

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ „КУМУЛЯТИВНОГО“ МЕЗОНООБРАЗОВАНИЯ

Л. А. Кондратьев, В. Б. Копелович¹⁾

Показано, что механизм образования π -мезонов высоких энергий ($E_\pi > \frac{1}{2} E_d$) дейтронами, состоящий в том, что π -мезон, рожденный одним из нуклонов, получает дополнительную энергию за счет рассеяния на втором нуклоне, существен при отличных от нуля составляющих $k_{\pi\perp}$

В экспериментах [1, 2] наблюдалось образование π^- -мезонов ускоренными ядрами дейтерия с энергией π -мезонов, существенно превышающей половину кинетической энергии дейтрона ($x_d > 0,5$). Вычисления [2] показали, что вклад простейшего механизма – импульсного приближения с учетом фермиевского движения нуклонов в дейтроне (см. рис. 1) – недостаточен для объяснения эффекта.

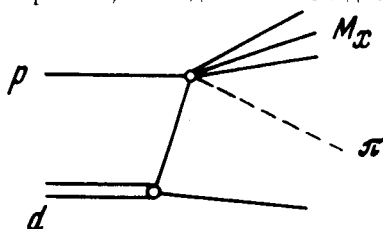


Рис. 1

В настоящей работе рассмотрен механизм кумулятивного мезонообразования дейтронами на нуклонах, состоящий в том, что π -мезон, рожденный одним из нуклонов дейтрона, получает дополнительную энергию в результате рассеяния на втором нуклоне (рис. 2). Рассмотрим случай $E \gg m$, где E – энергия на 1 нуклон дейтрона, m – масса нуклона. Удобно перейти в систему покоя дейтрона, в которой кумулятивные π -мезоны с $k_{\perp} \ll m$ вылетают в заднюю полусферу [3], причем кинематическая граница для π -мезонов, рожденных в NN -соударении, имеет вид: $k(1 + \cos \theta) \leq m$, а в Nd -взаимодействии: $k(1 + \cos \theta) \leq 2m$ (θ – угол между направлениями импульсов π -мезона и падающих нуклонов, $\theta = 0$ для π -мезонов, летящих назад; массой π -мезона пренебрегаем). Нетрудно убедиться в том, что без учета фермиевского движения нуклонов в дейтроне граница разрешенной области для π -мезонов расширяется в результате перерассеяния на втором неподвижном нуклоне:

$k \leq \frac{m}{2(1 - \sin \theta/2)}$. Величина x_d – отношение импульсов π -мезона и дей-

трона, которая в системе покоя дейтрона равна $x_d = \frac{k(1 + \cos \theta)}{2m}$, мо-

жет достигать значения

$$x_d^{max} = \frac{1}{2} (1 + \sin \theta/2). \quad (1)$$

¹⁾ Сотрудник института ядерных исследований АН СССР.

Так как $k_{\perp} = k \sin \theta$, то граница разрешенной области лежит тем дальше, чем больше k_{\perp} . При $k_{\perp} = 0$ и $E \gg m$ граница области не изменяется по сравнению с тем, что имеет место для реакции $NN \rightarrow \pi \dots$.

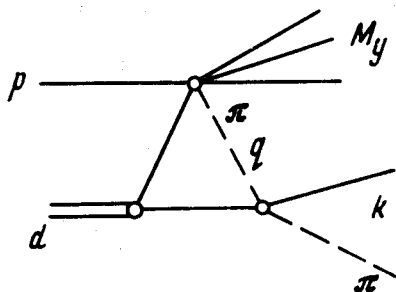


Рис. 2

Внутри разрешенной области и достаточно далеко от ее границы при вычислении дифференциального сечения образования π -мезонов можно пренебречь фермиевским движением нуклонов в дейтроне. Учитывая лишь вклад реального π -мезона в промежуточном состоянии в матричный элемент, соответствующий рис. 2, и пренебрегая зависимостью от массы виртуального нуклона в $pN \rightarrow \pi \dots$, получим:

$$k \frac{d^3 \sigma}{d^3 k} (x_d, k_{\perp}) \Big|_{dp \rightarrow \pi \dots} = \int q \frac{d^3 \sigma}{d^3 q} (y, q_{\perp}) \Big|_{Np \rightarrow \pi \dots} \frac{d\sigma}{d\Omega} (s_1, t_1) \Big|_{\pi N \rightarrow \pi N} \times$$

$$\times \frac{s_1 dy dq_{\perp}^2}{8\pi R^2 \Delta q [(q_1^2 - q_{\perp}^2)(q_{\perp}^2 - q_1^2)]^{1/2}} \quad (2)$$

Здесь $\Delta = k(1 + \cos \theta) - m$, q — величина промежуточного π -мезона,

$$q_{\perp}^{\pm} = \frac{m}{\Delta} \{ y k_{\perp} \pm y^{1/2} [ym(2k - m) - 2\Delta k]^{1/2} \}, s_1 = m^2 + 2mq, t_1 = -2m(q - k),$$

$$q = (q_{\parallel}^2 + q_{\perp}^2)^{1/2}; \quad q_{\parallel} = \frac{q_{\perp}^2 - m^2 y^2}{2my}.$$

$$q_{\perp}^- < q_{\perp} < q_{\perp}^+, \quad \frac{2\Delta k}{m(2k - m)} < y < 1, \quad y = 1 - \frac{M_y^2}{2mE} \quad (\text{см. рис. 2}), R - \text{радиус}$$

дейтрона: $1/R^2 = \int \rho(4p^2) p dp$, $\rho(p^2)$ — формфактор дейтрона. В гауссовской параметризации $R^2 = 66 \text{ Гэв}^{-2}$ [4]. Видно, что при $x_d \approx 0,5 (\Delta = 0)$ $0 < y < 1$, т. е. дают вклад практически все значения M_y^2 .

$$\text{При вычислении величины } \eta(x_d, k_{\perp}) = \frac{(d^3 \sigma / d^3 k)_{dp \rightarrow \pi \dots}}{(d^3 \sigma / d^3 k)_{pp \rightarrow \pi \dots}} \Big|_{x_d = x_p} \quad \left. \vphantom{\frac{(d^3 \sigma / d^3 k)_{dp \rightarrow \pi \dots}}{(d^3 \sigma / d^3 k)_{pp \rightarrow \pi \dots}}} \right\} \text{нуж-}$$

но иметь в виду, что в реакцию $dp \rightarrow \pi^-$ дают вклад три различных процесса: $pp \rightarrow \pi^- \dots$ с последующим рассеянием $\pi^- n \rightarrow \pi^- n$; $pn \rightarrow \pi^- \dots$ с рассеянием $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$, а также $pp \rightarrow \pi^0 \dots$ с перезарядкой $\pi^0 n \rightarrow \pi^- p$. Поскольку фрагментация $n \rightarrow \pi^-$ (или, что то же самое, $p \rightarrow \pi^+$) в 4–5 раз более вероятна, чем $p \rightarrow \pi^-$ [5–7], а $p \rightarrow \pi^0$ [7] в 1,5 раза вероятнее

$p \rightarrow \pi^-$, то ясно, что учет реакций $np \rightarrow \pi^- \dots$ и $pp \rightarrow \pi^0 \dots$ весьма важен при вычислении η .

Вблизи от границы разрешенной области и за ее пределами необходимо учитывать фермиевское движение нуклонов в дейтроне. Пусть

$x_d = \frac{1}{2} (1 + \sin \frac{\theta}{2}) + \epsilon$; $0 \leq \epsilon \ll 1$. Для вклада в сечение диаграммы рис. 2 получим при $\theta \gg \frac{m}{E}$, $\frac{1}{mR}$:

$$k \frac{d^3 \sigma}{d^3 k} \approx \frac{1}{16mk_{\perp}} \int q \frac{d^3 \sigma}{d^3 q} (y; q_{\perp}) \Big|_{Np \rightarrow \pi \dots} s_1 \frac{d\sigma}{d\Omega} (s_1, t_1) \Big|_{\pi N \rightarrow \pi N} \psi^2(p) \times$$

$$\times \left(\frac{m \sin \frac{\theta}{2}}{2(p - p_{min}) - q_{\parallel}'} \right)^{1/2} \frac{1}{q^2} dq_{\parallel}' dq_{\perp}' dp \quad (3)$$

$\psi(p) = \int_{p^2}^{\infty} \phi(p') dp'^2$, где $\phi(p)$ — волновая функция дейтрона в им-

пульсном представлении, $\int \phi^2(p) d^3 p = 1$; $\psi^2(p) = \frac{1}{R} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{3/2} e^{-2R^2 p^2}$

для гауссовской параметризации, $y = 1 - (1 - \sin \frac{\theta}{2}) q_{\parallel}' / m$.

Область интегрирования в (3): $0 \leq q_{\parallel}' \leq 2(p - p_{min})$, $q_{\perp}' < q_{\perp} < q_{\perp}^+$,

$$q_{\parallel}' = q_{\parallel} - q_{\parallel}^0 + (q_{\perp} - q_{\perp}^0) \frac{\cos \theta/2}{1 - \sin \theta/2} - \frac{p}{1 - \sin \theta/2}; \quad q_{\parallel}^0 = \frac{m \sin \theta/2}{1 - \sin \theta/2};$$

$$q_{\perp}^0 = \frac{m \cos \theta/2}{1 - \sin \theta/2}; \quad q_{\perp}^{\pm} = (\sin \theta/2 + 2\epsilon)^{-1} [k \sin \theta \pm (2m \sin \theta/2)^{1/2} (p - p_{min})^{1/2}].$$

$$p > p_{min} = \frac{4m\epsilon}{1 + \cos \theta}$$

Как и следовало ожидать, минимальное значение фермиевского импульса характеризуется величиной выхода в запрещенную область ϵ .

При $\theta = 0$ в смысле зависимости от фермиевского импульса механизм рис. 2 не имеет преимуществ перед импульсным приближением: $p_{min} = 2m\epsilon = 2k - m$. Это означает, что измерение эффекта при $\theta = 0$ позволило бы выделить высокоимпульсные компоненты волновой функции дейтрона вплоть до $p \sim m$. Расчет по формулам (2), (3) [8] показывает, что механизм с перерассеянием π -мезона приводит к величине $\eta \approx 10^{-2}$ при $x_d \approx 0,6$, $k_{\perp} = 0,5$ Гэв/с, что несколько меньше, чем в эксперименте [1, 2]. Детальный расчет эффекта будет проведен в более подробной статье. Необходимо иметь в виду, что при конечных энергиях кинематические границы имеют форму, заметно отличную от

асимптотической (при $E \gg m$). А именно: $k < \frac{m}{b^2 + b \cos \theta}$ в реакции

$$pN \rightarrow \pi^- \dots; \quad k < \frac{4m}{3b^2 - 1 + 2b \cos \theta}, \quad \text{в } pd \rightarrow \pi^+ \dots, \quad \text{и } k < \frac{m}{1 + b^2 - \sqrt{1 + b^2 - 2b \cos \theta}}$$

в процессе с перерассеянием на неподвижном нуклоне, $b^2 = (E + m)/(E - m)$. Нетрудно убедиться, что при уменьшении энергии кинематические границы для процессов $pd \rightarrow \pi^+ \dots$ и процесса с перерассеянием на неподвижном нуклоне сближаются, т. е. последний становится более существенным.

В заключение отметим следующую особенность рассмотренного механизма: при фиксированном $x_d > 0,5$ с ростом k эффект возрастает, так как происходит приближение извне к границе разрешенной области. Это явление находится в качественном согласии с экспериментом [1, 2].

Авторы признательны В.М.Лобашеву, И.С.Шапиро за интерес к работе и полезные обсуждения.

Институт теоретической и
экспериментальной физики

Поступила в редакцию
15 ноября 1974 г.

Литература

- [1] А.М.Балдин и др. Препринт ОИЯИ Р9-5442, 1970.
- [2] А.М.Балдин и др. ЯФ, **18**, 79, 1973.
- [3] A.M.Baldin et al. Preprint JINR E 1-8054, 1974.
- [4] V.Franko, R.J.Glauber. Phys. Rev., **142**, 1195, 1966; M.Verde. Helv. Phys. Acta., **22**, 339, 1949.
- [5] J.V.Allaby et al. CFRN report 70-12, 1970.
- [6] C.M.Bromberg et al. Phys. Rev., **D9**, 1864, 1974.
- [7] V.V.Anisovich, V.M.Shekhter. Nucl. Phys., **B55**, 455, 1973.
- [8] πN - two body scattering data. LBL- 63, 1973.