ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3546

Ч. Цэрэн

РАССЕЯНИЕ П-МЕЗОНОВ НА ВЫСТРОЕННОМ ДЕЙТРОНЕ И СТРУКТУРА ДЕЙТРОНА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1967г

P2 - 3546

Ч. Цэрэн

РАССЕЯНИЕ П-МЕЗОНОВ НА ВЫСТРОЕННОМ ДЕЙТРОНЕ И СТРУКТУРА ДЕЙТРОНА

Направлено в ЯФ

Рассеяние частицы на дейтроне при высоких энергиях вперед описывается так называемым импульсным приближением (однократное рассеяние)/1/.

Существенной чертой этого приближения является то, что полное сечение взаимодействия π -мезонов с дейтроном не зависит от спинового состояния дейтрона.

Учет многократного рассеяния частицы на нуклонах внутри ядра приводит к двоякого рода эффектам: во-первых, изменяется не зависящая от спина часть сечения, во-вторых, появляется зависимость сечения от выстроенности дейтрона. Таким образом, полное $\pi - d$ сечение равно:

$$\sigma_{\pi d} = \sigma_{\pi p} + \sigma_{\pi n} + \delta\sigma + \sigma_1 - \frac{\langle \epsilon^* (SK)^2 \epsilon \rangle}{K^2} \sigma_1 \ , \qquad ^{x/}$$

где S - спин дейтрона, а K -импульс падающего π -мезона в лабораторной системе.

Величина $\delta\sigma$ в дифракционном приближении впервые оценена Глаубером (эффект Глаубера) /2,3/. Нами в том же приближении вычислена величина σ_1. Кроме того также в приближении Глаубера в районе резонанса Δ_{33} нами рассчитан вклад двойного рассеяния с учетом спина, т.е. зависимость полного $\pi - d$ сечения от выстроенности дейтрона.

В приближении Глаубера амплитуду упругого $\pi - d$ (или $k - d$) рассеяния вперед можно записать в виде/3/:

---

x) Если ввести неприводимые тензоры T_{JM}, то эту формулу можно записать в виде:

$$\sigma_{\pi d} = \sigma_{\pi p} + \sigma_{\pi n} + \frac{1}{3}\sigma_1 - \frac{\sqrt{2}}{3} T_{20}\sigma_1 + \delta\sigma$$

$$F_{\pi d}(0) = f_{\pi p}(0) + f_{\pi n}(0) + \frac{1}{2\pi K}\int S(q)\frac{1}{2}\,\mathrm{Sp}[\vec{\sigma}\vec{\epsilon}_1 f_{\pi p}(q)\vec{\sigma}\vec{\epsilon}_2\, f_{\pi n}(-q)]\, d^{(2)} q ,$$

где $S(q)$ – формфактор дейтрона, $\vec{\epsilon}_1$, $\vec{\epsilon}_2$ – векторы поляризации дейтрона в начальном и конечном состояниях, $\vec{\sigma}$ – матрица Паули, f_{XN} – амплитуда рассеяния $\pi(k)$ —мезонов на нуклонах.

Используя оптическую теорему, получим выражение для $\pi-d$ – сечения:

$$\sigma_{\pi d} = \sigma_{\pi p} + \sigma_{\pi n} + \frac{2}{K^2}\int S(q)\,\mathrm{Re}\left\{\frac{1}{2}\,\mathrm{Sp}[\vec{\sigma}\vec{\epsilon}_1 f_{\pi n}(q)\vec{\sigma}\vec{\epsilon}_2 f_{\pi n}(-q)]\right\} d^{(2)} q .$$

Член вида:

$$\frac{2}{K^2}\int S(q)\;\; \mathrm{Re}\left\{\frac{1}{2}\,\mathrm{Sp}[\vec{\sigma}\vec{\epsilon}_1 f_{\pi p}(q)\vec{\sigma}\,\vec{\epsilon}_2\, f_{\pi n}(-q)]\right\} d^{(2)} q \qquad (1)$$

выражает вклад двойного рассеяния π –мезона на нуклонах внутри дейтрона в импульсное приближение.

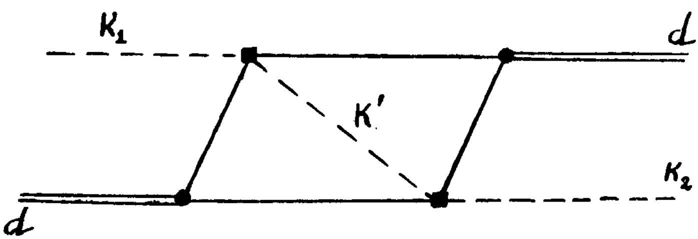

Рис. 1. Вклад двойного рассеяния в $\pi-d$ –амплитуду.

После выполнения несложных, но громоздких преобразований выражение (1) принимает вид:

$$\frac{4\pi}{K^2}\int_0^{2K} S(q)\left[a_1 a_2\,\epsilon^2 - n^2\, b_1\, b_2\,\frac{(\vec{\epsilon}\,\vec{K})^2}{K^2}\right] q\, dq = \delta\sigma + \frac{\langle(\vec{\epsilon}\,\vec{K})^2\rangle}{K^2}\sigma_1 \,. \qquad (2)$$

Здесь a_1, a_2 и b_1, b_2 – спин-независимые и спин-зависимые амплитуды пион-нуклонного рассеяния соответственно,

$$\frac{\langle (\vec{\epsilon}\vec{K})^2 \rangle}{K^2} = 1 - \frac{\langle \epsilon^* (\vec{S}\vec{K})^2 \cdot \epsilon \rangle}{K^2}, \quad \vec{n} = \vec{K} \times \vec{K}'. \tag{2'}$$

Существует возражение по поводу того, что в районе резонанса выполняется импульсное приближение. В пользу этого говорит работа /4/, где показано, что вклад двойного рассеяния в области резонанса Δ_{33} уменьшает сечение почти на 40%. Однако экспериментальные данные /5/ указывают, что такая поправка не превосходит 15%. Для того чтобы понять это противоречие, вычислим вклад двойного рассеяния в области резонанса Δ_{33}, с учетом поведения волновой функции дейтрона в окрестности нуля.

Для этого берем модифицированную волновую функцию дейтрона. Пусть

$$\text{(I)} \qquad \psi(r) = \sqrt{\frac{\alpha\beta(\beta+\alpha)}{(\beta-\alpha)^2}} \; \frac{e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}}{r},$$

где $\alpha = \sqrt{mB}$ B – энергия связи дейтрона, β – параметр на малых расстояниях.

Будем считать, что спин-зависимые и спин-независимые амплитуды не зависят от угла рассеяния. Тогда в районе резонанса Δ_{33} можно получить выражения для $\delta\sigma$ и σ_1 вида:

$$\delta\sigma = \frac{32\pi}{K^2}\frac{(\alpha+\beta)\beta}{(\beta-\alpha)^2}\frac{\alpha}{K}\Big\{\frac{14}{15}\Big(\mathrm{arctg}\frac{K}{\alpha} + \mathrm{arctg}\frac{K}{\beta} - 2\,\mathrm{arctg}\frac{2K}{\alpha+\beta}\Big) +$$

$$+\frac{1}{5}\frac{4\alpha^3 + 4\beta^3 - (\alpha+\beta)^3}{K^3} - \Big(\frac{\alpha}{K} + \frac{4}{3}\frac{\alpha^3}{K^3} + \frac{4}{5}\frac{\alpha^5}{K^5}\Big)\ln\frac{\alpha^2+K^2}{\alpha^2} - \quad (3)$$

$$-\Big(\frac{\beta}{K} + \frac{4}{3}\frac{\beta^3}{K^3} + \frac{4}{5}\frac{\beta^5}{K^5}\Big)\ln\frac{\beta^2+K^2}{\beta^2} + \Big[\frac{\alpha+\beta}{K} + \frac{1}{3}\frac{(\alpha+\beta)^3}{K^3} + \frac{1}{20}\frac{(\alpha+\beta)^5}{K^5}\Big]\ln\frac{(\alpha+\beta)^2+4K^2}{(\alpha+\beta)^2}\Big\}$$

$$\sigma_1 = -\frac{16\pi}{K^2}\frac{(\alpha+\beta)\beta}{(\beta-\alpha)^2}\frac{\alpha}{K}\Big\{\frac{8}{15}\Big(\operatorname{arctg}\frac{K}{\alpha}+\operatorname{arctg}\frac{K}{\beta}-2\operatorname{arctg}\frac{2K}{\alpha+\beta}\Big)-$$

$$-\frac{1}{10}\frac{4\alpha^3+4\beta^3-(\alpha+\beta)^3}{K^3}+\Big(\frac{2}{3}\frac{\alpha^3}{K^3}+\frac{2}{5}\frac{\alpha^5}{K^5}\Big)\ln\frac{\alpha^2+K^2}{\alpha^2}+$$

$$+\Big(\frac{2}{3}\frac{\beta^3}{K^3}+\frac{2}{5}\frac{\beta^5}{K^5}\Big)\ln\frac{\beta^2+K^2}{\beta^2}-\Big[\frac{1}{6}\frac{(\alpha+\beta)^3}{K^3}+\frac{1}{40}\frac{(\alpha+\beta)^5}{K^5}\Big]\ln\frac{(\alpha+\beta)^2+4K^2}{(\alpha+\beta)^2}\Big\}. \tag{4}$$

С помощью формул (3) и (4) сделана численная оценка. Мы выбирали $\alpha = 45$ Мэв, $\beta = 5\alpha$ и $K = 310$ Мэв. Тогда оценка показала, что вклад двойного рассеяния в районе Δ_{33} резонанса составляет около 5%.

Прн другом же выборе параметра β ($\beta = 7\alpha$) такой вклад оказался равным 9%.

Таким образом видно, что полное сечение упругого $\pi - d$ рассеяния очень чувствительно к поведению волновой функции на малых расстояниях.

Вычислим теперь сечение (σ_1) на выстроенном дейтроне при высоких энергиях вперед. Представляя волновую функцию дейтрона в общем виде

$$\text{(II)}. \quad \psi(r) = N\phi(r)\frac{e^{-\alpha r}}{r},$$

где $N^2 = \frac{3\alpha}{4\pi}$ нормировочный коэффициент, который, как показал Смородинский/6/, нечувствителен к поведению волновой функции на малых расстояниях, с граничными условиями:

$$\phi(0) = 0,$$

$$\phi(\infty) = 1,$$

и разлагая $\phi(r)$ в окрестности нуля в ряд, получим выражение для (σ_1) с точностью до членов порядка $\frac{\alpha^2}{K^2}$

$$\sigma_1 = -\frac{16\pi^2}{K^2}\frac{N^2}{K}\frac{2\alpha\phi'^2(0)-\phi'(0)\phi''(0)}{K^3}\Big\{B(1)\Big[\ln\frac{\alpha^2+K^2}{\alpha^2}-2\Big]+ \tag{5}$$

$$+\sum_{n=1}^{\infty} B^{(n)}(1)\frac{(-1)^n 2^n}{n(n+1)!}\Big\}.$$

Здесь $B(\cos\theta) = b_{\pi n}(\cos\theta)\, b_{\pi p}(\cos\theta)$, $B^{(n)}(1)$ производная n -го порядка по углам рассеяния при значении $q = 0$.

Используя соотношения

$$2\alpha\,\phi'(0) - \phi''(0) = -2m\,[\,v(r)\,r\,](0)\,\phi'(0)\,, \tag{6а}$$

$$\phi'(0) \approx -\frac{1}{2m\int v(r)\,r^2\,dr}\,, \tag{6в}$$

формулу (5) можно переписать в виде

$$\sigma_1 = \frac{8\pi^2}{K^2}\,\frac{N^2}{K}\,\frac{[\,v(r)\,r\,](0)}{mK^3\left(\int v(r)\,r^2\,dr\right)^2}\left\{ B(1)\left[\ln\frac{\alpha^2+K^2}{\alpha^2}-2\right] + \sum_{n=1}^{\infty} B^{(n)}(1)\,\frac{(-1)^n\,2^n}{n\,(n+1)\,!}\right\}. \tag{7}$$

Таким образом, измерение величины σ_1 позволяет получить новую информацию о структуре дейтрона на малых расстояниях или о нуклон-нуклонном потенциале на малых расстояниях.

Заметим, что в случае прямоугольной ямы величина σ_1 равна нулю вследствие (6а) и (5).

Автор искренне благодарен профессору Л.И. Лапидусу и А.В. Тарасову за многочисленные полезные обсуждения и постоянную помощь в работе.

Литература

1. G.F.Chew. Phys. Rev., 80, 196 (1960).
2. R. Glauber Phys.Rev., 100, 242 (1955).
3. V.Franco and R.Glauber. Phys.Rev., 142, 1195 (1966).
4. H.Pendleton. Phys. Rev., 131, 1833 (1963).

5. А.Е. Игнатенко, А.И. Мухин, Е.Б. Озеров, Б.М. Понтекорво. ДАН СССР, 103 (2) 1955, ЖЭТФ 30, (1) 1956.

6. А.И. Ахиезер, И.Я. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. Издание II, Москва 1950.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 октября 1967 г.