Краткие сообщения по физике № 3 март 1971

ВЛИЯНИЕ КУЛОНОВСКОГО СМЕШИВАНИЯ УРОВНЕЙ ^4He с $T = 0$ и $T = 1$ НА СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ

В. А. Сергеев

Большинство экспериментальных данных по взаимодействию нуклонов с ядрами ^3H и ^3He удовлетворительно описывается в рамках подхода, использующего изотопическую инвариантность ядерного взаимодействия /1,2,3/. В этом подходе предполагается, что изоспин сохраняется в области действия ядерных сил, а разница масс $[M(n) + M(^3He) - M(p) - M(^3H)]c^2 = Q_n = 0{,}765$ Мэв и дальнодействующее кулоновское взаимодействие в канале $^3H + p$ учитываются путем сшивания на границе области внутренних волновых функций с внешними, описывающими свободное движение нуклонов и ядер $^3H, ^3He$. Было показано, что энергетическая зависимость дифференциальных сечений реакций $^3H(p,p)^3H$, $^3H(p,n)^3He$, $^3He(n,n)^3He$ и поляризации частиц в этих реакциях объясняется наличием уровней 0^+, 0^-, 2^-, 1^- с изоспином $T = 0$ и уровней 2^-, $1^-(2)$, 0^- с $T = 1$, обладающими одночастичными приведенными ширинами.

В то же время наблюдаемая на опыте /4/ разница угловых распределений реакций $D(d,n)^3He$ и $D(d,p)^3H$ при энергиях дейтронов $0{,}02$ Мэв $< E_d < 0{,}35$ Мэв свидетельствует о сильном несохранении изоспина, которое нельзя объяснить разницей внешних волновых функций в каналах $^3He + n$ и $^3H + p$. Отношение коэффициентов разложения дифференциальных сечений этих реакций по полиномам Лежандра B_2^{dn}/B_2^{dp} составляет

$\sim 1{,}7$, а $B_o^{dn}/B_o^{dp} = \sigma_{dn}/\sigma_{dp}$ растет примерно от 1 до 1,2. Более анизотропное угловое распределение нейтронов можно связать с бо́льшим вкладом p-волн в сечение реакции (d,n) и считать, что отношение парциальных сечений реакций (d,n) и (d,p) для p-волн не меньше $B_2^{dn}/B_2^{dp} \sim 1{,}7$.

В настоящей работе исследуется вопрос о несохранении изоспина в реакциях с участием четырех нуклонов из-за кулоновского смешивания известных уровней ^{4}He отрицательной четности с T = 0 и T = 1 и обсуждаются другие причины несохранения изоспина. Необходимость учета уровней 0^-, 0 и 2^-, 0 при описании реакций $D(d,n)^3He$ и $D(d,p)^3H$ отмечалась в работе /5/, где было показано, что прямой механизм (приближение искаженных волн) не дает наблюдаемого вклада p-волн в сечение этих реакций.

Рассмотрим приближение двух уровней $J^\pi,0$ и $J^\pi,1$ R-матричной теории /6/ с энергиями E_0 и E_1 и собственными функциями X_0 и X_1, отвечающими одинаковым граничным условиям B, B_d на границе внутренней области. Нуклонные и дейтронные приведенные ширины этих чистых по изоспину состояний удовлетворяют соотношениям

$$\gamma_{on} = -\gamma_{op} = \gamma_o/\sqrt{2}, \quad \gamma_{1n} = \gamma_{1p} = \gamma_1/\sqrt{2}, \quad \gamma_{1d} = 0. \qquad (1)$$

После включения кулоновского взаимодействия уровни смешиваются, и приведенные ширины новых состояний X_I и X_{II} имеют вид

$$\begin{aligned} \gamma_{In} &= \left[2(1+\xi^2)\right]^{-1/2}(\gamma_0 + \xi\gamma_1), \\ \gamma_{Ip} &= \left[2(1+\xi^2)\right]^{-1/2}(-\gamma_0 + \xi\gamma_1), \qquad (2) \\ \gamma_{Id} &= (1+\xi^2)^{-1/2}\,\gamma_d, \end{aligned}$$

$$\gamma_{\mathrm{I}n} = \left[2(1+\xi^2)\right]^{-1/2}(-\xi\gamma_0 + \gamma_1),$$
$$\gamma_{\mathrm{I}p} = \left[2(1+\xi^2)\right]^{-1/2}(\xi\gamma_0 + \gamma_1), \qquad (2)$$
$$\gamma_{\mathrm{I}d} = -\xi(1+\xi^2)^{-1/2}\gamma_d,$$

где

$$\xi = -2V_{01}\left[\sqrt{(E_0 - E_1)^2 + 4(V_{01})^2} - (E_0 - E_1)\right]^{-1},$$

а V_{01} – недиагональный кулоновский матричный элемент.

Далее находим элементы R-матрицы

$$R_{ab} = \frac{\gamma_{\mathrm{I}a}\gamma_{\mathrm{I}b}}{E_{\mathrm{I}} - E} + \frac{\gamma_{\mathrm{II}a}\gamma_{\mathrm{II}b}}{E_{\mathrm{II}} - E} \qquad (3)$$

для переходов между каналами $^3H + p$, $^3He + n$, $D + d$ с квантовыми числами l, I, J и выражаем через них элементы S-матрицы, описывающие реакции $^3H(p,p)^3H$, $^3H(p,n)^3He$, $^3He(n,n)^3He$, $D(d,p)^3H$, $D(d,n)^3He$. Несохранение изоспина в этих реакциях проявляется в том, что $S_{dn} \neq -S_{dp}$ и $S_{pp} \neq S_{nn}$.

Введем величины, характеризующие различие внешних волновых функций в каналах $^3H + p$ и $^3He + n$,

$$\Delta S = S_p - S_n, \quad \Delta P = P_p - P_n, \quad \Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_n,$$

а также средние величины

$$S = \tfrac{1}{2}(S_p + S_n), \quad P = \tfrac{1}{2}(P_p + P_n),$$

где, как обычно /6/, $S_p + iP_p$, $S_n + iP_n$ и φ_p, φ_n – логарифмические производные и фазы функций в каналах $^3H + p$ и $^3He + n$ соответственно.

В линейном приближении по V_{01}, ΔS, ΔP, $\Delta\varphi$ (все эти величины $\sim e^2$) получаем с помощью (2) – – (3) отношение парциальных сечений реакций (d,n) и (d,p) в виде

$$\frac{|S_{dn}|^2}{|S_{dp}|^2} \approx$$

$$\approx 1 + 2\,\frac{(-2V_{01}/\gamma_0\gamma_1 P - \Delta S/P)\operatorname{ctg}\beta_1 + (\Delta P/2P)(1 - \operatorname{ctg}^2\beta_1)}{1 + \operatorname{ctg}^2\beta_1}. \tag{4}$$

Разность фаз рассеяния (p,p) и (n,n) имеет вид

$$\delta_{pp} - \delta_{nn} = \omega - \Delta\varphi +$$

$$+ \operatorname{Arctg}\frac{2V_{01}/\gamma_0\gamma_1 P + \Delta S/P + (\Delta P/2P)(\operatorname{ctg}\beta_0 + \operatorname{ctg}\beta_1)}{1 + \operatorname{ctg}\beta_0 \operatorname{ctg}\beta_1}. \tag{5}$$

В выражениях (4), (5) β_0 и β_1 – резонансные фазы, обусловленные уровнями с T = 0 и T = 1

$$\operatorname{ctg}\beta_0 = \left[E_0 - (S - B)\gamma_0^2 - (S_d - B_d)\gamma_d^2 - E\right]/P\gamma_0^2,$$

$$\operatorname{ctg}\beta_1 = \left[E_1 - (S - B)\gamma_1^2 - E\right]/P\gamma_1^2.$$

Таким образом, несохранение изоспина в реакциях (d,n) и (d,p), (n,n) и (p,p) из-за кулоновского смешивания уровней с T = 0 и T = 1 во внутренней области определяется одним и тем же параметром $2V_{01}/\gamma_0\gamma_1 P$ и зависит также от положения и ширин этих уровней.

Оценим отношение $|S_{dn}|^2/|S_{dp}|^2$ для P-волн, используя некоторые сведения /2,3/ об уровнях ^{4}He отрицательной четности и их природе. Нуклонные приведенные ширины примерно равны $\gamma_0^2 \approx \gamma_1^2 \approx 5$ Мэв. Уровни с T = 1 лежат настолько выше порога D + d, что $0 < \operatorname{ctg}\beta_1 < 1$. Проведенный нами расчет с оболочечными осцилляторными функциями для недиагонального кулоновского матричного элемента между триплетными состояниями ^{4}He отрицательной четности с

T = 0 и T = 1 дает величину $V_{01} \approx 0{,}14$ Мэв, причем $V_{01}/\gamma_0\gamma_1 P > 0$.

В результате оценки отношения (4) приходим к выводу, что кулоновское смешивание уровней ^4He отрицательной четности с T = 0 и T = 1 слабо нарушает изотопическую инвариантность $(2V_{01}/\gamma_0\gamma_1 P \sim 0{,}06)$ и к тому же уменьшает парциальное сечение реакции (d,n) для p-волн по сравнению с сечением (d,p), в то время как эксперимент свидетельствует об обратном. Разница внешних нуклонных волновых функций (при $l = 1$ $\Delta P/P \sim 0{,}1$) дает требуемый, но малый эффект, который частично компенсируется кулоновским смешиванием.

Если бы проницаемость центробежного барьера была больше в канале $^3He + n$ $(\Delta P < 0)$, то отношение $|S_{dn}|^2/|S_{dp}|^2$ уменьшилось бы, а не увеличилось, как в случае одного уровня с T = 0. Поэтому предположение о том, что массовый радиус ^3He больше радиуса ^3H и $P_n > P_p$ /4/, не объясняет наблюдаемого явления.

В принципе можно предположить, что в области энергий возбуждения ^4He вблизи порога D + d (E_x = =23,8 Мэв) имеются другие, еще неисследованные уровни, которые из-за кулоновского смешивания между собой или с известными уровнями дают наблюдаемое различие угловых распределений реакций (d,n) и (d,p). Чтобы эффект был велик, уровни должны быть достаточно узкими $\sqrt{\Gamma_0\Gamma_1} \sim 4|V_{01}|$. Однако энергетическая зависимость дифференциальных сечений реакций (d,n), (d,p) и других реакций является весьма плавной в широком интервале энергий. Кроме того, при $\sqrt{\Gamma_0\Gamma_1} \sim 4|V_{01}|$ разность фаз (5) велика, и сечения рассеяния (n,n) и (p,p) также должны были бы значительно отличаться друг от друга.

Возможно, что несохранение изоспина в реакциях $D(d,n)^3He$ и $D(d,p)^3H$ связано с кулоновским взаимодействием во входном канале. Для выяснения механизма несохранения изоспина очень важно провести парциальный анализ данных по реакциям (d,n) и (d,p) с целью выделения амплитуд, ответственных за наблюдаемое различие дифференциальных сечений этих реакций.

Автор благодарен Г. М. Баградову и Ю. А. Симонову за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
3 февраля 1971 г.

Литература

1. И. Я. Барит, В. А. Сергеев. ЯФ, 4, 712 (1966).
2. C. Werntz, W. E. Meyerhof. Nucl. Phys., A121, 38 (1968).
3. И. Я. Барит, В. А. Сергеев. Препринт ФИАН № 59, 1970; ЯФ, в печати.
4. R. B. Theus, W. I. McGarry, L. A. Beach. Nucl. Phys., 80, 273 (1966).
5. H. J. Boersma. Nucl. Phys., A135, 609 (1969).
6. Л. Лейн, Р. Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИЛ, 1960 г.