

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍՏՈՒՆԱԿԱՆ ԿՈՄՄՈՒՆԻԿԱՆԻՍՏԱՆԻ ՄԱՍԻՆ

НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—56(74)

Г.А.Вартапетян, А.Г.Худавердян

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ η -МЕЗОНА
С НУКЛОНОМ И МОДЕЛЬ КВАРКОВ



Научное сообщение ЕФИ-56(74)

Г.А.ВАРТАПЕТЯН, А.Г.ХУДАВЕРДЯН

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ η -МЕЗОНА
С НУКЛОНОМ И МОДЕЛЬ КЕ-КОВ

Ереванский Физический
ИНСТИТУТ
Зал преприатов

Ереван 1974

Г.А.Вартапетян, А.Г.Худавердян

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ η -МЕЗОНА С
НУКЛОНОМ И МОДЕЛЬ КВАРКОВ

В связи с опубликованием новых результатов по эффективным сечениям фоторождения η^0 -мезона на H_2 приводятся новые значения A_{eff} и $\sigma_{\eta N}$, полученные в результате повторного анализа данных работ [1,2].

Полученные величины для $\sigma_{\eta N}$ сравниваются с предсказанием аддитивной модели кварков с учетом угла $\eta\chi$ -смешивания.

Ереванский физический институт
Ереван 1974

Scientific Report ЕФИ-56(74)

H.A. VARTAPETIAN, A.G. KHUDAVERDIAN

TOTAL CROSS-SECTION OF ηN INTERACTION
AND QUARK MODEL

Connected with new data on the cross-sections of η^0 photo-production on H_2 we present new values of A_{eff} and $\sigma_{\eta N}$ which were obtained from the reanalyses of data of References [1,2].

The obtained values of $\sigma_{\eta N}$ are compared with additive quark model predictions taking account of $\eta\chi$ mixing angle.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1974

© Ереванский физический институт, 1974

I. Введение

В работах [1,2] было приведено значение полного сечения взаимодействия η^0 -мезона с нуклоном, $\sigma_{\eta N}$, извлеченное из измерений сечений некогерентного фоторождения одиночного η^0 -мезона на разных ядрах:

$$\gamma + A \rightarrow \eta^0 + A^*, \quad (1)$$

при $E_\gamma = 2$ Гэв и $|t| = 0,5$ (Гэв/с)².

При оценке $\sigma_{\eta N}$ в работах [1,2] была использована абсолютная величина сечения процесса

$$\gamma + p \rightarrow \eta^0 + p, \quad (2)$$

полученная в работе [3] при тех же значениях E_γ и t

$$\left[\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \eta p) = (0,49 \pm 0,059) \mu b / \left(\frac{E_\gamma}{c} \right)^2 \right].$$

Данные по $\sigma_{\eta N}$ были сравнены с оценкой аддитивной модели кварков [4], где принималось, что угол $\eta\chi$ -смешивания $\beta = 0^\circ$ (величина угла смешивания, вытекающая из квадратичной массовой формулы, принимаемой тогда во многих работах, $\beta = -10^\circ$ приводила к увеличению $\sigma_{\eta N}$ всего на $\sim 10\%$, что было меньше наших ошибок, см. далее).

Настоящая работа стимулирована двумя обстоятельствами:

1. публикацией новых данных по дифференциальным сечениям процесса (2) при $E_\gamma \approx 2$ Гэв [5], которые были получены после повторного анализа результатов работы [3];

2. выходом в печати в 1972-73 г.г. результатов четырех независимых измерений [6-9], указывающих на то, что угол смешивания β совпадает с оценкой, вытекающей из линейной массовой формулы, и может достигать до -30° .

Основываясь на результатах исследований [5] в данной работе были получены новые значения $\sigma_{\eta N}$ в зависимости от $R = \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow \eta n) / \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \eta p)$, которые затем сравниваются с оценкой аддитивной модели кварков с учетом угла $\eta\chi$ -смешивания.

2. Оценка эффективного числа нуклонов, $A_{эф}$, и извлечение $\sigma_{\eta N}$.

а) Дифференциальное эффективное сечение фоторождения η^0 -мезона на протоне.

В работе [5] приводятся дифференциальные эффективные сечения процесса (2) при $E_\gamma = 1,97$ и $2,04$ Гэв и углах вылета η^0 -мезона в системе центра масс (ц.м.) 28° , 35° и 42° , что соответствует переданному импульсу $|t| = 0,16$, $0,25$, $0,35$ (Гэв/с) 2 .

Воспользовавшись средними значениями приведенных в [5] сечений и принимая, что они соответствуют процессу (2) с $E_\gamma = 2$ Гэв, был построен график зависимости $(s-m^2)^2 \frac{d\sigma}{dt}$ от $|t|$, который слабо зависит от E_γ [10], (см. рис. I). На этом же рисунке приведены и результаты для реакции (2) полученные в DESY [11]

при $E_\gamma = 4$ Гэв.

Из рис. I видно, что, данные работ [5] и [11] совпадают, как следовало ожидать [10], и говорят о том, что наклон кривой дифференциального сечения α равен $\approx 2,5$ (Гэв/с) $^{-2}$. Экстраполируя кривую $(s-m^2)^2 \frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-\alpha|t|}$ в сторону больших $|t|$ находим:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \eta p) = (0,71 \pm 0,14) \mu^6 / \left(\frac{136}{c}\right)^2 \text{ при } |t| = 0,5 \left(\frac{136}{c}\right)^2$$

В работе [5] дифференциальные эффективные сечения реакции (2) в интересующих нас случаях определены в среднем с точностью $\sim 20\%$, поэтому и мы считаем, что ошибка используемого нами значения $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \eta p)$ при $|t| = 0,5 \left(\frac{136}{c}\right)^2$ так же равна $\sim 20\%$.

б) Определение $A_{эф}$

"Эффективное число нуклонов", $A_{эф}$, дающих вклад в реакцию (I), определяется при помощи следующего выражения:

$$A_{эф} = \frac{d\sigma}{dt}(\gamma A \rightarrow \eta A^*) / \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \eta p). \quad (3)$$

На основании эффективных сечений процессов (I), полученных в [1,2] и новых данных по реакции (2), см. [5], при помощи (3) были рассчитаны $A_{эф}$ для ядер Be, C, Al, Cu, Ag и Pb, (см. табл. I).

Поскольку в выражении (3) используется дифференциальное сечение реакции (2), полученное другими авторами [5], то при определении погрешностей $A_{эф}$ брались во внимание как статистические так и систематические ошибки эффективных сечений процессов (I), [1,2].

в) Оценки $\sigma_{\eta N}$.

Величины $\sigma_{\eta N}$ при различных значениях R были получены исходя из экспериментальных данных по $A_{\text{эф}}$ для Al, Cu, Ag и Pb , (см. табл. I), и формулы для $A_{\text{эф}}$ полученной в рамках модели Глаубера-Марголиса, см. [1,2]. При этом результаты в случае легких ядер Be и C были опущены т.к. для этих ядер распределение Саксона-Вуда, входящее в теоретическое выражение для $A_{\text{эф}}$, является плохим приближением.

Результаты оценок $\sigma_{\eta N}$ в зависимости от R приведены в таблице 2 и на рис.2.

3. Определение $\sigma_{\eta N}$ в рамках аддитивной модели кварков с учетом угла η^X - смешивания:

Если реальные мезонные состояния η^0 и χ^0 представить через унитарное синглетное и октетное состояние η_1 и η_8 :

$$\begin{aligned} \eta^0 &= \eta_8 \cos \beta - \eta_1 \sin \beta \\ \chi^0 &= \eta_8 \sin \beta + \eta_1 \cos \beta, \end{aligned} \quad (4)$$

а волновые функции η_1 и η_8 выразить через комбинации кварковых состояний [12]:

$$\begin{aligned} \eta_8 &= \frac{1}{\sqrt{6}} (\bar{p}p + \bar{n}n - 2\bar{\lambda}\lambda) \\ \eta_1 &= \frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{p}p + \bar{n}n + \bar{\lambda}\lambda), \end{aligned} \quad (5)$$

то угол η^X - смешивания β будет отрицательным.

При этом линейная и квадратичная массовые формулы предсказывают соответственно следующие значения для β :

$$\begin{aligned} \beta_\lambda &= -23,17^\circ \text{ (линейная формула)} \\ \beta_k &= -10,24^\circ \text{ (квадратичная формула)}. \end{aligned}$$

Имея в виду выражение (4) и (5), можно записать амплитуду упругого рассеяния вперед η^0 -мезона на нуклоне. Далее воспользовавшись оптической теоремой можно получить следующее выражение для полного сечения ηN -взаимодействия:

$$\begin{aligned} \sigma_{\eta N} &= \left[\frac{1}{3} (\sigma_{K^+P} + \sigma_{K^-P} + \sigma_{K^+n} + \sigma_{K^-n}) - \frac{1}{6} (\sigma_{\pi^+P} + \sigma_{\pi^-P}) \right] \cos^2 \beta + \\ &+ \frac{1}{6} (\sigma_{K^+P} + \sigma_{K^-P} + \sigma_{K^+n} + \sigma_{K^-n} + \sigma_{\pi^+P} + \sigma_{\pi^-P}) \sin^2 \beta - \\ &- \frac{\sqrt{2}}{3} [2(\sigma_{\pi^+P} + \sigma_{\pi^-P}) - (\sigma_{K^+P} + \sigma_{K^-P} + \sigma_{K^+n} + \sigma_{K^-n})] \sin \beta \cos \beta, \end{aligned} \quad (6)$$

где σ_{Kp} , σ_{Kn} ($\sigma_{\pi p}$) - полные сечения взаимодействия заряженных K (π) мезонов на нуклоне (протоне). Выражение (6) при $\beta = 0$ совпадает с формулой для $\sigma_{\eta N}$, приведенной в работе [4].

Что касается угла η^X - смешивания, то за последние 2 года появились новые работы в основном по исследованию реакций рождения η^0 и χ^0 -мезонов при столкновении высокоэнергетичных π^- -мезонов с протонами, которые указывают на то, что угол η^X - смешивания близок к β_λ [13].

В рамках аддитивной модели кварков Александером и др. [14] для сечений процессов

$$\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n (\chi^0 + n), \quad (7)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \eta^0 + \Delta^{++} (\chi^0 + \Delta^{++}) \quad (8)$$

предсказывается следующее соотношение:

$$\eta = \frac{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \eta^0 n)}{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \chi^0 n)} = \frac{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \eta^0 \Delta^{++})}{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \chi^0 \Delta^{++})} = \frac{(\cos \beta - \sqrt{2} \sin \beta)^2}{(\sin \beta + \sqrt{2} \cos \beta)^2} \cdot (9)$$

На основании данных работ [6], [7] по реакциям (7) следует, что отношение $\eta = 1,8 \pm 0,3$, [6] и $\eta = 2,38 \pm 0,4$, [7], откуда на основании (9), получается соответственно $\beta = -18^\circ \pm 3^\circ$ и $-22^\circ \pm 2^\circ$.

В работе [8] были измерены полные сечения реакций (8) при импульсе налетающего π^+ -мезона 5,45 Гэв/с. На основании полученных результатов авторы работы [8] считают что:

$\beta = -28,7^\circ \pm 4,3^\circ$, если в выражении (9) использовать случаи с одинаковой полной энергией в системе ц.м.

$\beta = -31,7^\circ \pm 4,1^\circ$, если в (9) использовать случаи с одинаковой кинетической энергией в системе ц.м.

В работе [9] на встречных $e^+ e^-$ пучках была измерена ширина распада ψ^0 -мезона на $\eta^0 \chi$, которая получилась равной

$$\Gamma_{\psi^0 \rightarrow \eta \chi} = (0,108 \pm 0,026) \text{ Mev}.$$

Из экспериментально измеренной ширины $\Gamma_{\psi \rightarrow \eta \chi}$ и угла $\omega \psi$ -смешивания $37^\circ + 40^\circ$ в рамках модели кварков получается $\beta = -28^\circ \pm 4,5^\circ$ [9].

4. Сравнение $\sigma_{\eta N}$ с оценками аддитивной модели кварков.

При помощи выражения (6) были произведены оценки $\sigma_{\eta N}$ для случаев $\beta = 0$; $-10,24^\circ$; $-23,17^\circ$.

Результаты приведены на рис.2.

Из рис.2 видно, что полученные экспериментальные данные не противоречат оценке модели кварков для $\sigma_{\eta N}$ в случае, когда угол β близок к значению -30° , при условии, если $R \leq 0,4$ что так же совпадает с предсказанием модели кварков [15]. Как отмечалось в [1,2], относительно R имеются также и другие теоретические оценки [16], [17], откуда следует, что $R = 0,4$, [16], и $R = 0,6$, [17].

Следует отметить, что для более точного сравнения величины $\sigma_{\eta N}$, полученной данной методикой, с теорией необходимо измерить отношение R в тех же экспериментальных условиях (в нашем случае при $|t| = 0,5 \left(\frac{\text{Гэв}}{c}\right)^2$ и $E_\chi = 2$ Гэв).

Рукопись поступила 25-го января 1974 г.

Таблица 1

Ядро	$\frac{d\delta}{dt} \left[\frac{\mu\text{в}}{(\text{Гэв}/c)^2} \right]$	$A_{\text{эф}}^{\text{эксп}}$
H ₂	0,71 ± 0,14 *)	
Be	3,66 ± 0,66	5,2 ± 1,4
C	4,47 ± 0,67	6,3 ± 1,55
Al	8,05 ± 1,22	11,35 ± 2,84
Cu	14,0 ± 2,55	19,7 ± 5,3
Ag	23,9 ± 4,1	33,6 ± 8,75
Pb	34,6 ± 7,0	48,7 ± 13,8

*) см. раб. [5] .

Таблица 2

R	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35
δ	23,4 ^{+7,4} -4,9	25,7 ^{+7,1} -4,1	28,2 ^{+7,3} -4,9	30,6 ^{+7,5} -5	32,3 ^{+7,4} -5,5

R	0,4	0,45	0,5	0,55	0,6
δ	34,5 ^{+7,4} -5,6	36,8 ^{+7,5} -5,7	38,0 ^{+7,6} -5,6	40,2 ^{+7,8} -5,5	42,4 ^{+7,4} -5,6

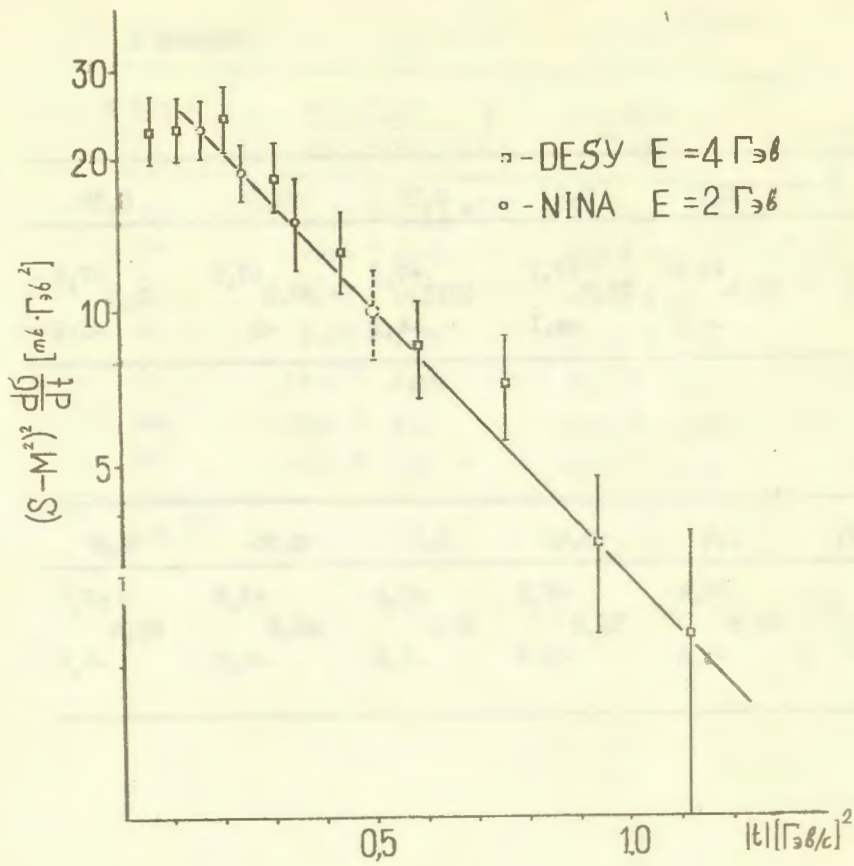


Рис.1

1. График зависимости $(S-M)^2 \frac{d\sigma}{dt}$ от $|t|$ для реакции (2) по результатам работ [5] и [11]. Пунктиром обозначено принятое нами значение сечения при $|t| = 0,5 \left(\frac{\text{ГэВ}}{c}\right)^2$.

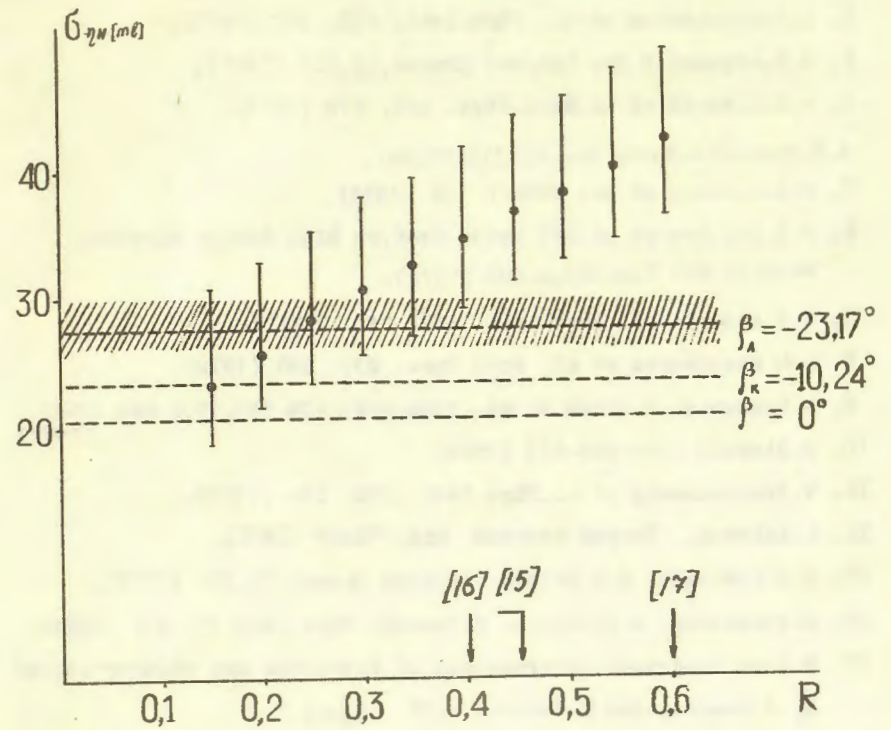


Рис.2

2. Зависимость $\beta_{\eta N}$ от R вместе с соответствующими оценками при помощи выражения (6). Затрихованная область соответствует значению $\beta_{\eta N}$ с углом смешивания, вытекающего из экспериментов [6-9]. ($\beta_{\min} = -18^\circ$ [6], и $\beta_{\max} = -31^\circ$ [8]).

ЛИТЕРАТУРА

1. L.O.Abrahamian et al. Phys.Lett. 44B, 301 (1973).
2. Л.О.Абрамян и др. Ядерная физика, 18, 817 (1973).
3. P.S.L.Booth et al.Nucl.Phys. B25, 510 (1971).
- 4.G.Benfatto.Nuove Cim.69A,102(1970).
5. P.S.L.Booth et al. DMPL/P 176 (1973).
6. V.M.Bolotov et al.XVI Inter.Conf.on High Energy Physics, Batavia, Vol 1, n.923, p.203 (1972).
7. W.D.Apel et al. Phys.Lett. 46B, 549 (1973).
8. I.J.Bloodworth et al. Nucl.Phys. B39, 525 (1972).
9. D.Denaksas, G.Cosme et al. Phys.Lett.42B,511,1972.LAL 1261, (1972).
10. R.Diebold, SLAC-PUB-673 (1969).
11. W.Braunschweig et al.Phys.Lett. 33B, 236 (1970).
12. Я.Коккеда. Теория кварков изд. "Мир" (1971).
13. В.В.Анисович, В.М.Шехтер. Ядерная физика, 18, 701 (1973).
14. G.Alexander, H.J.Lipkin, F.Scheck. Phys.Lett.17, 412 (1966).
15. H.Joos "Hadronic interactions of Electrons and Photons" edited by J.Gunning and H.Osborn. p.47 (1970).
16. A.Dar, T.L.Watts, V.F.Weisskopf.Phys.Lett. 30B, 264 (1969).
17. В.Н.Келлетт, DMPL/P63 - (1971).

Ереванский Физический
ИНСТИТУТ
Зал преприатов

Редактор Л.М.Мукаян

Заказ 0624

ВФ-03251

Тираж 300

Подписано к печати 18/III-74г. Формат издания 30 x 40

1,0 уч.изд.л. Ц.7 к.

Отпечатано на ротапринте

Ереванского Физического института, Ереван 36, пер.Маркьяна 2