

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



4/7-77

P2 - 10433

Д-644

2534/2-77

В.К.Долинов, Н.Т.Ермеков, О.А.Займидорога,
В.Л.Коротких

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕСТАБИЛЬНОЙ СИСТЕМЫ
ИЗ ТРЕХ π -МЕЗОНОВ С НУКЛОНОМ
НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА
А- И τ' -ЗАВИСИМОСТЕЙ ПРОЦЕССА
ДИФРАКЦИОННОЙ ДИССОЦИАЦИИ

1977

P2 - 10433

В.К.Долинов,^{*} Н.Т.Ермеков,^{*} О.А.Займидорога,
В.Л.Коротких^{*}

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕСТАБИЛЬНОЙ СИСТЕМЫ
ИЗ ТРЕХ π -МЕЗОНОВ С НУКЛОНОМ
НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА
А- И τ' -ЗАВИСИМОСТЕЙ ПРОЦЕССА
ДИФРАКЦИОННОЙ ДИССОЦИАЦИИ

Направлено в ЯФ

* Научно-исследовательский институт ядерной
физики МГУ.

Степановский институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Долинов В.К. и др.

P2 - 10433

Определение сечения взаимодействия нестабильной системы из трех π -мезонов с нуклоном на основе анализа A - и t' -зависимостей процесса дифракционной диссоциации

Проведен анализ экспериментальных данных по когерентному рождению трехпионной системы на ядрах при энергии 15 ГэВ в рамках модифицированной дифракционной теории. В результате совместного фитинга дифференциальных сечений когерентных и некогерентных процессов на ядрах получены сведения о сечении взаимодействия нестабильной системы из трех π -мезонов с нуклоном в зависимости от эффективной массы 3π -системы.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Dolinov V.K. et al.

P2 - 10433

Extraction of the Cross-Section of Interaction of Unstable Three-Pion System with Nucleons from the Analysis of the A - and t' -Dependences of the Diffraction Dissociation Process

The analysis has been performed of the experimental data on the coherent production of three-pion system on nuclei at 15 GeV within the modified diffraction theory. As a result of the combined fit of the differential cross sections of the coherent and incoherent production on nuclei there was extracted the cross section of interaction of unstable 3π -systems with a nucleon for various effective masses of this system.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

Недавно /1/ было проведено экспериментальное исследование когерентного образования многопионных систем в ядерной материи. Был установлен ряд существенных свойств углового распределения и квантовых правил отбора когерентно образованных систем мезонов.

Наиболее важным результатом этих работ было обнаружение малого поглощения образованных бозонных систем в ядерной материи. При этом сечение взаимодействия σ_{22} нестабильной системы из 3π -мезонов с нуклоном было получено на основе анализа зависимости интегрального когерентного сечения от массового числа ядра мишени, а некогерентная часть сечения аппроксимировалась экспоненциальной зависимостью от квадрата поперечной компоненты переданного импульса и вычиталась из экспериментальных данных. Экспериментальное интегральное сечение когерентного процесса определялось следующим образом:

$$\sigma^{\text{coh}} = \int_{m_1}^{m_2} dm \int_0^{t'^*} dt' \left(\frac{d^2 \sigma}{dt' dm} - \frac{d^2 \sigma^{\text{IN coh}}}{dt' dm} \right).$$

При этом сечение некогерентного процесса представлялось в виде

$$\frac{d^2 \sigma^{\text{IN coh}}}{dt' dm} = I_0(A, m) \exp(-B_{12}(m), t') S(A, t', m),$$

где B_{12} - параметр наклона некогерентного сечения, I_0 - нормировочный фактор, S - функция эффективности регистрации некогерентных процессов.

На возможность другого подхода к проблеме анализа экспериментальных данных, основанного не на вычитании некогерентного "фона", а на совместном анализе событий когерентного и некогерентного рождения частиц на ядрах, было указано в статье /2/. Трудности на пути осуществления этой программы долгое время были связаны с отсутствием корректной теоретической схемы, описывающей некогерентные процессы. Впервые последовательная теория процессов некогерентного рождения частиц на ядрах была развита в работе /3/, аналогичные результаты позже были частично получены также в /4/.

Существенное отличие результатов /3/ от результатов пионерской работы /5/ состоит в последовательном учете вклада интерференции амплитуд рождения частиц на разных нуклонах ядра в сечение некогерентных процессов. Отметим, что этот вклад зависит от продольной передачи импульса.

Целью настоящего исследования являлось проведение анализа экспериментальных данных по дифракционной диссоциации π^- -мезонов $\pi^- + A \rightarrow (3\pi)^- + A$ на атомных ядрах при энергии 15,1 ГэВ /1/ в рамках теории, развитой в /3/, и определение сечения взаимодействия нестабильной 3π -системы с нуклоном на основе A - и t' -зависимостей. В работе /3/ сечение когерентного и некогерентного процессов получено в приближениях:

1/ факторизирующей плотности ядра

$$\rho(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) = \prod_{j=1}^A [\rho(\vec{r}_j) / A],$$

$$\int \rho(\vec{r}_j) d\vec{r} = A;$$

2/ условия полноты волновых функций ядра

$$\sum_f |\Phi_f \langle \Phi_f^* | = 1,$$

которое хорошо выполняется вследствие насыщения экспериментального энергетического разрешения состояниями возбуждения ядра;

3/ фермиевского распределения одночастичной плотности нуклонов в ядре

$$\rho(\vec{r}) = \frac{C_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{d}\right)},$$

где $R = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1,12 \text{ Фм}$, $d = 0,545 \text{ Фм}$, C_0 - нормировочная константа.

Таким образом, дифференциальное сечение процесса $(1 + A \rightarrow 2 + A) \pi^- + A \rightarrow (3\pi)^- + A$, просуммированное по конечным состояниям ядра, может быть представлено в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dt' dm} = \frac{d^2\sigma^{\text{coh}}}{dt' dm} + \frac{d^2\sigma^{(j=j')}}{dt' dm} + \frac{d^2\sigma^{(j \neq j')}}{dt' dm},$$

где два последних члена представляют некогерентное сечение, причем второй член есть сумма квадратов амплитуд рождения частиц на отдельных нуклонах ($j = j'$) и совпадает с некогерентным сечением работы /5/, а третий член - интерференция амплитуд рождения частиц на разных нуклонах ядра ($j \neq j'$).

Ниже приводятся формулы из работы /3/, которые мы использовали в расчете.

$$\frac{d^2\sigma^{\text{coh}}}{dt' dm} = \frac{A-1}{16\pi A} |\sigma_0'|^2 \int d^2b d^2b' dz_1 dz_2 \exp[iq(\vec{b} - \vec{b}')] +$$

$$+ iq_1(z_2 - z_1) \rho(\vec{b}, z_1) \rho(\vec{b}', z_2) \exp_{A,2} \left[-\frac{\sigma_1'}{2} T(-\infty, z_1, \vec{b}) - \right.$$

$$\left. -\frac{\sigma_2'}{2} T(z_1, \infty, \vec{b}) - \frac{\sigma_1'^*}{2} T(-\infty, z_2, \vec{b}') - \frac{\sigma_2'^*}{2} T(z_2, \infty, \vec{b}') \right],$$

$$\frac{d^2\sigma^{(j=j')}}{dt' dm} = \frac{1}{4\pi} \int d^2\beta e^{iq\beta} \omega_{00}(\beta) N[\sigma_1 - \omega_{11}(\beta); \sigma_2 - \omega_{22}(\beta)];$$

где $N(x, y) = \int d^2B \{ \exp_{A,0}[-xT(B)] -$

$$- \exp_{A,0}[-yT(\vec{B})] / (y-x), \quad T(\vec{B}) \equiv T(-\infty, \infty, \vec{B}).$$

$$\begin{aligned} \text{и} \quad \frac{d^2 \sigma (j \neq j')}{dt' dm} &= \frac{(A-1)}{4\pi A} 2 \operatorname{Re} \int d^2 \beta d^2 B dz_1 dz_2 \theta(z_2 - z_1) \times \\ &\times \exp[iq \vec{\beta} + iq_L(z_2 - z_1)] \rho(\vec{B}, z_2) \rho(\vec{B}, z_1) [\exp_{A,2} \{-[\sigma_1 - \\ &- \omega_{11}(\beta)] T(-\infty, z_1, \vec{B}) - [\frac{\sigma'_1}{2} + \frac{\sigma'^*_2}{2} - \omega_{12}(\beta)] T(z_1, z_2, \vec{B}) - \\ &- [\sigma_{22} - \omega_{22}(\beta)] T(z_2, \infty, \vec{B}) [\omega_{02} \omega_{10} - \frac{\sigma_0^1}{2} \omega_{10} - \frac{\sigma_0'^*}{2} \omega_{02} + \\ &+ |\frac{\sigma'_0}{2}|^2 - |\frac{\sigma_0}{2}|^2 \exp_{A,2} \{-\sigma_1 T(-\infty, z_1, \vec{B}) - \\ &- (\frac{\sigma'_1}{2} + \frac{\sigma'^*_2}{2}) T(z_1, z_2, \vec{B}) - \sigma_2 T(z_2, \infty, \vec{B})\}], \end{aligned}$$

$$\text{где} \quad \sigma'_\ell = \frac{4\pi}{ik} \bar{f}_\ell(0) = \sigma_\ell (1 - i\alpha_\ell), \quad \ell = 0, 1, 2,$$

$$\alpha_\ell = \operatorname{Re} \bar{f}_\ell(0) / \operatorname{Im} \bar{f}_\ell(0),$$

$$\omega_{\ell, m}(\vec{\beta}) = \int f_\ell(\vec{q}) f_m^*(\vec{q}) e^{-iq\vec{\beta}} \frac{d^2 q}{k^2}, \quad \ell, m = 0, 1, 2,$$

$$f_0 = f_{12}, \quad f_1 = f_{11}, \quad f_2 = f_{22}, \quad \vec{B} = \frac{\vec{b} + \vec{b}'}{2}, \quad \vec{\beta} = \vec{b} - \vec{b}'.$$

Энергетическая зависимость интерференционных слагаемых некогерентного сечения в основном определяется осциллирующими членами под знаком интеграла,

и это приводит к существенному подавлению вклада члена с $j \neq j'$ при низких энергиях ($q_L \geq R^{-1}$). В этом случае сечение некогерентного процесса совпадает с членом $j=j'$. При высоких энергиях интерференционные члены становятся максимальными даже при малых передаваемых импульсах.

Вводя эффективные числа нуклонов

$$\frac{d\sigma^{INcoh}}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} \cdot N_{eff}$$

и ограничиваясь малыми переданными импульсами, можно оценить величину N_{eff} в пределе низких ($q_L \geq R^{-1}$) и высоких энергий ($q_L \ll R^{-1}$):

$$N_{eff}^L = \int d^2 B |\exp(-\sigma_1 T(B)) - \exp(-\sigma_2 T(B))| \frac{1}{(\sigma_2 - \sigma_1)},$$

$$\begin{aligned} N_{eff}^H &= \int d^2 B T(B) / \left| \sigma'_1 \exp\left(-\frac{\sigma'_1 T(B)}{2}\right) - \sigma'_2 \exp\left(-\frac{\sigma'_2 T(B)}{2}\right) \right| \times \\ &\times (\sigma'_2 - \sigma'_1)^{-1/2}. \end{aligned}$$

При этом для $\sigma_1 = \sigma_2 = 25$ мб и $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ будем иметь для разных ядер:

	C	Al	Cu	Ag	Pb
N^L	5,6	8,6	12,1	14,3	17,2
N^H	2,7	3,4	4,4	5,7	8,2

Из различия величин N^L и N^H очевидна важность учета интерференционных слагаемых при высоких энер-

гиях. При промежуточных энергиях величины N_{eff} следует рассчитывать по точным выражениям.

Для проведения анализа мы располагали данными /1/ о дифференциальном сечении процесса $\pi^- + A \rightarrow (3\pi)^- + A$ при $P_\pi = 15,1 \text{ ГэВ/с}$ для ядер Be, C, Al, Cu, Ti, Ta, Ag, Pb. Анализ экспериментальных данных был сделан по дифференциальному сечению, а также по интегральному когерентному сечению.

Экспериментальные данные по некогерентному сечению в сильной степени искажены из-за отключения части некогерентных событий системой вето-счетчи-

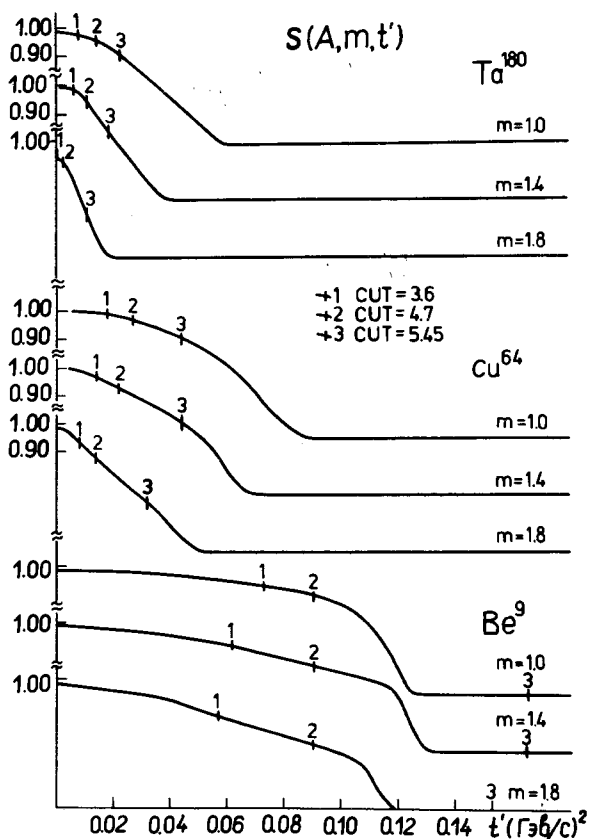


Рис. 1

ков, окружающих мишень. В силу этого авторами работы /1/ была введена функция $S(A, t', m_{3\pi})$, учитывающая эффективность регистрации некогерентных процессов. На рис. 1 представлено поведение S-функции в зависимости от передачи импульса, массы образованной системы и атомного номера ядра мишени. Для того, чтобы исключить возможные неопределенности, связанные с поведением S-функции в области относительно больших t' , нами использовались данные только в области первого дифракционного максимума $0 < t' < t'^* (\frac{cut}{R})$, где S - функция постоянна и близка к

единице. При фитировании сечения процесса свободными оставались параметр σ_{22} - сечение нестабильной системы - и параметр $C_0 = \left. \frac{d\sigma}{dt'} \right|_{t'=0}$ - дифференциальное сечение на протоне. Все остальные параметры были фиксированы и соответствовали данным работы /1/. Полученные результаты фита интегральных сечений приведены в табл. 1. Во второй колонке для сравнения даны результаты работы /1/. В этой таблице приведены также оценки эффектов, связанных с учетом принципа

Таблица 1

Результат подгонки интегральных сечений для области передаваемых импульсов $0 < t' < t'^* (4,7/R)$

$m_{3\pi}$ (ГэВ)	CERN(73) $\sigma_2(m)$, мбарн.	$\sigma_2^{(1)}$	$\Delta\sigma_2^{(1)}$		$B_{12}(m)$	Принцип Паули $\Delta\sigma_2^{(D)}$
			СТАТ.	$\frac{cut=36}{cut=\infty}$		
1,0-1,2	$23 \pm 15 \begin{pmatrix} +3 \\ -0 \end{pmatrix}$	21,8	1,0	+0,2 -2,0	-0,7	+1,7
0,9-1,1	$26 \pm 15 \begin{pmatrix} +3 \\ -0 \end{pmatrix}$	24,0	1,2	+1,4 -1,1	-0,9	+2,3
1,1-1,3	$20 \pm 15 \begin{pmatrix} +2 \\ -0 \end{pmatrix}$	21,5	1,1	+0,4 -3,0	-0,7	+1,5
1,3-1,5	$17 \pm 2 \begin{pmatrix} +6 \\ -0 \end{pmatrix}$	31,7	2,4	+1,6 -9,5	-1,4	+0,2
1,5-1,7	$20 \pm 3 \begin{pmatrix} +10 \\ -1 \end{pmatrix}$	35,5	5,2	+11,5 -14,2	-4,3	+1,1
1,7-1,9	$9 \pm 2 \begin{pmatrix} +8 \\ -2 \end{pmatrix}$	13,2	3,1	-2,9 -3,2	-7,0	+0,1

Паули, и зависимости наклона дифракционного конуса от массы образованной системы. Эти поправки не принимались во внимание при определении сечения взаимодействия нестабильной системы с нуклоном и по порядку величины во всем диапазоне эффективных масс не превышали приведенной статистической ошибки в сечениях. В табл. 2 представлены результаты подгонки дифференциального сечения процесса $\pi \rightarrow 3\pi$ для различных интервалов по передаваемому импульсу. Из табл. 2 следует, что результат анализа практически не зависит от величины интервала передаваемых импульсов. В нижней строке табл. 2 приведены данные для области передач 0,1-0,3 /ГэВ/с², где вклад когерентного сечения ничтожно мал. Видно, что сечение некогерентного процесса также чувствительно к сечению σ_{22} . На рис. 2 приведены результаты подгонки А-зависимости когерентного сечения для различных интервалов массы 3π -системы ($m_{3\pi}$). На рис. 3а показаны спектр

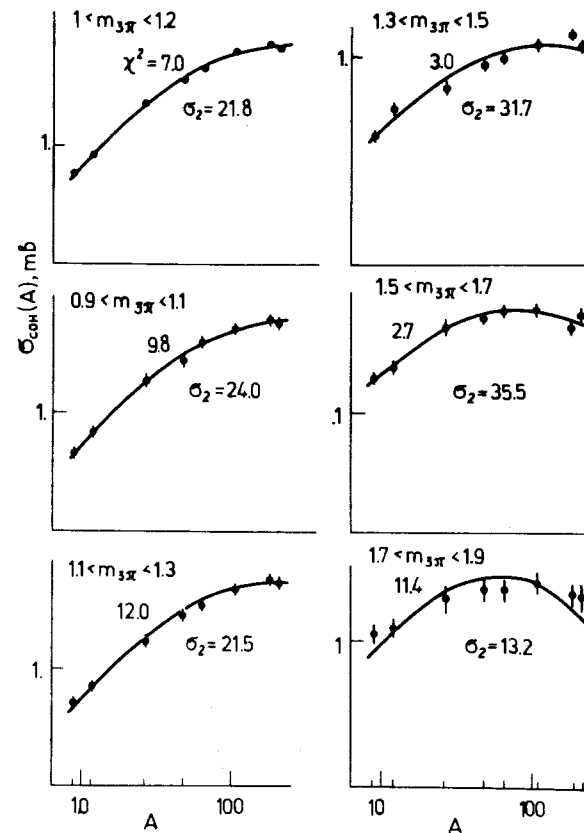


Рис. 2

Таблица 2

Результат подгонки дифференциальных сечений с параметрами σ_{22} в мбарн - первая строка и C_0 (м) в мбарн//ГэВ/с² - вторая строка

$t^2 / (c^2 \Gamma^2)$	$m_{3\pi}$ ГэВ	1,0 - 1,2	0,9 - 1,1	1,1 - 1,3	1,3 - 1,5	1,5 - 1,7	1,7 - 1,9
$0-t^{(30)} / (c^2 \Gamma^2)$	σ_2 (м)	22,1 ± 0,9	25,8 ± 1,2	21,1 ± 1,0	23,8 ± 1,8	42,6 ± 4,9	42,2 ± 9,9
	C_0 (м)	1,30 ± 0,05	1,20 ± 0,05	1,14 ± 0,04	0,57 ± 0,04	0,59 ± 0,06	0,43 ± 0,08
$0-t^{(36)} / (c^2 \Gamma^2)$	σ_2 (м)	21,6 ± 0,9	25,6 ± 1,2	20,0 ± 0,9	23,5 ± 1,7	43,5 ± 4,2	45,7 ± 8,1
	C_0 (м)	1,29 ± 0,05	1,20 ± 0,05	1,10 ± 0,04	0,58 ± 0,03	0,62 ± 0,06	0,49 ± 0,07
$0-t^{(42)} / (c^2 \Gamma^2)$	σ_2 (м)	21,5 ± 0,8	24,7 ± 1,0	20,4 ± 0,9	24,8 ± 1,6	45,8 ± 3,7	47,1 ± 6,8
	C_0 (м)	1,30 ± 0,04	1,17 ± 0,04	1,14 ± 0,04	0,62 ± 0,03	0,68 ± 0,05	0,52 ± 0,06
0,1-0,3	σ_2 (м)	21,6 ± 0,8	23,7 ± 0,9	21,4 ± 0,8	28,3 ± 1,6	47,5 ± 3,0	40,7 ± 5,1
	C_0 (м)	1,32 ± 0,04	1,12 ± 0,04	1,21 ± 0,03	0,73 ± 0,04	0,75 ± 0,05	0,50 ± 0,04
0,1-0,3	σ_2 (м)	11,9 ± 5,1	13,1 ± 6,2	14,6 ± 4,5	33,0 ± 7,1	34,1 ± 7,9	32,5 ± 7,5
	C_0 (м)	1,02 ± 0,13	0,66 ± 0,10	1,23 ± 0,13	1,11 ± 0,12	0,74 ± 0,08	0,50 ± 0,06

масс системы из трех пионов для процесса дифракции на водороде и ядрах и дифференциальное сечение процесса рождения трех π -мезонов на водороде, полученное в этой работе /сплошные линии/. Пунктиром обозначены данные работы /1/.

Высота спектра масс для данной эффективной массы 3π -мезонов пропорциональна $C_0(M_{3\pi})$ -дифференциальному сечению дифракционного рождения 3π -мезонов на протоне на нулевой угол для данного интервала масс, которое получено на основании фита модели когерентного рождения для всех ядер. Все эффекты, связанные с фактором ядер, исключены из этой величины.

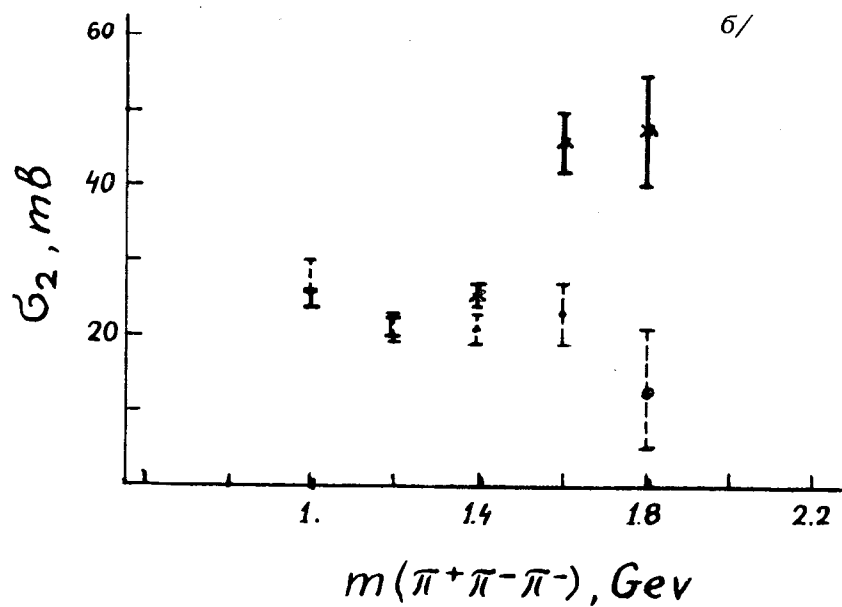
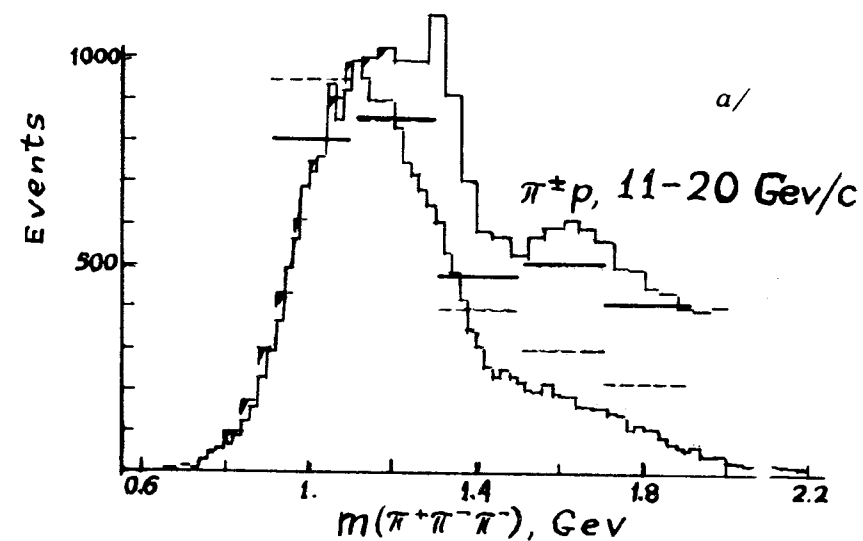


Рис. 3

Результат данного анализа удовлетворительно согласуется с данными, полученными при изучении дифракции на водороде.

На рис. 3б показана зависимость сечения взаимодействия 3π -системы с нуклоном от ее эффективной массы. Сплошные точки - данные настоящей работы, а пунктир - работы /1/.

Таким образом, результаты данной работы свидетельствуют о важности совместного анализа процессов когерентного и некогерентного рождения частиц на ядрах. Наш анализ показывает, что сечение взаимодействия нестабильной 3π -системы с нуклоном растет в области больших масс и, кроме того, некогерентное сечение также чувствительно к сечению взаимодействия нестабильной системы с нуклоном. Для лучшего понимания механизма дифракционной диссоциации адронов на ядрах весьма важно детальное исследование когерентных и некогерентных процессов.

Авторы благодарны А.В.Тарасову за плодотворные обсуждения этой работы.

Литература

1. Bemporad C. e.a. Nucl. Phys., 1971, B33, p.397; Nucl. Phys., 1972, B42, p.627.
2. Formanek J., Trefil J.S. Nucl. Phys., 1967, B3, p.155; 1968, B4, p.165; Trefil J.S. Phys. Rev., 1969, 180, p.1366.
3. Геворкян С.Р., Займидорога О.А., Тарасов А.В. ОИЯИ, P2-6581, Дубна, 1972.
4. Fäldt G. Nucl. Phys., 1973, B62, p.86.
5. Kolbig K.S., Margolis B. Nucl. Phys., 1968, B6, p.85; Margolis B. Phys. Lett., 1968, 26B, p.254.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 марта 1977 года.