

ФПИ-820(47)-85

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Н.М.АГАБАБЯН, М.Р.АТАЯН, Ж.Б.ГРИГОРЯН, Н.Г.ГРИГОРЯН ,
Г.Р.ГУЛКАНЯН, А.Р.КАНЕЦЯН, Ж.К.КАРАМЯН, Л.П.КИШИНЕВСКАЯ,
З.А.КИРАКОСЯН, С.А.КОРЧАГИН

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ
ПИОННЫХ СИСТЕМ В РЕАКЦИЯХ $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$ И
 $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ A'$ НА ЯДРАХ ПРИ 5 ГэВ/с

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН-1985

© Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке
и технике (ЦНИИатоминформ) 1985г.

УДК 539.172.5; 539.126.34

Н.Л. АГАБАЗЯН, Л.Р. АТАНИ, Ж.Б. ГРИГОРИАН, Н.Г. ГРИГОРИАН,
Г.Р. ГУЛКЧАНАН, А.Р. КАНЕЦЯН, А.К. КАРАМАН, Л.П. КИШИНЕВСКАЯ,
Э.А. КИРАКОСЯН, С.А. КОРЧАГИН

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ
ДИМЕЗОННЫХ СИСТЕМ В РЕАКЦИЯХ $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$ И
 $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ A'$ НА ЯДРАХ ПРИ 5 ГэВ/с

На основе обработки снимков с метровой пропан-фреоновой пузырьковой камеры Лаборатории ядерных проблем (ЛЯП) ОИЯИ, облученной π^- -мезонами с импульсом ~ 5 ГэВ/с на синхротроне ОИЯИ, измерены сечения и исследован ряд характеристик некогерентных реакций $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$ (на ядре углерода и ядрах изотопов азота-кислорода смеси) и $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ A'$ (на ядрах изотопов азота-кислорода смеси), удовлетворяющих кинематике однопуклонных реакций. Из сравнения с данными на пуклонах оценены сечения взаимодействия нерезонансных димезонных систем ($\pi^- \pi^-$) и ($\pi^- \rho^0$) с пуклоном. Сделан вывод о том, что формирование мезонов с импульсами до нескольких ГэВ/с происходит внутри ядра.

Брежневский физический институт

Брежан 1985

N.N.AGABABYAN, M.R.AYAN, N.G.GRIGORYAN,
Zh.B.GRIGORYAN, G.R.GULKANYAN, A.R.KANETSYAN,
Zh.K.KARAMYAN, Z.A.KIRAKOSYAN, L.P.KISHINEVSKAYA,
S.A.KORCHAGIN

INVESTIGATION OF INCOHERENT PRODUCTION OF
PION SYSTEMS IN REACTIONS $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$
AND $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ A'$ ON NUCLEI AT 5 GeV/c

On the basis of processing the photographs taken from the 1 m propan-freon bubble chamber (Laboratory of Nuclear Problems, JINR) irradiated with ~ 5 GeV/c π^- -mesons on the AIA synchrophasotron, there are measured cross sections and investigated some characteristics of incoherent reactions $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$ (on carbon nucleus and propan-freon mixture nuclei) and $\pi^-A \rightarrow \pi^- \rho^0 A'$ (on propan-freon mixture nuclei) which satisfy a kinematics of single-nucleon reactions. From the comparison with nucleon data, the cross sections of interaction of non-resonant dimeson systems ($\pi^- \pi^-$) and ($\pi^- \rho^0$) with nucleon are estimated. A conclusion is made that mesons with momenta up to some GeV/c are formed inside nucleus.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1985

1. Введение

Исследование неупругих адрон-ядерных взаимодействий является важным источником информации о механизмах образования адронов. Процессам инклюзивного рождения адронов на атомных ядрах в широком интервале первичных энергий посвящено большое количество работ, в то время как эксклюзивные (полуэксклюзивные) каналы рождения нескольких адронов изучены мало, особенно в процессах некогерентного рождения. Практически нет данных о рождении нерезонансных адронных систем.

Данная работа посвящена исследованию реакции

$$\pi^- A \rightarrow \pi^- \pi^- A' \quad (1)$$

на ядре углерода и на ядрах, входящих в состав пропан-фреоновой смеси, и реакции

$$\pi^- A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ A' \quad (2)$$

на ядрах, входящих в состав пропан-фреоновой смеси. Цель исследования - экспериментальное определение эффективных чисел нуклонов ядер для реакций

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- p, \quad (1a)$$

$$\pi^- N \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ N, \quad (2a)$$

$$\pi^- N \rightarrow \pi^- \rho^0 N, \quad (2б)$$

и извлечение информации о характере вторичных взаимодействий рожденных мезонных систем в ядерном веществе.

Эксперимент выполнен на метровой пузырьковой камере [1] Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, облученной пучками π^- -мезонов на синхрофазотроне ОИЯИ. Импульс первичных пионов в случае пропанового заполнения камеры равен $(4,7 \pm 0,1) \text{ ГэВ}/c$, в случае пропан-фреонового заполнения (по весу 70% - пропан, 30% - фреон) - $(5,0 \pm 0,1) \text{ ГэВ}/c$. Просмотр стереофотоснимков, отбор, измерение и обсчет событий взаимодействия π^- -мезонов в пропане проводились в ЛЯП ОИЯИ и в ЕРФИ. В случае пропан-фреонового заполнения использованы результаты обработки событий в ЕРФИ.

2. Реакция $\pi^- A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$

Для исследования реакции (1) отбирались события топологии

$$\pi^- A \rightarrow \pi^- + \pi^- + m_p p + n_\gamma \gamma + A'', \quad (3)$$

где $m_p \gg 0$ - число нерелятивистских протонов с $p_p < 750 \text{ МэВ}/c$, $n_\gamma \gg 0$ - число зарегистрированных γ -квантов (события с $n_\gamma \geq 1$ используются для оценки фона реакций с рождением π^0 -мезонов);

A'' - означает ядро-остаток и другие продукты развала ядра.

При такой выборке событий взаимодействия π^- -мезонов в пропане топологическое сечение реакций (3) на ядре углерода равно:

$\sigma_1^{\text{тон}}(c) = (5,4 \pm 0,4) \text{ мб}$. Эффективность двукратного просмотра для событий топологии (см. (3)) близка к единице (такая же эффективность при отборе событий, принадлежащих реакциям (1) и (2))

в пропан-фреоновой смеси). События измерялись на полуавтоматических устройствах для обмера снимков (ПУОС-1) [2] и обсчитывались по программе [3] геометрического восстановления событий в пузырьковой камере. Для дальнейшего анализа было отобрано 609 событий, имеющих удовлетворительное качество измерения; нормировочное сечение для данной выборки составляет -

$\sigma_0 = 8,8$ мкб/соб. События, для которых вычисленное значение квадрата четырехимпульса $t = |t_{\pi^- \rightarrow (\pi^- \pi^-)}| > 0,5$ (ГэВ/с)² (что для однонуклонной реакции (Ia) соответствовало бы импульсу протона отдачи $P_p > 750$ МэВ/с), исключались из дальнейшего рассмотрения. Исключались также двухлучевые события (не содержащие протонов и "блобов"), удовлетворяющие кинематике реакции рассеяния налетающего пиона на электроны - $\pi^- e^- \rightarrow \pi^- e^-$.

На рис. I приведено распределение по квадрату недостающей к системе $(\pi^- \pi^-)$ массы MM^2 для оставшихся после такой выборки событий. Наблюдаемый пик в области $MM^2 \sim 0,9$ (ГэВ/с²)² соответствует квадрату массы нуклона и обусловлен однонуклонной реакцией (Ia). Для выделения канала реакции (Ia) события также фитировались по программе [4] кинематического анализа. При этом протон отдачи реакции (Ia) не принимался во внимание (IC-фит), так как целью анализа было выделение случаев, где налетающий и вторичные пионы не претерпели внутри ядра вторичных взаимодействий, заметно нарушающих (по сравнению с экспериментальными погрешностями) кинематику реакции (Ia). Для эффективного учета ферми-движения нейтрона мишени, в фите импульсу первичного пиона приписывалась дополнительная ошибка ± 200 МэВ/с, соответствующая среднеквадратичному импульсу нейтрона в ядре примерно 100 МэВ/с. События, прошедшие фит по гипотезе (Ia) на уровне достоверности

более 6% ($\chi^2_{\min} < 3$), показаны на рис. I пунктирной гистограммой. Сплошной линией показана кривая разрешения квадрата недостающей массы со стандартным отклонением $0,4 \text{ (ГэВ/с}^2\text{)}^2$, вычисленная с учетом средних погрешностей восстановления импульсов и углов пионов, неопределенности в начальном импульсе и ферми-движения нуклона мишени. Для оценки сечения реакции рождения дипионной системы на ядре углерода, удовлетворяющей кинематике однонуклонной реакции (Ia), брались события с $\chi^2_{\min} < 3$ и $0,3 < MM^2 < 1,5 \text{ (ГэВ/с}^2\text{)}^2$ - всего 79 событий; при таком обрезании теряется около 13% от истинного числа событий, что учитывается при определении сечения реакции.

Основным источником фона для исследуемого процесса являются реакции рождения η^0 -мезонов, имеющие топологию (3) с $p_\chi = 0$. Для оценки этого фона анализировались события с $p_\chi \geq 1$ зарегистрированными χ -квантами. Их принадлежность к событию проверки при помощи программы [5] анализа χ -квантов, вычислялись их геометрические веса; средняя эффективность регистрации χ -квантов, включающая в себя геометрическую эффективность и эффективность просмотра, в данном эксперименте оказалась равной $\bar{E}_\chi = 0,16$. Распределение по MM^2 для событий с $p_\chi \geq 1$ показано на рис. I (заштрихованная гистограмма). Видно, что для фоновых каналов реакций нет выделенности в области $MM^2 \sim m_N^2$. В интервал $0,3 < MM^2 < 1,5 \text{ (ГэВ/с}^2\text{)}^2$ попадают 9 событий с $\chi^2_{\min} < 3$ и $p_\chi \geq 1$. Они составляют часть событий с рождением η^0 -мезонов. Если пренебречь процессами рождения трех и более η^0 -мезонов, можно оценить верхнюю и нижнюю границы фона в событиях с $p_\chi = 0$. Верхняя (нижняя) граница этого фона получается в предположении, что источником χ -квантов являются события с

рождением только одного (двух) π^0 - мезона; таким способом получена оценка величины фона. — 15 ± 6 событий. Для сечения одно — нуклонной реакции (Ia) на ядре углерода получаем

$$\sigma_{1a}(c) = (0,65 \pm 0,11) \text{ мб},$$

где в ошибку учтена также ошибка вычитания фона.

Аналогичным образом определяется сечение однонуклонной реакции (Ia) на ядрах, входящих в состав пропан-фреоновой смеси. Сечение реакций топологии (3), приходящееся на "среднюю" молекулу смеси, найдено равным $\sigma_1^{\text{top}}(\bar{A}) = (22,8 \pm 1,6) \text{ мб}$. После подсчета отобранных и измеренных событий для дальнейшего анализа оставлено 396 событий, имеющих удовлетворительное качество измерения (нормировочное сечение $\sigma_0 = 57 \text{ мб/соб.}$). События анализировались так же, как и в случае пропанового облучения. Для оценки сечения реакции (Ia), $\sigma_{1a}(\bar{A})$, приходящегося на "среднюю" молекулу смеси, брались события с $t < 0,5 (\text{ГэВ/с})^2$ и с $\chi^2_{\text{мин}} < 3$ и $0,3 < M^2 < 1,5 (\text{ГэВ/с})^2$. В указанные интервалы попадают 50 событий с $n_\gamma = 0$ и 8 событий с $n_\gamma \geq 1$. Фон от реакций с рождением π^0 - мезонов в событиях с $n_\gamma = 0$ составляет 4 ± 2 события (средняя эффективность регистрации γ - квантов в пропан-фреоновой смеси — $\bar{\epsilon}_\gamma = 0,33$). Для сечения $\sigma_{1a}(\bar{A})$ получаем:

$$\sigma_{1a}(\bar{A}) = (3,1 \pm 0,5) \text{ мб}.$$

Для нахождения эффективных чисел нейтронов ядер для реакции (Ia) необходимо провести сравнение с сечением этой реакции на свободном нуклоне. Такие данные при близких начальных импульсах и в области $t < 0,5 (\text{ГэВ/с})^2$ имеются для сравнительно узкого интервала масс дипионной системы $m_{\pi\pi} < 1,5 \text{ ГэВ/с}^2$ [6-8].

Дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ на свободном нуклоне имеет

выраженный пик [6] в области $t < 0,1$ (ГэВ/с)², в то время как на ядре такой пик отсутствует (см.рис.2, где для увеличения статистики объединены данные пропанового и пропан-фреонового облучения при $m_{\text{яя}} < 1,5$ ГэВ/с²), что связано с влиянием принципа Паули при небольших передачах импульса нуклону в некогерентных процессах. Это влияние практически должно отсутствовать при сравнительно больших передачах $t > 0,1$ (ГэВ/с²). В связи с этим для дальнейшего анализа были отобраны события реакции (Ia) на ядрах из интервалов $m_{\text{яя}} < 1,5$ ГэВ/с² и $0,1 < t < 0,5$ (ГэВ/с)². Соответствующие сечения оказались равными:

- на ядре углерода

$$\sigma'_{\text{Ia}}(\text{C}) = (0,42 \pm 0,08) \text{ мб};$$

- на "средней молекуле пропан-фреоновой смеси

$$\sigma'_{\text{Ia}}(\bar{A}) = (1,46 \pm 0,34) \text{ мб}.$$

Сечение $\sigma'_{\text{Ia}}(N)$ элементарного акта (Ia) на свободном нуклоне при указанных кинематических ограничениях (по t и по $m_{\text{яя}}$) оценивалось на основе данных работ [6-8] при $P_0 = 4$ ГэВ/с и 5-8 ГэВ/с и получено равным $\sigma'_{\text{Ia}}(N) = 0,24$ мб при $P_0 = 4-5$ ГэВ/с и $\sigma'_{\text{Ia}}(N) = 0,21$ мб при 5 ГэВ/с (зависимость $\sigma'_{\text{Ia}}(N)$ от P_0 в указанной области импульсов имеет [6-8] вид $\sim P_0^{-2}$, что следует также из доминирования механизма одно-ионного обмена для реакции (Ia)). Эффективные числа нейтронов для реакции (Ia) равны:

- для ядра углерода

$$N_{\text{Ia}}(\text{C}) = 1,73 \pm 0,31;$$

--для "средней" молекулы пропан-фреоновой смеси

$$N_{1\alpha}(\bar{A}) = 6,9 \pm 1,6.$$

Выражение для эффективного числа нуклонов для случая некогерентного рождения адрона под малыми углами на ядрах приведено в [9]. Для случая рождения двух адронов на нейтроне ядра эффективное число нейтронов имеет вид:

$$N(\sigma_i, \sigma_f) = \frac{A-Z}{A} \int \frac{e^{-\sigma_i T(\beta)} - e^{-\sigma_f T(\beta)}}{\sigma_f - \sigma_i} d^2\beta, \quad (4)$$

где σ_i - сечение взаимодействия налетающей частицы (π^- - мезона) с нуклоном, $\sigma_f = \sigma_{\pi_1} + \sigma_{\pi_2}$ - суммарное сечение взаимодействия вторичных адронов (π^- - мезонов) с нуклонами ядра; A - атомный вес, Z - заряд ядра, $T(\beta) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(z, \beta) dz$, где $\rho(z, \beta)$ - плотность распределения нуклонов в ядре (в расчетах для ядра углерода используется плотность, соответствующая осцилляторной волновой функции ядра, для ядер F , Bz - распределение Вудса-Саксона). Для сечения взаимодействия налетающего π^- - мезона с нуклоном используется значение $\sigma_i = 26$ мб складывающееся из полного неупругого сечения $\sigma_{\pi N}^{un} = 22$ мб [10] и той части сечения упругого рассеяния $\Delta\sigma_{\pi N}$ [11], которая приводит к близкому приближению (применительно к тангенсу угла элемента) кинематике однонуклонной реакции $\pi N \rightarrow \pi N$ и др.

Как отмечалось выше, выражение (4) справедливы для малых углов рождения вторичных частиц. Однако оно справедливо и для случая, когда рождение адронов происходит под малыми углами и взаимодействует с ядром как с целым телом, т.е. эффективно для малых углов рождения адронов.

второй пион имеет произвольные значения угла рождения ϑ_{π_2} и сечения взаимодействия σ_{π_2} . Угловые и импульсные распределения лидирующего (обладающего большим импульсом) и нелидирующего (обладающего меньшим импульсом) пионов приведены на рис. 3 и 4. Как видно, лидирующий пион рождается под малыми углами, а его импульс лежит в области $2,4 \text{ ГэВ/с} \leq P_{\pi_2} < 5 \text{ ГэВ/с}$, где сечение пион-нуклонного взаимодействия практически постоянно [10], [11] и примерно равно сечению взаимодействия налетающего пиона: $\sigma_{\pi_1} \approx \sigma_i = 26 \text{ мб}$. Поэтому, если предположить, что вторичные пионы из реакции (1а) взаимодействуют в ядре как "обычные", то при помощи выражения (4) можно вычислить ожидаемые эффективные числа нейтронов ядер. При вычислениях эффективные числа $N(\sigma_i, \sigma_{\pi_1} + \sigma_{\pi_2})$ усредняются по сечению σ_{π_2} взаимодействия нелидирующего пиона в соответствии с его импульсным спектром (рис. 4). В зависимости σ_{π_2} от импульса пиона при $P_{\pi_2} < 0,5 \text{ ГэВ/с}$ учитывалось также поглощение пиона квазидейтронными парами, отношение плотности которых к нуклонной плотности варьировалось от единицы до двух, и подавленность перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при малых передачах четырехимпульса ($\leq 0,05 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$) вследствие влияния принципа Паули. Неточный учет этих процессов приводит к неопределенности в σ_{π_2} ; например, усредненное по спектру нелидирующего пиона сечение [10], [11] оказалось равным значению $\sigma_{\pi_2} = 22 - 26 \text{ мб}$, складывающемуся из неупругого сечения $\bar{\sigma}_{\pi_2}^{\text{in}} = 14 - 18 \text{ мб}$ и части сечения упругого пион-нуклонного рассеяния $\Delta \bar{\sigma}_{\pi_2}^{\text{el}} \approx 8 \text{ мб}$, приводящего к нарушению кинематики исследуемой реакции. Расчетные значения эффективных чисел нейтронов для ядра углерода

и "средней молекулы" смеси оказались равными соответственно $N_{1a}^{расч}(c) = 1,58 - 1,62$ и $N_{1a}^{расч}(\bar{A}) = 5,6 - 5,8$, что находится в согласии с приведенными выше экспериментальными значениями $N_{1a}(c) = 1,73 \pm 0,31$ и $N_{1a}(\bar{A}) = 6,9 \pm 1,6$. Этот результат означает, что сделанное выше предположение о том, что вторичные пионы из элементарной реакции (Ia) взаимодействуют в ядерном веществе как "обычные" пионы, не противоречит эксперименту.

Попытаемся теперь определить $\sigma_f = \sigma_{\pi 1} + \sigma_{\pi 2}$ из полученных экспериментальных значений эффективных чисел. Для этого необходимо оценить поправки к выражению (3), связанные с большим угловым разбросом нелидирующего пиона (рис.3), при произвольных значениях сечений $\sigma_{\pi 1}$ и $\sigma_{\pi 2}$. Для упрощения расчетов эти поправки вычислялись в модели ядра с постоянной плотностью. Вычисления проводились для произвольных значений $\sigma_{\pi 1}$ и $\sigma_{\pi 2}$ из области $\sigma_f = \sigma_{\pi 1} + \sigma_{\pi 2} \leq 90$ мб для экспериментально наблюдаемого распределения по углу вылета нелидирующего пиона $\vartheta_{\pi 2}$. Как показали расчеты, усредненные по $\vartheta_{\pi 2}$ поправки к выражению (3) зависят от величин и от соотношения сечений $\sigma_{\pi 1}$, $\sigma_{\pi 2}$ и растут с увеличением $\sigma_f = \sigma_{\pi 1} + \sigma_{\pi 2}$, достигнув при $\sigma_f = 90$ мб значения $\pm 8\%$ для ядра углерода и $\pm 15\%$ для ядра брома. В частном случае ($\sigma_{\pi 1} = \sigma_i$), эти поправки оказываются практически не зависящими (с точностью до нескольких процентов) от $\vartheta_{\pi 2}$ в широком интервале изменения $\sigma_{\pi 2}$. На рис.5 приведена зависимость эффективных чисел $N(\sigma_i, \sigma_f)$ от $\sigma_f = \sigma_{\pi 1} + \sigma_{\pi 2}$ (при $\sigma_i = 26$ мб) для ядра углерода и "средней" молекулы пропан-фреоновой смеси с учетом поправок при произвольных значениях

ях $\bar{\sigma}_{n_1}$, $\bar{\sigma}_{n_2}$. Как видно из рис. 5, экспериментально измеренным эффективным числам нейтронов ядра углерода и "средней" молекулы смеси для реакции (Ia) соответствуют значения $\bar{\sigma}_1 = 43^{+16}_{-13}$ мб; $\bar{\sigma}_2 = 35^{+26}_{-12}$ мб. Поскольку эти оценки, полученные из независимых экспериментов (ошибки в $\bar{\sigma}_2$ в основном связаны со статистическими ошибками), близки, их можно усреднить:

$$\bar{\sigma}_f = 40^{+15}_{-9} \text{ мб.}$$

Полученная оценка в пределах ошибок согласуется со значением $\bar{\sigma}_f = \bar{\sigma}_{n_1} \cdot \bar{\sigma}_{n_2} = (48 - 52)$ мб, которое ожидается в случае, если рожденные элементарным актом (Ia) ионы участвуют в формировании вторичных пространственно-временных корреляций между нейтронами, как это имеет место в ядре, по крайней мере в ядре углерода. Если же вывод предполагает приращенному ионизационному коэффициенту $\mu^2 < 0,25$ ($\mu^2 \approx 0,6$ ГэВ²), который существенно превышает величину μ^2 ядра, $\bar{\sigma} \sim \bar{\sigma}_f \mu^2 \approx 10$ мб, то ионизация ядра в формировании подавляющей части вторичных нейтронов в реакции (Ia) (скорее всего) превышает их размеры (ядро углерода, дающего основной вклад в анализируемые экспериментальные данные). Из наших данных можно оценить величину границы параметра μ^2 , пользуясь тем, что время формирования радирующего пикона из реакции (Ia), обладающего средним импульсом $\bar{p}_{n_1} = 3,6$ ГэВ/с, по крайней мере не превышает средние расстояния $\bar{l}_c$, проходимые им в ядре углерода ($\bar{l} < \bar{l}_c \approx 3$ фм; отсюда получаем $\mu^2 > \bar{p}_{n_1} / \bar{l}_c \approx 0,25$ ГэВ²). Отметим также, что полученная выше оценка $\bar{\sigma}_f = 40^{+15}_{-9}$ мб

не противоречит предсказаниям аддитивной кварковой модели [13], в соответствии с которыми после первого акта неупругого взаимодействия лидирующий адрон (пион) взаимодействует в ядре с сечением, равным сечению кварк-нуклонного взаимодействия —

$\sigma_{\pi} \approx \sigma_{qN} \approx 10 \text{ мб}$, а малоэнергичный пион из области фрагментации мишени формируется быстро и взаимодействует с "обычным" пион-нуклонным сечением. Дальнейшие экспериментальные исследования реакций типа (I) при различных энергиях на разных ядрах, обладающие большей статистической точностью, позволят получить более достоверную информацию о пространственно-временных свойствах процесса адронобразования.

3. Реакция $\pi^- A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ A'$

Для исследования реакции (2) на ядрах пропан-фреоновой смеси отбирались события топологии

$$\pi^- A \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+ (\text{или } \pi^+ / p) + m_p p + n_\gamma \gamma + A'' \quad (5)$$

где π^+ — идентифицированный пион, (π^+ / p) — неидентифицированная положительная частица с минимальной ионизацией; остальные обозначения те же, что и для топологии (3). Событиям с $m_p = 1$ могут соответствовать также реакции на водороде, поэтому такие события брались в случае, когда угол вылета протона превышал $\vartheta_p \approx 75^\circ$ (максимальный угол вылета протона в πN — соударении с тремя пионами в конечном состоянии); при этом теряется некоторая доля событий на ядрах, которая будет оценена ниже путем специального анализа событий с $\vartheta_p < 75^\circ$ на части статистики. События с $n_\gamma \geq 1$ используются для опре-

деления фона от реакций рождения π^0 - мезонов. Для топологии (5) сечение (в дальнейшем изложении будет иметься в виду сечение, приходящееся на "среднюю" молекулу смеси) — $\sigma_2^{\text{топ}} = (106 \pm 9,5) \text{ нб.}$

После измерения и обсчета было отобрано 963 события, имеющие удовлетворительное качество измерения (нормировочное сечение $\sigma_0 = 0,11 \text{ нб/соб.}$). Распределение по квадрату недостающей к системе ($\pi^- \pi^- \pi^+$) массы приведено на рис.6. Пик в распределении в области $MM^2 \sim 0,9(\text{ГэВ}/c^2)^2$ соответствует однонуклонной реакции (2а). Заштрихованная гистограмма показывает распределение по MM^2 для событий с $p_T \geq 1$. События анализировались по программе [4] кинематического анализа. Для дальнейшего рассмотрения были отобраны события из области $0,3 \leq MM^2 \leq 1,5(\text{ГэВ}/c^2)^2$, имеющие $\chi^2_{\text{мин}} \leq 2$ для I с -гипотезы $\pi^- N \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ N$ (события с $p_T = 0$ и $\chi^2_{\text{мин}} \leq 2$ показаны на рис.6 пунктиром). При указанных ограничениях количество событий без зарегистрированных γ - квантов — $n_0 = 207$, а количество событий с одним, двумя, тремя зарегистрированными γ - квантами равно соответственно $n_1 = 50$, $n_2 = 19$, $n_3 = 6$. Такая статистика позволяет для оценки вклада фоновых событий с рождением π^0 - мезонов воспользоваться более точным методом, чем это было сделано выше для реакции (1а) с заметно более ограниченной статистикой событий. Пренебрегая вкладом процессов с рождением трех и более π^0 - мезонов, можно написать выражение истинного числа событий N_0 без рождения π^0 - мезонов:

$$N_0 = n_0 - \frac{5}{8} \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right) n_1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 n_2 = 164 \pm 18 \text{ событий}$$

($\varepsilon = 0,33$ - средняя эффективность регистрации γ - квантов в протон-фреоновой смеси). Соответствующее сечение с учетом примерно 16%-ной потери событий из-за обрезания по $\chi^2_{\min}$ и по ММ^2 равно $21,4 \pm 2,4$ мб.

Другим источником фона в исследуемом процессе может служить реакция $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- p$ с большой передачей импульса протону ($P_p > 750$ МэВ/с), которая будет иметь топологию (5) с $m_p = 0$ и $p_\gamma = 0$; кинематический анализ событий с такой топологией показал, что их вклад в исследуемый процесс пренебрежимо мал.

Как отмечалось выше, в однонуклонную реакцию на ядре (2а) могут дать вклад также не включенные в топологию (5) события с $m_p = 1$ и $\vartheta_p < 75^\circ$ (события типа "Р"). На части статистики такие события анализировались так же, как и события топологии (5); оказалось, что событиям типа "Р", удовлетворяющим кинематике однонуклонной реакции без рождения π^0 - мезонов, соответствует сечение $\sigma("Р") = 11,5 \pm 2$ мб. Часть этих событий относится к реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$ на водороде пропан-фреоновой смеси. Используя тот факт, что при 5 ГэВ/с $\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p) \approx 1,7$ мб [10] и что примерно в 70% [14,15] этой реакции протон отдачи имеет $P_p < 750$ МэВ/с, находим её вклад в сечение $\sigma("Р")$, который оказался равным — $\sigma_n = 8,5$ мб; таким образом, событиям типа "Р", происшедшим на ядрах без рождения π^0 - мезонов, соответствует сечение $\sigma("Р") - \sigma_n = 3 \pm 2$ мб. С учетом этой поправки находим сечение реакции, удовлетворяющей кинематике однонуклонной реакции (2а):

$$\sigma_{2\alpha}(\bar{A}) = 24,4 \pm 3 \text{ мб.}$$

На рис.7 приведено распределение по эффективной массе ($\pi^+ \pi^-$) для отобранных событий с $x_{\text{мин}}^2 \leq 2$ и $0,3 \leq \text{мм}^2 \leq 1,5 (\text{ГэВ}/c^2)^2$. Видно, что в районе $m_{\pi^+\pi^-} \sim 775 \text{ МэВ}/c^2$ имеется заметный пик, обусловленный рождением ρ^0 -мезона. Там же приведено распределение по эффективной массе нерезонансной системы ($\pi^- \pi^-$); в этом распределении незаметно никаких особенностей, и оно может быть использовано в качестве фоновое. Для оценки сечения реакции (26) с рождением ρ^0 -мезона брались события из интервала $625 \leq m_{\pi\pi} \leq 925 \text{ МэВ}/c^2$. В этот интервал попадает 181 $\pi^+ \pi^-$ -комбинация (145 событий) и 36 $\pi^- \pi^-$ -комбинаций (фоновых событий). Вычитая фоновые события, а также применяя описанную выше процедуру вычитания фона от реакций с рождением η^0 -мезонов, находим истинное число событий с рождением ρ^0 -мезона: $N_\rho = 75 \pm 13$; соответствующее сечение $\sigma_\rho(\bar{A}) = 11,2 \pm 1,9 \text{ мб.}$

Для нахождения эффективного числа нуклонов для некогерентной реакции (26) необходимо из σ_ρ исключить когерентную часть сечения рождения ($\pi^- \pi^- \pi^+$) на ядрах. На рис.8 приведено распределение по эффективной массе $m_{3\pi}$ для событий, удовлетворяющих кинематике однонуклонной реакции (2а). Пунктиром показаны события с небольшой передачей квадрата четырехимпульса $|t_{\pi \rightarrow 3\pi}| < 0,1 (\text{ГэВ}/c)^2$, а заштрихованной гистограммой среди последних отмечены события с рождением ρ^0 -мезона и не содержащие протоны или другие признаки развала ядра. Эти события группируются в области масс $m_{3\pi} = 1200 \pm 300 \text{ МэВ}/c^2$

и в основном относятся к когерентному рождению Λ_1 - мезона. Исключив все события с $|t_{\pi^- \rightarrow \pi\pi}| < 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$ (при этом устраняется и неопределенность, связанная с влиянием принципа Паули для некогерентных процессов), и, повторив описанную выше процедуру вычитания фоновых процессов, находим искомое сечение некогерентного рождения ρ^0 - мезона: $\sigma_{25}(\bar{A}) = 9,3 \pm 1,8$ мб. Соответствующее сечение на нуклоне оцениваем из [10] с учетом того, что при обрезании $t = |t_{N \rightarrow N}| > 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$ теряется около 25% [14-16] сечения реакций (2а), (2б); усредненное по нейтронам и протонам сечение на нуклоне $\sigma_{25}(N) \approx 0,71$ мб (использовались значения сечений $\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p) = 1,1$ мб при $t > 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$ и $\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p) = 0,32$ мб при $0,1 < t < 0,5(\text{ГэВ}/c)^2$). Эффективное число нуклонов для реакции (2б) при указанных ограничениях равно:

$$N_{25}(\bar{A}) = 13,1 \pm 2,5.$$

На рис. 9 приведена вычисленная при помощи формулы (4) (без множителя $(A-Z)/A$) зависимость эффективного числа нуклонов "средней" молекулы пропан-фреоновой смеси для реакции (2б) в зависимости от суммарного сечения $\sigma_f = \sigma_p + \sigma_n$ взаимодействия конечных мезонов с нуклоном. Заштрихованная область отражает неопределенность, связанную с разбросом углового распределения (см. рис. 10) π^- - мезона в реакции (2а) (ρ^0 - мезон рождается под малыми углами). Необходимо отметить, что в реакции (2б) π^- - мезон в более чем половине случаев образуется в результате распада Δ_{33}^- - изобары [10], импульс которой в рассматриваемой реакции практически не превышает 1 ГэВ/с [17],

и ее средняя длина пробега до распада не превышает междуклонные расстояния в ядре; поэтому эффективное число нуклонов не зависит от сечения ΔN - взаимодействия, а определяется сечениями πN и ρN - взаимодействий. Из рис.9 видно, что экспериментально измеренному эффективному числу нуклонов $N_{26}(\bar{A})$ соответствует $\sigma_f = 37^{+19}_{-12}$ мб, что в пределах ошибок согласуется с значением этой величины, вычисленной на основе пион-нуклонных данных [10],[11], усредненных по импульсным спектрам (см.рис.11) пиона и ρ - мезона в реакции (26). Таким образом, полученный результат, как и для реакции (1a), указывает на то, что в неупругих адрон-ядерных взаимодействиях формирование вторичных мезонов с импульсами до нескольких ГэВ/с происходит внутри ядра.

В заключение, авторы выражают благодарность Ю.А.Будагову за предоставление снимков с метровой пузырьковой камеры ЛЯП ОИЯИ и ленты суммарных результатов π^-C - взаимодействий, а также Е.М.Мкртчяну и Л.В.Кузнецову за помощь в работе.

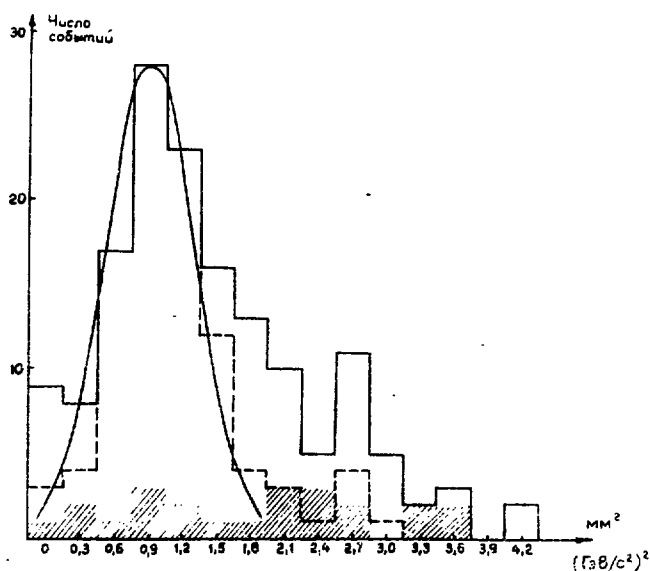


Рис. I Распределение по квадрату недостающей к системе $(\pi^-\pi^-)$ массы для событий топологии (3) в пропане. Сплошная гистограмма - события с $P_\gamma = 0$; пунктирная гистограмма - события с $P_\gamma = 0$ и $\chi_{\min}^2 \leq 3$; заштрихованная гистограмма - события с $P_\gamma \geq 1$; кривая - кривая разрешения по квадрату недостающей массы

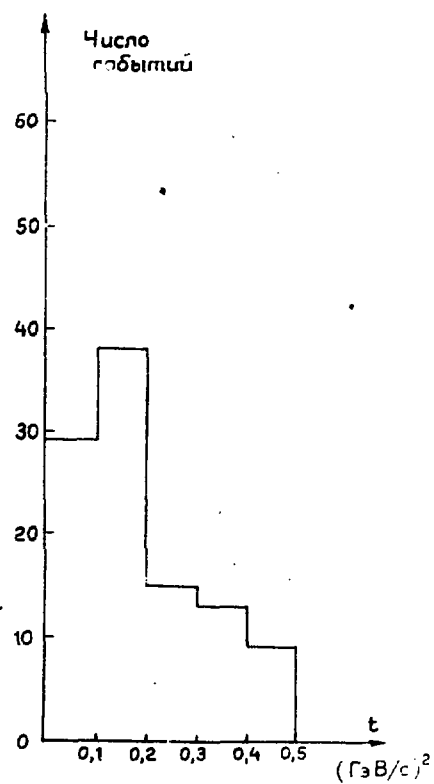
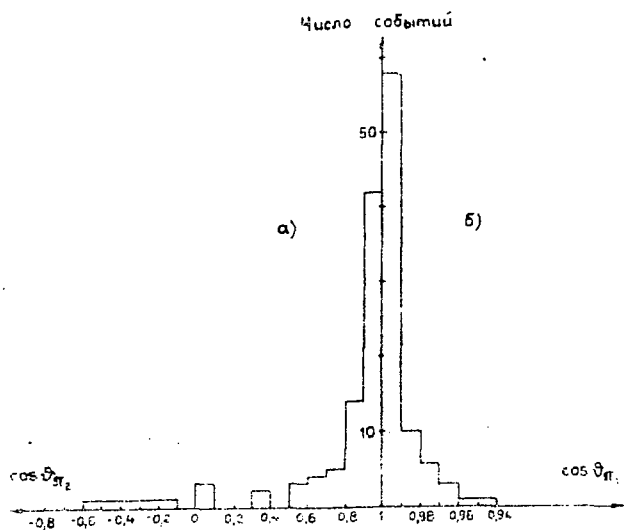
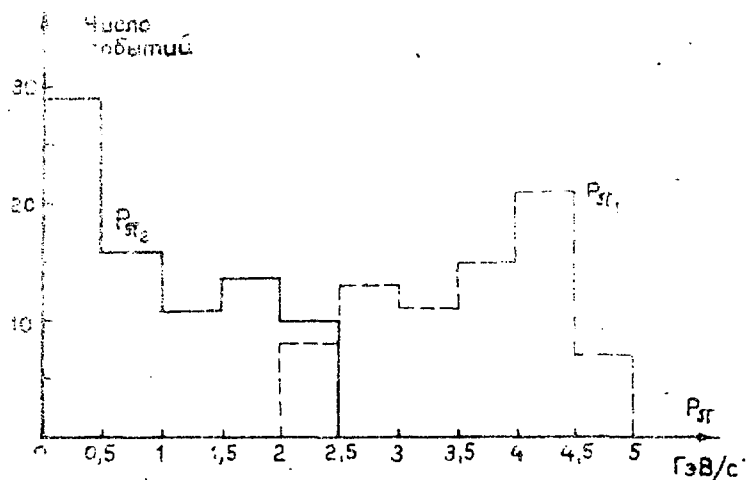


Рис.2 Распределение по величине квадрата переданного четырехимпульса $t = |t_{\pi\pi} \rightarrow \pi\pi|$ для событий реакции (1a) на ядрах с $m_{\pi\pi} < 1,5 \text{ ГэВ/с}^2$



- 3 Угловые распределения нелидирующего (а) и лидирующего (б) пионов в реакции (Ia) на ядрах с $0,1 < t < 0,5 (\text{ГэВ}/c)^2$ и $m_{\pi\pi} < 1,5 \text{ ГэВ}/c^2$



- 4 Импульсные распределения лидирующего (пунктир) и нелидирующего (сплошная гистограмма) пионов в реакции (Ia) на ядрах с $0,1 < t < 0,5 (\text{ГэВ}/c)^2$ и $m_{\pi\pi} < 1,5 \text{ ГэВ}/c^2$

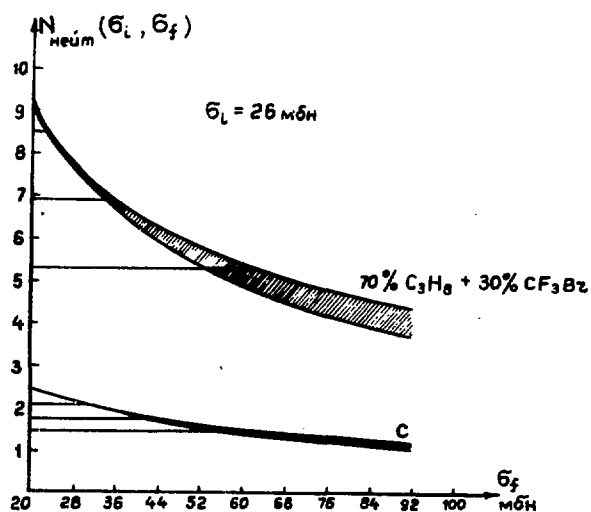


Рис.5 Зависимость от σ_f эффективного числа нейтронов ядра углерода и "средней" молекулы пропан-фреоновой смеси для реакции (Ia)

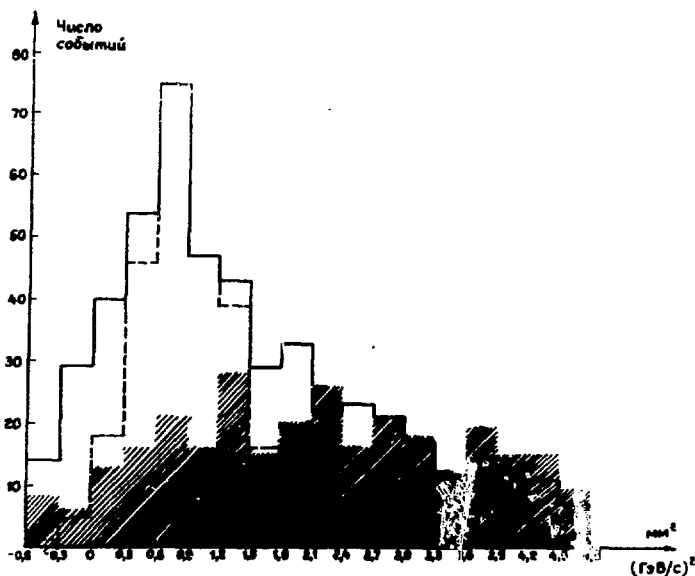


Рис.6 Распределение по квадрату недостающей к системе ($\pi^- \pi^- \pi^+$) массы для событий топологии (5) в пропан-фреоновой смеси. Сплошная гистограмма - события с $n_\gamma = 0$; пунктирная гистограмма - события с $n_\gamma = 0$ и $\chi^2_{\min} \leq 2$; заштрихованная гистограмма - события с $n_\gamma \geq 1$

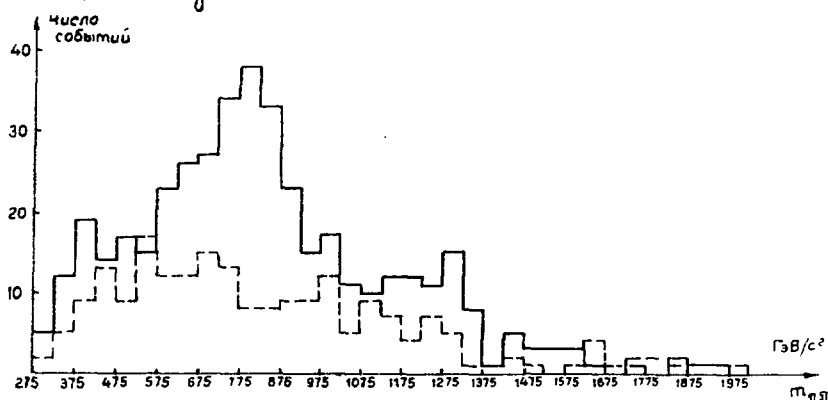


Рис.7 Распределение по эффективной массе $\pi^+ \pi^-$ (сплошная гистограмма) и $\pi^- \pi^-$ (пунктир) для реакции (2а) на ядрах

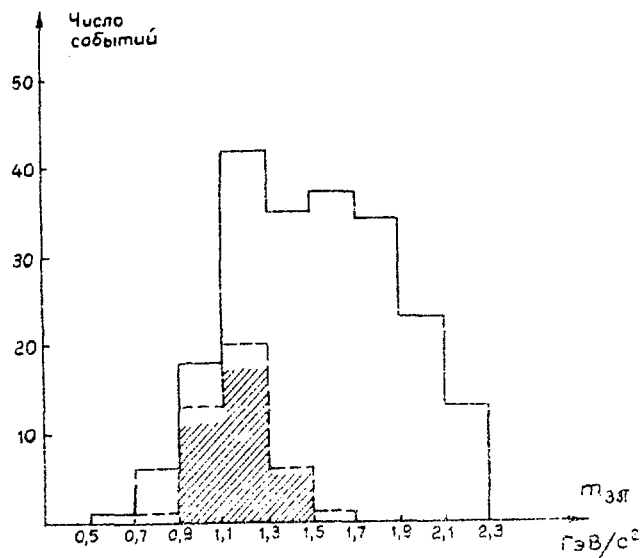


Рис.8 Распределение по эффективной массе ($\pi^- \pi^+ \pi^+$) для реакции (2а) на ядрах. Сплошная гистограмма - все события; пунктир - события с $|t_{\pi\pi} - s_{\pi\pi}| < 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$; заштрихованная гистограмма - события реакции (2б) (с рождением ρ^0 - мезона) с $|t_{\pi\pi} - s_{\pi\pi}| < 0,1(\text{ГэВ}/c)^2$, не содержащие протоны отдачи или признаки развала ядра

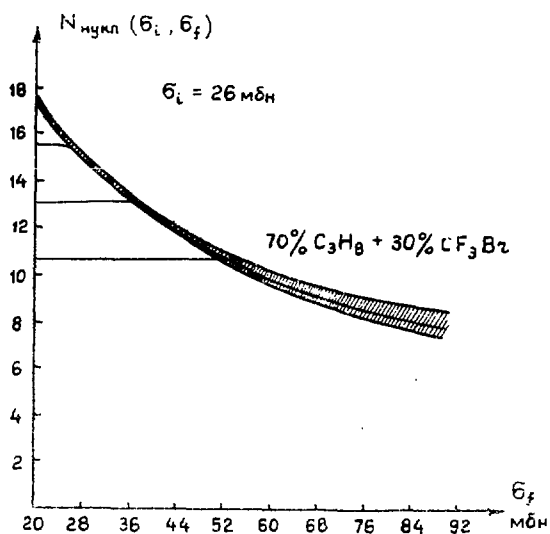


Рис.9 Зависимость от σ_f эффективного числа нуклонов "средней" молекулы пропан-фреоновой смеси для реакции (26)

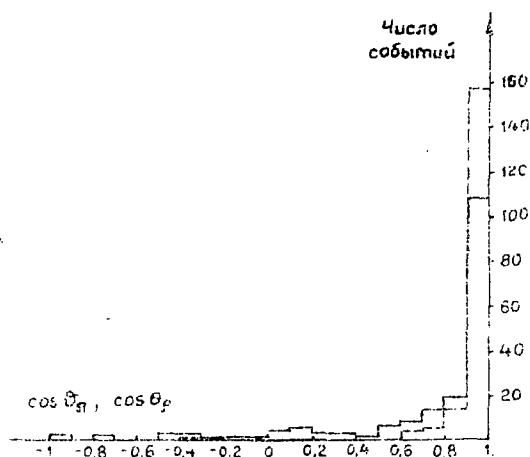


Рис.10 Угловые распределения ρ^0 -мезона (пунктир) и π^- -мезона (сплошная гистограмма) в реакции (26) на ядрах

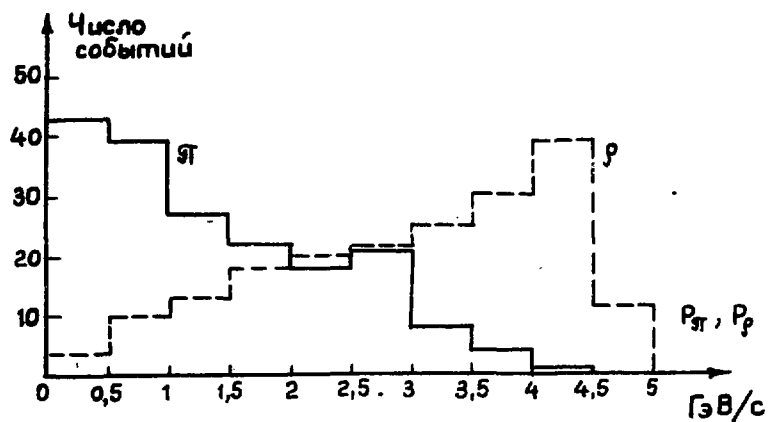


Рис. II Импульсные распределения ρ^+ - мезона (пунктир) и ρ^- - мезона (сплошная гистограмма) в реакции (26) на ядрах

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богомолов А.В., Будагов Ю.А., Василенко А.Т. и др. Метровая пузырьковая камера в магнитном поле. ПТЭ, 1964, № 1, с. 61.
2. Алмазов В.Я., Голутвин И.А., Инкин В.Ю. и др. Полуавтоматическая установка ПУ для автоматизации измерений камерных снимков. ОИЯИ-1952, Дубна, 1963.
3. Маркова Н.Ф., Мороз В.Н., Никитина В.И. и др. Программа геометрической реконструкции для больших пузырьковых камер. ОИЯИ, Р10-3766, Дубна, 1968.
4. Иванченко З.М., Лукьянцев А.Ф., Макаренко А.Д. и др. Программа идентификации каналов реакций. ОИЯИ, Р-II-3983, Дубна, 1968.
5. Виноградов В.Б., Иванов В.Г., Яноутова Л. и др. Программа идентификации V^0 - частиц и γ - квантов. ОИЯИ-2613, Дубна, 1966.
6. Aderholz M., Bondar L., Brauneck W. et al. π^+p interaction at 4 GeV/c. Phys.Rev., 1965, 138, B897.
7. Prukop J.P., Sander O.R., Poirier J.A. et al. $\pi^+\pi^+ \rightarrow \pi^+\pi^+$ scattering below 0.7 GeV from $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi$ at 5 GeV/c. Phys.Rev., 1974, D10, 2055.
8. Cohen D., Ferbel T., Slattery P., Werner B. Study of $\pi\pi$ scattering in the isotopic spin-2 channel. Phys.Rev. D7, 661, 1973.
9. K6lbig K.S., Margolis B. Particle production in nuclei and unstable particle cross-section. Nucl.Phys., 1968, B6, 85.

10. Flaminio V., Moorhead W.G., Morrison D.R.O., Rivoire N.
Compilation of cross-section. I: π^+ and π^- -induced reactions . CERN/HERA 83-01, 1983.
11. Bracci E., Burichetti G., Droulez J.P. et al., Compilation of
differential cross section π^- -induced reactions. CERN/
HERA 75-2, 1975.
12. Шабельский Ю.М. Процессы множественного рождения в адрон-
-ядерных соударениях при высоких энергиях ЭЧАЯ, 1981, т.12,
с.1070.
13. Анисович В.В., Кобринский М.Н., Нири Ю., Шабельский Ю.М.
Аддитивная кварковая модель и процессы множественного
рождения адронов. УФН, 1984, т.144, с.553.
14. Galloway K.F., Mott J.E., Alyea E.D. et al. $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$
reaction at 6 GeV/c. Phys.Rev., 1970, D1, 3077.
15. Bonder L., Bongartz K., Burmeister H. et al. $\pi^- p$ inter-
action at 4 GeV/c. Nuovo Cim., 1964, 31, 485.
16. Slattery P., Kraybill H., Forman B., Bferbel T. A study
of resonance production in 7 GeV/c $\pi^+ p$ -interaction. Nuovo
Cim., 1967, 50A, 377.
17. Pals C.L., Schotanus D.J., Toet D.Z. et al. Study of
cross sections and spin-density matrix elements in 5 GeV/c
 $\pi^+ p$ four-pronges interactions., Nucl.Phys., 1970, B25,
109.

Рукопись поступила 12 июня 1985 г.

Н.М.АГАБАБЯН, М.Р.АТАЯН, Ж.Б.ГРИГОРЯН, Н.Г.ГРИГОРЯН,
Г.Р.ГУЛКАНЯН, А.Р.КАНЬЦЯН, Ж.К.КАРАМЯН, Л.П.КИШИНЕВСКАЯ,
З.А.КИРАКОСЯН, С.А.КОРЧАГИН

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ ПИОННЫХ СИСТЕМ В
РЕАКЦИЯХ $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- A'$ И $\pi^-A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ A'$ НА ЯДРАХ ПРИ 5 ТэВ/с

Редактор Л.П.Мукаян
Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 14/X-85г.	ВФ- 09027	Формат 60x84/16
Офсетная печать. Уч.изд.л. 1,5		Тираж 299 экз. Ц. 22 к.
Зак. тип. № 450		Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван-36, Маркаряна 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ