

СЗ46.28

Г-521

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4918 / 2-77



12/xii-77

P1 - 10894

В.В.Глаголев, Р.М.Лебедев, И.С.Сайтов,
В.Н.Стрельцов, Л.И.Журавлева, А.Н.Горбунов,
К.У.Хайретдинов, Г.Мартинска, И.Паточка, К.Семан,
Г.Браун, Г.Джонстад, Ж.-П.Жербер, П.Жюйо,
А.Мишалон, А.Фридман, Б.С.Аладашвили, М.С.Ниорадзе,
Т.Семярчук, Т.Собчак, И.Стэпаняк, П.Зелински

ИЗУЧЕНИЕ ДВУХЛУЧЕВЫХ СОБЫТИЙ

В ^4He p -СТОЛКНОВЕНИЯХ

ПРИ ИМПУЛЬСЕ ПАДАЮЩЕГО ^4He 8,56 ГэВ/с

1977

В.В.Глаголев, Р.М.Лебедев, И.С.Саитов,
В.Н.Стрельцов, Л.И.Журавлева, А.Н.Горбунов,¹
К.У.Хайретдинов,¹ Г.Мартинска,² И.Паточка,² К.Семан,²
Г.Браун,³ Г.Джонстад,³ Ж.-П.Жербер,³ П.Жюйо,³
А.Мишалон,³ А.Фридман,³ Б.С.Аладашвили,⁴ М.С.Ниорадзе,⁴
Т.Семярчук,⁵ Т.Собчак,⁵ И.Стэпаняк,⁵ П.Зелински⁵

ИЗУЧЕНИЕ ДВУХЛУЧЕВЫХ СОБЫТИЙ

В ^4He p -СТОЛКНОВЕНИЯХ

ПРИ ИМПУЛЬСЕ ПАДАЮЩЕГО ^4He 8,56 ГэВ/с

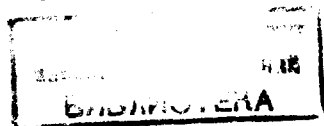
¹ Физический институт АН СССР, Москва.

² Университет Кошице, ЧССР.

³ Центр ядерных исследований, Страсбург, Франция.

⁴ Тбилисский государственный университет.

⁵ Институт ядерных исследований, Варшава



Глаголев В.В. и др.

P1 - 10894

Изучение двухлучевых событий в ${}^4\text{He}$ p-столкновениях при импульсе падающего ${}^4\text{He}$ 8,56 ГэВ/с

Изучались ${}^4\text{He}$ -p-столкновения при импульсе падающего ${}^4\text{He}$ 8,56 ГэВ/с на однометровой водородной пузырьковой камере в ОИЯИ. Были исследованы упругое p ${}^4\text{He}$ рассеяние, когерентное p ${}^4\text{He} \rightarrow \text{N} {}^4\text{He} \pi$ рождение, а также реакция развала p ${}^4\text{He} \rightarrow \text{p} {}^3\text{He}$. Определены сечения и обсуждены особенности рождения π -мезонов. В реакции развала разделены события, в которых ${}^3\text{He}$ или нейтрон являются спектатором. Эти события использованы для изучения виртуального pn \rightarrow pn и p ${}^3\text{He} \rightarrow$ p ${}^3\text{He}$ рассеяния.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Glagolev V.V. et al.

P1 - 10894

Study of Two Pronged Events in ${}^4\text{He}$ p Collisions at 8.56 GeV/c ${}^4\text{He}$ Incident Momentum

We have studied ${}^4\text{He}$ -p collisions at a ${}^4\text{He}$ incident momentum of 8.56 GeV/c using the 1 m Dubna bubble chamber. We have investigated the p ${}^4\text{He}$ elastic scattering, the coherent p ${}^4\text{He} \rightarrow \text{N} {}^4\text{He} \pi$ production and also the break-up reaction p ${}^4\text{He} \rightarrow \text{p} {}^3\text{He}$. Cross sections were determined and production features discussed. From the break-up reaction subsamples of events in which a ${}^3\text{He}$ α an n appear as spectators were selected. These events were used in order to study the virtual pn \rightarrow pn and p ${}^3\text{He} \rightarrow$ p ${}^3\text{He}$ scattering.

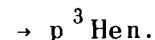
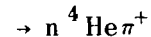
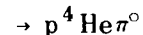
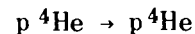
The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОЦЕДУРА

В этой работе мы приводим результаты по двухлучевым событиям, наблюдаемым в ${}^4\text{He}$ p-столкновениях при импульсе падающего ${}^4\text{He}$ 8,56 ГэВ/с, что соответствует импульсу протона 2,15 ГэВ/с в системе, где ${}^4\text{He}$ покоится. Эксперимент был проведен в Дубне на однометровой водородной пузырьковой камере. Получено и дважды просмотрено около 180 000 фотографий. Предлагаемая работа основывается на части информации, содержащейся на пленках, а именно, на 1 791 случае хорошо измеренных и идентифицированных двухлучевых событий.

Мы исследуем реакции:



Применение пучка ${}^4\text{He}$ дает возможность рассматривать кинематическую область, в которой переданный четырехимпульс между первоначальным ${}^4\text{He}$ и выходящим ${}^4\text{He}$ или ${}^3\text{He}$ мал. Более того, отбор событий упрощен, т.к. импульс выходящих ${}^4\text{He}$ или ${}^3\text{He}$ сильно отличается от импульсов других возможных частиц. Это

можно видеть из рис. 1, на котором представлены измеренные импульсы для всех выходящих треков. Два пика на этом рисунке вызваны треками ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, что следует, например, из однозначно идентифицированных событий. Таким образом, обрезание по импульсу самых быстрых выходящих частиц практически решает большинство проблем неоднозначности, в то время как дальнейшие обрезания по квадрату недостающей массы и вероятности χ^2 обеспечивают чистоту отобранных событий. После поправок на эффективность просмотра и азимутальные потери мы получили сечения изучаемых каналов, приведенные в таблице.

Изучение этих каналов проводится в следующих разделах. Раздел 2 мы посвящаем упругому рассеянию и когерентному рождению $p\text{ }{}^4\text{He} \rightarrow N\text{ }{}^4\text{He}$.

Реакция развала $p\text{ }{}^4\text{He} \rightarrow p\text{ }{}^3\text{He}n$ изучается в разделе 3.

Таблица

Сечение изученных каналов

Реакция	Поперечные сечения /мбн/
${}^4\text{He } p \rightarrow {}^4\text{He } p$	36 ± 3
${}^4\text{He } p \rightarrow {}^4\text{He } p \pi^0$	$1,06 \pm 0,18$
${}^4\text{He } p \rightarrow {}^4\text{He } p \pi^+$	$1,74 \pm 0,23$
${}^4\text{He } p \rightarrow {}^4\text{He } N \pi$	$2,80 \pm 0,40$
${}^4\text{He } p \rightarrow {}^3\text{He } pn$	$11,0 \pm 0,5$
${}^4\text{He } p \rightarrow {}^3\text{He } spn$	$9,7 \pm 0,5$
$pn \rightarrow pn$	$19,5 \pm 1,0^*$
	$25 \pm 1,3^*$
${}^4\text{He } p \rightarrow n_s\text{ }{}^3\text{He } p$	$1,3 \pm 0,2$
Оценка полного сечения по оптической теореме	148 ± 7

*Первое значение оценено без учета поправок на многократное рассеяние, второе получено с учетом группой поправки.

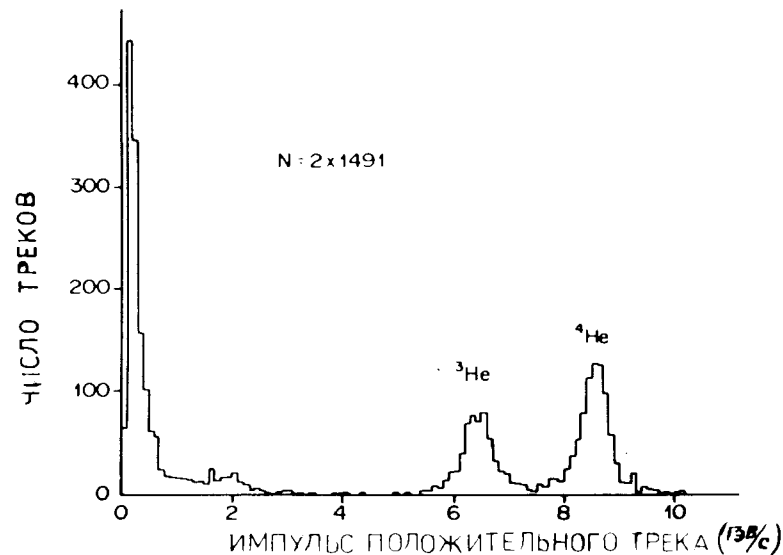


Рис. 1. Распределение импульсов вторичных заряженных частиц из 1491 двухлучевых событий. Наблюдаемые пики соответствуют ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ трекам.

2. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ И КОГЕРЕНТНОЕ РОЖДЕНИЕ

На рис. 2 мы приводим дифференциальное сечение упругого рассеяния как функцию $|t|$, где t - переданный четырехимпульс между падающим и вылетающим ядром ${}^4\text{He}$. Это распределение фитировалось экспоненциальной функцией e^{bt} и получен наклон $b = 27,4 \pm 1,5 / \text{ГэВ}/\text{с}/^{-2}$. Значение b почти равно наклону в pd -упругом рассеянии при импульсе падающего протона $-2,78 \text{ ГэВ}/\text{с}/^1$. Такое значение импульса сравнимо с импульсом протона в системе покоя ${}^4\text{He} / 2,15 \text{ ГэВ}/\text{с}/$ для $p\text{ }{}^4\text{He} \rightarrow p\text{ }{}^4\text{He}$ -рассеяния.

Мы также пытались фитировать упругое дифференциальное сечение, используя теорию многократного рассеяния Глаубера ^{/2/}, и получили довольно хорошее согла-

сие. В любом случае статистика в области минимума должна быть увеличена, чтобы уточнить параметры, входящие в формулу Глаубера /рис. 2/. Предполагая, что упругое ${}^4\text{He}p$ -рассеяние чисто мнимое, мы по оптической теореме получили оценку полного сечения, а именно, $\sigma = 148 \pm 7$ мбн.

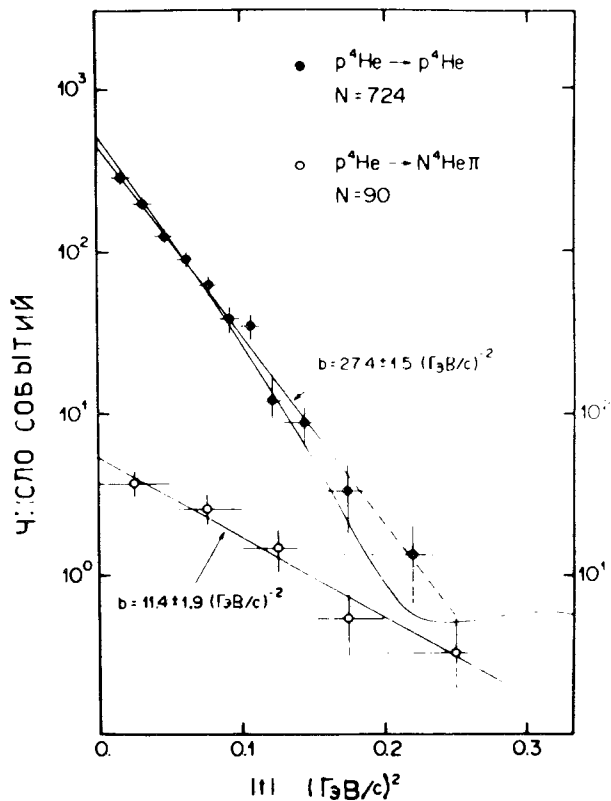


Рис. 2. Распределение по $|t|$, где t — четырехимпульс передачи между начальным и конечным ${}^4\text{He}$ для реакции $p{}^4\text{He} \rightarrow p{}^4\text{He}$ /левая шкала/ и $p{}^4\text{He} \rightarrow N{}^4\text{He}\pi$ /правая шкала/. Данные фитировались функцией e^{bt} , для упругого рассеяния использован формализм Глаубера. Заметим, что в системе покоя ${}^4\text{He}$ начальный протон имеет импульс $2,15$ ГэВ/с.

Вследствие малости статистики в когерентном рождении, для изучения конечного состояния $N{}^4\text{He}\pi$ были просуммированы случаи, принадлежащие реакциям $p{}^4\text{He} \rightarrow p{}^4\text{He}\pi^0$ и $p{}^4\text{He} \rightarrow n{}^4\text{He}\pi^+$. Сечения этих двух реакций связаны коэффициентами Клебша-Гордана:

$$\frac{\sigma(p{}^4\text{He} \rightarrow n{}^4\text{He}\pi^-)}{\sigma(p{}^4\text{He} \rightarrow p{}^4\text{He}\pi^0)} = 2.$$

Как видно из таблицы, наши результаты в пределах ошибок согласуются с этим соотношением.

На рис. 2 приведено также распределение по переданному четырехимпульсу между первоначальным и выходящим ${}^4\text{He}$ в $p{}^4\text{He} \rightarrow N{}^4\text{He}\pi$ реакции. Фитируя это распределение функцией e^{bt} , мы получили наклон $b = 11,4 \pm 1,9 / \text{ГэВ/с}^{-2}$.

Так как нет подходящих данных о $p\bar{d}$ -рассеянии, для сравнения с нашими результатами мы использовали данные $\bar{p}d$ при $5,5$ ГэВ/с^{3/2}. Действительно, когерентное рождение на дейтроне слабо зависит от того, вызвана ли реакция p , или \bar{p} , а также не наблюдается ли заметной энергетической зависимости в форме дифференциальных сечений. Используя $\bar{p}d$ данные, мы видим, что отношение упругого сечения к сечению с рождением одного π -мезона, имеет приблизительно одинаковое значение ~ 13 для ${}^4\text{He}p$ и $\bar{p}d$ -взаимодействий.

На рис. 3 показаны распределения по эффективным массам $\pi{}^4\text{He}$ и $N\pi$ в сравнении с предсказаниями периферического фазового пространства. Каждое событие, генерированное по методу Монте-Карло, взвешивалось с фактором e^{bt} , где b — экспериментальная величина, определенная ранее. В распределении эффективных масс $\pi{}^4\text{He}$ заметна некоторая концентрация событий над фазовым объемом. Статистика слишком мала, чтобы детектировать ${}^4\text{He}^*$, который должен иметь массу ~ 4 ГэВ/с², если он имеет ту же природу, что и d^* , наблюдавшийся в когерентных взаимодействиях на дейтерии^{5/}.

В области малых значений эффективных масс $N\pi$ наблюдается пик, аналогичный тому, что наблюдается,

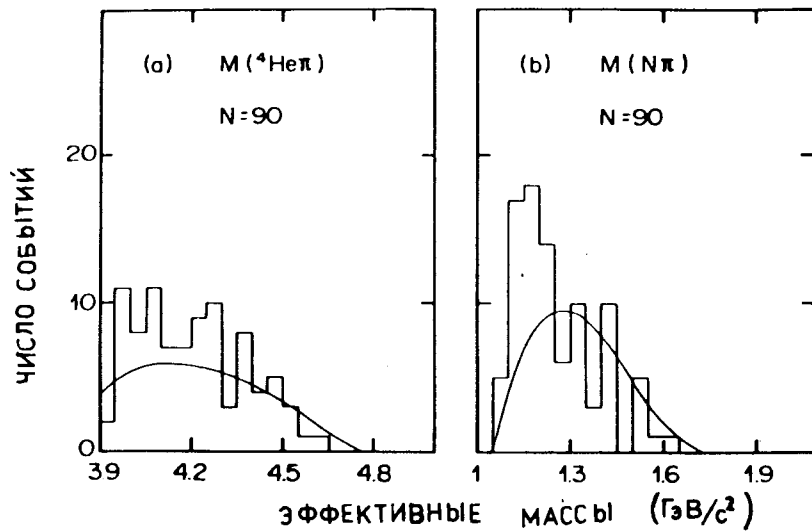


Рис. 3. Распределение $\text{He}\pi$ [a] и ${}^4\text{N}\pi$ [b] эффективных масс. Сплошные кривые изображают периферическое фазовое пространство, нормированное на $N = 90$ полное число событий.

например, в $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^-$ реакции при $5,55 \text{ ГэВ/с}^{1/3}$.

Методом, предложенным недавно ^{/6/}, мы также определили нижнюю границу среднеквадратичного прицельного параметра (b_L) в $p^4\text{He} \rightarrow N^4\text{He}\pi$ реакциях. Для этого мы использовали приближенную оптимальную границу, определяемую из соотношения ^{/7,8/}:

$$\langle b^2 \rangle \geq b_L^2 = \frac{\langle \sum_{i=1}^3 [x_i^2 - (r_i^2)/2p_i^2] \rangle^2}{\langle \sum_{i,j=1}^3 x_i x_j \vec{r}_i \vec{r}_j \rangle}$$

Здесь \vec{r}_i / модуль r_i / - поперечный импульс i -той выходящей частицы и $x_i = p_i/p_i'$, где p_i - импульс в с.ц.м. i -той частицы и p_i' - максимально возможное его значение. Хотя b_L является нижней границей,

показано ^{/8/}, что эта величина определяет меру периферичности событий. Полученное значение для реакции $p^4\text{He} \rightarrow N^4\text{He}\pi$ равно $0,81 \pm 0,12 \text{ Фм}$. Эта нижняя граница имеет величину, ожидаемую для когерентного рождения ^{/8/}. Заметим также, что среднеквадратичный параметр для упругого рассеяния $p^4\text{He}$, вычисленный в предположении, что упругое рассеяние есть теневой эффект неупругого, равен $1,03 \pm 0,02 \text{ Фм}$, т.е. близок к значению, полученному в $p^4\text{He} \rightarrow N^4\text{He}\pi$ реакции *.

3. РЕАКЦИЯ РАЗВАЛА $p^4\text{He} \rightarrow p^3\text{He}\pi$

Эта реакция представляет интерес тем, что открывает возможность получения сведений о внутренней структуре ${}^4\text{He}$. В частности, можно изучить вопрос о применимости спектаторной модели к реакции развала. С этой целью мы на рис. 4 представили угловое распределение для так называемых спектаторов n и ${}^3\text{He}$ / обозначены n_s и ${}^3\text{He}_s$ / в системе покоя ${}^4\text{He}$. ${}^3\text{He}(n)$ определяется как спектатор, когда импульс его в системе покоя ${}^4\text{He}$ меньше, чем импульс $n({}^3\text{He})$. Как можно видеть из рис. 4, n_s и ${}^3\text{He}_s$ имеют характерные для спектаторов распределения, а именно, n_s и ${}^3\text{He}_s$ обладают тенденцией испускаться изотропно и с малым импульсом. Импульсные распределения сравнены с хьюлтеровским импульсным распределением спектатора в дейтроне. Заметим, что экспериментальные распределения имеют ширину и среднее значение большие, чем предсказания Хьюлтена, хотя все они идентичной формы. И, наконец, на рис. 4с и 4f показаны распределения энергии с.ц.м., обусловленные ферми-движением внутри ${}^4\text{He}$ для виртуального $pn \rightarrow pn$ и $p^3\text{He} \rightarrow p^3\text{He}$ рассеяния.

*Заметим, что это значение приблизительно равно нижнему пределу эффективного радиуса взаимодействия.

$R = [1/\sigma_{el} (d\sigma_{el}/dt)_{t=0}]^{1/2} = 1,10 \pm 0,07 \text{ Фм}$.
/См. А.А.Логунов, Нгуен Ван Хьеу. Препринт ИФВЭ 69-4, Серпухов, 1969/.

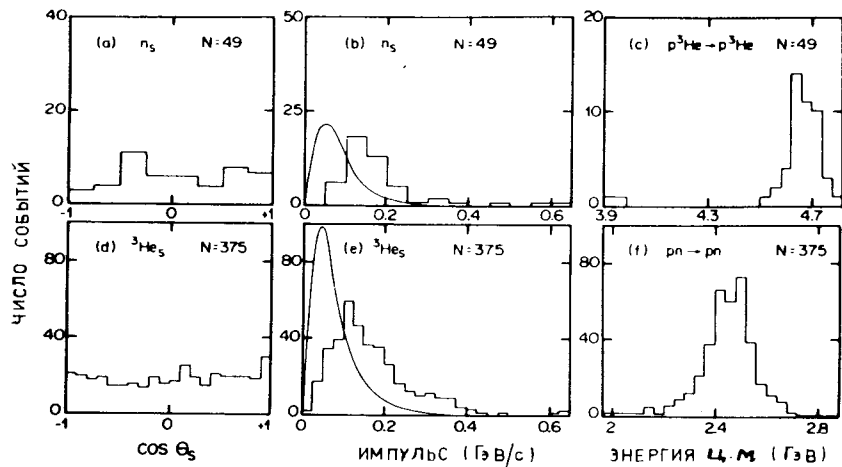


Рис. 4. Угловое [(a) и (d)] и импульсное [(b) и (e)] распределения n_s и ${}^3\text{He}_s$ спектров. На рисунках (c) и (f) представлены распределения энергии в с.ц.м., характер которых обусловлен Ферми-движением для виртуального рассеяния $p^3\text{He} \rightarrow p^3\text{He}$ и $pn \rightarrow pn$.

Распределения по квадрату четырехимпульса, переданного от первоначального к вторичному протону в $p^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}_s pn$ и $p^4\text{He} \rightarrow n_s p^3\text{He}$, представлены на рис. 5 и 6. То, что эти распределения стремятся к нулю, когда $|t| \rightarrow 0$, есть эффект ${}^4\text{He}$. Действительно, в этой области виртуальное pn или $p^3\text{He}$ рассеяние не должно происходить, так как всегда необходим некоторый минимальный переданный четырехимпульс для того, чтобы развалить ${}^4\text{He}$ ^{9/}. Таким образом, исключая область вблизи $|t| = 0$, распределения, показанные на рис. 5 и 6, подходят для описания $pn \rightarrow pn$ и $p^3\text{He} \rightarrow p^3\text{He}$ рассеяний. Статистика для последней реакции мала. Тем не менее, мы видим, что переданный четырехимпульс имеет максимум около низких значений. Для случая $pn \rightarrow pn$ мы наблюдаем дифракционный максимум, так же как и для процесса перезарядки $pn \rightarrow np$. Рассеяние назад можно лучше увидеть на вставке в рис. 5, которая представляет распределение по $|u|$,

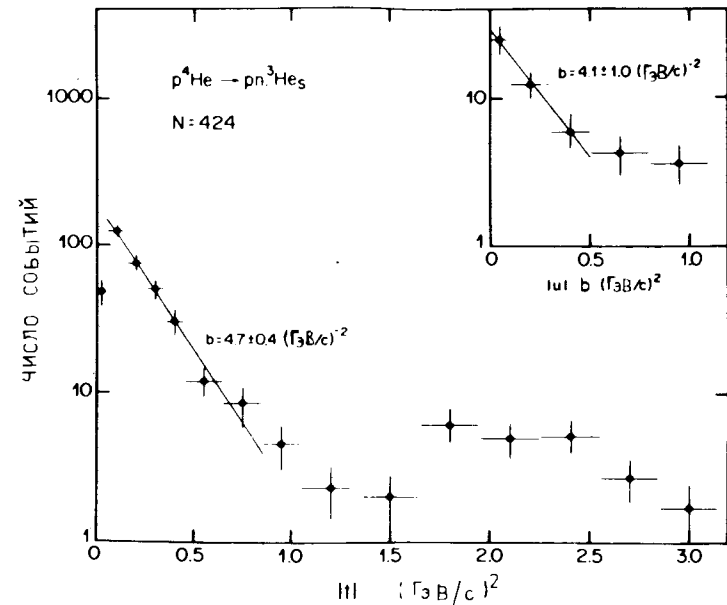


Рис. 5. Распределения по $|t|$ и $|u|$ для виртуального $pn \rightarrow pn$ рассеяния. Здесь t и u - четырехимпульсы передачи между начальным p и конечным p или n , соответственно. Сплошные линии получены фитированием данных функцией e^{-bt} .

где u - четырехимпульс передачи между первоначальным p и конечным n . Фитируя распределения при малых $|t|$ и $|u|$ экспоненциальными функциями, мы получили практически одинаковые наклоны, т.е. $/4,7 \pm 0,4//\text{ГэВ/с}/^{-2}$ и $/4,1 \pm 1,0//\text{ГэВ/с}/^{-2}$, соответственно*. Заметим, что наклоны, полученные для дифракционного пика, близки к наклонам, полученным для pd -взаимодействий при $\sim 2 \text{ ГэВ/с}/10$. Тем не менее, мы хотим подчеркнуть, что для изучения pn -рассеяния гораздо лучше использовать ${}^4\text{He}$

* Для очень маленьких $|u|$, вообще говоря, обнаруживаются большие по величине наклоны, чем для $|t|$ распределения. Однако статистика чересчур мала для наблюдения этого эффекта.

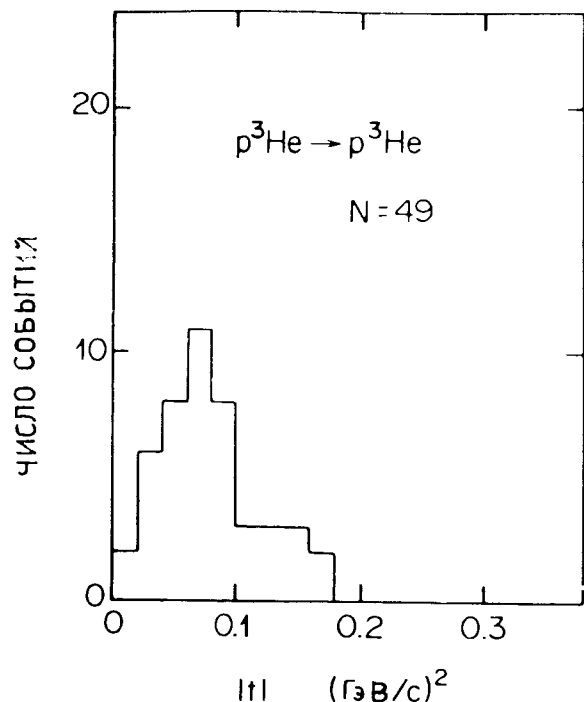


Рис. 6. Распределение абсолютного значения четырех-импульса передачи между начальным и конечным p для реакции $p^4\text{He} \rightarrow n_p^3\text{He}$.

столкновения, чем pd . Действительно, вследствие дифракционного характера упругого рассеяния импульс отдачи нейтрона в $pn \rightarrow pn$ часто подобен импульсу протона спектатора. Это приводит к явлению интерференции и к подавлению некоторых кинематических конфигураций как следствию обобщенного принципа исключения. Такая ситуация не встречается с $^3\text{He}_s$ случаями. Кроме того, мы также хотели бы отметить, что масса мишени виртуального нейтрона не слишком отличается от реальной массы нейтрона. Действительно, если мы предположим, что ^3He находится на массовой поверхности, когда происходит взаимодействие, то получим, что масса вир-

туального нейтрона имеет распределение со средним значением $0,889 \text{ ГэВ/с}^2$ и дисперсией $0,045 \text{ ГэВ/с}^2$.

Несмотря на то, что спектаторная модель может быть применена к реакции развала $p^4\text{He} \rightarrow ^3\text{He} pn$, существуют некоторые корреляции между выходящими частицами и спектатором. Это можно видеть, исследуя угол Треймана-Янга ϕ , который определяется на рис. 7. Параметр асимметрии угла Треймана-Янга, который является отношением числа случаев, где $\phi \geq \pi/2$, к числу с $\phi < \pi/2$, представлен на рис. 8 как функция импульса спектатора. Видно значительное отклонение от нуля с ростом импульса спектатора. Следует отметить, что корреляция не может быть объяснена кинематическим эффектом*. Такой же эффект наблюдается в dp -взаимодействиях при $3,3 \text{ ГэВ/с}^{11}$. Можно заметить, что параметр асимметрии в $^4\text{He} p$ -взаимодействиях имеет тенденцию зависеть таким же образом от импульса спектатора, как и в dp -взаимодействиях.

Для вычисления сечения процесса $pn \rightarrow pn$ из наблюдаемой реакции $p^4\text{He} \rightarrow ^3\text{He}_s pn$ необходимо использовать некоторую модель. Мы будем предполагать, что связанный протон в ^4He имеет такую же вероятность (P) столкновения с протоном-мишенью, как и связанный нейтрон. Если пренебречь эффектами вне массовой поверхности и экранированием, эта вероятность в четыре раза больше, чем для свободного нуклона. В этом предположении, экстраполируя дифференциальное сечение упругого pn -рассеяния при малых $|t|$ с помощью фитированной функции e^{-bt} , мы получим для полного сечения упругого pn рассеяния $\sigma = 24,0 \pm 1,2 \text{ мбн}$. Довольно упрощенным способом можно учесть процессы многократного рассеяния /упругие и неупругие/ внутри ^4He . Другими словами, если мы хотим наблюдать $pn \rightarrow pn$ реакцию, то многократного рассеяния не должно быть. Если P' вероятность того, что

* Это можно видеть при генерации случаев $p^4\text{He} \rightarrow ^3\text{He}_s pn$, в соответствии с экспериментальным распределением четырехимпульса передачи между начальным и конечным протонами. Ферми-движение n внутри ^4He было взято из экспериментального распределения $^3\text{He}_s$.

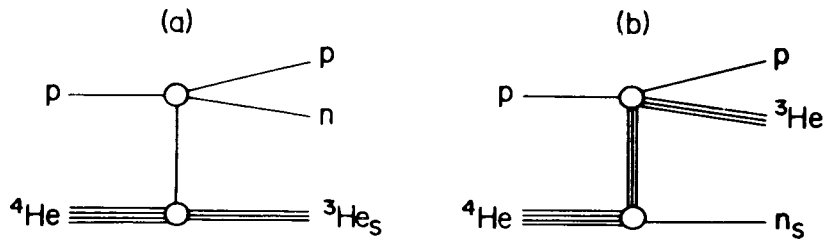


Рис. 7. Схематическое представление реакции $p^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}_s pn$ [(a)] и $p^4\text{He} \rightarrow n_s {}^3\text{He} p$ [(b)]. Угол Треймана-Янга определяется в [(a)], [(b)] как угол между нормалью плоскости, образованной импульсами выходящих p и n импульсами ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$, все импульсы взяты в системе покоя начального p .

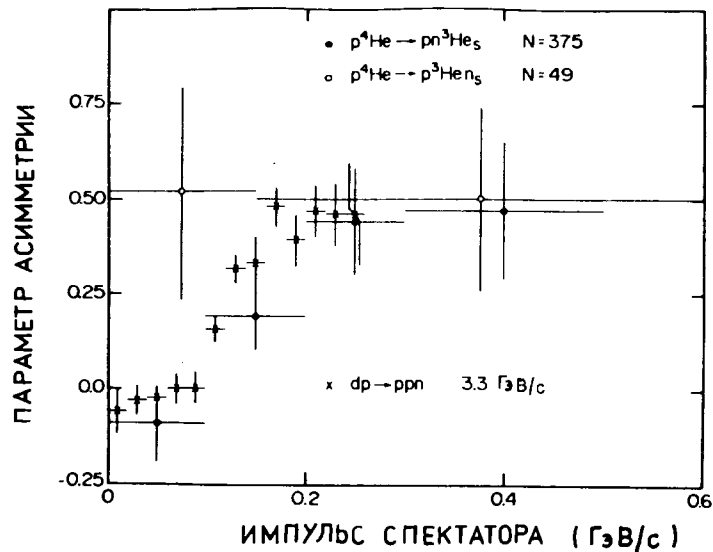


Рис. 8. Зависимость параметра асимметрии распределений по углу Треймана-Янга /см. текст/ от импульса спектрометра.

вторичное рассеяние должно происходить внутри ${}^4\text{He}$, тогда общая вероятность наблюдения упругих событий реакции $p^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}_s pn$ есть $2P(1-P')^3$. Используя полное сечение NN-взаимодействия 44,6 мбн и корректируя распределение для малых $|t|$, мы получим для сечения упругого pn -рассеяния величину $25,0 \pm 1,3$ мбн.

Метод, который мы использовали для вычисления сечения, основывается на многих упрощающих допущениях, в частности, на том, что P и P' не зависят от конфигурации импульсов взаимодействующих нуклонов. Поэтому полученное сечение может рассматриваться только как предварительная оценка. Кроме того, проведенный учет поправок на эффекты многократного рассеяния, конечно, слишком груб для того, чтобы серьезно относиться к вычисленному таким образом сечению. Тем не менее, ${}^3\text{He}_s$ случаи позволяют изучать общие черты pn -взаимодействий. Для случаев $p^4\text{He} \rightarrow n_s p {}^3\text{He}$ провести оценку сечения более трудно. Действительно, трудно предположить, что с одной и той же вероятностью происходит взаимодействие протона с группами из трех нуклонов, какой бы ни был их заряд и импульсная конфигурация. Поэтому для упругого $p^3\text{He} \rightarrow p^3\text{He}$ рассеяния не было сделано оценки сечения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При изучении двухлучевых событий мы получили результаты для реакций $p^4\text{He} \rightarrow p^4\text{He}$, $p^4\text{He} \rightarrow N^4\text{He}\pi$ и $p^4\text{He} \rightarrow p^3\text{He} n$. Были определены сечения этих каналов и исследованы их особенности.

Упругое $p^4\text{He}$ рассеяние может быть охарактеризовано имеющим большой наклон распределением переданного четырехимпульса. Канал $p^4\text{He} \rightarrow N^4\text{He}\pi$ показывает некоторый избыток случаев в областях малых масс $\pi^+ {}^4\text{He} / \sim 4 \text{ ГэВ/с}^2$ и $N\pi / 1,2 \text{ ГэВ/с}$. Статистика слишком мала для количественного описания этих эффектов. Мы также оценили нижнюю границу для среднеквадратичного параметра столкновения в $p^4\text{He} \rightarrow p^4\text{He}\pi^0$ и $p^4\text{He} \rightarrow p^4\text{He}\pi^+$ реакциях. Используя реакцию развала,

мы разделили случаи со спектаторами ${}^3\text{He}_s$ или n_s .

Заметим также, что наблюдается корреляция между спектаторами и вылетающими частицами, что уже наблюдалось в $d\text{-p}$ -взаимодействиях. Эта корреляция, не являющаяся, по-видимому, кинематическим эффектом, увеличивается с импульсом спектатора.

С помощью событий с развалом мы также изучили виртуальные $pn \rightarrow pn$ и $p^3\text{He} \rightarrow p^3\text{He}$ упругие рассеяния. Хотя определение сечения для этих процессов наталкивается на некоторые трудности, мы исследовали упругие дифференциальные сечения pn и $p^3\text{He}$. В частности, получены данные об упругом pn -рассеянии вперед и назад.

Двое из авторов /В.В.Глаголев и Р.М.Лебедев/ благодарят Центр научных исследований в Страсбурге /Франция/ за совместную плодотворную работу и гостеприимство.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кириллова Л.Ф. и др. ЯФ, 1965, т.1, вып.3.
2. Czyz W., Lesniak Phys.Lett., 1967, 24, p.227.
3. Braun H., Fridman A. e.a. Phys. Rev., 1973, D8, p.2765.
4. Braun H. e.a. Nuovo Cimento, 1976, 35, p.405.
5. Braun H. e.a. Phys. Rev., 1970, D2, p.1212.
6. Webber B.R. Phys. Lett., 1974, 49B, p.474.
7. Bosetti P. e.a. Nucl.Phys., 1975, B47, p.29.
8. Braun H. e.a. Phys. Rev., 1977, B15, p.1293.
9. Vranco V., Glauber R.J. Phys. Rev., 1966, 142, p.1195.
10. Coleman E., Heinz R.M. Phys. Rev., 1967, 164, p.1855.
11. Aladashvili B.S. e.a. Nucl.Phys., 1977, 3, p.7.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июля 1977 года.