

ИЗЛУЧЕНИЕ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ $/p,t/$, $/t,p/$.

С.К. АБДУЛВАГАНОВА, С.А. ГАДЖИЕВ

БГУ им. М.А. Расул-заде,

370148, Баку, ул. Академика З. Халилова, 23

(Поступило 18.03.94)

В статье анализируются реакции $/p,t/$ и $/t,p/$ с излучением мягких фотонов. Вычислено сечение обеих реакций в лабораторной системе отсчета и произведена оценка сечений на основе экспериментальных данных. Оценки показывают, что сечение реакции $/p,t/$ на порядок больше $/t,p/$ и с увеличением энергии сечение первой реакции увеличивается.

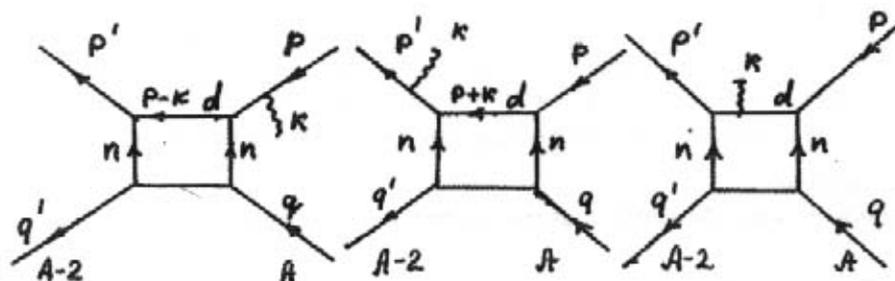
В работе [1] исследованы прямые ядерные реакции $/p,t/$ и $/t,p/$ и анализирована возможность описания этих реакций с помощью диаграммной техники в зависимости от энергии связи. Было выявлено, что при малой энергии связи существенный вклад в сечение вносит полюсная диаграмма, а при большой - четырехугольная; в области малых углов существенный вклад вносит диаграмма, где происходит одновременный независимый захват двух нуклонов. Для реализации этого процесса необходимо, чтобы энергия связи двух захватываемых или испускаемых нуклонов в ядре была значительно больше.

В данной работе мы анализируем реакции

$$p + A \rightarrow t + (A - 2) + \gamma \tag{1}$$

$$t + A \rightarrow p + (A + 2) + \gamma \tag{2}$$

в области малой энергии фотонов и считаем, что энергия связи нуклонов в ядре является значительно большей. Поэтому их описываем четырехугольной диаграммой. Первой реакции сопоставляются следующие диаграммы:



Следует отметить, что к этим диаграммам нужно добавить диаграммы, где фотоны испускаются ядрами.

Матричный элемент представим в следующем виде:

$$M_{\mu} = M_{\mu}^{(1)} + M_{\mu}^{(2)}$$

где $M_{\mu}^{(1)}$ содержит в себе все диаграммы, в которых фотоны испускаются свободными концами, а $M_{\mu}^{(2)}$ - излучение из ящика.

Рассмотрим первую диаграмму и определим для нее амплитуду:

$$\begin{aligned} \bar{U}(p')\Gamma_{\mu}(p, p') U(p) &\rightarrow \bar{U}(p')\Gamma(p-k, p') U(p-k) \rightarrow \\ \bar{U}(p')\Gamma_{\mu}(p-k, p') G(p-k) \hat{e}U(p) &\rightarrow \\ \bar{U}(p')\Gamma_{\mu} \frac{i\hat{p} - i\hat{k} + m}{(p-k)^2 - m^2} \hat{e}U(p) &\rightarrow -\bar{U}(p')\Gamma_{\mu} \left(\frac{p \cdot e}{p \cdot k} - \frac{\hat{k}\hat{e}}{2p \cdot k} \right) U(p) \end{aligned}$$

Опуская обкладки для первой и второй диаграммы можно написать следующее:

$$M_{\mu}^{(1)} = T_1 \left(\frac{p'_{\mu}}{p' \cdot k} + \frac{\hat{k}\gamma_{\mu}}{2p'k} \right) - T_2 \left(\frac{p_{\mu}}{p \cdot k} - \frac{\hat{k}\gamma_{\mu}}{2p \cdot k} \right) \quad (3)$$

где T_1 и T_2 - амплитуды для первой и второй диаграммы, которые зависят от следующих переменных:

$$\begin{aligned} T_1 &= T_1(p^2, q^2, q'^2, (p+k)^2, (p+q)^2) = T_1(m_3^2 - 2p' \cdot k, s) \\ T_2 &= T_2((p-k)^2, p'^2, q^2, q'^2, (p+q-k)^2) = T_2(m_1^2 - 2p \cdot k, s-x) \end{aligned}$$

где $s = (p+q)^2$, $x = 2k \cdot (p+q)$, m_1, m_3 - масса протона и тритона.

Разложим T_1 и T_2 - по степеням ω и ограничимся первой степенью по ω :

$$\begin{aligned} T_1 &= T_1(m_1^2, m_3^2, s) - 2p' \cdot k \frac{\partial T_1}{\partial m_3^2} + \dots \\ T_2 &= T_2(m_1^2, m_3^2, s) - 2p \cdot k \frac{\partial T_2}{\partial m_1^2} - x \frac{\partial T_2}{\partial s} + \dots \end{aligned}$$

Подставляя эти разложения в (3) получим:

$$M_{\mu}^{(1)} = \left(T - 2p' \cdot k \frac{\partial \Gamma}{\partial m_3^2} \right) \left(\frac{P'_{\mu}}{p' \cdot k} + \frac{\hat{k} \gamma_{\mu}}{2p' \cdot k} \right) - \left(T - 2p \cdot k \frac{\partial \Gamma}{\partial m_1^2} - x \frac{\partial \Gamma}{\partial s} \right) \left(\frac{P_{\mu}}{p \cdot k} - \frac{\hat{k} \gamma_{\mu}}{2p \cdot k} \right)$$

Из требования калибровочной инвариантности

$$k_{\mu} M_{\mu} = k_{\mu} M_{\mu}^{(1)} + k_{\mu} M_{\mu}^{(2)} = 0$$

определяется $M_{\mu}^{(2)}$ и полный матричный элемент для трех диаграмм имеет вид:

$$M_{\mu}^{(2)} = 2p'_{\mu} \frac{\partial \Gamma}{\partial m_3^2} - 2p_{\mu} \frac{\partial \Gamma}{\partial m_1^2} + 2(p+q)_{\mu} \frac{\partial \Gamma}{\partial s},$$

$$M_{\mu} = eT(s, t) \left(\frac{P'_{\mu}}{p' \cdot k} - \frac{P_{\mu}}{p \cdot k} + \frac{\hat{k} \gamma_{\mu}}{2p' \cdot k} + \frac{\gamma_{\mu} \hat{k}}{2p \cdot k} \right). \quad (4)$$

Выражение аналогичное (4) было получено Лоу [2] с помощью обобщенного тождества Уорда [см. также 3,4,5]. Теперь в (4) можно включить другие диаграммы, где излучение обусловлено ядрами:

$$M_{\mu} = \bar{U}_{\tau} \left\{ e \left(\frac{P'_{\mu}}{p' \cdot k} - \frac{P_{\mu}}{p \cdot k} + \frac{\hat{k} \gamma_{\mu}}{2p' \cdot k} \right) T(s, t) + Z e \left(\frac{q'_{\mu}}{q' \cdot k} - \frac{q_{\mu}}{q \cdot k} \right) T(s) \right\} U_{\nu} \quad (5)$$

Здесь мы полагаем, что спин ядра равен нулю. Сечение определяется как обычно:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \delta^4(\sum p_{\tau} - \sum p_{\iota}) |M_{\iota \rightarrow \tau}|^2 \frac{1}{4J} \prod \frac{d^3 p'_a}{(2\pi)^3 2E'_a}$$

Здесь J - поток падающих частиц.

Возведем (5) в квадрат и выделим амплитуду $T(s)$ в виде отдельного множителя: для этого амплитуду $T(s, t)$ представим в следующем виде:

$$\bar{U}_c T(s, t) U_p = \bar{U}_c \left[A(s, t) + \frac{i}{2} (\hat{p} + \hat{p}' - \hat{k}) B(s, t) \right] U_p$$

В дальнейшем мы будем считать, что реакции (1) и (2) осуществляются за счет образования составного ядра и это создает некоторый изотропный фон. Образование изотропного фона /симметричное угловое распределение/ позволяет рассмотреть эти реакции в состоянии с полным моментом равным нулю /спин ядра мы полагаем равным нулю/; это означает, что в амплитуде $\bar{U}_c T(s, t) U_p$ мы можем положить $B(s, t) = 0$.

Таким образом квадрат полного матричного элемента будет иметь вид:

$$|M|^2 = e^2 |T|^2 \left\{ \left(\frac{p' \cdot \varepsilon}{p'k} - \frac{p \cdot \varepsilon}{pk} - \frac{\hat{k} \hat{\varepsilon}}{2pk} + \frac{\hat{k} \cdot \varepsilon}{2pk} + z \frac{q' \varepsilon}{q'k} - z \frac{q \varepsilon}{qk} \right) \times \right. \\ \times (i\hat{p}' - m_3) \left(\frac{p' \varepsilon}{p'k} - \frac{p \cdot \varepsilon}{p \cdot k} - \frac{\hat{\varepsilon} \hat{k}}{2p'k} + \frac{\hat{\varepsilon} \hat{k}}{2pk} + z \frac{q' \varepsilon}{q'k} - \right. \\ \left. \left. - z \frac{q \varepsilon}{qk} \right) (i\hat{p} - m_1) \right\}, \quad (6)$$

где ε - вектор поляризации фотона. Теперь можно провести соответствующие выкладки. Усредняя и суммируя выражение (6) по спинам и поляризациям, проводя интегрирование по конечным импульсам и углам в лабораторной системе отсчета, получим следующее выражение:

$$d\sigma = \frac{E \sigma_0 (A-2)^{-1} d\omega}{16\pi r E_3 m A} \left\{ (E+2m) \left(1 + \frac{2m(2E+7m)}{\omega(4E+5m)} \right) - \right. \\ \left. - \frac{1}{2m\rho} \left[\frac{m\rho^2}{\omega} (2E+m) + (E+m) (E^2 - 3mE - 2m^2) \right] 1n \frac{E-p}{E+p} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\rho} \left[\frac{p^2}{\omega} (2E+m) - 2(E^2 + 2mE - 10m^2) \right] 1n \frac{E+2m-p}{E+2m+p} \right\} \quad (7)$$

Здесь $E_3 = E + 2m - \omega$, E - энергия падающего протона, а σ_0 - сечение реакции (1) без излучения. Для реакции (2) получено следующее выражение:

$$d\sigma = \frac{E\sigma_0(A+2)^{-1}d\omega}{16\pi\rho E_3 m\omega A} - \left\{ \frac{8m}{4E-13m}(8Em-16m^2-E^2) + \right. \\ \left. + \omega(E-2m) + \frac{1}{2p}[p^2(9m-2E) - \omega(13mE-2E^2-9m^2)] \right\} \times \quad (8) \\ \times \ln \frac{E-p}{E+p} + \frac{1}{2p}[p^2(9m-2E) - \omega(4m^2+7mE)] \ln \frac{E-2m-p}{E-2m+p}$$

Здесь E - энергия падающего тритона, а $E_3 = E - 2m - \omega$; при получении выражений (7) и (8) мы ограничивались членами $\frac{A}{\omega} + B$. Учет высших степеней по ω был бы превышением точности, так как при разложении амплитуд T_1 и T_2 в ряд по степеням ω мы оставили члены нулевой степени по ω . В этом приближении члены пропорциональные ω^n могут внести несущественный вклад.

Теперь проанализируем выражения (7) и (8) для умеренных фотонов. В этом случае удобно рассматривать $\omega \frac{d\sigma}{d\omega}$ при $\frac{p^2}{m^2} \ll 1$

$$\frac{\left(\omega \frac{d\sigma}{d\omega}\right)_1}{\left(\omega \frac{d\sigma}{d\omega}\right)_2} \approx \frac{1}{12} \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{02}} \left(1 + \frac{4}{A-2}\right).$$

В работе [1] реакции (1) и (2) проанализированы для ядер $A = 162$ и $A = 164$ и выявлено, что сечение реакций зависит от заселенности уровней; полагая, что ядро-мишень для протона и для тритона имеет одинаковое A , для ядер с $A = 162$ и $A = 164$ член с $\frac{4}{A-2} \approx \frac{1}{140}$ вносит вклад порядка 3%, поэтому этим членом можно пренебречь и

$$\frac{\left(\omega \frac{d\sigma}{d\omega}\right)_1}{\left(\omega \frac{d\sigma}{d\omega}\right)_2} \approx \frac{1}{12} \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{02}}.$$

Теперь, используя экспериментальные данные [6-8], можно оценить это отношение; отметим, что эксперименты проводились в области малых углов $|\Theta \approx 0^\circ|$ для энергии $p = (17 \div 35) \text{ МэВ}$. Эти значения энергии соответствуют условию $\frac{p^2}{m^2} \ll 1$. Данные эксперимента дают следующее:

$$\frac{\sigma_{01}}{\sigma_{02}} \approx \frac{14}{37}, \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{02}} \approx \frac{3}{4}, \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{02}} \approx \frac{3}{2}, \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{01}} \approx \frac{5}{4}.$$

Используя эти данные можно заключить, что

$$\frac{\left(\omega \frac{d\sigma}{d\omega}\right)_1}{\left(\omega \frac{d\sigma}{d\omega}\right)_2} \approx \frac{1}{10}.$$

Таким образом, мы заключаем, что при малых энергиях вероятность первой реакции на порядок больше второй; с увеличением энергии падающих частиц вероятность первой реакции увеличивается, а второй реакции падает. Это заключение становится очевидным, если оценить логарифмические члены в выражениях (7) и (8).

В заключение отметим, что вклад последнего члена выражения (5) в сечения (7) и (8) незначителен. Таким образом, излучение в реакциях (1) и (2), в основном, обусловлено протоном и тритоном.

Литература

1. Абдулвагабова С.К. Физика атомов и элементарных частиц. Темат. сбор. науч. труд. АГУ Баку-1982, с.79.
2. Low F. Phys. Rev., 1956 101, 1828.
3. Гаджиев С.А. Изв. АН Аз.ССР. 1968, 6, 98.
4. Гаджиев С.А. Препринт ИФАН Аз.ССР, 1971, № 2.
5. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.. Квантовая электродинамика. Наука, Москва, 1969, 442.
6. Ball G.S. et al. Nucl. Phys. A 1974 202, 334.
7. Rester A.S., Ball J.C. and Auble R.L. Nucl. Phys. A 1980 346, 371.
8. Lebrun C. et al. Phys. Rev. C 1979 19, 1224.

S. Q. Əbdülvahabova, S.Ə. Hacıyev

***/p,t/*, *t,p/* REAKSİYALARINDA ŞÜALANMA**

Məqalədə kiçik enerjili fotonların şüalanması ilə */p,t/* və *t,p/* reaksiyaları tədqiq edilir. Laboratoriya sistemində hər iki reaksiyanın effektiv kəsimləri hesablanır və təcrübi nəticələrə əsasən qiymətləndirilir. Hesablamalar göstərir ki, */p,t/* reaksiyasının effektiv kəsimi *t,p/* reaksiyasının effektiv kəsimindən bir tərtib böyükdür və enerjinin artması ilə artır.

S.K. Abdulgabova, S.A. Gadjev

THE EMISSION IN THE NUCLEAR REACTIONS */p,t/*, *t,p/*

In the present work the cross-section in the */p,t/* and *t,p/* reactions with the low-energy γ -ray emission is analyzed. It is shown that the cross-section in the */p,t/* reaction is larger than in the *t,p/* reaction. We analyzed the variation of the cross-section with respect to the increasing of energy. The results are compared with available experimental data.