

СЕЧЕНИЕ ηN ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСА $S_{11}N^*$ (1535)

Г. Н. ДУДКИН, В. Н. ЕПОНЕШНИКОВ, Ю. Ф. КРЕЧЕТОВ, В. А. ТРЯСУЧЕВ

(Представлена научно-техническим семинаром лаборатории
высоких энергий НИИ ЯФ)

Как известно, время жизни η -мезона не позволяет проводить экспериментов с η -мезонным пучком. Однако сечение ηN взаимодействия можно определить, измеряя зависимость сечения фоторождения η -мезонов на ядрах от атомного веса [1]. В связи с этим представляют интерес оценки сечения ηN взаимодействия. Мы считали, что при взаимодействии η -мезонов низких энергий (50—200 МэВ) с нуклоном основными являются процессы

$$\eta + N \rightarrow \eta + N, \quad (1)$$

$$\eta + N \rightarrow \pi + N, \quad (2)$$

идущие через резонанс $S_{11}N^*$ (1535). Полюсные части амплитуд с вкладом в s - и u -каналы нестабильной промежуточной частицы — резонанса $S_{11}N^*$ (1535) для процессов (1) и (2) записывали в виде [2]

$$M = |g_{\eta NN^*}| \left\{ \left(\frac{1}{m^2 - s - im\Gamma} + \frac{1}{m^2 - u - im\Gamma} \right) (m + m_N) \times \right. \\ \left. \times \bar{u}(P_2) u(P_1) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m^2 - s - im\Gamma} - \frac{1}{m^2 - u - im\Gamma} \right) \times \right. \\ \left. \times \bar{u}(P_2) \hat{Q} u(P_1) \right\}, \quad (1)$$

$$M = g_{\pi NN^*} g_{\eta NN^*}^* \left\{ \left(\frac{1}{m^2 - s - im\Gamma} + \frac{1}{m^2 - u - im\Gamma} \right) (m + m_N) \times \right. \\ \left. \bar{u}(P_2) u(P_1) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m^2 - s - im\Gamma} - \frac{1}{m^2 - u - im\Gamma} \right) \times \right. \\ \left. \times \bar{u}(P_2) \hat{Q} u(P_1) \right\}, \quad (2)$$

где $g_{\eta NN^*}$, $g_{\pi NN^*}$ — константы ηNN^* и πNN^* взаимодействий; m , m_N — массы резонанса и нуклона, $\hat{Q} = \gamma_\mu q_1^\mu + \gamma_\mu q_2^\mu$, $P_1 q_1$; $P_2 q_2$ — импульсы нуклона и мезона соответственно в начальном и конечном состояниях, Γ — ширина резонанса $S_{11}N^*$ (1535).

Изотопическая инвариантность процессов (1) и (2) приводит к следующим соотношениям:

$$g_{\eta p N^*} = g_{\eta n N^*}, \quad (3)$$

$$g_{\pi^0 p N^*} = -g_{\pi^0 n N^*} = \frac{1}{\sqrt{2}} g_{\pi^- n N^*} = \frac{1}{\sqrt{2}} g_{\pi^+ p N^*}. \quad (4)$$

В рамках симметрии SU(2) имеем:

$$\sigma(\eta p \rightarrow \eta p) = \sigma(\eta n \rightarrow \eta n), \quad (5)$$

$$\sigma(\eta p \rightarrow \pi^0 p) = \sigma(\eta n \rightarrow \pi^0 n) = \frac{1}{2}\sigma(\eta p \rightarrow \pi^+ n) = \frac{1}{2}\sigma(\eta n \rightarrow \pi^- p). \quad (6)$$

Дифференциальное сечение для процесса (1) в системе центра масс (с. ц. м.) запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = & -\frac{g_{\eta NN^*}^4 \cdot m_N^2}{32\pi \cdot s \cdot P_i^2} \left[\frac{K_1 + M_1 t}{(m^2 - s)^2 + m^2 \Gamma^2} + \right. \\ & + \frac{2[(m^2 - s)(m^2 - h + s + t) + m^2 \Gamma^2](K_2 + M_2 t)}{[(m^2 - s)^2 + m^2 \Gamma^2][(m^2 - h + s + t)^2 + m^2 \Gamma^2]} + \\ & \left. + \frac{K_3 + M_3 t}{(m^2 - h + s + t)^2 + m^2 \Gamma^2} \right]. \quad (7) \end{aligned}$$

Здесь $t = -2P_i^2(1 - \cos \Theta)$; $\vec{P}_i$, Θ — трехмерный импульс и угол вылета η -мезона в с. ц. м.

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{1}{2} \left(2m + 2m_N + \frac{2s - h}{2m_N} \right)^2, \\ K_2 &= 2(m + m_N)^2 - \frac{(2s - h)^2}{8m_N^2}, \\ K_3 &= \frac{1}{2} \left(2m + 2m_N - \frac{2s - h}{2m_N} \right)^2, \\ M_1 &= \frac{s - m^2}{2m_N^2}, \\ M_2 &= -\frac{s + m^2 + 2mm_N}{2m_N^2}, \\ M_3 &= \frac{s - (m + 2m_N)^2}{2m_N^2}, \\ h &= s + t + u = 2(m_N^2 + m_\eta^2). \end{aligned} \quad (8)$$

m_η — масса η -мезона. Полное сечение упругого рассеяния будет иметь вид

$$\begin{aligned} \sigma = & \frac{g_{\eta NN^*}^4 \cdot m_N^2}{32\pi \cdot s \cdot P_i^2} \left\{ \frac{4K_1 P_i^2 - 8M_1 P_i^4 + 8M_2 P_i^2(m^2 - s)}{(m^2 - s)^2 + m^2 \Gamma^2} + \right. \\ & + \left[\frac{m\Gamma(2K_2 + 2M_2 h - 4m^2 M_2)}{(m^2 - s)^2 + m^2 \Gamma^2} + \frac{K_3 - M_3(m^2 - h + s)}{m\Gamma} \right] \times \\ & \times \arctg \frac{4P_i^2 m\Gamma}{m^2 \Gamma^2 + (m^2 - h + s)(m^2 - h + s - 4P_i^2)} + \\ & + \left[\frac{K_2(m^2 - s) + M_2 m^2 \Gamma^2 - M_2(m^2 - h + s)(m^2 - s)}{(m^2 - s)^2 + m^2 \Gamma^2} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} M_3 \right] \cdot \ln \frac{(m^2 - h + s)^2 + m^2 \Gamma^2}{(m^2 - h + s - 4P_i^2)^2 + m^2 \Gamma^2} \Big\}. \quad (9) \end{aligned}$$

Для процесса (2) дифференциальное сечение в с.ц.м. запишется в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = - \frac{g_{\pi NN^*}^2 g_{\eta NN^*}^2 m_N^2}{32\pi \cdot s \cdot R_1^2} \left[\frac{N_1 + R_1 t}{(m^2 - s)^2 + m^2 l^2} + \right. \\ \left. + \frac{2[(m^2 - s)(m^2 - h + s + t) + m^2 l^2](N_2 + R_2 t)}{[(m^2 - s)^2 + m^2 l^2][(m^2 - h + s + t)^2 + m^2 l^2]} + \right. \\ \left. + \frac{N_3 + R_3 t}{(m^2 - h + s + t)^2 + m^2 l^2} \right], \quad (10)$$

$$N_1 = K_1 - \frac{(\mu_\eta^2 - \mu_\pi^2)^2}{8m_N^2}, \\ N_2 = K_2 + \frac{(\mu_\eta^2 - \mu_\pi^2)^2}{8m_N^2}, \\ N_3 = K_3 - \frac{(\mu_\eta^2 - \mu_\pi^2)^2}{8m_N^2}, \quad (11)$$

$$R_1 = M_1, R_2 = M_2, R_3 = M_3,$$

$$h = 2m_N^2 + \mu_\eta^2 + \mu_\pi^2.$$

$$t = (P_i - P_f)^2 = (E_1 - E_2)^2 - [P_i^2 + P_f^2 + 2P_i P_f \cos(\pi - \theta)], \\ t(\theta = 0) = t_1 = (E_1 - E_2) - (P_i - P_f)^2, \\ t(\theta = \pi) = t_2 = (E_1 - E_2) - (P_i + P_f)^2. \quad (12)$$

μ_π — масса пиона.

$E_1, \vec{P}_i; E_2, \vec{P}_f$ — энергия и импульс начального и конечного нуклона в с.ц.м. Полное сечение процесса (2) будет равно

$$\sigma = \frac{m_N^2 g_{\pi NN^*}^2 g_{\eta NN^*}^2}{32\pi \cdot s \cdot P_i^2} \left\{ \frac{N_1(t_1 - t_2) + \frac{1}{2} R_1(t_1^2 - t_2^2) + 2R_2(m^2 - s)(t_1 - t_2)}{(m^2 - s)^2 + m^2 l^2} + \right. \\ \left. + \left[\frac{m l^2 (2N_2 + 2R_2 h - 4R_2 m^2)}{(m^2 - s)^2 + m^2 l^2} + \frac{N_3 + R_3(m^2 - h + s)}{m l^2} \right] \times \right. \\ \left. \times \arctg \frac{m l^2 (t_1 - t_2)}{m^2 l^2 + (m^2 - h + s + t_2)(m^2 - h + s + t_1)} + \right. \\ \left. + \left[\frac{N_2(m^2 - s) + R_2 m^2 l^2 - R_2(m^2 - h + s)(m^2 - s)}{(m^2 - s)^2 + m^2 l^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{R_3}{2} \right] \cdot \ln \frac{(m^2 - h + s + t_1)^2 + m^2 l^2}{(m^2 - h + s + t_2)^2 + m^2 l^2} \right\}.$$

Константы $g_{\eta NN^*}, g_{\pi NN^*}$ можно определить из распада резонанса $S_{11}N^*$ (1535) как функции Γ . Матричные элементы процессов

$$N^*(1535) \rightarrow N + \eta, \\ N^*(1535) \rightarrow N + \pi \quad (14)$$

записывались согласно [4]

$$g_{\eta NN^*} \bar{u}(P_N) u(P_{N^*}) \bar{N}^{\alpha} N^{\alpha}, \\ g_{\pi NN^*} \bar{u}(P_N) u(P_{N^*}) \bar{N}^{\alpha} (\tau_i)_{\alpha\beta} N^{\beta} \pi_i, \quad (15)$$

где $N, P_N; N^*, P_{N^*}$ — изоспинор и 4 — импульс соответственно нуклона и резонанса. В системе покоя резонанса $S_{11}N^*$ (1535) вероятности процессов (14) имеют вид

$$W_{\eta} = \Gamma_{\eta} = \frac{|g_{\eta NN^*}|^2}{8\pi} \frac{(m + m_N)^2 - p_{\eta}^2}{p_{\eta}^2} |\bar{P}_f|,$$

$$W_{\pi} = \Gamma_{\pi} = 3 \frac{g_{\pi NN^*}^2}{8\pi} \frac{(m + m_N)^2 - p_{\pi}^2}{p_{\pi}^2} |P_f'|, \quad (16)$$

где P_f, P_f' — импульсы в с. ц. м.

Согласно [3] считали, что

$$\frac{\Gamma_{\eta}}{\Gamma} = 0,66, \quad \frac{\Gamma_{\pi}}{\Gamma} = 0,34. \quad (17)$$

Сечения процессов (1) и (2) с вкладом в амплитуду резонанса $S_{11}N^*$ (1535) даны в табл. 1 в зависимости от ширины резонанса Γ . Там же даны константы связи $g_{\pi NN^*}^2$ и $g_{\eta NN^*}^2$. Сечения вычислены для полной энергии $E^* = 1575$ МэВ в системе центр масс $\eta-N$, что соответствует покоящемуся нуклону и η -мезону с кинетической энергией $T_{\eta} \simeq 140$ МэВ в лабораторной системе координат.

Таблица 1

Γ (МэВ)	50	100	160
$ g_{\eta NN^*} ^2$	1,84	3,69	5,91
$ g_{\pi NN^*} ^2$	0,118	0,236	0,377
$\sigma(\eta p \rightarrow \eta p) = \sigma(\eta p \rightarrow \eta n)$ (мбн)	16,6	36,5	48,4
$\sigma(\eta p \rightarrow \pi^0 p) = \sigma(\eta p \rightarrow \pi^0 n)$ (мбн)	2,59	4,81	6,40
$\sigma(\eta p \rightarrow \pi^+ n) = \sigma(\eta p \rightarrow \pi^- p)$ (мбн)	5,18	9,62	12,8
$\sigma_t(\eta p) = \sigma_t(\eta n)$ (мбн)	24,37	50,93	67,6

К настоящему времени имеется ряд работ [5—8] по определению полного и дифференциального сечений процесса

$$\pi^- + p \rightarrow \eta + n. \quad (18)$$

Сечение данного процесса, начиная от порога, имеет характерный для резонанса вид и является близким к изотропному [5—8]. Поэтому есть основание предполагать, что при полной энергии $E^* = 1575$ МэВ в системе центра масс $\pi-N$ (что соответствует кинетической энергии пиона $T_{\pi} \simeq 700$ МэВ в лабораторной системе координат) в сечение процесса (18) доминирует резонанс $S_{11}N^*$ (1535). Метод детального равновесия с учетом сохранения изоспина дает

$$\sigma(\eta p \rightarrow \pi^- p) = \frac{3}{2} \sigma(\pi^- p \rightarrow \eta p) \cdot \left(\frac{\bar{P}_{\pi}^*}{P_{\eta}^*} \right)^2. \quad (19)$$

Значение $\sigma(\pi^- p \rightarrow \eta p)$ для $E^* = 1576$ МэВ в системе центра масс $\pi-N$ возьмем из работы [5]. Тогда по формуле (19) имеем

$$\sigma = (\eta p \rightarrow \pi^- p) \simeq 14,5 \text{ мбн}. \quad (20)$$

При сравнении этого результата с табличным (табл. 1) видим, что наилучшее совпадение достигается при $\Gamma = 160$ МэВ. К такому же значению ширины резонанса $S_{11}N^*$ (1535) пришли авторы работы [9]. Они изучали процесс

$$\gamma + p \rightarrow \eta + p. \quad (21)$$

Значение полного сечения ηN взаимодействия при $T_{\eta} = 145$ МэВ, $\sigma_{\text{total}} \geq 65$ мбн, которое было получено во Фраскати [1] также указывает на ширину $\Gamma = 160$ МэВ.

Из работы [10] следует, что $g_{\pi NN}^2/4\pi = 0,002$. Поэтому вклад нуклона в сечения процессов (1) и (2) не превышает 5% при $\Gamma = 160$ МэВ.

В настоящее время в НИИ ЯФ идет подготовка к измерению полного сечения взаимодействия ηN в области энергии $E^* = 1575$ МэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Васси et al. Lett. Nuovo Cimento, **1**, 391 (1969).
 2. Б. В. Берестецкий. УФН, 76, 25 (1962).
 3. Таблица Розенфельда (1971).
 4. Нгуен Ван Хьеу. Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц. М., «Атомиздат», 1967.
 5. W. B. Richards et al. Phys. Rev. Lett., **16**, 1221 (1966).
 6. F. Bulos et al. Phys. Rev. Lett., **13**, 486 (1964).
 7. W. G. Jones et al. Phys. Lett., **23**, 597 (1966).
 8. W. Deinet et al. Nucl. Phys., **B11**, 495 (1969).
 9. C. Bacci et al. Nuovo Cimento, **45**, 983 (1966).
 10. S. R. Deans and W. I. Holladay. Phys. Rev., **165**, 1886 (1968).
-