*Краткие сообщения по физике № 2 1977*

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НУКЛОНОВ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ РЕАКЦИИ $\gamma + d \to p + n + \pi^0$

Ю. Н. Кременцова, А. И. Лебедев, Л. С. Татаринская

УДК 539.172.3

Обсуждается возможность изучения изотопической структуры однонуклонных амплитуд фоторождения мезонов, основанная на использовании взаимодействия нуклонов в конечном состоянии реакции $\gamma + d \to p + n + \pi^0$. Показано, что при малых относительных импульсах np-системы изоскалярный вклад в сечение этой реакции усиливается за счет np-взаимодействия.

Для изучения фоторождения $\pi^0$-мезонов на нейтронах используются реакции фотообразования их на дейтерии, в частности, реакция

$$\gamma + d \to p + n + \pi^0. \tag{I}$$

Реакция $\gamma + n \to \pi^0 + n$ совместно с $\gamma + p \to \pi^0 + p$ дает сведения об изоскалярной (o) и изовекторной (+) частях амплитуд фоторождения, знание которых необходимо для выяснения механизмов образования мезонов фотонами и для проверки моделей строения адронов /I/. Изоскалярная часть амплитуды как правило мала /2/ и поэтому определяется из экспериментальных данных с большими погрешностями. Ниже обсуждается способ ее изучения, использующий взаимодействие нуклонов в конечном состоянии реакции (I).

Квадрат матричного элемента этой реакции, вычисленный в импульсном приближении с учетом взаимодействия нуклонов в S-состояний, имеет вид /2,3/ (в системе ц.м. $\gamma$-d в единицах $\hbar = m_\pi = c = 1$):

$$|T|^2 = \left\{\frac{2}{3}\left|\vec{K}^+(I_+^t + I_-^t) + \vec{K}^\circ(I_+^t - I_-^t)\right|^2 + \frac{1}{3}\left|\vec{K}^+(I_+^s - I_-^s) + \vec{K}^\circ(I_+^s + I_-^s)\right|^2 + \left|L^+(I_+^t + I_-^t) + L^\circ(I_+^t - I_-^t)\right|^2\right\}. \tag{2}$$

Здесь $\hat{K}$ и $L$ – зависящая и не зависящая от спина части амплитуд фоторождения на нуклоне, $I_{\pm}^{t,s}$ – переходные формфакторы

$$I_{\pm}^{t,s}(\vec{p},\vec{\Delta}) = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\alpha}{1-\alpha r_t}}\left\{\frac{2}{\alpha^2 + (\vec{p} \pm \vec{\Delta})^2} + \frac{\sin\delta^{t,s}}{p\Delta}\left[\cos\delta^{t,s}(B - \right.\right.$$

$$\left. - \Delta\rho_{t,s}) - \sin\delta^{t,s}A\right] + i\,\frac{\sin\delta^{t,s}}{p\Delta}\left[\sin\delta^{t,s}(B-\Delta\rho_{t,s}) + \right.$$

$$\left.\left. + \cos\delta^{t,s}A\right]\right\}, \qquad (3)$$

где $\vec{p} = \frac{1}{2}(\vec{p}_p - \vec{p}_n)$, $\vec{\Delta} = \frac{1}{2}(\vec{k} - \vec{q})$, $\vec{p}_p$, $\vec{p}_n$, $\vec{k}$, $\vec{q}$ – импульсы протона, нейтрона, фотона и мезона, $\alpha = \sqrt{M\varepsilon}$, $M$ – масса нуклона, $\varepsilon$ – энергия связи дейтона, $B = \operatorname{arctg}\frac{2\alpha\Delta}{\alpha^2 + p^2 + \Delta^2}$, $A = \frac{1}{2}\times$ $\times \ln\frac{\alpha^2+(p+\Delta)^2}{\alpha^2+(p-\Delta)^2}$, $\rho_{t,s} = \frac{1}{2}(r_t + r_s)$, $r_{t,s}$ и $\delta^{t,s}$ – эффективные радиусы и S-фазы np-взаимодействия в триплетном и синглетном состояниях. При небольших относительных импульсах фазы $\delta$ выражаются через $r_{t,s}$ и длины np-рассеяния $a_{t,s}$:

$$p\,\mathrm{ctg}\,\delta^{t,s} \doteq -\frac{1}{a_{t,s}} + \frac{1}{2}r_{t,s}p^2. \qquad (4)$$

Из выражений (3) и (4) видно, что амплитуда реакции (I) имеет полюса не только при $p_{p,n}^2 = -\alpha^2$ (полюса однонуклонного обмена), но и полюса по относительному импульсу при $p^2 \simeq -1/a_{t,s}^2$, соответствующие триплетному реальному и синглетному виртуальному уровням np-системы /2/. Экстраполированная в эти полюса величина $|T|^2(p^2a_{t,s}^2 + 1)^2$ выражается только через изовекторные или изоскалярные части однонуклонных амплитуд фоторождения. Однако экстраполяционная процедура может осложняться взаимным влиянием полюсов при $p^2 \simeq -1/a_{t,s}^2$ и при $p_{p,n}^2 = -\alpha^2$. Поэтому представляет интерес рассмотреть относительную роль взаимодействия нуклонов в триплетном и синглетном состояних при малых, но физических значениях $p$. Поскольку синглетный полюс лежит ближе к физической области, он должен сильнее проявляться в $|T|^2$ при $p\to 0$, если только изоскалярные амплитуды не очень малы.

Вычислим зависимость сечения реакции $\gamma + d \to p + n + \pi^0$ от $p$ для случая

$$\vec{p}_p \parallel \vec{p}_n, \qquad \Delta \vec{p} = 0. \tag{5}$$

Выбор (5) фиксирует кинематику процесса (I); при этом $q = k\cos\theta$,

$$\Delta = \frac{1}{2} k\sin\theta, \; p^2 = M\left[k + \frac{k^2}{4M}(1 - \cos^2\theta) - \sqrt{1 + k^2\cos^2\theta}\right],$$

$\theta$ - угол вылета мезона, $I_+^{t,s} = I_-^{t,s} = I^{t,s}$ и сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dp d\Omega_p d\Omega_q} = 4p^2 N\left[G^t \left(\frac{2}{3} |\vec{K}^+|^2 + |L^+|^2\right] + \frac{1}{3} G^s |\vec{K}^0|^2\right]. \tag{6}$$

Здесь

$$G^{t,s} = |I^{t,s}|^2 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\alpha}{1-\alpha r_t}\left\{\frac{4}{(\alpha^2+p^2+\Delta^2)^2} + \frac{4}{\alpha^2+p^2+\Delta^2} \frac{\sin\delta^{t,s}}{p\Delta} \times\right.$$

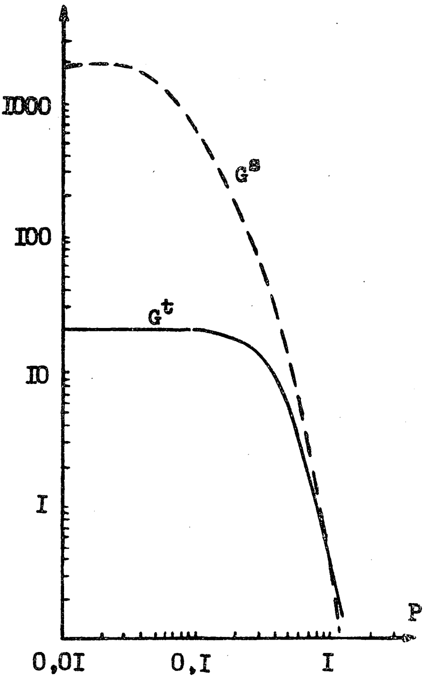
$$\times\left[\cos\delta^{t,s}(B - \Delta\rho_{t,s}) - \sin\delta^{t,s} A\right] + \frac{\sin^2\delta^{t,s}}{p^2\Delta^2} \times$$

$$\left.\times\left[(B - \Delta\rho_{t,s})^2 + A^2\right]\right\}, \tag{7}$$

$N$ - нормировочный множитель

$$N = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{q}{k} \frac{M^2+2kM}{2\sqrt{M^2+kM}} \frac{E_d(E_p+E_n)}{\left[4E_pE_n(E_p+E_n)+E_\pi(E_p+E_n)^2-4E_\pi p^2\right]}, \tag{8}$$

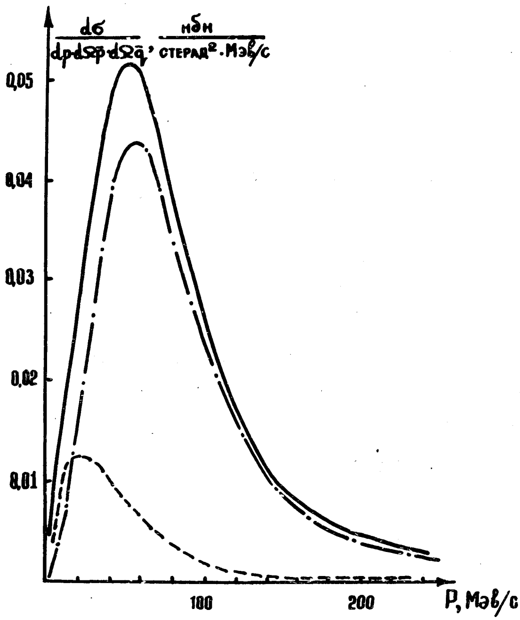
$E_d, E_p, E_n, E_\pi$ - полные энергии дейтона, протона, нейтрона и $\pi$-мезона соответственно. График зависимости коэффициентов $G^t$ и $G^s$ от $p$ для энергии в лабораторной системе координат $k^л = 590$ Мэв приведен на рис. I. Как и следовало ожидать, при $p \to 0$ коэффициенты $G^s$ и $G^t$ растут, причем коэффициент при изоскалярном вкладе в сечение в $\sim$IOO раз больше коэффициента при изовекторном вкладе. Хотя фазовый объем в значительной мере подавляет сечение при малых $p$, тем не менее и при относительных импульсах, соответствующих максимуму в распределении $\frac{d\sigma}{dp d\Omega_p d\Omega_q}$ по $p$, усиление вклада изоскалярных амплитуд в сечение имеет место. На рис. 2 приведено сечение $\frac{d\sigma}{dp d\Omega_p d\Omega_q}$, вычисленное с использованием однонуклонных амплитуд фоторождения $\pi$-мезонов /4/. Как видно из рисунка, изоскалярный вклад в сечение не мал и, например, при $p = 24$ Мэв/с составляет $\sim 40\%$.




Р и с. I. Коэффициенты $G^s$ и $G^t$ при изоскалярной и изовекторной амплитудах в выражении (6) в функции относительного импульса двух нуклонов р для $k^\pi = 590$ Мэв (в единицах $\hbar = m_{\pi^0} = c = 1$)

Таким образом измерение $\frac{d\sigma}{dp d\Omega_p d\Omega_q}$ при малых $p$ может дать дополнительную информацию об изоскалярных амплитудах фоторождения. Интересно также отметить, что в формуле (6) комбинация $\left(\frac{2}{3}|\vec{K}^+|^2 + |L^+|^2\right)$ выражается через сечение процесса $\gamma + d \to \pi^0 + d$ /5/, и изучение этого процесса совместно с реакцией (I) позволяет непосредственно выделить вклад изоскалярных переходов.

Выбор кинематики (5) соответствует малым импульсам нуклонов в лабораторной системе координат, что затрудняет реалистическую постановку экспериментов. Однако эффект усиления изоскалярного




Р и с. 2. Зависимость сечения $\frac{d\sigma}{dp\,d\Omega_p\,d\Omega_q}$ реакции $\gamma + d \to n + p + \pi^0$ от $p$ (сплошная кривая); пунктирная и штрихпунктирная кривые – соответственно изоскалярный и изовекторный вклады

вклада в сечение можно использовать в иной кинематике. В частности, в лабораторной системе координат при $\vec{p}^{\,л} \perp \vec{k}^{\,л}$ и $|\vec{p}_p^{\,л}| = |\vec{p}_n^{\,л}|$ для энергии фотонов 560 Мэв и угла вылета мезонов 90° импульсы нуклонов, соответствующие $p = 0$, не малы ($p_p = p_n = 350$ Мэв/с), а коэффициент при изоскалярном вкладе в сечение приблизительно в 40 раз превышает коэффициент при изовекторном вкладе.

Очевидно, что предложенный метод определения изотопической структуры однонуклонных амплитуд фоторождения может быть использован при рассмотрении процессов $\gamma + d \to \eta + p + n$, $\gamma + d \to \rho^0 + p + n$ и др.

Поступила в редакцию
10 сентября 1976 г.

Литература

1. R. L. Walker. Proceed. 4 Intern. Symp. on Electron Photon Interaction, Daresbury, p. 23, (1965).
2. А. М. Балдин. Труды ФИАН, 19, 3 (1963).
3. А. И. Лебедев, Е. И. Тамм. Труды ФИАН, 34, 3 (1966).
4. R. G. Moorhouse, H. Oberlack, A. H. Rosenfeld. Phys.Rev., D9, 1 (1974).
5. Б. Б. Говорков, Ю. Н. Кремешцова, А. И. Лебедев, Б. Ф. Полищук. ФТИ АН УССР, Вопросы атомной науки и техники, Серия: Физика высоких энергий и атомные ядра, Вып. 2(4), стр. 48, Харьков, 1973 г.