном спектре имеет вид /например, для $m = +1/2$ /:

$$\chi_{3/2}^{+1/2} = (\alpha_p \alpha_{n1} \beta_{n2} + \alpha_p \beta_{n1} \alpha_{n2} + \beta_p \alpha_{n1} \alpha_{n2}) / \sqrt{3}.$$

Однако дублетная спиновая функция тритона ${}^4/$ может быть как антисимметричной, например

$${}^2\chi_a^{+1/2} = (\alpha_p \beta_{n1} \alpha_{n2} - \alpha_p \alpha_{n1} \beta_{n2}) / \sqrt{2},$$

так и симметричной

$${}^2\chi_s^{+1/2} = (2\beta_p \alpha_{n1} \alpha_{n2} - \alpha_p \beta_{n1} \alpha_{n2} - \alpha_p \alpha_{n1} \beta_{n2}) / \sqrt{6}.$$

Легко проверить подстановкой этих выражений в формулу /2/, что только в последнем случае возможен $M1$ переход. Симметричная спиновая функция тритона означает, в силу принципа Паули, состояние с антисимметричной координатной волновой функцией $\Phi_a(\vec{R})$, т.е. так называемое S' -состояние смешанной симметрии. При его отсутствии /в силу сделанного выше ограничения S -состоянием тритона/ $M1$ переход запрещен и из кватретного состояния. Этим объясняется подавление величины сечения nd -захвата в сравнении с захватом тепловых нейтронов протонами, где:

$$\sigma_{ny}(H) = 332 \pm 0,7 \text{ мб.}$$

При появлении в волновой функции основного состояния тритона примеси S' состояния /с весом $P_{S'}$ /:

$$\psi_T = \Phi_s(\vec{R}) \chi_a + P_{S'} \Phi_a(\vec{R}) \chi_s$$

снимается запрет по симметрии волновых функций для перехода из кватретного состояния, а также возникает возможность захвата из дублетного состояния.

Теоретические расчеты сечений радиационного захвата нейтронов дейтронами в случае $M1$ -перехода /или сечений обратной реакции магнитного фоторасщепления тритона/ выполнены в работах /2,5-7/. Так же, как и для pr -захвата, сечение может быть представлено в виде:

$$\sigma_{ny}(D) = \text{const} \cdot (\mu_p - \mu_n)^2 P_{S'} \frac{c}{v} \left(\frac{E_\gamma}{Mc^2} \right)^3 \frac{Mc}{\hbar k^2} N_D^2 N_T^2 I^2, \quad /3/$$

$$I(k, \delta) = \int u_g(\rho) \Phi_a(r, \rho) \sin(kr + \delta) dr d\rho. \quad /4/$$

Здесь a - постоянная тонкой структуры, c и v - скорости света и нейтрона, E_γ - энергия гамма-лучей, M - масса нейтрона, k - волновое число нейтрона в системе центра масс, $\sin(kr + \delta)$ - волновая функция непрерывного спектра, N_D - и N_T - нормировочные постоянные радиальных волновых функций дейтрона и тритона. Последние нормированы условиями:

$$N_D^2 \int |u_g(\rho)|^2 d\rho = 1, \quad N_T^2 \int |\Phi_a|^2 dr d\rho = 1.$$

Таким образом, для расчета сечения $\sigma_{ny}(D)$ необходимо знать волновые функции для дейтрона, тритона /в состоянии (S')/ и непрерывного спектра. Из формул /3/ и /4/ следует, что одним из источников спиновой зависимости эффективного сечения радиационного захвата нейтронов протонами должно быть различие фаз рассеяния δ в дублетном и квартетном состоянии. Теория pd -рассеяния в приближении эффективного радиуса /см., например, /8/ дает следующую связь фаз и длин рассеяния:

$$k \operatorname{ctg}({}^4\delta) = -\frac{1}{4a} + \frac{1}{2}k^2r_0,$$

$$k \operatorname{ctg}({}^2\delta) = \left(-\frac{1}{2a} + \frac{1}{2}k^2r_0\right) / \left[1 + \left(\frac{k}{k_0}\right)^2\right],$$

отражающую аномалию полюсного типа в дублетном случае.

Согласно расчетам работы /7/, с учетом различия ${}^4\delta$ и ${}^2\delta$ фаз рассеяния, дублетное сечение должно резко преобладать над квартетным:

$$\sigma_{ny}^- \approx 20 \cdot \sigma_{ny}^+ \quad /5/$$

При этом, однако, для полного сечения $\sigma_{ny}(D)$ при разумных значениях параметра P_S , получается результат $\sigma_{теор.} = 290$ мкб, меньший экспериментального значения.

Согласие с экспериментом, как отмечалось, было получено в работе /2/ в основном благодаря введению дополнительного оператора магнитного момента двухчастичной природы /эффект одно-ионного обмена между нуклонами в ядре/ в дополнение к обычному оператору с матричными элементами /2/. Одноионный обмен участвует практически только в квартетном канале, в результате чего соотношение между сечениями σ_{ny}^- и σ_{ny}^+ , по расчетам /2/, изменяется:

$$\sigma_{ny}^- \approx 5\sigma_{ny}^+ \quad /6/$$

Таким образом, измерение отношения сечений σ_{ny}^- и σ_{ny}^+ , возможное в поляризационном эксперименте, может помочь в выяснении вклада обменных токов в сечение радиационного захвата нейтронов дейтронами.

В связи с техническими трудностями осуществления эксперимента с поляризованными нейтронами и поляризованной дейтронной мишенью представляется целесообразным рассмотреть возможность ограниченного опыта с поляризованным пучком и обычной мишенью. Методически это вполне возможно, если регистрировать /с помощью комптоновского поляриметра гамма-лучей/ циркулярную поляризацию гамма-квантов, испускаемых ядрами мишени при захвате поляризованных нейтронов. Подобный эксперимент для pd -захвата

выполнен ленинградской группой /9/. В случае pd -захвата, однако, может возникнуть неоднозначность в интерпретации результата подобного опыта из-за интерференции состояний J^+ и J^- . Интерференция прямых переходов при радиационном захвате поляризованных нейтронов наблюдалась для некоторых ядер и получила объяснение и трактовку в рамках аппарата статистических тензоров /10,11/.

В соответствии с подходом, изложенным в /11/, циркулярную поляризацию гамма-квантов захвата поляризованных нейтронов можно представить в виде

$$p_\gamma = A_1^{10} f_n \cos \theta, \quad /7/$$

$$A_1^{10} = (D\sigma_{ny}^+ + E\sigma_{ny}^- \pm 2F\sqrt{\sigma_{ny}^+\sigma_{ny}^-}) / \sigma_{ny}, \quad /8/$$

где f_n - нейтронная поляризация, θ - угол между направлением поляризации и импульсом гамма-квантов, D, E, F - коэффициенты, выражаемые через определенные в /11/ функции угловых моментов B и Z_1 , сводящиеся к комбинациям коэффициентов Рака, $9j$ -символов и коэффициентов векторного сложения угловых моментов. В нашем случае дейтронной мишени коэффициенты D, E и F есть:

$$D = -B\left(1\frac{3}{2}\frac{3}{2}101\right)\bar{Z}_1\left(1\frac{3}{2}1\frac{3}{2};\frac{1}{2}1\right),$$

$$E = B\left(1\frac{1}{2}\frac{1}{2}101\right)\bar{Z}_1\left(1\frac{1}{2}1\frac{1}{2};\frac{1}{2}1\right),$$

$$F = B\left(1\frac{3}{2}\frac{1}{2}101\right)\bar{Z}_1\left(1\frac{3}{2}1\frac{1}{2};\frac{1}{2}1\right).$$

С введением параметра a - доли квартетной компоненты сечения:

$$a = \frac{4\sigma_{ny}^-}{\sigma_{ny}}$$

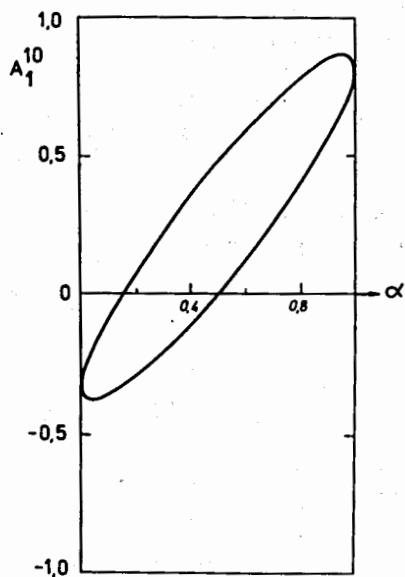
формула /8/ преобразуется к

$$A_1^{10} = \frac{3}{2}Da + 3E(1-a) \pm 3\sqrt{2}F\sqrt{a(1-a)}. \quad /9/$$

В этом выражении присутствует интерференционный член, знак которого априори неизвестен. Теоретическая величина A_1^{10} является таким образом двузначной функцией параметра a . Ее определение сводится к расчету коэффициентов D, E и F . Для дейтрона нами были получены следующие значения:

$$D = 5/9, \quad E = -1/9, \quad F = 1/9.$$

Расчетные значения A_1^{10} в функции параметра a представлены на рисунке, который наглядно показывает, что интерференция амплитуд захвата из двух спиновых состояний ведет к тому, что



Коэффициент круговой поляризации гамма-квантов A_1^{10} в зависимости от α -относительной доли квартетной компоненты сечения реакции $D(n, \gamma)$.

из экспериментального значения коэффициента A_1^{10} можно будет получить только ¹ интервал значений α . Этот интервал может оказаться довольно узким вблизи граничных значений α . Но даже при неблагоприятных случаях интервал значений α , полученный из подобного опыта, может послужить первой экспериментальной оценкой вкладов дублетной и квартетной компонент в сечение nd -захвата.

Экспериментальный эффект δ в измерении круговой поляризации гамма-квантов определяется, например, в виде удвоенной относительной разности отсчетов детектора N_γ при параллельном и антипараллельном направлениях поляризации нейтрона и импульса гамма-кванта:

$$\delta = 2(N_\gamma^p - N_\gamma^a) / (N_\gamma^p + N_\gamma^a).$$

Величина эффекта зависит как от значения круговой поляризации p_γ , так и от эффективности поляриметра ϵ / ϵ обычно $\approx 4\%$:

$$\delta = \epsilon f_n A_1^{10} \cos \theta.$$

Максимальная величина эффекта, согласно данным рисунка, не превышает 3% /при $f_n=1$, $\theta = 0$, $\alpha \approx 1$ /. Поляризационный эффект $\delta \approx 1\%$ в реакции $D(n, \gamma)$ может быть измерен с относительной точностью $\sim 10\%$ при помощи $Ge(Li)$ -детектора высокого разрешения на пучке поляризованных тепловых нейтронов интенсивностью $\sim 10^8$ н/с. Возможны и иные методические реализации опыта.

Автор благодарен В.П.Алфименкову, В.И.Луцикову, Л.Б.Пикельнеру за обсуждения, способствовавшие этим расчетам. Приятно поблагодарить И.М.Франка за постоянную поддержку и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алфименков В.П. и др. ОИЯИ, P13-12667, Дубна, 1979.
2. Hadjimiichael E. Phys.Rev.Lett., 1973, v.31, p.183.

3. Alfimenkov V.P. et al. Phys.Lett., 1967, v.24B, p.151.
4. Clapp R.E. Ann. of Phys., 1961, v.13, p.183.
5. Verde M. Helv.Phys.Acta, 1950, v.23, p.453.
6. Radha T.K. et al. Phys.Rev., 1964, B136, p.388.
7. Phillips A.C. Nucl.Phys., 1972, v.A184, p.337.
8. Reiner A.S. Phys.Lett., 1969, v.28B, p.387.
9. Коломенский Э.А. и др. ЯФ, 1977, т.25, с.233.
10. Honzatko J., Kajfosz J. Phys.Rev.Lett., 1972, v.38B, p.499; Abragams K. Proc. 2nd Int. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Petten, 1974, p.591.
11. Postma H. III Международная школа по нейтронной физике. ОИЯИ, ДЗ-11787, Дубна, 1978, с.280.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июля 1980 года.