

Абрамян Х. У. и др.

Б2-1-85-849

+



1008/86

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

346.6a + 343g

Б2-1-85-849

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1985

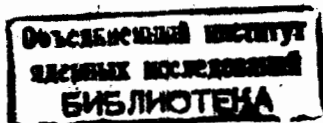
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Б2-1-85-848

Х.У.Абрамян<sup>\*</sup>, В.В.Архипов, Р.Г.Аствацатуров,  
С.Е.Васильев, В.М.Изъюров, В.А.Квливидзе<sup>х)</sup>,  
Г.Л.Мелкумов, С.Н.Пляшкевич, С.Г.Резников,  
М.Н.Хачатурян, А.С.Чвыров

ИНКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ  $\eta^0$ -МЕЗОНОВ В  
РЕАКЦИИ  $d+C \rightarrow \eta^0+X$  ПРИ ИМПУЛЬСЕ 9 ГэВ/с



Дубна, 1985 г.

\* Московский Государственный Университет

х) Ереванский Государственный Университет

Рукопись поступила  
в издательский отдел  
.. 26 / 11 / 1985 г.

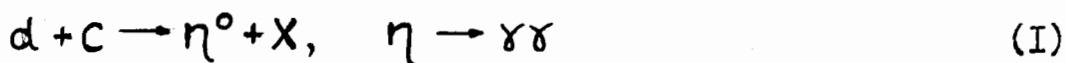
## А Н Н О Т А Ц И Я

Приводятся предварительные результаты экспериментального исследования инклюзивного образования  $\eta$ - мезонов, образующихся в результате взаимодействия дейтронов с ядрами углерода при импульсе 9 ГэВ/с в области  $X_F > 0,6$

Исследование процессов инклюзивного образования резонансов во взаимодействиях релятивистских ядер с ядрами позволяет получить ценную информацию о кварковой структуре ядра и о свойствах мультикварковых состояний [1]. Особенно важно в этой связи исследование простейшего дейтрон-ядерного взаимодействия, которое легче поддается теоретической интерпретации.

Особый интерес представляет изучение рождения нейтральных резонансов в кумулятивной области, экспериментальные данные о которых в настоящее время практически отсутствуют [2].

Настоящая работа посвящена первым результатам экспериментального исследования реакции:



при импульсе дейтронов 9,0 ГэВ/с.

Эксперимент проводился на протонном синхротроне Объединенного института ядерных исследований. В эксперименте — события детектировались с помощью 90-канального черенковского масс-спектрометра Лаборатории высоких энергий. Схема эксперимента проводится на рис. 1.

Пучок дейтронов с  $\Delta p/p < \pm 0,1\%$  и длительностью сброса 400 нс фокусируется на углеродную мишень размерами 14x5x5 см<sup>3</sup>. Длина мишени по пучку равна 12,6 г/см<sup>2</sup>. Расстояние между центром мишени и передней плоскостью спектрометров равно 360 см. Частицы пучка регистрируются телескопом сцинтилляционных счетчиков S1 ÷ S3. Для исключения срабатывания установки от рассеянных частиц (гало пучка) используются два сцинтилляционных счетчика A<sub>1</sub> и A<sub>2</sub>, образующих отверстие размером 5x5 см<sup>2</sup>. Эти счетчики работают в режиме антисовпадений. Направления частиц и  $\gamma$ -квантов определяются с помощью 32 проволочных камер (SC) с магнитострикционным съемом информации размерами 90x90 см<sup>2</sup>.

Камеры собираются в группе по четыре. В группе две камеры располагаются вертикально, а две другие — под углом  $17^\circ$  относительно оси, проходящей через центры камер. Камеры разделены на две секции по 16 камер в каждой (SCA и SCB). Между группами из четырех камер размещены медные конверторы К толщиной 0,4 рад.ед. Эффективность конверсии одного  $\gamma$ -кванта равна 56%. Направление конверсионных электронов измеряется группой из четырех камер, расположенной непосредственно после конвертора.

Первая (по пучку) группа камер используется для отбора  $\gamma$ -квантов.

Четыре сцинтилляционных годоскопа SAB, SAG и SBB, SBГ, каждый из которых состоит из 10 модулей (размеры сцинтилляционного модуля  $2 \times 10 \times 100 \text{ см}^3$ ) располагаются за проволочными камерами. Годоскопические счетчики в каждом из плеч спектрометра имеют горизонтальную SAG, SBГ и вертикальную SAB, SBB ориентации и позволяют измерять координаты частиц, а также увеличить эффективность триггера. Непосредственно за годоскопическими счетчиками располагаются черенковские  $\gamma$ -спектрометры из свинцового стекла (СА и СВ). Общее количество спектрометров — 90.

Спектрометры работают независимо и группируются по 45 в каждом из двух направлений (А и В).

Контроль усиления спектрометрических трактов осуществляется с помощью световых вспышек в кристаллах NaJ от  $\alpha$ -частиц радиоизотопа  $^{241}\text{Am}$ . Световые вспышки  $\text{NaJ} + \alpha$  автоматически регистрируются между циклами ускорителя. Абсолютная калибровка

$\gamma$ -спектрометров производится на пучке моноэнергетических электронов. Установка работает на линии с ЭВМ [3]<sub>Т</sub>.

Запуск установки производится, если имеет место совпадение  $S_1 S_2 S_3 \bar{A}_1 \bar{A}_2 \cdot SAB \cdot SBB \cdot SAG \cdot SBГ$  при условии, что энергия частиц в

спектрометрах левого (А) и правого (В) направлений (соответственно  $E_{\gamma 1}$  и  $E_{\gamma 2}$ ) и их сумма ( $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}$ ) превышают пороговую энергию, определяемую кинематикой исследуемого процесса и геометрией эксперимента. В данном эксперименте по результатам моделирования процесса (I) методом Монте-Карло были выбраны следующие энергетические пороги:

$$E_{\gamma 1} = E_{\gamma 2} \geq 300 \text{ МэВ и}$$
$$E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} \geq 1200 \text{ МэВ.}$$

Обработка экспериментальных данных, записанных на магнитную ленту, производится на ЭВМ СДС-6500 по программам геометрической и энергетической реконструкции.

При анализе экспериментальной информации  $\gamma\gamma$ -события отбирались по следующим критериям:

1. Наличие вершины в эффективном объеме мишени:

$$\Delta X = \Delta Y = \pm 15 \text{ см; } \Delta Z = \pm 100 \text{ см.}$$

2. Наличие трека заряженной частицы (или лавины после  $i$ -го конвертора).

3. Наличие сигналов в вертикальных ( $SAB$ ,  $SBB$ ) и горизонтальных ( $SAG$ ,  $SBG$ ) модулях сцинтилляционных годоскопических счетчиков, соответствующих треку в камерах.

4. Наличие сигналов в  $\gamma$ -спектрометрах  $\check{C}A$  и  $\check{C}B$ , соответствующих треку в камерах и удовлетворяющих условиям:

а)  $E_{\gamma 1} (E_{\gamma 2}) \geq 300 \text{ МэВ}$

б)  $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} \geq 1200 \text{ МэВ}$

Заряженные частицы при отборе игнорируются. По указанным критериям было отобрано 1050  $\gamma\gamma$ -событий. Распределения вершин-событий в мишени по  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  - координатам представлены на рис.2 (ось  $Z$  направлена вдоль пучка).

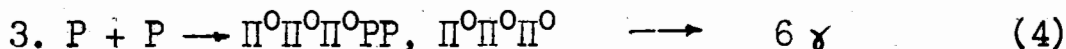
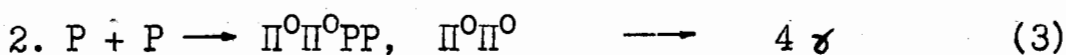
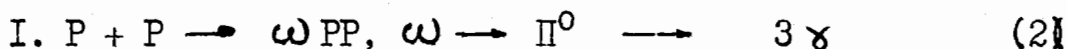
Для исключения фоновых событий используется энергетический

критерий: отбираются события, энергия которых удовлетворяет следующим требованиям:

1.  $E_{\gamma_1} (E_{\gamma_2}) \geq 700 \text{ МэВ}$  и
2.  $(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}) \geq 2300 \text{ МэВ}$

Спектр эффективных масс для указанных событий приводится на рис.3.

Как видно из рис. 3 в спектре ~~эффективных масс~~ имеется явный максимум, обусловленный распадами  $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Кривая I на рис. 3 описывает фон и рассчитана методом Монте-Карло для процессов:



Фоновыми являются события из реакций (2-4), когда в телесный угол спектрометра (0,044 ст.рад.) из  $\eta$   $\gamma$ -квантов ( $n \geq 3$ ) попадают два  $\gamma$ -кванта. Розыгрыш событий в процессах (2), (3) и (4) производился равномерно по фазовому объему образующихся частиц. Отношения эффективных сечений для реакций (1)-(4) определялись по данным работы [4].

Доля фоновых процессов не превышает 37% от числа всех событий в интервале эффективных масс 450-650 МэВ. Относительные вклады реакций (2), (3) и (4) соответственно равны  $\approx 7\%$ ,  $\approx 65\%$  и  $\approx 26\%$ . По оценкам эффект превышает уровень фона более, чем на четыре стандартных ошибки.

На рис. 4 и таблице I показана зависимость инклюзивного сечения образования  $\eta$ -мезонов в реакции (1) от квадрата поперечного импульса. Как видно из рис. 4 экспериментальные точки удовлетворительно совмещаются с прямой, соответствующей параметризации:

$$d\sigma / d p_{\perp}^2 = A \cdot \exp(-B p_{\perp}^2), \text{ где} \quad (5)$$

$$A = (1928 \pm 338) \text{ мкб } (\text{ГэВ/с})^{-2} \text{ и } B = (5,4 \pm 2,1) (\text{ГэВ/с})^{-2}$$



С целью выяснения влияния фоновых событий на параметр наклона "В" анализировались 2  $\gamma$ -события в интервалах 0+450 МэВ и 650+1000 МэВ. Для этих событий были построены дифференциальные сечения  $d\sigma/dp_{\perp}^2 \text{ exp}/-V_{\text{фон}} \cdot p_{\perp}^2 /$ . Проведенный анализ показал, что для фоновых событий параметр  $V_{\text{фон}} \sim 0$  и практически не влияет на результат для  $\eta$ -мезонов.

Таблица I.

Дифференциальные сечения  $d\sigma / dP_{\perp}^2$  реакции инклюзивного образования  $\eta$ -мезонов (мкб/(ГэВ/с)<sup>-2</sup> ядро углерода

| $P_{\perp}^2$ -интервал ГэВ/с <sup>2</sup>        | 0 - 0,04 | 0,04 - 0,09 | 0,09 - 0,37 |
|---|----------|-------------|-------------|
| $d\sigma / dP_{\perp}^2$ мкб/(ГэВ/с) <sup>2</sup> | 1219±193 | 1190±273    | 652±168     |
| $K_{\text{ф}} = N_2 / N_2 + N_{\text{фон}}$       | 0,485    | 0,57        | 0,61        |

На рис. 5 и в таблице 2 приводится зависимость инвариантного инклюзивного сечения образования  $\eta$ -мезонов в реакции (I) в зависимости от  $X_F = p_{\parallel}^* / p_{\text{max}}^*$

$$f(X_F) = \int \frac{E^*}{p_{\text{max}}^*} \cdot \frac{d^2\sigma(dC \rightarrow \eta X)}{dp_{\perp}^2 \cdot dX_F} \cdot dp_{\perp}^2 \quad (6)$$

Прямая, соответствующая зависимости  $f/X_F \neq = /1-X_F /^n$ , где  $n = 2,04 \pm 0,51$ , удовлетворительно описывает экспериментальные данные в интервале значений  $X_F (0,6+0,9)$ . Это согласуется с предсказаниями ряда кварковых моделей о характере инклюзивных распределений мезонов в областях фрагментации взаимодействующих адронов [5]



Таблица 2

Инвариантное инклюзивное сечение образования  $\eta$ -мезонов  
в зависимости от  $X_F$ , / мкб / ядро углерода/

|                                      |                |               |               |              |
|--------------------------------------|----------------|---------------|---------------|--------------|
| X - интервал                         | 0,62- 0,7      | 0,7 - 0,8     | 0,6 - 0,9     | 0,9 & 1,3    |
| $f/X_F$ /, мкб                       | $2176 \pm 487$ | $951 \pm 203$ | $401 \pm 134$ | $107 \pm 25$ |
| $K_\Phi = N_\eta / N_\eta + N_{фон}$ | 0,395          | 0,41          | 0,7           | 0,965        |

Процедура вычитания фона осуществлялась с помощью коэффициента  $K_\Phi$  (таблицы 1 и 2). Точность нормировки в абсолютных сечениях оценивалась в  $\pm 40\%$

При вычислении абсолютных величин сечений были введены поправки, учитывающие конверсию  $\gamma$ -квантов в мишени (10%) и в конверторах проволочных камер (31%).

Авторы благодарны А.М.Балдину за поддержку данной работы, Б.А.Кулакову за ценные замечания, группе Ю.В.Куликова, П.Ж.Асланяну за помощь.

*Handwritten signatures:*  
 Саша  
 Андрей  
 Анна  
 Халед

*Handwritten note:*  
 Недостаточные  
 подписи авторов имеются  
 в рабочих материалах  
 копией.

20.11.85

*Handwritten signature:* Саша

*Handwritten signature:* Велкулов

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

1. Схема расположения экспериментальной аппаратуры.
2. Распределения вершин  $\gamma\gamma$  - событий в мишени по X, Y и Z координатам (Z направлено вдоль пучка)
3. Спектр по эффективной массе  $\gamma\gamma$  - событий (кривая I является фоновой и рассчитана методом Монте-Карло)
4. Зависимость инклюзивного образования  $\eta$  - мезонов в реакции  $dc - \eta X$  от квадрата переданного импульса.
5. Зависимость инвариантного инклюзивного сечения образования  $\eta$  - мезонов от  $X_F$ .

## И Н Т Е Р А Т У Р А

1. А.М.Балдин. Progress in Particle Nuclear Physics, vol 4, 1980, p.95
2. Р.Г.Аствацатуров и др. ЯФ, 1981. 34, 1504  
В.В.Архинов и др., ЯФ, 1982, 35, 1206  
В.В.Архинов и др., ЯФ, 1983, 38, 674.
3. С.А.Аверичев и др., ИТЭ, 1979, 4, 57
4. В.А.Будагов и др., ЯФ, 1970, 12, 1222
5. Chliapnikov P.V. et.al. Nucl. Phys. 1979, B.144, p.400  
Kniazev V.V. et.al. Preprint IHEP 77-106, Serpukhov, 1977.

