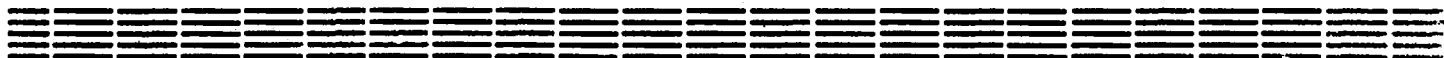




AM9800016

Препринт ЕФИ-1333(28)-91

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Г.Р.ГУЛКАНЯН, В.Г.КАКОЯН

РОЖДЕНИЕ π^- -МЕЗОНОВ ВО ФРАГМЕНТАЦИОННЫХ
И ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТЯХ dC -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРИ 1 ГэВ
НА НУКЛОН

L

29 - 45

ЦНИИАтоминформ

ЕРЕВАН - 1991

**We regret that
some of the pages
in this report may
not be up to the
proper legibility
standards, even
though the best
possible copy was
used for scanning**

Հ.Ռ.ԳՈՒԼՔԱՆՑԱՆ, Վ.Զ.ԿԱԿՈՑԱՆ

**π⁻-ՄԵՋՈՆՆԵՐԻ ԾՆՈՒՄԸ ՄԸ-ՓՈՒԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՏՐԱԳՄԵՆՏԱՑՄԱՆ
ԵՎ ԿԵՆՏՐՈՆԱԿԱՆ ՏԻՐՈՒՑԹՆԵՐՈՒՄ 1 ԳԷՎ/ՆՈՒԿԼՈՆ
ԷՆԵՐԳԻԱՑԻ ԴԵՊՔՈՒՄ**

Չափվել են մԸ-տիրույթներում π⁻-մեկոնների ինկլյուչիվ սպեկտրները 1 ԳԷՎ/նուկլոն էներգիայի դեպքում: Չափումների արդյունքները համեմատվում են դեյտրոնի և ածխածնի ֆրազմենտացման տիրույթում տեսական կանխագուշակումների և միջուկների բազմանուկլոնային փոխադեցությունների կենտրոնական տիրույթում պիոնների առաջացման վերաբերյալ գոյություն ունեցող փորձարարական օրինաչափությունների հետ:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1991

С

Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ) 19-01 г.

1. В в е д е н и е

Возросший за последние годы интерес к изучению процессов образования π^- -мезонов в столкновениях ядер водорода (дейтрона, тритона) с легкими ядрами в ГэВ-ой области энергий связан с тем, что именно в этих взаимодействиях осуществляются оптимальные (с энергетической точки зрения) условия генерации пучков μ^- -мезонов для применения последних в мюонном катализе ядерных реакций синтеза (см. обзорную работу [1] и ссылки, содержащиеся в ней). Кроме того, представляет интерес проверка предсказаний "правил счета" при фрагментации легких релятивистских ядер в пионы [2], а также сравнение с данными по взаимодействиям более тяжелых ядер, для которых установлен ряд феноменологических закономерностей образования пионов в центральной области ($\vartheta_{\text{см.}} \sim 90^\circ$) (см. [3,4] и ссылки, содержащиеся в них).

В настоящее время выполнено весьма ограниченное число экспериментов по измерению инклюзивных спектров π^- -мезонов в столкновениях легчайших ядер в области энергий 1-2 ГэВ на нуклон. В работе [5] измерены импульсные спектры π^- -мезонов при фиксированном угле вылета ($\vartheta = 2.5^\circ$) во взаимодействиях дейтронов и α -частиц с ядрами углерода при 1.05 и 2.1 ГэВ на

нуклон. В наших предыдущих работах [6,7] измерены инклюзивные спектры π^- -мезонов во всем телесном угле во взаимодействиях дейтронов с энергией 1 ГэВ на нуклон в пропане (при этом 87% взаимодействий с рождением π^- -мезона происходит на ядре углерода и 13% - на водороде).

В настоящей работе исследовано инклюзивное рождение π^- -мезонов в dC -взаимодействиях при 1 ГэВ на нуклон. При этом данные основаны на несколько большей статистике, чем в [6,7], и из них исключен вклад водородных событий. Во втором разделе описывается методика получения экспериментальных данных. В третьем разделе приводятся данные по импульсным, угловым и энергетическим спектрам π^- -мезонов, а также сравнение спектров в dC и Cd -взаимодействиях. В четвертом разделе анализируются инклюзивные спектры π^- -мезонов в областях фрагментации дейтрона и углерода и в центральной области ($\vartheta_{cm} \sim 90^\circ$) и проводится сравнение с другими экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями.

2. Процедура получения экспериментальных данных

Эксперимент выполнен на 2-метровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ, облученной пучком дейтронов с энергией 1 ГэВ на нуклон на Дубнинском синхротроне. При просмотре около 10 тыс. стереофотоснимков обнаружено 1800 событий рождения π^- -мезонов при взаимодействии дейтронов в пропане (C_3H_8) (вклад событий с рождением двух π^- -мезонов составляет 2%). Отобранные события измерялись на полуавтоматических устройствах, связанных в линию с управляющей мини-ЭВМ, и обчитыва-

лись по программе геометрической реконструкции ГЕОБИТ.

Количество хорошо измеренных треков π^- -мезонов оказалось равным 1624. Импульсные и угловые распределения π^- -мезонов в $d(C_3H_8)$ -взаимодействиях приведены в наших предыдущих публикациях [6,7]. Инклюзивное сечение рождения π^- -мезонов, происходящее на молекулу пропана, равно $\sigma_{\pi^-}^{inc}(dC_3H_8) = 233 \pm \pm 13$ мб, а средняя множественность $\langle n_{\pi^-}(dC_3H_8) \rangle = 0,125 \pm \pm 0,006$ [8]. Воспользовавшись имеющимися данными [9] по сечению рождения π^- -мезонов в $d p$ -взаимодействиях при близких начальных энергиях, можно получить [8], что инклюзивное сечение рождения π^- -мезонов в dC -взаимодействиях равно $\sigma_{\pi^-}^{inc}(dC) = 68,9 \pm 4.4$ мб, а средняя множественность $\langle n_{\pi^-}(dC) \rangle = 0,163 \pm \pm 0,013$. Отсюда можно заключить, что около 13% событий взаимодействия дейтронов в пропане с рождением π^- -мезона происходит на водороде, причем практически все эти события являются четырехлучевыми. Для исключения из инклюзивных спектров вклада водородных взаимодействий мы отобрали события, для которых все вторичные треки имеют удовлетворительное качество измерения (866 событий, содержащих 888 π^- -мезонов), и проанализировали входящие в эту выборку четырехлучевые события на предмет принадлежности к реакциям $d p \rightarrow p p p \pi^- (\pi^0)$, $d p \rightarrow d p \pi^+ \pi^-$ и $d p \rightarrow p p p \pi^+ \pi^-$. Для двух последних гипотез требовалось наличие в конечном состоянии идентифицированного π^+ -мезона. Для первой из гипотез строилось распределение по квадрату недостающей массы MM^2 (рис. 1), которое имеет выраженный пик в области малых $|MM^2|$ и указывает на доминирующую роль реакции $d p \rightarrow p p p \pi^- (\pi^0)$. Для оценки ее сечения мы выделили события, удовлетворяющие условию $|MM^2| < 0,15$ (ГэВ/с²)², и вычли

из них возможную "подложку" (20 ± 10 событий), которая могла быть обусловлена фоновыми процессами. Оставшимся 82 ± 14 событиям соответствует сечение $\sigma(dp \rightarrow ppp\pi^-(\pi^0)) = 2,8 \pm 0,8$ мб, которое в пределах ошибок согласуется со значением $2,6 \pm 0,1$ мб, полученным в pd -взаимодействиях при близких энергиях [10,11]. Мы нашли также, что событиям, удовлетворяющим кинематике двух остальных реакций, соответствуют сечения $\sigma(dp \rightarrow dp\pi^+\pi^-) = 0,27 \pm 0,10$ мб и $\sigma(dp \rightarrow ppp\pi^+\pi^-) = 0,4 \pm 0,2$ мб, которые не противоречат значениям, соответственно $0,20 \pm 0,03$ мб и $0,60 \pm 0,04$ мб, измеренным в dp -взаимодействиях [12].

Полное число событий - кандидатов во взаимодействия с водородом (127 событий) - составляет 15% от рассматриваемой выборки событий, что близко к ожидаемому вкладу (13%) водородных событий. Ниже, при получении того или иного распределения для dC -взаимодействий используется следующая процедура: из распределения, основанного на полной выборке событий, вычитается (с соответствующим ожидаемому вкладу водородных событий весом) аналогичное распределение, полученное на основе событий - кандидатов в dp -взаимодействия.

3. Инклюзивные спектры π^- -мезонов

На рис. 2 и 3 приведены импульсное и угловое распределения, а в табл. I - двумерное распределение по кинетической энергии и углу вылета π^- -мезонов в dC -взаимодействиях. Средний импульс пионов равен $\langle p_{\pi^-} \rangle_{dC} = 0,307 \pm 0,005$ ГэВ/с, средний угол вылета $\langle \vartheta_{\pi^-} \rangle_{dC} = (57 \pm 1)^\circ$.

На рис. 2 и 3 для сравнения приведены также аналогичные

распределения в антилабораторной системе отсчета (т.е. для Cd -взаимодействий при энергии 1 ГэВ на нуклон). Основанные на Монте-Карло расчетах оценки показывают, что поправки, связанные с потерями большей части малознергичных ($P_{\pi} < 0.07 \text{ ГэВ/с}$) пионов при их идентификации в пропане (составляющих 2-3% от полного их числа), не превышают статистических ошибок; эти поправки учтены в приведенных ниже распределениях.

Как видно из рис. 2 и 3, в Cd -взаимодействиях π^- -мезоны в среднем рождаются под меньшими углами ($\langle \vartheta_{\pi} \rangle_{Cd} = 52 \pm 1^\circ$) и обладают большими импульсами ($\langle P_{\pi} \rangle_{Cd} = 0,349 \pm 0,005 \text{ ГэВ/с}$), чем в dC -взаимодействиях. Такое отличие может быть отчасти связано с эффектами вторичных взаимодействий π^- -мезонов в ядре углерода.

Распределение по квадрату поперечного импульса π^- -мезонов показано на рис. 4; оно может быть аппроксимировано экспоненциальной зависимостью с наклоном $\beta = 24,5 \pm 0,7 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$. На том же рисунке приводится сравнение с данными [13] в pp -взаимодействиях при 1,73 ГэВ/с. Видно, что данные по dC -взаимодействиям обнаруживают более медленное падение спектра по P_T^2 , в частности, из-за эффекта вторичных взаимодействий в ядре (в основном в углероде) и из-за Ферми-движения нуклонов в ядре.

Распределение по фейнмановской переменной $x = (P_{\pi}^* / P_{\text{max}}^{NN})$ в с.п.м. нуклон-нуклонного взаимодействия представлено на рис. 5. Кривыми показаны результаты аппроксимации зависимостью $\sigma^{-1} (d\sigma/dx) = \alpha (1-|x|)^n$ в областях $-1 < x < 0$ ($n = 0,99 \pm 0,07$, $\alpha = 0,98 \pm 0,05$) и $0 < x < 1$ ($n = 1,17 \pm 0,08$, $\alpha = 0,99 \pm 0,05$). В кинематически запрещенную для NN -взаимо-

действия область $x < -1$ попадает примерно 5% от π^- -мезонов, рожденных в задней полусфере ($x < 0$), а в область $x > 1$ — примерно 1% π^- -мезонов, рожденных в передней полусфере ($x > 0$). На том же рисунке приводится сравнение с усредненными данными [13] по pp и $p\pi$ -взаимодействиям при 1,73 ГэВ/с. Видно, что нуклонные данные обнаруживают несколько более быстрое падение спектров (особенно в области $x < 0$), чем в dC -взаимодействиях.

4. Инвариантные сечения во фрагментационных и центральной областях

В работе [2] показано, что поведение инклюзивных спектров пионов при фрагментации релятивистских ядер определяется характером короткодействующих нуклон-нуклонных сил в ядре, и получены определенные предсказания ("правила счета") для инвариантного сечения образования пионов $\sigma^{inv}(x')$ в зависимости от скейлинговой переменной $x' = (P_{\parallel}^* / P_{\max}^{AB})$, где P_{\parallel}^* — продольный импульс и P_{\max}^{AB} — максимально возможный импульс пиона в общей с.п.м. столкновения ядер A и B . В области фрагментации ядра A инвариантное сечение имеет вид:

$$\sigma^{inv}(x') \sim (1-x')^{g_A + N + 1}, \quad (I)$$

где множитель $(1-x')^N$ описывает спектр фрагментации нуклона в пион ($N \approx 3$), а множитель $(1-x')^{g_A}$ пропорционален вероятности найти нуклон, обладающий долей продольного импульса x' от полного импульса ядра A . Как показано в [2], показатель $g_A = 2A - 3$, если рассматривать нуклоны как бесструктур-

ные точечные частицы ("нуклонное правило сумм"); при этом показатель в (I) при фрагментации дейтрона в пион ожидается равным $n_d = g_A + N + 1 = 5$, а при фрагментации углерода $n_c = 25$. Если же учесть кварковую структуру нуклона, то ожидается [2, 14] $g_A = 6A - 7$ ("кварковое правило сумм"); при этом показатель в (I) ожидается равным $n_d = 9$ и $n_c = 69$ при фрагментации, соответственно, дейтрона и углерода.

Выражение (I) справедливо при ограниченных поперечных импульсах пиона и при достаточно больших значениях переменной $x' \geq 1/(A(N+2))$ (например, при фрагментации дейтрона $x' \geq 1/10$, при фрагментации углерода $x' \geq 1/60$).

Как показано в [2], экспериментальные данные [5] по фрагментации ядер дейтерия и гелия в π^- -мезон под фиксированным углом ($\vartheta_{\text{лаб.}} = 2,5^\circ$) при начальных энергиях 1,05 и 2,1 ГэВ на нуклон хорошо согласуются с правилом кваркового счета ($g_A = 6A - 7$). Наши данные позволяют проверять правила счета не только для малонуклонных ядер, но и для ядра углерода. На рис. 6 и 7 показаны инвариантные спектры фрагментации ядер дейтерия и углерода в π^- -мезоны под малыми углами, не превышающими 20° (показаны также данные при $\vartheta < 25^\circ$), соответственно, в лабораторной и антилабораторной системах отсчета. Как видно из рис. 6, наши данные в области фрагментации дейтрона в пределах ошибок хорошо согласуются с данными работы [5] и в областях $x' > 0,15$ или $x' > 0,20$ могут быть описаны зависимостью (I) с показателем, соответственно, $n_d = 8,7 \pm 0,9$ или $n_d = 10,1 \pm 0,9$, согласующимся с предсказанием правила "кваркового счета" ($n_d = 9$). Для фрагментации ядра углерода (рис. 7) в областях $|x'| > 0,02$ или $|x'| > 0,05$ по-

лучены значения, соответственно, $n_c = 21,7 \pm 1,3$ или $n_c = 24,5 \pm 1,8$, согласующиеся с предсказанием правила "нуклонного счета" ($n_c = 25$). Таким образом, наши данные указывают на различие механизмов фрагментации в пионы малонуклонных (d , He) и многонуклонных (C) систем. Следует, однако, иметь в виду, что при получении правил счета [2] не учтены эффекты вторичных взаимодействий в ядрах, которые, особенно в области фрагментации ядра углерода, могут привести к отклонению наблюдаемого спектра от предсказуемого вида.

На рис. 8 приведена зависимость инвариантного $f(\tau) = E d^3\sigma/dp^3$ и неинвариантного $f_v(\tau) = d^3\sigma/dp^3$ спектров $\bar{\pi}^-$ -мезонов от их энергий в с.п.м. нуклон-нуклонного взаимодействия при углах $\vartheta_{ц.м.} \sim 90^\circ$ ($70^\circ < \vartheta_{ц.м.} < 110^\circ$). Эти спектры могут быть аппроксимированы экспоненциальной зависимостью $f(\tau) \sim \exp(-\tau/T_0)$ и $f_v(\tau) \sim \exp(-\tau/T_v)$ с параметром наклона, соответственно, $T_0 = 75 \pm 3$ МэВ и $T_v = 59 \pm 2$ МэВ. В случае многонуклонных столкновений ядер, в которые вовлечено несколько десятков и более нуклонов, параметр наклона T_v неинвариантного спектра может быть интерпретирован как температура возбужденной ядерной материи [15]. В большинстве экспериментальных работ обычно приводятся результаты измерения инвариантных спектров, характеризующихся наклоном T_0 . Как показывают имеющиеся данные (см. [3,4] и ссылки, содержащиеся в них), параметр T_0 практически не зависит от атомного веса сталкивающихся ядер (от $A = 12$ до $A = 207$) и плавно растет при изменении начальной энергии от подпороговых значений до нескольких ГэВ на нуклон (рис. 9). Как видно из рис. 9, где показан также результат нашего измерения, независимость па-

параметра T_0 от атомных весов сталкивающихся ядер сохраняется даже для таких взаимодействий легких ядер, когда рождается весьма ограниченное число пионов (в большинстве событий нашей выборки рождается всего один пион), а во взаимодействии принимает участие в среднем несколько нуклонов, т.е. когда образование сильно нагретого ядерного вещества маловероятно. Следовательно, параметр T_0 является, по-видимому, более общей характеристикой процесса пионообразования в ядерных столкновениях, не требующей предположения о необычных свойствах возбужденной ядерной материи.

Определенным эмпирическим закономерностям подчиняется не только форма инвариантного спектра пионов, образованных под углами $\vartheta_{с.м.} \sim 90^\circ$, но и величина их дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$, которое, как показано в ряде экспериментов по ядро-ядерным и нуклон-ядерным взаимодействиям (см. [3]), при энергиях $T_{пучк.} \gg 400$ МэВ на нуклон пропорционально скейлинговому фактору $(A \cdot B)^{2/3}$ (A и B - атомные веса сталкивающихся ядер) и плавно растет с ростом $T_{пучк.}$. На рис. 10 показаны нормированные на указанный фактор дифференциальные сечения для ядро-ядерных и нуклон-ядерных взаимодействий (данные взяты из [3]). Приведенные на том же рисунке наши данные показывают, что скейлинговый характер сечения рождения пионов в центральной области сохраняется и для взаимодействий легких ядер.

5. Выводы

Основные результаты настоящей работы могут быть сформулированы следующим образом:

Измерены инклюзивные спектры π^- -мезонов в dC и Cd - взаимодействиях при начальной энергии 1 ГэВ на нуклон. Показано, что в общей с.ц.м. dC -взаимодействия инвариантное инклюзивное сечение в зависимости от скейлинговой переменной $x' = (P_{\parallel}^* / P_{\max}^{AB})$ во фрагментационных областях может быть аппроксимировано зависимостью $\sim (1 - |x'|)^n$, где показатель n в области фрагментации дейтрона согласуется с предсказанием "кваркового правила счета" ($n_d = 9$), а в области фрагментации углерода - с предсказанием "нуклонного правила счета" ($n_c = 25$).

Инвариантный спектр по энергии пионов в центральной области ($\vartheta_{с.м.} \sim 90^\circ$ в с.ц.м. нуклон-нуклонного взаимодействия) может быть аппроксимирован экспоненциальной зависимостью с параметром наклона $T_0 = 75 \pm 3$ МэВ. Этот параметр, а также величина дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ при $\vartheta_{с.м.} \sim 90^\circ$ согласуются с данными, полученными для многонуклонных взаимодействий более тяжелых ядер при близких энергиях.

В заключение авторы выражают благодарность М.И.Соловьеву за предоставление пленок с 2-метровой пропановой камеры ОИЯИ.

Вероятности (в процентах) рождения π^- - мезонов в dc - взаимодействиях
для различных углов вылета и кинетических энергий

| θ град 1. MeV | 0-20 | 20-40 | 40-60 | 60-80 | 80-100 | 100-120 | 120-140 | 140-160 | 160-180 | Сумма |
|-------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|---------------------|
| 25-75 | 0.50 ± 0.19 | 2.01 ± 0.38 | 2.65 ± 0.44 | 3.90 ± 0.53 | 3.21 ± 0.48 | 2.82 ± 0.45 | 1.91 ± 0.37 | 1.29 ± 0.30 | 0.29 ± 0.14 | 18.58 ± 1.16 |
| 75-125 | 0.43 ± 0.17 | 3.58 ± 0.51 | 4.24 ± 0.55 | 4.69 ± 0.58 | 2.75 ± 0.44 | 1.89 ± 0.37 | 1.54 ± 0.33 | 0.54 ± 0.19 | 0.11 ± 0.09 | 19.77 ± 1.19 |
| 125-175 | 1.24 ± 0.30 | 2.79 ± 0.45 | 4.59 ± 0.57 | 3.20 ± 0.48 | 1.89 ± 0.37 | 0.77 ± 0.23 | 0.43 ± 0.17 | 0.50 ± 0.19 | 0.07 ± 0.07 | 15.50 ± 1.05 |
| 175-225 | 0.72 ± 0.23 | 2.69 ± 0.44 | 3.34 ± 0.49 | 1.64 ± 0.34 | 0.86 ± 0.25 | 0.14 ± 0.10 | 0.43 ± 0.17 | 0.14 ± 0.10 | - | 9.96 ± 0.85 |
| 225-275 | 1.37 ± 0.31 | 3.67 ± 0.51 | 2.34 ± 0.41 | 0.63 ± 0.21 | 0.36 ± 0.16 | 0.29 ± 0.14 | 0.07 ± 0.07 | - | - | 8.73 ± 0.79 |
| 275-325 | 2.01 ± 0.38 | 3.07 ± 0.47 | 1.10 ± 0.28 | 0.64 ± 0.21 | 0.36 ± 0.16 | - | - | - | - | 7.18 ± 0.72 |
| 325-375 | 1.37 ± 0.31 | 3.55 ± 0.50 | 1.74 ± 0.35 | 0.29 ± 0.14 | 0.14 ± 0.10 | - | - | - | - | 7.09 ± 0.71 |
| 375-425 | 1.53 ± 0.33 | 1.48 ± 0.33 | 1.23 ± 0.29 | 0.36 ± 0.16 | 0.07 ± 0.07 | - | - | - | - | 4.67 ± 0.58 |
| 425-475 | 1.43 ± 0.32 | 1.34 ± 0.31 | 0.43 ± 0.18 | 0.22 ± 0.12 | - | - | - | - | - | 3.43 ± 0.49 |
| 475-525 | 0.72 ± 0.23 | 1.08 ± 0.28 | 0.22 ± 0.12 | - | - | - | - | - | - | 2.01 ± 0.38 |
| 525-575 | 0.48 ± 0.18 | 0.45 ± 0.18 | 0.11 ± 0.09 | 0.22 ± 0.12 | - | - | - | - | - | 1.25 ± 0.30 |
| 575-625 | 0.46 ± 0.18 | 0.14 ± 0.10 | 0.14 ± 0.10 | - | - | - | - | - | - | 0.75 ± 0.23 |
| 625-675 | 0.36 ± 0.16 | 0.43 ± 0.18 | 0.14 ± 0.10 | - | - | - | - | - | - | 0.93 ± 0.26 |
| 675-725 | - | 0.07 ± 0.07 | - | - | - | - | - | - | - | 0.07 ± 0.07 |
| 725-775 | 0.07 ± 0.07 | 0.07 ± 0.07 | - | - | - | - | - | - | - | 0.14 ± 0.09 |
| Сумма | 12.69 ± 0.95 | 26.42 ± 1.38 | 22.27 ± 1.26 | 15.79 ± 1.06 | 9.64 ± 0.83 | 5.92 ± 0.65 | 4.38 ± 0.55 | 2.47 ± 0.43 | 0.47 ± 0.18 | |

Таблица I

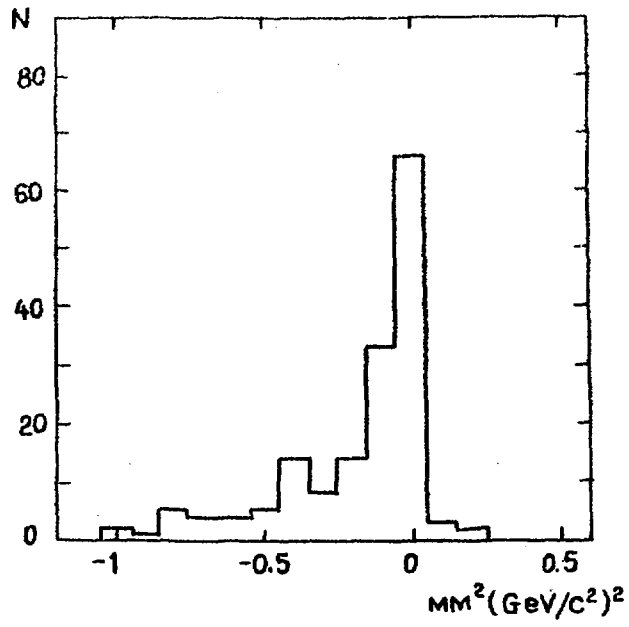


Рис. I

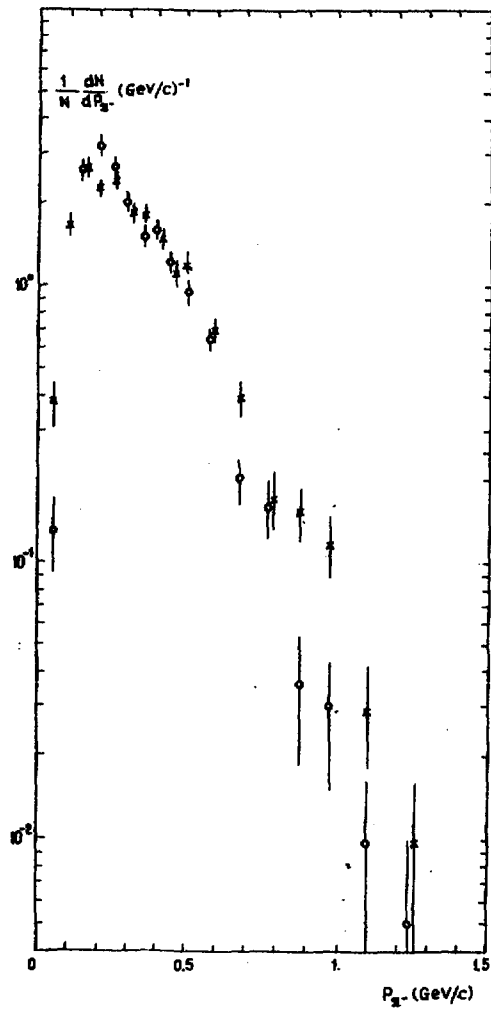


Рис. 2

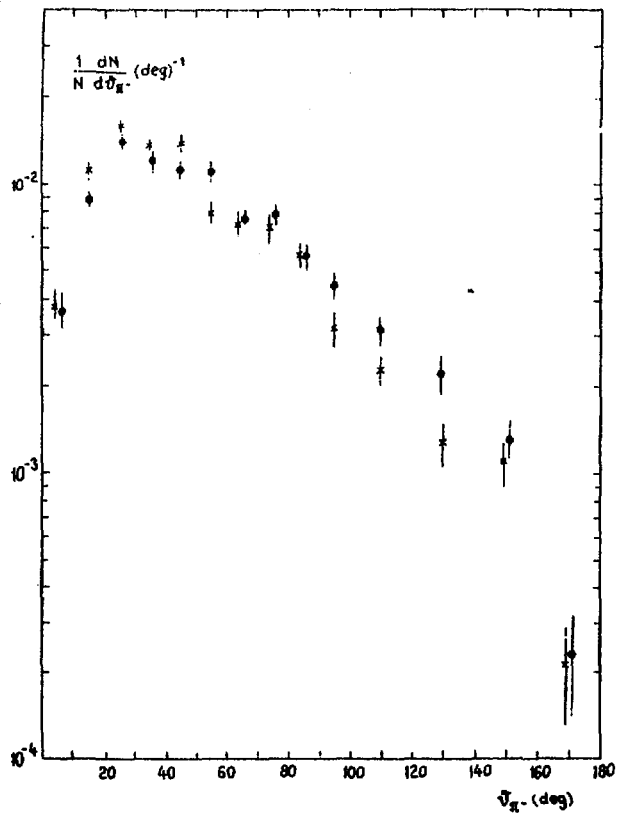


Рис.3

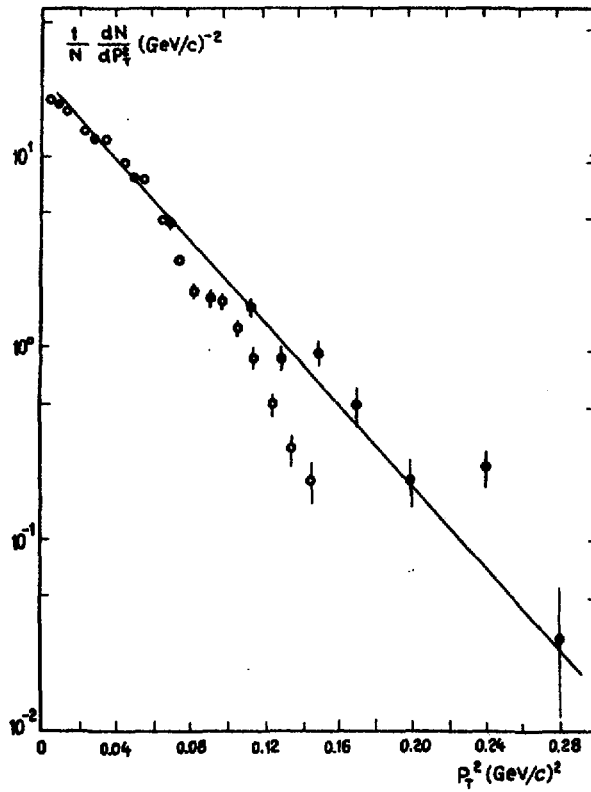


Рис.4

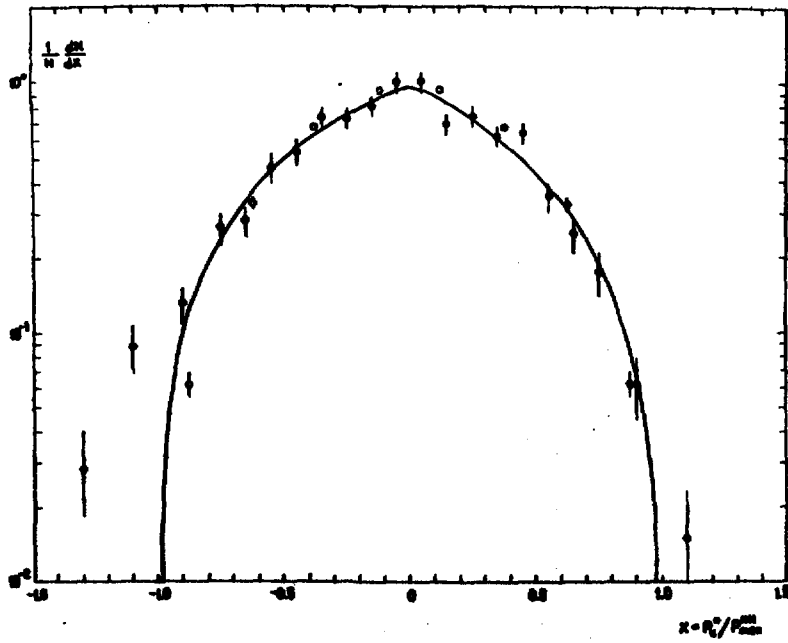


Рис. 5

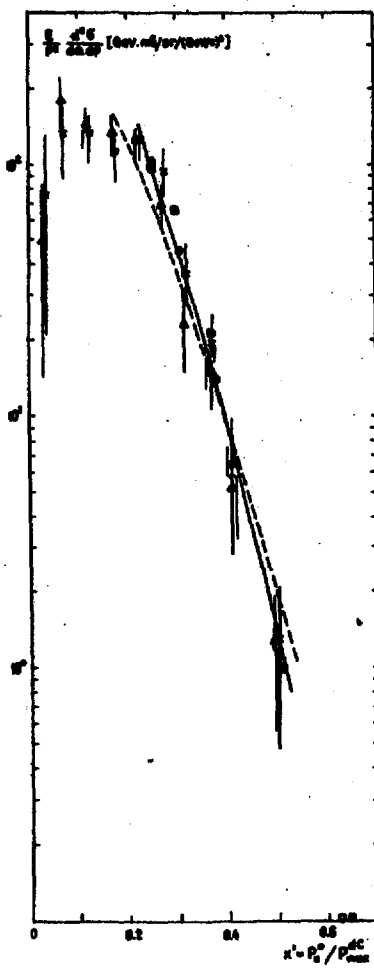


Рис. 6

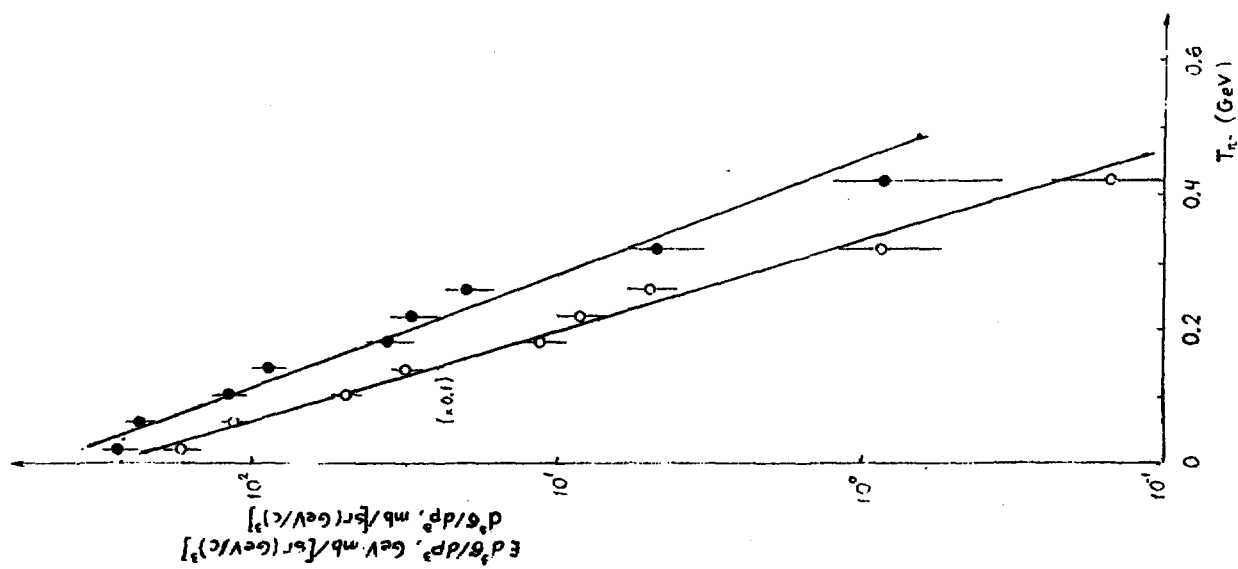


Рис.8

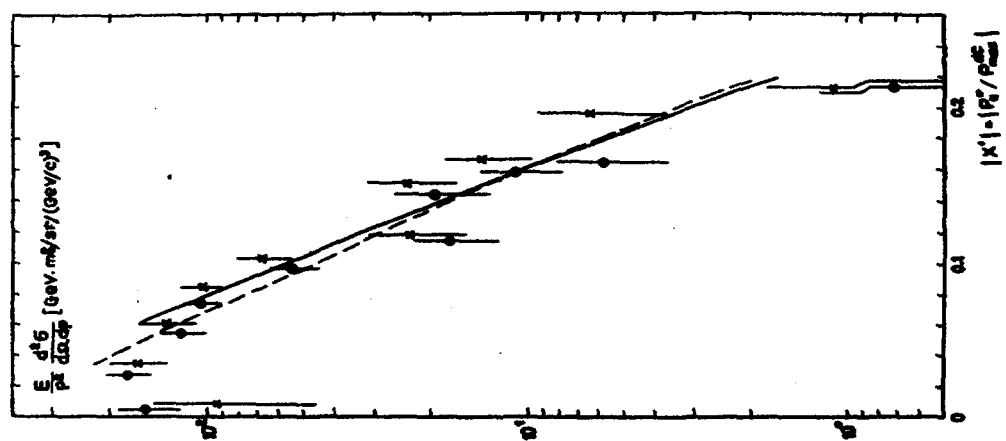


Рис.7

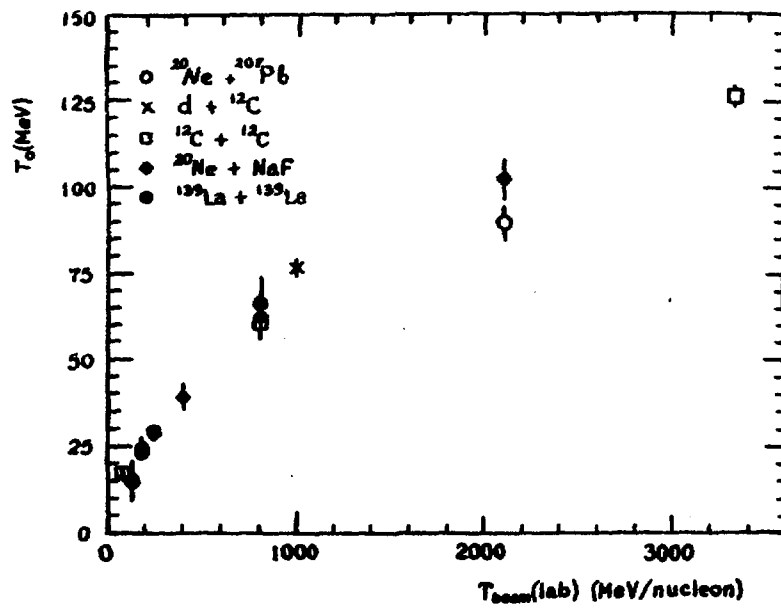


Рис. 9

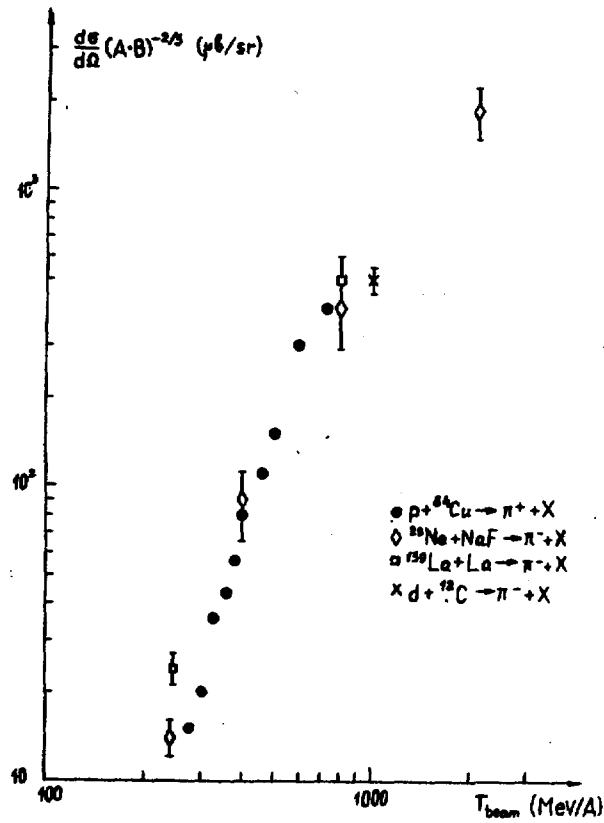


Рис. 10

ПОДПИСА К РИСУНКАМ

Рис.1 Распределение по квадрату недостающей массы для реакции
за $dp \rightarrow ppp\pi^{-}(\pi^0)$

Рис.2 Импульсное распределение π^{-} - мезонов в dC (кружки) и
 Cd (кресты) взаимодействиях

Рис.3 Угловое распределение π^{-} - мезонов в dC (кружки) и
 Cd (кресты) взаимодействиях

Рис.4 Распределение по квадрату поперечного импульса π^{-} - ме-
зона: \bullet - для dC - взаимодействия, \circ - для np - вза-
имодействий. Кривой показан результат аппроксимации за-
висимостью $\sim \exp(-\beta P_T^2)$.

Рис.5 Распределение по переменной $x = (P_{\pi}^x / P_{max}^{NN})$ π^{-} - ме-
зона в нуклон-нуклонной с.ц.ч. Кривыми показаны резуль-
таты аппроксимации зависимости $\sim (1-|x|)^n$ в област-
ях $-1 < x < 0$ и $0 < x < 1$. Показаны также данные
(\circ) для нуклон-нуклонных взаимодействий.

Рис.6 Инвариантное сечение образования пионов в области фраг-
ментации дейтрона в обмен с.ц.ч. dC - взаимодействия.
Кривые - результат аппроксимации зависимостью $\sim (1-x')^n$;
сплошная кривая - для области $x' > 0.2$, пунктирная кривая - для области $x' > 0.15$.

Рис.7 Инвариантное сечение образования пионов в области фраг-
ментации углерода в обмен с.ц.ч. dC - взаимодействия.
Кривые - результат аппроксимации зависимостью $\sim (1-|x'|)^n$
сплошная кривая - для области $|x'| > 0.05$; пунктирная
кривая - для области $|x'| > 0.02$.

Рис.8 Инвариантное распределение $f(T)$ в с.ц.м. NN - взаимодей-
ствия для π^- - мезонов, образующихся под углами

$$\vartheta_{с.м.} = 90^{\circ} \pm 20^{\circ}.$$

Рис.9 Параметр наклона T_0 для пионов образующихся в централь-
ной области dC - взаимодействия. Показаны также данные из
работ [3,4] .

Рис.10 Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ для пионов, обра-
зующихся в центральной области dC - взаимодействия.
Показаны также данные из работы [3] .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герштейн С.С., Петров А.В., Пономорев Л.Л. УФН, 1990, т.150, с.3.
2. Schmiat I.A., Blankenbeckler R. Phys.Rev., 1977, V.15, p.3321.
3. Miller J. Preprint LBL-24275, 1988.
4. Гришин В.Г., Дидонко Л.А., Кузнецов А.А. и др. ИФ, 1987, т.46.
5. Papp J., Jaros J., Schroeder L. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, V.34, p.601.
6. Bekmirzaev R.M., Chubarian M.Ya., Ermakov K.M. et al. Muon Catalyzed Fusion, 1988, V.3, p.537.
7. Вирясов Н. ., Григорян В.А., Гулканян Г.Р. и др. Сообщение ОИЯИ PI-89-5II, Дубна, 1989.
8. Гулканян Г.Р., Лаконн В.Г., Канецян А.Р. и др. Препринт ЕФМ-1150(27)-89, Ереван, 1989.
9. Kajita M. Proc. 1983 Int.Symp.on High Energy Photo-Nuclear Reactions and Related Topics.
10. Dakhno L.G., Kravtsov A.V., Lobachev E.A. et al. Phys.Let. 1982, V.114B, p.409.
11. Tsuboyam T., Katayama H., Sai F., Yamamoto S.S. Nucl.Phys. 1988, V.A489, p.669.
12. Дажно Л.Г., Кравцов А.В., Лобачев Е.А. и др. ИФ, 1983, т.37.
13. Абдувалиев А., Бенлиу К., Груиа С. и др. Сообщение ОИЯИ PI-82-507, Дубна, 1982.
14. Gunion J.F. Phys.Lett., 1979, V.88B, p.150.
15. Chapline G.F., Jobuson M.M., Teller Э., Weiss H.S. Phys.Rev., 1973, V.DB, p.4302.

Рукопись поступила 12 мая 1991 г.

Г.Р.ГУЛКАНЯН, В.Г.КАКОЯН

РОЖДЕНИЕ \bar{N} -МЕЗОНОВ ВО ФРАГМЕНТАЦИОННЫХ И ЦЕНТРАЛЬНОЙ
ОБЛАСТЯХ dC -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРИ 1 ГэВ НА НУКЛОН

Редактор Л.П.Мукаян

Технический Редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 12/ХІ-91г.

Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч.изд.л. 1,0

Тираж 299 экз. Ц 24 к.

Зак. тип. № 161

Индекс 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул.Братьев Алиханян 2

ИНДЕКС 3649



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ