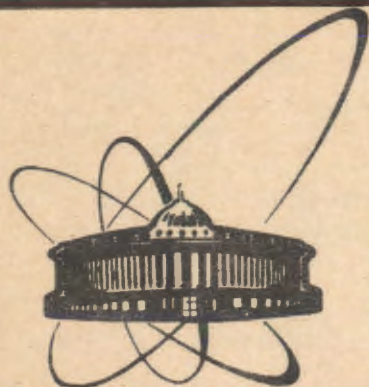


91-455



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-91-455

Н.М.Вирясов, Г.Р.Гулканян*, В.Г.Какоян*,
С.А.Корчагин*, А.П.Нагайцев, М.И.Соловьев,
Н.Г.Фадеев, Г.А.Худавердян*, А.П.Чеплаков

**ОБРАЗОВАНИЕ π^- -МЕЗОНОВ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ДЕЙТРОНОВ С УГЛЕРОДНОЙ И БЕРИЛЛИЕВОЙ
ПРОТЯЖЕННЫМИ МИШЕНЯМИ
ПРИ ЭНЕРГИИ 1 ГэВ НА НУКЛОН**

*Ереванский физический институт

1991

1. Введение

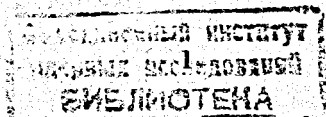
Изучение процессов образования π^- -мезонов при взаимодействии легчайших ядер с протяженными ядерными мишенями важно для определения оптимальных условий генерации пучков отрицательных мезонов с последующим их применением в мезонном катализе синтеза легких ядер^{1/}.

В настоящей работе представлены результаты измерения выходов и инклюзивных спектров π^- -мезонов во взаимодействиях дейтронов с кинетической энергией 1 ГэВ на нуклон с протяженными углеродной и бериллиевой мишенями. Получены также сечения неупругих взаимодействий дейтронов. Работа выполнена в соответствии с договором между ОИЯИ и ИАЭ им. И. В. Курчатова.

Эксперимент проводился с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры (ППК) ОИЯИ, облученной в пучках дейтронов дубненского синхрофазотрона. Протяженная цилиндрическая мишень, направление оси которой совпадало с направлением пучка, размещалась в рабочем объеме камеры и практически полностью охватывала область прохождения первичных дейтронов. Углеродная протяженная мишень была изготовлена из графита и имела форму цилиндра длиной 30 см, диаметром 10 см и плотностью $1,73 \text{ г/см}^3$, бериллиевая - длиной 28 см, диаметром 6 см и плотностью $1,848 \text{ г/см}^3$.

2. Сечения неупругих взаимодействий дейтронов

С целью определения величин сечений был сделан специальный просмотр около 2 тысяч стереоснимков при облучении дейтронами углеродной мишени и около 2,5 тысяч - бериллиевой. При просмотре отбирались снимки, для которых количество входящих в мишень первичных ядер не превышало 10 для углеродной и 5 для бериллиевой мишени. Снимки просматривались дважды с близкой к единице результирующей эффективностью. Налетающий дейтрон считался не претерпевшим в мишени неупругого взаимодействия, если при выходе из торца мишени его импульс, измеряемый по шаблону с точностью 20%, был близок к первичному ($P_d = 3,4 \text{ ГэВ/с}$), а проекция на плоскость фотографирования угла между ним и первичным направлением не превышала 3° .



В случае углеродной мишени всего было прослежено $N_{\text{пучк.}} = 3253$ трека входящих в мишень первичных ядер дейтерия и зарегистрировано $N_{\text{вых.}} = 990$ выходящих из мишени непрореагировавших ядер. Наблюденному отношению $N_{\text{вых.}} / N_{\text{пучк.}} = 0,304 \pm 0,015$ отвечает величина сечения dC-взаимодействия $\sigma_{\text{dC}} = (459 \pm 16)$ мб. Она согласуется с сечением неупругого dC-взаимодействия $\sigma_{\text{dC}}^{\text{in}} = (425 \pm 21)$ мб^{2,3/}, измеренным при анализе взаимодействия дейтронов в пропане при том же начальном импульсе.

В наблюдаемую величину сечения необходимо внести ряд поправок, обусловленных методическими особенностями опыта. Это вызвано учетом вклада механизмов дифракционного развала налетающего ядра и рассеяния дейтрона на квазисвободном нуклоне ядра-мишени. Согласно результатам работ^{3,4/}, примесь дифракционной диссоциации в полное число наблюдаемых взаимодействий составляет в нашем случае (2±3)%. С учетом этого получаем величину $\sigma_{\text{dC}} = 447$ мб. Сечение квазиупругого рассеяния^{3,5/} дейтрона можно вычислить по формуле $\sigma_{\text{q}} = 1,6 \cdot (A_1^{1/3} + A_t^{1/3} - 1) \cdot \sigma_{\text{NN}}^{\text{el}}$, где A_1 и A_t - атомные веса сталкивающихся ядер, а $\sigma_{\text{NN}}^{\text{el}}$ - упругое сечение нуклон - нуклонного рассеяния. При нашей энергии $\sigma_{\text{NN}}^{\text{el}} \approx 20$ мб^{7,8/} и $\sigma_{\text{q}} = 82$ мб. Зависимость $d\sigma_{\text{q}}/dt$ от передачи t при начальных импульсах свыше 1,5 ГэВ/с имеет экспоненциальный вид: $d\sigma_{\text{q}}/dt \sim \exp(-b \cdot t)$, где b - величина наклона сечения упругого рассеяния, которая равна^{9/} $b \approx 34$ (ГэВ/с)⁻². Граничное значение переданного 4-импульса, наблюдаемое в эксперименте, определяется величиной минимального видимого угла рассеяния налетающего дейтрона (~ 40 мрад). Тогда ненаблюдаемая нами часть сечения квазиупругого рассеяния $\Delta\sigma_{\text{q}} \approx 12$ мб. С учетом этой поправки окончательно имеем:

$$\sigma_{\text{dC}}^{\text{in}} = (459 \pm 19) \text{ мб,}$$

где погрешность величины сечения включает как статистическую ошибку, так и неопределенности использованных поправок.

В случае бериллиевой мишени было прослежено $N_{\text{пучк.}} = 4258$ треков пучковых ядер и зарегистрировано $N_{\text{вых.}} = 1226$ треков непрореагировавших ядер. Соответствующее сечение $\sigma_{\text{dBe}} = (360 \pm 11)$ мб в пределах ошибок согласуется с эмпирической зависимостью $\sigma_{\text{AlAt}}^{\text{in}} = 78 \cdot (A_1^{1/3} + A_t^{1/3} - 1,25)^2$ мб, полученной в экспериментах Беркли^{6/} для неупругих взаимодействий ядер

дейтерия, гелия и углерода с мишенями p, d, He, C при начальных энергиях 0,87 и 2,1 ГэВ на нуклон, близких к энергии в нашем эксперименте.

Процедура внесения поправок для бериллиевой мишени аналогична использованной для ядра-мишени углерода. Поправка на дифракционный развал не зависит заметно от первичной энергии в области свыше 1 ГэВ/Н, и для бериллиевой мишени мы использовали ту же поправку, что и для близкого по атомному весу ядра углерода - 2,5%, полученную для dC-соударений при том же начальном импульсе^{3/}. Величина сечения квазиупругого рассеяния для бериллиевой мишени $\sigma_{\text{q}} \approx 75$ мб, а соответствующая поправка $\Delta\sigma_{\text{q}} \approx 11$ мб. С учетом неопределенности поправок в итоге получаем величину сечения неупругого взаимодействия ядер дейтерия и бериллия:

$$\sigma_{\text{dBe}}^{\text{in}} = (363 \pm 13) \text{ мб.}$$

3. Выходы π^- -мезонов из углеродной и бериллиевой мишеней

Для определения множественности отрицательных пионов просматривались выходящие из протяженных мишеней треки, и по стандартным критериям (соотношение импульс-пробег, плотность ионизации, отсутствие заметных радиационных потерь и др.) идентифицировались треки π^- -мезонов. В небольшой части событий при идентификации пионов возникали неоднозначности. Эти неоднозначности учитывались наряду со статистическими ошибками.

Во взаимодействиях в углеродной мишени обнаружено 372 π^- -мезона. Их среднее число на один налетающий на мишень дейтрон ($N_{\text{пучк.}} = 3253$) равно $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{C}} = 0,121 \pm 0,007$. При получении этой величины учтена поправка (6±2)%, связанная с потерями части π^- -мезонов, вылетающих из мишени в противоположном от объективов направлении и не оставляющих на фотопленке видимого (или достаточно длинного для его идентификации) следа.

Среднее число π^- -мезонов на один прореагировавший дейтрон ($N_{\text{вз.}} = 2263$) равно $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{C}}^{\text{вз.}} = 0,174 \pm 0,010$. Эта величина близка к полученной в работе^{2/} средней множественности π^- -мезонов при взаимодействии дейтрона с ядром углерода, $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{dC}} = 0,163 \pm 0,013$. Это означает, что суммарный вклад

вторичных взаимодействий в протяженной мишени данной конфигурации незначителен, всего $(7 \pm 10)\%$. Таким образом, вклад вторичных процессов рождения дополнительных π^- -мезонов почти полностью компенсируется вкладом процессов поглощения π^- -мезонов в мишени.

Неупругие взаимодействия в бериллиевой мишени (для 2335 прослеженных треков пучковых дейтронов) сопровождаются рождением $N_{\pi^-} = 315 \pm 28$ отрицательных пионов. Их среднее число на один налетающий на мишень дейтрон равно

$$\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{Be}} = 0,135 \pm 0,012.$$

Среднее число π^- -мезонов на один провзаимодействовавший дейтрон ($N_{\text{вз}} = 1661$) равно $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{Be}}^{\text{вз}} = 0,190 \pm 0,018$. Это значение примерно на 12% выше, чем для углеродной мишени с почти таким же продольным размером $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{C}}^{\text{вз}} = 0,174 \pm 0,010$, что может быть частично объяснено большим процентным содержанием нейтронов в ядре бериллия. Так, исходя из известных нуклон-нуклонных данных ^{7,8/} при энергии $T_N \approx 1$ ГэВ средняя множественность π^- -мезонов при взаимодействии "среднего" нуклона дейтрона со "средним" нуклоном ядра-мишени равна $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{NNc}} \approx 0,145$ для ядра углерода и $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{NNBe}} \approx 0,155$ для ядра бериллия. Если предположить, что аналогичное соотношение сохраняется для взаимодействия дейтрона с ядрами углерода и бериллия и воспользоваться измеренным в работе ^{12/} значением $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{dC}} = 0,163 \pm 0,013$, то следует ожидать $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{dBe}}^{\text{расч.}} = 0,174 \pm 0,014$. Сравнивая полученную оценку $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{dBe}}^{\text{расч.}}$ с измеренным значением $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{Be}}^{\text{вз.}} = 0,190 \pm 0,018$, можно оценить, что суммарный вклад вторичных процессов поглощения и рождения π^- -мезонов в бериллиевой мишени составляет $(9 \pm 12)\%$, т.е., как и для углеродной мишени, не играет существенной роли. Независимой проверке этого вывода и получению более детальной информации о происходящих в протяженной мишени вторичных процессах посвящен следующий раздел.

4. Экспериментальная оценка вклада вторичных процессов в величину выхода π^- -мезонов из протяженной мишени

Для получения оценки вклада вторичных процессов рождения и поглощения π^- -мезонов в протяженной мишени был выполнен специальный просмотр стереофотографий (без размещения мишени

в рабочем объеме ППК). В камере были выбраны два разных эффективных объема, представляющих собой одновременно как мишень, так и детектор для регистрации вторичных взаимодействий. Средняя длина эффективного объема по пучку составляла 37,2 см (вариант "1") и 61,8 см (вариант "2"). Для обоих вариантов ширина пропановой мишени составляла 19 см, а глубина — 40 см.

В варианте "1" было просмотрено около 2 тысяч стереофото снимков, в варианте "2" — около 1 тысячи. Наряду с первичными взаимодействиями пучковых дейтронов ($N_{\text{вз}} = 3508$ в варианте "1" и $N_{\text{вз}} = 2290$ в варианте "2"), регистрировались и вторичные процессы, приводящие к изменению характеристик выходящих из эффективного объема π^- -мезонов (средней множественности, импульсных и угловых распределений) по сравнению с характеристиками пионов из первичного акта. К числу таких процессов относятся:

1а) остановка π^- -мезонов в эффективном объеме за счет ионизационных потерь;

1б) перезарядка или поглощение π^- -мезона на лету;

1в) упругое рассеяние π^- -мезонов (с выходом из эффективного объема);

2а) рождение дополнительного π^- -мезона в результате вторичного взаимодействия энергичной заряженной частицы из первичной звезды (стриппинговый протон или протон, рассеянный квазиупруго, а также дейтрон, рассеянный упруго или квазиупруго);

2б) рождение дополнительного π^- -мезона нейтроном, ассоциированным с первичным актом взаимодействия дейтрона.

Отметим, что процессы 1а и 1б приводят к уменьшению, а процессы 2а и 2б — к увеличению выхода π^- -мезонов из протяженной мишени.

Рассмотрим более подробно идентификацию последнего процесса, так как она не может быть проведена полностью однозначно из-за наличия фона.

Для подавления вклада фоновых процессов требовалось, чтобы нейтральная звезда содержала два или более луча. Из двухлучевых звезд исключались кандидаты в e^+e^- -пары (по

характерному острому углу между двумя треками). Вклад V^0 - частиц не учитывался, поскольку сечение рождения странных частиц незначительно: пороговый импульс этого процесса для нуклон - нуклонного взаимодействия ($P_{\text{пор}} = 2,34$ ГэВ/с) заметно превышает средний импульс нуклона налетающего дейтрона ($P_n = 1,7$ ГэВ/с).

Кроме того, накладывалось ограничение на угол вылета нейтрона из первичной звезды (на угол между направлением пучкового трека и прямой, соединяющей вершины первичной и нейтральной звезд). Для этого анализировались заряженные вторичные звезды из процесса 2а. Оказалось, что максимальное значение проекции на плоскость фотографирования угла вылета заряженного трека, образующего вторичную звезду (с рождением π^- -мезона), равно $\vartheta_{\pi}^{\text{макс.}} = 13^\circ$, а среднее значение $\langle \vartheta_{\pi} \rangle \cong 3^\circ$. Аналогичное ограничение $\vartheta_n < 13^\circ$ было введено и для нейтральных звезд.

Наконец, поскольку практически на каждом стереофотоснимке имелось более одной первичной звезды, определялось, какой из них с наибольшей вероятностью может принадлежать нейтральной звезде. В качестве таковой выбиралась та первичная звезда, для которой угол ϑ_n был минимальным (и не превышал 13°). Если при этом первичная звезда оказывалась вне выбранного эффективного объема, то соответствующая нейтральная звезда исключалась из рассмотрения.

Для отобранных нейтральных звезд средний угол ϑ_n оказался приблизительно равным $\langle \vartheta_n \rangle \cong \langle \vartheta_{\pi} \rangle \cong 3^\circ$.

Результаты анализа вторичных взаимодействий в пропане суммированы в таблице 1. Для процессов 2а и 2б в таблицу не включены события, где π^- -мезоны из вторичных звезд по той или иной причине не выходят из эффективного объема. В последнем столбце таблицы в скобках указана неопределенность при идентификации нейтральных звезд в процессе 2б. Как видно, с ростом продольных размеров мишени растут по отдельности как вклад процессов 1а и 1б поглощения π^- -мезонов (от 9,6% для варианта "1" до 13,8% для варианта "2"), так и вклад процессов 2а и 2б рождения дополнительных π^- -мезонов (от 8% до 13,4% соответственно). Однако эти два типа процессов прак-

тически компенсируют друг друга: суммарный вклад вторичных процессов в среднюю множественность родившихся в первичном акте π^- -мезонов составляет $-(1,6 \pm 2,1)\%$ и $-(0,4 \pm 3,5)\%$. Эти оценки согласуются со сделанным ранее выводом о слабом влиянии вторичных процессов на выход π^- -мезонов в протяженных мишенях рассматриваемых конфигураций.

Таблица 1

Размер мишени (C_3H_8)	37x18x40 см	62x18x40 см
Число первичных взаимодействий	3508	2290
Число π^- -мезонов, рожденных в первичном акте, N_{π^-}	415	290
Вторичные взаимодействия π^- -мезонов:		
поглощение- 1а	35	35
1б	5	5
-или в % от N_{π^-}	$-9,6 \pm 1,5$	$-13,8 \pm 2,2$
рассеяние- 1в	26	24
Дополнительное рождение π^- -мезонов:		
во взаимодействиях заряженных частиц- 2а	9	9
в нейтральных звездах- 2б	24 ± 1	30 ± 3
-или в % от N_{π^-}	$+8,0 \pm 1,5$	$+13,4 \pm 2,8$

Полученные результаты по изучению выходов π^- -мезонов из протяженных мишеней суммированы в табл. 2. В первой строке таблицы приведены тип и размер (в г/см²) мишени. Как видно из таблицы, суммарный вклад процессов вторичных взаимодействий в мишени (вторая строка) в пределах экспериментальных ошибок близок к нулю, однако, по-видимому, растет с увеличением продольного размера мишени.

Наблюдаемое увеличение выхода π^- -мезонов на одно неупругое взаимодействие дейтрона в мишени (третья строка) почти целиком связано с увеличением процентного содержания нейтронов в мишени (при переходе от C_3H_8 к С и Ве) и лишь в не-

значительной степени – с увеличением суммарного вклада вторичных процессов. Значительный рост выхода π^- -мезонов на один пучковый дейтрон (четвертая строка) связан как с изменением нейтронного содержания мишени, так и с увеличением ее продольных размеров.

Таблица 2

Размер и тип мишени				
Пропан 16г/см ²	Пропан 26,6г/см ²	Углерод 51,9г/см ²	Бериллий 51,7г/см ²	Бериллий 370г/см ² /10/
Суммарный вклад вторичных процессов (%)				
-(1,6±2,1)	-(0,4±3,5)	+(7±10)	+(9±12)	
Выход π^- -мезонов на одно неупругое взаимодействие				
0,116±0,008	0,122±0,008	0,174±0,010	0,190±0,018	
Выход π^- -мезонов на один пучковый дейтрон				
0,042±0,003	0,066±0,005	0,121±0,007	0,135±0,012	0,33
Энергия, затрачиваемая на рождение одного π^- -мезона (ГэВ)				
48 ± 3	30 ± 2	16,5 ± 1,1	14,8 ± 1,3	6,1

В последней колонке табл. 2 представлены результаты расчета^{/10/} выхода π^- -мезонов из бериллиевой цилиндрической мишени длиной 200 см и диаметром 8 см, облученной дейтронами при той же энергии. Видно, что при увеличении продольного размера мишени в ~ 7 раз ожидается рост выхода π^- -мезонов примерно в 2,5 раза; соответственно ожидается уменьшение затрат энергии на рождение одного π^- -мезона от 14,8 до 6,1 ГэВ (последняя строка табл.2). Таким образом, выбор оптимальной длины бериллиевой мишени для минимизации энергетических затрат требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

5. Импульсные и угловые распределения π^- -мезонов

Выходящие из протяженных мишеней π^- -мезоны, найденные при

просмотре около 6 тысяч стереофотоснимков с углеродной мишенью и около 2 тысяч – с бериллиевой, измерялись на полуавтоматических устройствах, работающих в линию с ЭВМ. Обсчет событий производился по программе геометрической реконструкции ГЕОФИТ. Плохо восстановленные треки измерялись повторно (иногда более двух раз). Кроме треков π^- -мезонов измерялись также пучковые треки дейтронов. Угол вылета π^- -мезонов измерялся по отношению к направлению пучка, которое практически совпадает с осью мишени.

После измерения и обсчета по программе геометрической реконструкции хорошо восстановленных треков π^- -мезонов оказалось 1244 для углеродной мишени и 285 – для бериллиевой.

Как отмечалось выше, часть π^- -мезонов, вылетающих из нижней (не просматриваемой объективами) части мишени, не оставляла на фотопленке видимого следа, либо оставляла след, длина которого недостаточна для его идентификации или для удовлетворительного измерения. Плохо восстанавливались также "крутые" треки, составляющие большой угол (вблизи 90°) с плоскостью фотографирования. Для устранения искажений, связанных с этими потерями, каждому пиону приписывался вес W, зависящий от полярного угла его вылета θ_{π^-} и определяемый экспериментально из требования изотропности распределения по азимутальному углу в плоскости, перпендикулярной направлению пучка или оси мишени.

Величины найденных весов W в зависимости от полярного угла θ_{π^-} приведены в табл.3. Как и следовало ожидать, вес близок к 1 при малых углах $\theta_{\pi^-} < 20^\circ$ и достигает наибольшего значения в области углов θ_{π^-} около 90°.

Таблица 3

θ_{π^-} град	0– 20	20– 40	40– 70	70– 80	80– 90	90– 100	100– 110	110– 120	120– 180
W	1,05	1,22	1,25	1,42	1,79	1,70	1,42	1,26	1,23

Полученные с учетом весов распределения и ряд корреляционных зависимостей между кинематическими переменными π^- -мезонов представлены на рис. 1–7. Для выявления эффектов

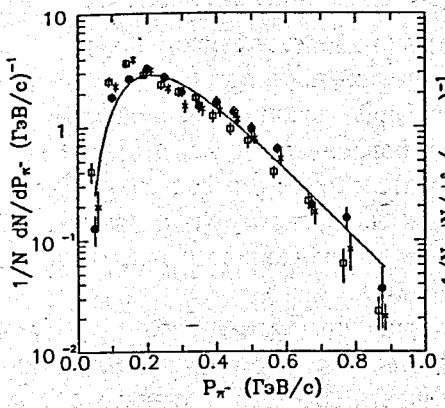


Рис.1

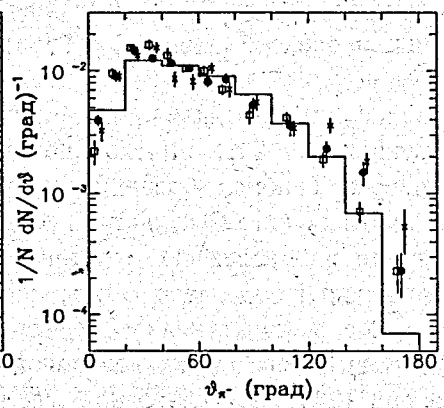


Рис.2

Рис.1. Импульсное распределение π^- -мезонов: \odot - в dC-взаимодействиях (пропан); \square - в dC-взаимодействиях (графит); \times - в dBe-взаимодействиях. Сплошная линия - результат аппроксимирования зависимости $(P/\langle P \rangle)^\alpha \cdot \exp[-\beta(P/\langle P \rangle)^{1/2}]$ в dC-столкновениях (пропан) с $\alpha=5,9 \pm 0,2$ и $\beta=14,1 \pm 0,5$.

Рис.2. Угловое распределение π^- -мезонов $\frac{1}{N} \frac{dN}{d\phi}$, (обозначения те же, что и на рис.1). Гистограмма - расчет для бериллиевой мишени ($L=200\text{см}$, $R=4\text{см}$).

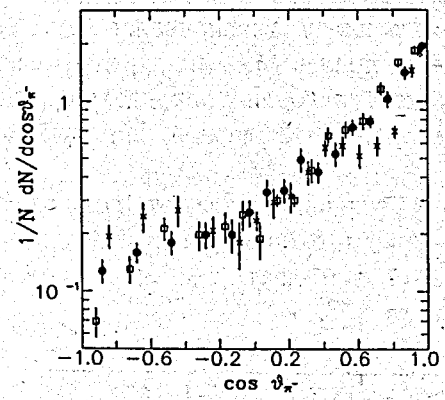


Рис.3

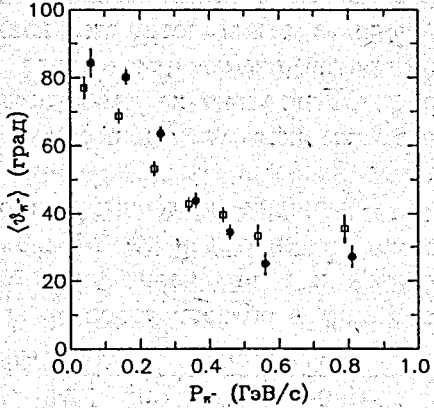


Рис.4

Рис.3. Распределение по косинусу угла вылета π^- -мезонов.
Рис.4. Зависимость среднего угла вылета от импульса π^- -мезонов.

Влияния протяженной мишени на характеристики процессов образования π^- -мезонов делается сравнение с аналогичными распределениями π^- -мезонов во взаимодействиях дейтрона с ядром

углерода. При получении последних мы воспользовались экспериментальными данными^{11/} по взаимодействиям дейтронов с пропаном (C_3H_8), в которых 87% событий с рождением π^- -мезонов происходит на ядре углерода и 13% - на водороде^{12/}. Для исключения "водородных" событий анализировались 4-лучевые события (вклад водородных взаимодействий в 6-лучевые события пренебрежимо мал) на предмет принадлежности к реакциям $dp \rightarrow ppp\pi^-(\pi^0)$, $dp \rightarrow dp\pi^+\pi^-$ и $dp \rightarrow ppp\pi^+\pi^-$. Для двух последних гипотез требовалось наличие в конечном состоянии идентифицированного π^+ -мезона. Событиями-кандидатами в первые две из указанных реакций считались те, для которых квадрат недостающей массы находится в пределах: $-0,2 < M^2 < 0,2$ ($\text{ГэВ}/c^2$)², а для третьей реакции - в пределах: $0,5 < M^2 < 1,3$ ($\text{ГэВ}/c^2$)². Кроме того, для реакции $dp \rightarrow ppp\pi^-$ налагались ограничения на продольный и поперечный компоненты полного недостающего импульса.

Суммарное количество событий-кандидатов оказалось близким к ожидаемому числу "водородных" событий, т.е. составило примерно 13% от всех событий с рождением π^- -мезона. Оставшиеся после их исключения события представляют собой практически беспримесную выборку dC-взаимодействий (средние характеристики пионов приведены во втором столбце таблицы 4).

Импульсные распределения π^- -мезонов во взаимодействиях дейтронов с ядром углерода и с графитовой и бериллиевой мишенями приведены на рис.1. Как видно, влияние протяженной мишени проявляется в том, что распределение несколько сдвигается в сторону меньших импульсов (см. средние значения в табл.4). Это может быть объяснено, в основном, ионизационными потерями в веществе.

Распределения по углу ϕ_{π^-} , по косинусу угла и их средние значения приведены на рис.2,3 и в табл. 4. Видно, что влияние протяженной мишени на угловые распределения незначительно. Однако в корреляции импульс-угол (см. представленные на рис.4,5 зависимости среднего импульса от угла и среднего угла от импульса) наблюдаются некоторые различия между dC-взаимодействиями (пропан) и взаимодействиями с протяженной мишенью.

Распределения по квадрату поперечного импульса P_T^2 приведены на рис.6, а параметры наклона спектров для разных

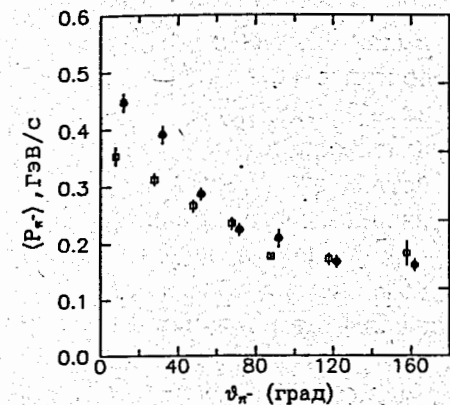


Рис. 5

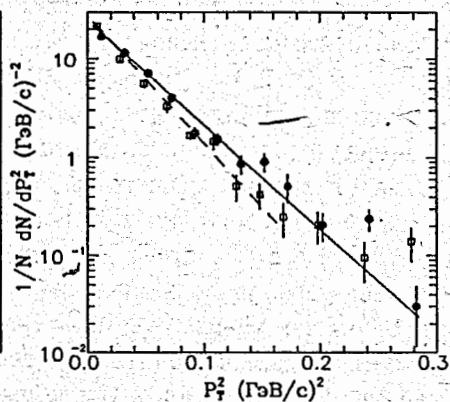


Рис. 6

Рис. 5. Зависимость среднего импульса от угла вылета π -мезонов.
Рис. 6. Распределение по квадрату поперечного импульса P_T^2 π -мезонов. Сплошная линия - результат аппроксимации спектра в dC-взаимодействиях (пропан) с $b=(24,5 \pm 0,7)$ (ГэВ/с), пунктирная линия - результат аппроксимации в dC-взаимодействиях (графит) с $b=(29,9 \pm 0,9)$ (ГэВ/с).

Таблица 4

СРЕДНИЕ ВЕЛИЧИНЫ	МИШЕНЬ			
	C_3H_8 /11/	C	Протяженная графитовая	бериллиевая
$\langle P_{\pi} \rangle$ (ГэВ/с)	$0,309 \pm 0,004$	$0,300 \pm 0,006$	$0,272 \pm 0,004$	$0,276 \pm 0,004$
$\langle \varphi_{\pi} \rangle$, град	57 ± 1	58 ± 1	57 ± 1	62 ± 1
$\langle \cos \varphi_{\pi} \rangle$	$0,473 \pm 0,013$	$0,457 \pm 0,019$	$0,499 \pm 0,012$	$0,405 \pm 0,015$

интервалов продольного импульса P_L - в таблице 5. В области $P_T^2 < 0,16$ (ГэВ/с)² распределения могут быть аппроксимированы экспоненциальной зависимостью $\sim \exp(-bP_T^2)$. Причем параметр наклона b , который монотонно уменьшается с ростом P_L , для взаимодействий с протяженной мишенью заметно больше, за исключением выборки событий со сравнительно большими продоль-

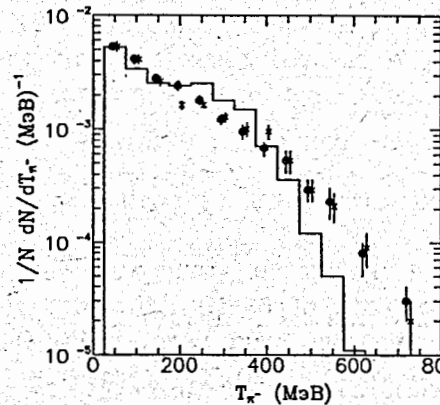


Рис. 7. Распределение по кинетической энергии π -мезонов; \circ - в dC-взаимодействиях (графит), \times - в dBe-взаимодействиях. Гистограмма-расчет для бериллиевой мишени ($L=200$ см, $R=4$ см).

ными импульсами $P_L > 0,35$ ГэВ/с. Соответственно, среднее значение $\langle P_T \rangle$ при фиксированных значениях P_L в области $-0,1 < P_L < 0,35$ ГэВ/с во взаимодействиях с протяженной мишенью меньше, чем в dC-взаимодействиях. Однако при наименьших значениях $P_L < 0,1$ ГэВ/с имеет место обратная картина.

Таблица 5

Интервал P_L , (ГэВ/с)	≤ 0	$0 \div 0,1$	$0,1 \div 0,2$	$0,2 \div 0,35$	$\geq 0,35$
Мишень (C)	Наклоны P_T^2 - спектров, (ГэВ/с) ⁻²				
пропан	$35,9 \pm 2,5$	$29,6 \pm 1,9$	$29,2 \pm 1,9$	$19,6 \pm 1,4$	$18,1 \pm 1,2$
графит	$45,0 \pm 3,8$	$43,6 \pm 3,5$	$36,2 \pm 2,4$	$25,6 \pm 1,7$	$19,9 \pm 1,7$

Интересно сравнить полученные экспериментальные данные с имеющимися теоретическими расчетами^{10/}, хотя последние выполнены для бериллиевой мишени заметно большего продольного размера (длина 200 см, радиус 4 см). Как видно из рис. 2, экспериментальные и расчетные угловые распределения неплохо согласуются друг с другом. Для распределения по кинетической энергии (рис. 7) наблюдается превышение эксперимента над расчетом при $T_{\pi-} > 500$ МэВ, которое можно объяснить потерями энергии в более длинной мишени. В экспериментальных данных имеется лишь слабое указание на наличие предсказываемого расчетами "горба" в области $T_{\pi-} = 250 \div 350$ МэВ.

В целом, сравнение данных для взаимодействия дейтронов с ядром углерода, протяженной углеродной мишенью ($L=30$ см) и с расчетами для протяженной бериллиевой мишени ($L=200$ см) по-

казывает, что влияние размеров мишени на угловое распределение π^- -мезонов незначительно, а распределения по энергии (импульсу) с увеличением размера мишени немного "смягчаются".

6. Заключение

Основные результаты и выводы данной работы можно сформулировать следующим образом.

Проведено измерение сечений неупругих взаимодействий дейтронов с протяженными мишенями: $\sigma_{dc}^{in} = (459 \pm 19)$ мб и $\sigma_{dBe}^{in} = (359 \pm 18)$ мб. Для выходов π^- -мезонов на одно налетающее на мишень ядро дейтерия получено: $\langle n_{\pi^-} \rangle_c = 0,121 \pm 0,007$ и $\langle n_{\pi^-} \rangle_{Be} = 0,135 \pm 0,012$. Энергетические затраты на рождение одного π^- -мезона составляют $(16,5 \pm 1,1)$ ГэВ и $(14,8 \pm 1,3)$ ГэВ соответственно.

В эксперименте изучено влияние различных вторичных процессов на выход π^- -мезонов. Показано, что вклады вторичных процессов поглощения и рождения π^- -мезонов почти полностью компенсируют друг друга для мишеней, обладающих сравнительно небольшими продольными размерами (от 0,44 до 1,24 средних длин неупругого взаимодействия дейтрона при 1 ГэВ на нуклон).

Измерены импульсные и угловые распределения π^- -мезонов, вылетающих из протяженных мишеней. Влияние мишени (рассматриваемых размеров) на угловое распределение π^- -мезонов несущественно. Увеличение толщины мишени приводит к сдвигу импульсных распределений в сторону меньших значений, что наиболее заметно сказывается на распределении по квадрату поперечного импульса отрицательных пионов.

В последующих работах будут представлены кинематические характеристики π^- -мезонов, испущенные во взаимодействиях дейтронов и α -частиц с протяженной бериллиевой мишенью при энергии 2 ГэВ на нуклон, а также при 1 ГэВ/Н на большей статистике.

Авторы признательны сотрудникам группы двухметровой пропановой камеры за получение стереофотографий и Г.С. Ломаченковой за организацию измерений треков. Мы также благодарим Н.С. Григалашвили и Д. Салихагича за помощь в работе.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Материалы Международного симпозиума по мюонному катализу. Гатчина, 26-29 мая 1987, Ленинград, 1987; Muon Catalyzed Fusion, 1988, 3.
2. Гулкян Г.Р. и др. Препринт ЕРФИ-1150(27)-89, 1989.
3. Ахабабян Н. и др. Сообщение ОИЯИ 1-12114, Дубна, 1979.
4. Ангелов Н. и др. Сообщение ОИЯИ P1-80-473, Дубна, 1980.
5. Belletini G. et al. Nucl. Phys. 79 (1966) 3, p.609.
6. Jaros J et al. Phys. Rev. C (1978) 18, p.2273.
7. Flaminio V. et al. Compilation of Cross-Sections CERN - HERA, 84-01, 1984.
8. Benary O et al. NN and ND Interactions (above 0,5 GeV/c) A Compilations. UCRL-20000 NN, 1970.
9. Глаголев В.В. и др. Сообщение ОИЯИ P1-10894, Дубна, 1977.
10. Казарновский М.В. и др. Препринт ИЯИ П-0498, 1986; П-0534, 1987.
11. Вирясов Н.М. и др. Сообщение ОИЯИ P1-89-511, Дубна, 1989.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 октября 1991 года.