

ФОТОРОЖДЕНИЕ η -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСА $S_{11}(1535)$

Г.Н.Дудкин, В.Н.Епонешников, Ю.Ф.Кречетов

Измерены дифференциальные поперечные сечения некогерентного фоторождения η -мезонов на ядрах С, Си, Аg, РЬ. Используя зависимость сечений от массового числа A , определены полные и упругие сечения ηN -взаимодействия для кинетических энергий η -мезона, равных 80, 150 и 230 Мэв. Из этих данных найдена масса резонанса $S_{11}(1535)$ и его ширина.

С целью определения полных сечений ηN -взаимодействия в области резонанса $S_{11}(1535)$, нами были измерены зависимости дифференциальных сечений некогерентного фоторождения η -мезонов на ядрах от массового числа A . Измерения проводились на ядрах C, Cu, Ag, Pb при максимальных энергиях тормозного пучка $E_{\gamma max} 900$ и 850 Мэв.

Кинематические характеристики реакций следующие: I – кинематика – полная энергия реакции и угол вылета η -мезона в СЦМ равны соответственно $E^* = 1540 \pm 30$ Мэв, $\theta_{\eta}^* = 103 \pm 10^\circ$, кинетическая энергия η -мезона $T_{\eta} = 80 \pm 16$ Мэв; II – кинематика – $E^* = 1605 \pm 50$ Мэв, $\theta_{\eta}^* = 90 \pm 15^\circ$, $T_{\eta} = 150 \pm 25$ Мэв; III – кинематика – $E^* = 1580 \pm 50$ Мэв, $\theta_{\eta}^* = 50 \pm 15^\circ$, $T_{\eta} = 230 \pm 30$ Мэв.

Детектирование η -мезонов осуществлялось путем регистрации двух γ -квантов от распада $\eta \rightarrow 2\gamma$ двумя черенковскими спектрометрами полного поглощения. Нуклоны отдачи не регистрировались. Описание аппаратуры и метода выделения канала реакции даны в работах [1, 2].

В табл. 1 для второй и третьей кинематик приведены дифференциальные сечения фоторождения η -мезонов на ядрах и водороде в СЦИ для моды распада $\eta \rightarrow 2\gamma$. Сечения на водороде взяты из работы [3] и усреднены с учетом энергетического разрешения установки. Ошибки указаны полные. Для третьей кинематики даны выходы η -мезонов, приведенные на эквивалентный квант, на ядро. Это связано с тем, что в данной кинематической области проявляются пороговые эффекты, корректный учет которых затруднителен. Поэтому мы решили анализировать результаты для третьей кинематики, используя нормировку на углерод. При этом предполагалось, что пороговые эффекты от ядра к ядру меняются слабо.

Т а б л и ц а 1

Ядро / Кинем.	C	Cu	Ag	Pb	H
I	$1,57 \pm 0,16$	$4,9 \pm 0,7$	$6,87 \pm 0,9$	$10,5 \pm 1,5$	–
II	$1,11 \pm 0,14$	$4,35 \pm 0,56$	$5,1 \pm 0,7$	$8,8 \pm 1,2$	$0,23 \pm 0,03$
III	$1,71 \pm 0,23$	$6,54 \pm 0,82$	$8,1 \pm 1,2$	$13,7 \pm 1,9$	$0,24 \pm 0,05$

Сечения фоторождения для второй и третьей кинематик приведены в единицах 10^{-30} см²/стерад.

Дифференциальное сечение некогерентного фоторождения η -мезонов на ядре в импульсном и эйкональном приближениях, приближении полноты можно записать в виде [4]

$$\frac{d\sigma(A)}{d\Omega^*} = A < \frac{d\sigma}{d\Omega^*} >_N [1 - G(q)] / (A; \sigma_{\eta N}^{tot}), \quad (1)$$

где A – массовое число; $< \frac{d\sigma}{d\Omega^*} >_N$ дифференциальное сечение фоторождения на свободном нуклоне, усредненное по импульсному распределению нуклонов в ядре; $G(q)$ – неупругий ядерный формфактор, зависящий от передан-

ного импульса q ; $f(A; \alpha_{\eta N}^{tot})$ коэффициент, учитывающий взаимодействие рожденных мезонов с нуклонами ядра.

В оптической модели

$$f(A; \alpha_{\eta N}^{tot}) = \frac{2\pi}{\sigma_{\eta N}^{tot} A} \int_0^\infty b db [1 - \exp(-A \alpha_{\eta N}^{tot} \int_{-\infty}^\infty \rho(b, z) dz)] \quad (2)$$

здесь $\rho(b, z)$ – функция плотности; b – прицельный параметр. Неупругий ядерный формфактор $G(q) = 0$ для всех трех кинематик. Распределение ядерной плотности было выбрано в виде распределения Вудса – Саксона с параметрами $a = 0,54 \phi$, $c = 1,14 A^{1/3} \phi$.

Неизвестный параметр $\alpha_{\eta N}^{tot}$ был получен из подгонки методом наименьших квадратов функции $f(A; \alpha_{\eta N}^{tot})$ к экспериментальным точкам. Полученные из подгонки сечения являются некоторыми эффективными сечениями, так как необходимо учесть принцип Паули и долю мезонов, испытавших упругое рассеяние на нуклонах ядра и не выбывших из регистрации. Предполагая, что в полное сечение ηN -взаимодействия основной вклад дают процессы:

$$\eta N \rightarrow \pi N, \quad (3)$$

$$\eta N \rightarrow \eta N \quad (4)$$

запишем $\sigma_{\eta N}^{эфф} = \sigma_{\eta N}^{in} + K \xi \sigma_{\eta N}^{el}$, (5)

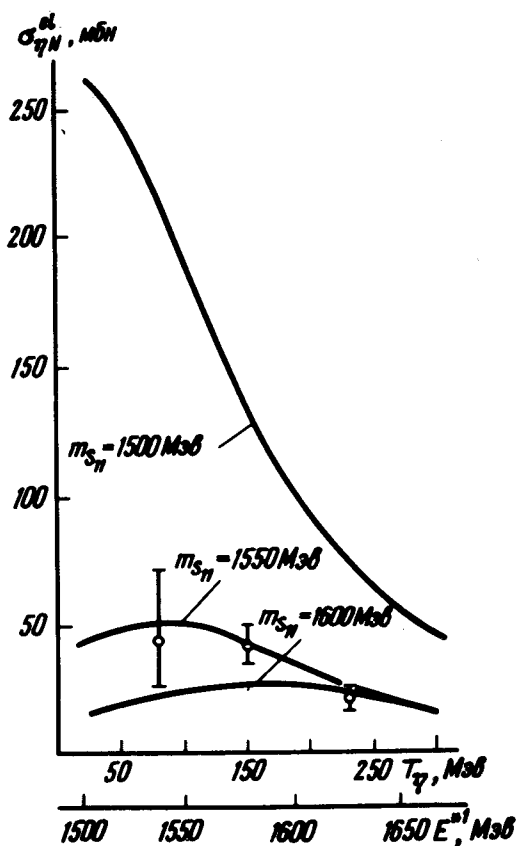
где $\sigma_{\eta N}^{in}$ – полное сечение неупругого взаимодействия, $\sigma_{\eta N}^{el}$ – полное сечение упругого рассеяния, ξ – коэффициент, учитывающий принцип Паули, $0 < K < 1$ – коэффициент, учитывающий не выбывание из регистрации рассеянного мезона. Он был рассчитан для всех кинематик методом Монте-Карло в предположении угловой изотропии реакции (4). Полное сечение неупругого взаимодействия $\sigma_{\eta N}^{in}$ было определено из сечений реакции $\pi N \rightarrow \eta N$ [5, 6] методом детального баланса. В табл. 2 приведены полученные таким образом $\sigma_{\eta N}^{in}$, $\sigma_{\eta N}^{el}$ и $\sigma_{\eta N}^{tot}$.

В работе [7] были получены амплитуды процессов (3) и (4) в предположении доминирующей роли резонанса $S_{11}(1535)$ с учетом вклада нуклонного полюса.

Таблица 2

$\sigma, \text{ мбн}$	Кинем		
	I	II	III
$\sigma_{\eta N}^{in}$	$35,0 \pm 4,0$	$20,2 \pm 2,1$	$10,8 \pm 1,2$
$\sigma_{\eta N}^{el}$	44 ± 18 28	$42,2 \pm 8,4$ - 6,7	$21,6 \pm 4,3$
$\sigma_{\eta N}^{tot}$	79 ± 50 - 32	62 ± 12 - 10	$32,4 \pm 6,5$

На рисунке показаны теоретические кривые зависимости $\sigma_{\eta N}^{el}$ от энергии η -мезонов (полной энергии ηN системы E^*) для трех значений массы резонанса. Там же приведены наши экспериментальные точки.



Подгонка теоретической кривой (где свободными параметрами были масса резонанса $m_{S_{11}}$ и его ширина Γ) к экспериментальным значениям $\sigma_{\eta N}^{el}$ позволила определить нам эти величины. Они оказались равными $m_{S_{11}} = 1550_{-15}^{+25}$ Мэв, $\Gamma = 160_{-30}^{+40}$ Мэв.

Необходимо отметить, что полученные нами результаты в сильной степени зависят от моделей развитых в работах [4, 7], поэтому, чтобы извлекать более точные данные из эксперимента, необходимо и уточнение этих моделей.

В заключение авторы благодарят В.А.Трясучева за полезные обсуждения, К.Н.Адишева и В.Н.Падалко за помощь в проведении измерений.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики, электроники
и автоматики
при Томском политехническом
институте им. С.М.Кирова

Поступила в редакцию
27 ноября 1975 г.

Литература

- [1] Г.Н.Дудкин, В.Н.Епонешников, Ю.Ф.Кречетов. ПТЭ, №2, 64, 1973.
- [2] Г.Н. Дудкин, В.Н.Епонешников, Ю.Ф.Кречетов, В.А.Трясучев.
Письма в ЖЭТФ, 18, 263, 1973.
- [3] H.R.Nicks. Phys. Rev., D7, 2614, 1973.
- [4] C.A.Engelbrecht. Phys. Rev., 133, 988, 1964.
- [5] W.Deinet, H.Muller, D.Schmitt, H.M.Staudenmaier.
Nucl. Phys., B11, 495, 1969.
- [6] W.B.Richards et al. Phys. Rev. Lett., 16, 1221, 1966.
- [7] G.N.Dudkin, V.N. Eponeshnikov, U.F.Krechetov, V.A.Tryasuchev.
Lett. al Nuovo Cim., 9, 452, 1974.