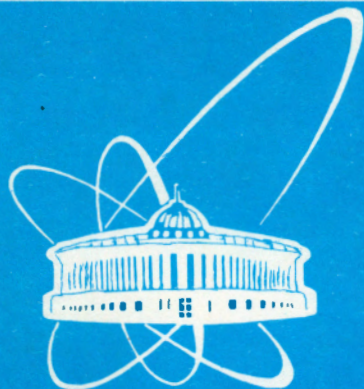


98-289



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-289

P1-98-289

В.А.Беляков, Е.Богданович*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЧАСТИЦ-СПЕКТАТОРОВ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР УГЛЕРОДА
В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕСКОЛЬКИХ ГэВ

*Институт ядерных проблем им. А.Солтана, Варшава, Польша

1998

1. Введение

В Лаборатории высоких энергий ОИЯИ подробно исследуются процессы взаимодействия протонов и легких ядер с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон с рабочим веществом пропановой камеры, т.е. с ядрами водорода и углерода.

Частицы, которые приняли участие в процессах сильного взаимодействия, принято называть частицами-участниками, а все остальные — частицами-неучастниками (частицами-наблюдателями, спектаторами.) В данной работе под понятием "спектаторы" всегда будем иметь в виду только спектаторы от налетающего ядра.

Так как в эксперименте получить физические распределения только для частиц-неучастников в чистом виде невозможно, то используются их распределения, полученные теоретическим расчетом.

В работах [1,2] получены расчетные распределения для импульсных характеристик протонов испарения от ядра - мишени углерода и протонов-спектаторов от ядра - снаряда углерода.

Для выделения протонов-неучастников в ядерных взаимодействиях при импульсе пучка 4,2 ГэВ/с на нуклон в работах пропановой коллаборации используются следующие характеристики вторичных протонов (лабораторная система отсчета):

- а) для медленных протонов, образованных от возбужденных ядер углерода, применяют условие: импульс протона испарения меньше 0,30 ГэВ/с,
- б) для быстрых протонов применяют условия: импульс протона больше 3,0 ГэВ/с и угол θ меньше 4° [3].

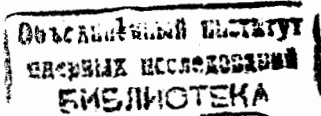
Между импульсами и углами быстрых протонов-неучастников имеется кинематическая зависимость [2]. Однако при анализе экспериментальной физической информации зависимость импульс - угол не вводилась. Также отметим, что величины 0,30 ГэВ/с (для медленных протонов испарения), 3,0 ГэВ/с и угол θ меньше 4° (для протонов-спектаторов) были получены расчетным способом. Наличие большого экспериментального материала пропановой коллаборации позволяет уточнить используемые величины для выделения протонов-неучастников, определить зависимость импульс - угол, более подробно изучить состав частиц-спектаторов.

Полученные результаты дают возможность внести уточнения для отбора частиц-участников в ядерных взаимодействиях.

2. Методические особенности эксперимента

Для анализа были использованы ядерные взаимодействия, полученные с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры, облученной на синхрофазотроне ОИЯИ при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Конкретно, в данной работе проводился анализ взаимодействий, полученных при двух облучениях пропановой камеры: пучком протонов и ядрами углерода.

Точности измерений импульса вторичных частиц в среднем 12% и углов



0,5° [4]¹. Обычно на величину относительной ошибки импульса частицы из взаимодействия налагалось требование, чтобы она была не более 30%. Если в результате двух или трех измерений относительная ошибка была больше 30%, то такое измерение импульса в данном событии оставлялось. Однако таких измерений было относительно немного. Часто встречались короткие треки, у которых импульс по кривизне трека невозможно было измерить. В данной работе эти треки в расчеты не включались. Все отрицательные частицы считались π -минус мезонами, положительные частицы с импульсом больше 1,0 ГэВ/с считались протонами (примесь π -плюс мезонов среди них составляет около 16%).

3. Угловое распределение спектаторов

Протоны-спектаторы во взаимодействиях углерод + пропан наглядно можно видеть в виде большого пика в районе 4 ГэВ/с на рис.1, на котором приведено импульсное распределение частиц в угле $0 - 1^\circ$ в лабораторной системе.

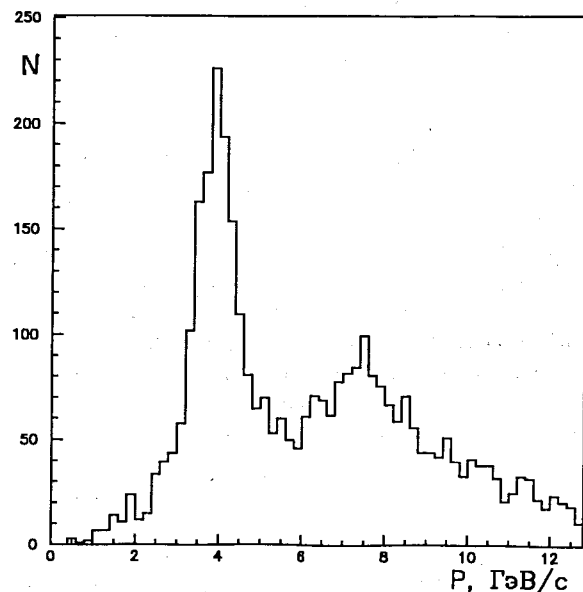


Рис. 1. Импульсное распределение протонов из взаимодействий углерод + пропан при 4,2 ГэВ/с на нуклон в угле $0 - 1$ градуса (лабораторная система)

¹Для частиц-спектаторов точность измерения углов была лучше 0,5°.

Протоны в пике группируются вблизи значения 4 ГэВ/с². Справа от большого пика протонов-спектаторов на рис.1 можно заметить размытый максимум в районе 8 ГэВ/с и малозаметный³ при величине 12 ГэВ/с.

Прямую, которая соединяет частицы до взаимодействия, условно назовем базовой. Спектаторы в лабораторной системе летят в узком конусе вокруг направления частицы-снаряда. Приведем зависимость импульсного распределения протонов-спектаторов от угла θ в лабораторной системе (рис.2). Шаг по углу был взят равным 0,5°. Из приведенных рисунков видно, что число протонов-спектаторов постепенно нарастает, достигает максимума для углов $\theta = 0,5 - 1,5^\circ$ и после угла θ , равного 3° , уменьшается. Похожие графики были получены, если при постро-

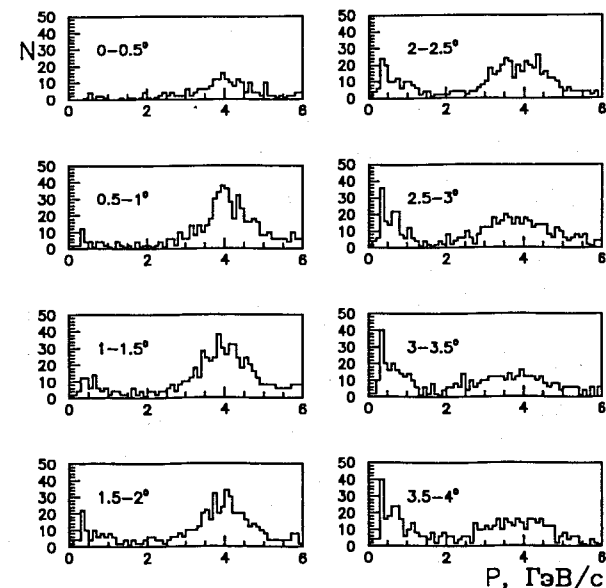


Рис. 2. Зависимость импульсного распределения протонов от величины пространственного угла (лабораторная система)

²Теоретические расчеты, сделанные на основе [2], показывают, что при величине импульса точно равного 4,2 ГэВ/с спектаторов нет (назовем это явление "провалом"). Чтобы спектатору иметь импульс, равный 4,2 ГэВ/с, ему нужно в системе покоя налетающего ядра иметь импульс равный нулю. Однако плотность вероятности спектатору иметь импульс равный нулю тоже равна нулю. Из-за ошибок измерений треков в пропановой камере "провал" в импульсном распределении протонов не виден. В ряде приводимых далее графиков можно лишь увидеть указание на "провал" в импульсном распределении протонов-спектаторов.

³Если строить распределения не по величине импульса, а по скорости $\rho = \ln \frac{E+p}{m_0}$, то максимумы проявятся лучше. Кстати, величина y (по Фейнману), равная $y = 0,5 \cdot \ln \frac{E+p_{||}}{E-p_{||}}$, является только продольной компонентой скорости.

нии распределений вместо угла θ была использована величина $\cos \theta$ (эти рисунки не приводятся).

Для анализа частиц, которые на рис.1 находятся справа от пика, образованного протонами-спектраторами (район 4,2 ГэВ/с), воспользуемся величиной $1/p$ (обратная величина импульса), а результат приведем на рис.3. Частицы для графика были отобраны из области $\theta \leq 4^\circ$. На рис.3 хорошо виден правый пик (протоны-спектраторы) и левый пик (дейтроны-спектраторы). Стрелками указаны значения

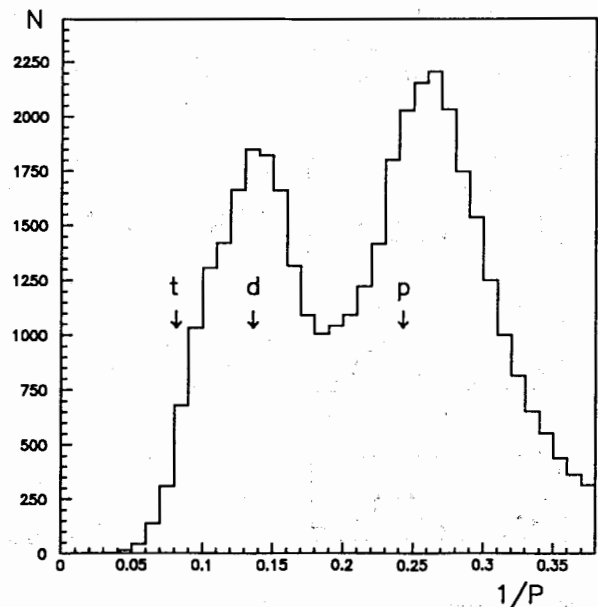


Рис.3. Распределение частиц по обратной величине импульса (угол меньше 4 градусов)

величин $1/p$ для трития (t), дейтерия (d) и протонов (p) - все спектрометры⁵. На рисунке 4 приведены распределения величин $1/p$ в зависимости от угла θ с шагом $0,5^\circ$ в лабораторной системе. Из рисунков видно, как при возрастании угла исчезают дейтроны-спектрометры (их максимум при $0,5 - 1^\circ$), а тритий-спектрометр исчезает еще быстрее (его максимум при $0 - 0,5^\circ$). Так как угловое распределение ядер трития-спектрометров характеризуется очень малыми углами (по сравнению с аналогичными распределениями для дейтерия и протонов-спектрометров), то полезно для более четкого выделения ядер трития рассмотреть их угловое распределение с более мелким шагом по углу. На рис.5 (шаг $\Delta\theta = 0,1^\circ$) широкий максимум для ядер трития виден лучше.

⁴Пожокий график (но для $\theta \leq 5^\circ$) был приведен в [5] при исследовании фрагментации ядер.

⁵Величины $1/p$, указанные стрелками, соответствуют импульсу пучка 4,2 ГэВ/с на нуклон.

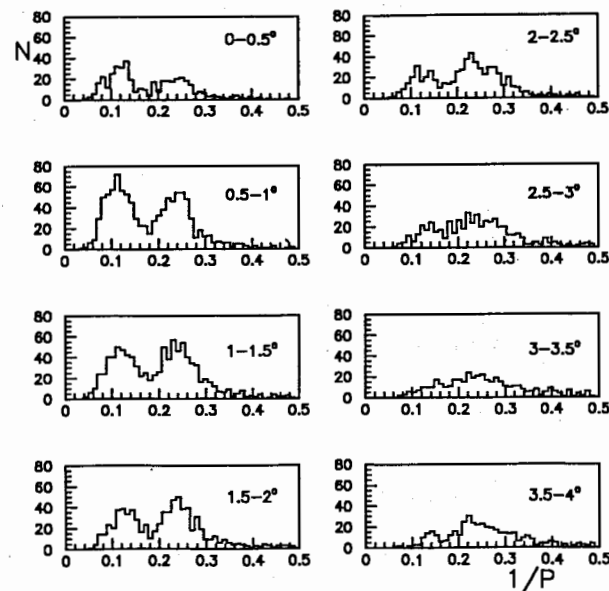


Рис.4. Зависимость распределения частиц по обратной величине импульса от пространственного угла (лабораторная система)

Из распределений на рис.4 можно оценить соотношение ядер $p : d : t$ в различных угловых интервалах. Но прежде надо оценить долю примеси ядер между собой. Эту оценку удалось провести в углах θ от 0° до 4° .

За области, относящиеся к спектрометрам, были взяты интервалы :

- для p $1/p = 0,19 - 0,28$,
- для d $1/p = 0,09 - 0,14$,
- для t $1/p = 0,06 - 0,09$.

Граничные значения $1/p$ для спектрометров были определены на основе $1/p$ распределения для углов $0 - 0,5^\circ$. В области этих углов спектрометры выделяются наиболее четко. Затем для p, d, t в этом угловом интервале распределения спектрометров аппроксимировались совместно тремя кривыми Гаусса с помощью минимизирующей программы MINUIT. Для углов $0 - 0,5^\circ$ для p, d, t-спектрометров были получены величины их средних значений $1/p$ и соответствующие дисперсии :

- для p среднее $x = 0,236$, $\sigma = 0,036$,
- для d среднее $x = 0,122$, $\sigma = 0,019$,
- для t среднее $x = 0,077$, $\sigma = 0,010$.

Средние величины x и дисперсии σ для углов $0 - 0,5^\circ$ были взяты как базовые для остальных угловых интервалов ($0,5 - 4^\circ$). Взаимные примеси спектрометров исследовались внутри интервала от $(x-3\sigma)$ до $(x+3\sigma)$ для каждого вида спектрометра.

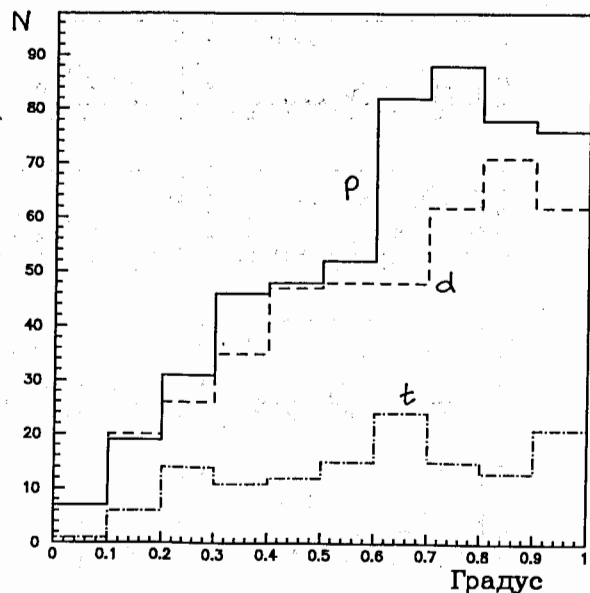


Рис. 5. Угловое распределение частиц-спектаторов в интервале от 0 до 1 градуса (лабораторная система)

Для углов $0 - 4^\circ$ анализ показал, что внутри интервала $0,19 - 0,28$ (протоны) примесей от дейтерия и трития нет. Внутри интервала $0,09 - 0,14$ (дейтерий) средняя величина примесей от протонов $4,1\%$, а от ядер трития - $3,2\%$ (по отношению к числу ядер дейтерия). Внутри интервала $0,06 - 0,09$ (третий) примесей от протонов нет, а от дейтерия в среднем $68,5\%$ (по отношению к числу ядер трития).

После вычитания примесей были получены числа ядер p, d, t в разных угловых интервалах для взаимодействий углерод + пропан при импульсе $4,2 \text{ ГэВ/с}$. Результаты приведены в таблице.

Таблица

угол	0-0,5	0,5-1	1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4	0-3	[6]
p	151	331	368	293	260	214	165	192	64%	79%
d	130	273	204	141	95	66	35	29	32,1%	17,6%
t	23	45	26	9	2	0	0	0	3,7%	3,3%

Углы приводятся в градусах.

При облучении фотоэмульсии углеродом при импульсе $4,5 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон [6] получено сходное соотношение выхода спектаторов (предпоследняя колонка в таблице для углов $0 - 3^\circ$ для пропановой камеры и последняя колонка в таблице для фотоэмульсии). Этой близости способствует и слабое возбуждение ядра углерода -

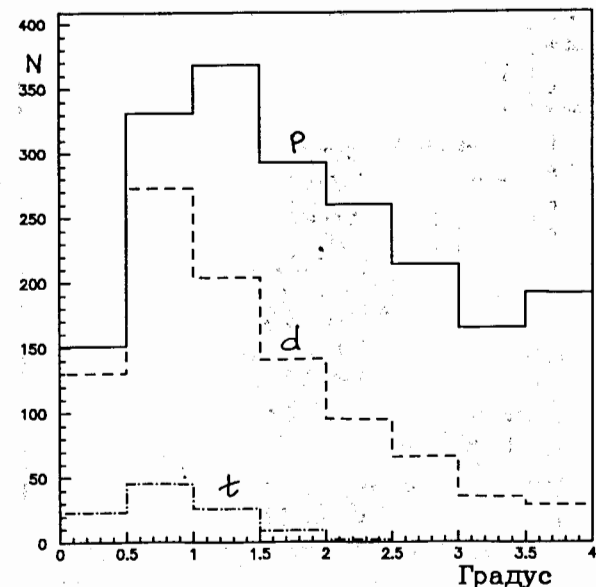


Рис.6. Угловое распределение частиц-спектаторов в интервале $0 - 4$ градуса (лабораторная система)

мишени [1,7]. На рисунке 6 приведены угловые распределения спектаторов p, d, t в лабораторной системе координат после вычитания примесей. Так как угловые распределения p, d, t -спектаторов оказались различными, то механизм образования спектаторов за счет "слипания" нуклонов внутри ядра не соответствует опытным данным.

4. Граничные значения импульсов частиц-спектаторов

Во взаимодействиях углерод + пропан в область около величины $4,2 \text{ ГэВ/с}$ попадают протоны-спектаторы и протоны-участники. Для очистки распределения в районе $4,2 \text{ ГэВ/с}$ от протонов-участников применим следующую процедуру. Воспользуемся событиями от облучения пропановой камеры пучком протонов при том же импульсе $4,2 \text{ ГэВ/с}$. В этом облучении частица-снаряд является протоном и быстрых протонов-спектаторов нет. Но, с другой стороны, имеются упругие взаимодействия протон-протон и протон-углерод в пропановой камере, которых нет при облучении камеры пучком ядер углерода. Из событий протонного облучения удалим быстрые протоны от процессов упругого рассеяния протон-протон и протон-углерод⁶. На рисунке 7 показано импульсное распределение протонов

⁶От процессов неупругого взаимодействия протон-протон и протон-углерод импульсное распределение протонов-участников в лабораторной системе тянется до величины $\sim 2,5 \text{ ГэВ/с}$, а от упругого процесса значительно дальше.

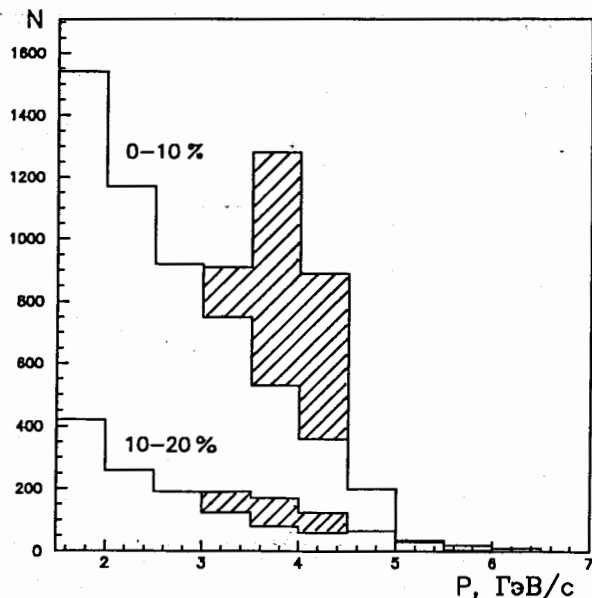


Рис. 7. Импульсное распределение протонов из взаимодействий протон + пропан при импульсе 4,2 ГэВ/с (для точности измерения импульса 0 – 10% и 10 – 20%)

из взаимодействий протон + пропан. Одно распределение для точности измерения импульса вторичных протонов в пределах 0 – 10% и другое распределение для точности измерений в пределах 10 – 20%. Отчетливо виден избыток, обусловленный событиями упругого протон-пропан рассеяния, в области импульсов от 3 до 4,5 ГэВ/с (заштрихованная область графика). Для распределения с точностью измерения более 20% избытка событий практически нет. Переход от области меньше 3,0 ГэВ/с к области более 4,5 ГэВ/с был аппроксимирован параболой (при этом числа частиц в области от 3,0 до 4,5 ГэВ/с игнорировались). Суммарное количество событий в избытке составило 1630 событий. Согласно [4] полное число событий упругого протон-протонного рассеяния по грубым оценкам могло составить 1045 событий. Для дальнейшего анализа протон + пропан взаимодействия из всех событий было оставлено $14042 - 1630 = 12412$ событий. Далее были получены двумерные распределения $p^* vs \cos\theta^*$ для углерод + пропан взаимодействий (37939 событий), для протон + пропан взаимодействий (12412 событий) в системах покоя налетающих частиц. Количество событий углерод + пропан было нормировано на число событий протон + пропан.

Начиная с импульса $p^* \geq 0,11$ ГэВ/с (с шагом 0,010 ГэВ/с по нарастанию импульса) было проведено вычитание протон + пропан событий из числа углерод + пропан событий. После каждого вычитания проверялось угловое распределение оставшихся протонов на изотропию углового распределения. Для контроля ка-

чества изотропии углового распределения вычислялись коэффициент асимметрии и вероятность совпадения по χ^2 -критерию среднего значения углового распределения с фактическим распределением.

Были получены следующие результаты :

Расчет для области импульсов $p^* \leq 0,15$ ГэВ/с:

$$\bar{N} = 14,80 \pm 2,70 \quad \chi^2 = 18,91 \quad W(\chi^2) = 2,6 \times 10^{-2} \quad \text{на 9 ст. св.},$$

коэффициент асимметрии $k = 0,25 \pm 0,13$.

Расчет для области импульсов $p^* \leq 0,16$ ГэВ/с:

$$\bar{N} = 13,90 \pm 5,35 \quad \chi^2 = 34,42 \quad W(\chi^2) = 7,5 \times 10^{-5} \quad \text{на 9 ст. св.},$$

коэффициент асимметрии $k = 0,59 \pm 0,15$.

\bar{N} означает количество событий на один (любой) интервал $\Delta \cos\theta^* = 0,2$.

Таким образом, за граничное значение импульса протона-спектратора (в системе покоя налетающего ядра углерода) было выбрано значение 0,15 ГэВ/с (см. рисунок 8). Из симметрии углерод + углерод взаимодействий следует, что протоны процесса "испарения" из возбужденного ядра углерода - мишени также должны иметь граничное значение импульса равное 0,15 ГэВ/с. На рисунке 9 приведены импульсные распределения протонов испарения и протонов-участников в области от 0 до 0,15 ГэВ/с.

Так как в эксперименте в пропановой камере протоны не видны как раз до импульса 0,15 ГэВ/с (из-за их небольшого пробега в жидком пропане), то практически испарительных протонов в лабораторной системе мы не видим. Теоретические

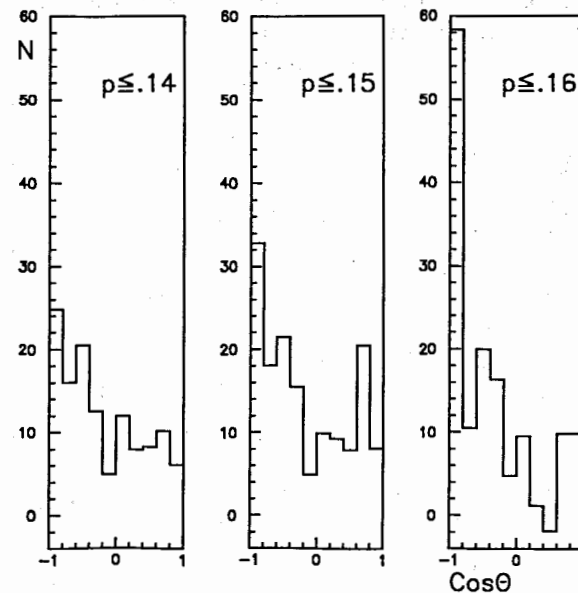


Рис. 8. Угловое распределение протонов-спектраторов в зависимости от величины его импульса в системе покоя налетающего ядра углерода (импульсы 0 – 0,14, 0 – 0,15, 0 – 0,16 ГэВ/с)

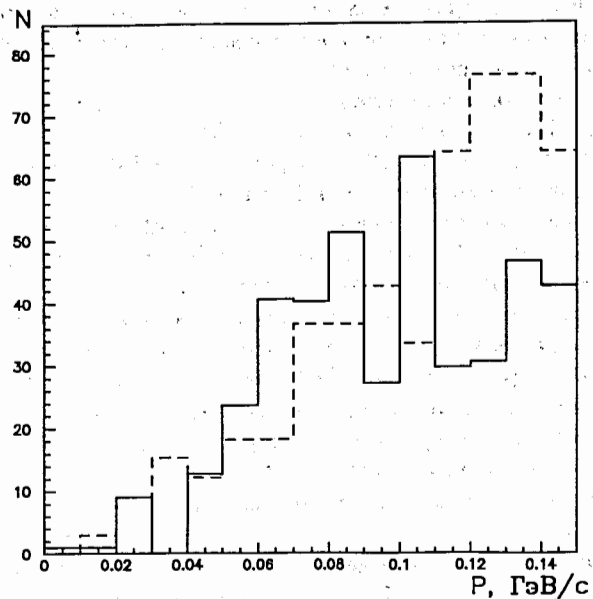


Рис. 9. Импульсное распределение протонов испарения и протонов-участников в области 0 – 0,15 ГэВ/с (лабораторная система):

— протоны испарения,
 - - - протоны-участники

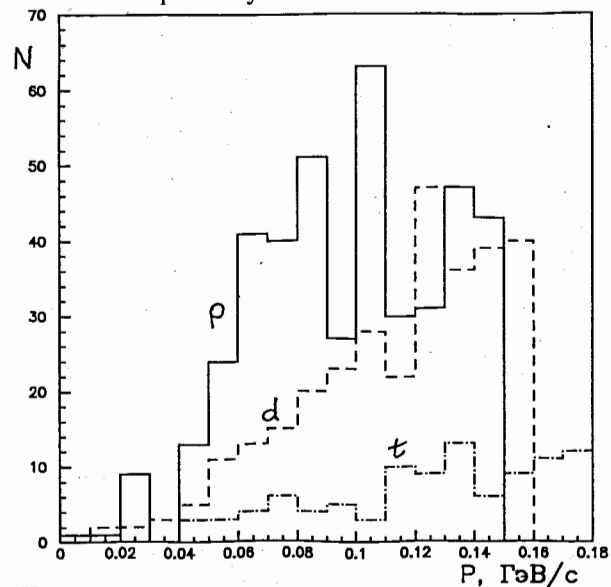


Рис.10. Импульсное распределение частиц-спектаторов в системе покоя налетающего ядра углерода

оценки [2] также указывают, что до значения импульса 0,14 ГэВ/с имеется 94% всех испарительных нуклонов, а от 0,14 до 0,17 ГэВ/с — еще 4%.

Для определения граничного значений величин импульсов дейтерия и трития, у которых в системах покоя ядра-снаряда углерода имеются изотропные угловые распределения, была применена процедура, аналогичная для протонов-спектаторов (но без вычитания событий протон + пропан). В итоге было получено:

для ядер дейтерия-спектаторов $p^* = 0,16$ ГэВ/с,

для ядер трития-спектаторов $p^* = 0,18$ ГэВ/с.

На рисунке 10 приведены распределения по импульсу спектаторов p, d, t в системе покоя налетающего ядра углерода.

5. Очистка распределений углерод + пропан от протонов-неучастников

Обычно используется выделение частиц-неучастников по условиям: импульс больше 3,0 ГэВ/с и угол меньше 4° (лабораторная система). Зависимость между импульсом и углом не рассматривалась. На рисунке 11 эти два условия обра-

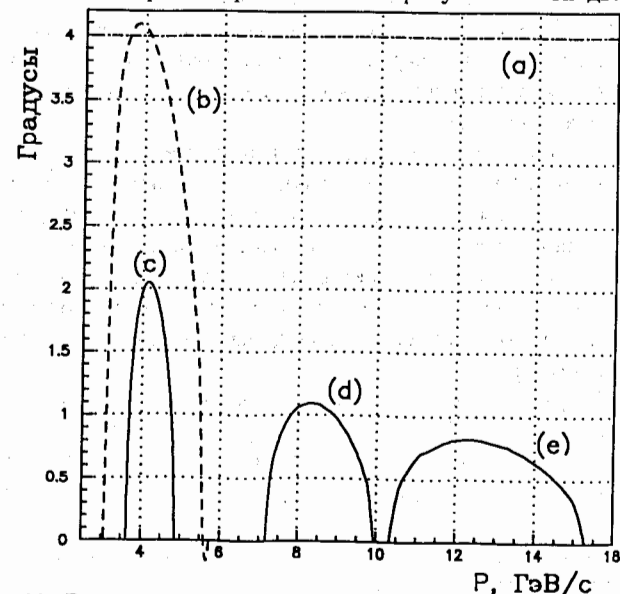


Рис.11. Зависимость угол - импульс (лабораторная система):

- (a) - для величины импульса $p \geq 3,0$ ГэВ/с и угла $\theta = 4$ градуса (протоны),
- (b) - для импульса $p^* \leq 0,30$ ГэВ/с (протоны),
- (c) - для импульса $p^* \leq 0,15$ ГэВ/с (протоны),
- (d) - для импульса $p^* \leq 0,16$ ГэВ/с (дейтерий),
- (e) - для импульса $p^* \leq 0,18$ ГэВ/с (тритий)

зуют прямоугольник (фигура (а)). Все частицы, попавшие по своим параметрам внутрь прямоугольника, считаются спектаторами и удаляются из физических распределений. Однако доля спектаторов среди удаленных частиц составляет только $75 \pm 2\%$.

Расчетная зависимость импульс - угол для частиц-спектаторов показана на рисунке 11 для протонов кривыми (b) и (c), для дейтерия кривой (d), для трития кривой (e). На опыте пользоваться этими кривыми крайне неудобно. Для очистки распределений от частиц-спектаторов вместо введения двух параметров (импульс, угол) предлагается ввести один параметр, а именно, граничное значение импульса спектатора в системе покоя налетающего снаряда - ядра углерода. В этой системе координат угловое распределение для спектаторов является изотропным и поэтому условие на угол вводить не надо. При обсчете кривизны треков ядрам дейтерия и трития приписывается масса покоя протона. Для ядер дейтерия по шкале протонов максимум для спектаторов будет при импульсе немного меньше $8,4 \text{ ГэВ/с}$, для ядер трития — немного меньше $12,6 \text{ ГэВ/с}$. Таким образом, для выделения протонов-спектаторов нужно перейти в систему покоя снаряда - ядра углерода при $4,2 \text{ ГэВ/с}$ — задать импульс $0,15 \text{ ГэВ/с}$, для дейтерия при $8,4 \text{ ГэВ/с}$ по протону — задать импульс $0,16 \text{ ГэВ/с}$, для трития при $12,6 \text{ ГэВ/с}$ по протону — задать импульс $0,18 \text{ ГэВ/с}$. Все частицы, имеющие импульс меньше граничного, выбрасываются, а оставшиеся возвращаются в лабораторную систему для дальнейшей обработки. π -мезоны спектаторами не являются и переводить их в другую систему и выбрасывать не надо.

Из рисунка 11 видно, что протоны-спектаторы имеют импульсы от $3,6$ до $4,9 \text{ ГэВ/с}$, максимальный угол $\theta = 2,1^\circ$ (лабораторная система). Ядра дейтерия-спектаторы имеют импульсы от $7,1$ до 10 ГэВ/с и угол $\theta = 1,1^\circ$ (лабораторная система), ядра трития-спектаторы имеют импульсы от $10,3$ до $15,4 \text{ ГэВ/с}$ и максимальный угол $\theta = 0,8^\circ$ (лабораторная система). Разрыв в импульсах по шкале протонов от $4,9$ до $7,1 \text{ ГэВ/с}$ на опыте не пустой, а заполнен протонами-спектаторами и ядрами дейтерия-спектаторами из-за ошибок, возникающих при измерении кривизны треков в магнитном поле.

По ранее используемой схеме [3] из распределений наряду с частицами-спектаторами удалялось $27 \pm 1\%$ протонов-участников, среди которых доля медленных протонов-участников с импульсом $p \leq 0,30 \text{ ГэВ/с}$ составляла 22% . По предлагаемой новой схеме потери протонов-участников могут составить около $0,6\%$.

6. Частицы-спектаторы и фрагментация ядер углерода-снаряда

Обычно [8] ядерные взаимодействия рассматриваются как происходящие в две стадии. В работе [9] для объяснения хвоста больших значений величин поперечного импульса p_\perp у α -частиц от ядро-ядерных взаимодействий высказывается предположение, что нужно введение другого механизма образования α -частиц по сравнению с α -частицами, имеющими обычные величины p_\perp . В работе [10] для более полного описания ядерных взаимодействий предлагается к двум стадиям

добавить третью. В этой конечной (третьей) стадии остаточное ядро-снаряд делится на две или больше частей (фрагментов). Так как ядро углерода сравнительно легкое, то в роли фрагментов могут быть просто нуклоны и ядра дейтерия. Величины поперечных импульсов нуклонов-фрагментов-спектаторов могут отличаться от обычных величин поперечных импульсов протонов-спектаторов и быть значительными. На рисунке 12 приведено распределение поперечных импульсов частиц-спектаторов от взаимодействия углерод + пропан. Протоны были взяты из области $1/p = 0,19 - 0,28$, дейтроны-из области $1/p = 0,09 - 0,14$. Так как протоны-спектаторы по полученным оценкам имеют величину поперечного импульса до $0,15 \text{ ГэВ/с}$, то протоны с импульсом $p_\perp > 0,15 \text{ ГэВ/с}$ нужно отнести к протонам-фрагментам-спектаторам. Доля последних составляет $\sim 40\%$ от всех протонов-спектаторов. Аналогичная величина для дейтронов-фрагментов-спектаторов составляет $\sim 59\%$. По-видимому, фрагменты ядра, имея уже некоторый поперечный импульс, "испаряют" нуклоны (дейтроны), придавая нуклонам (дейтронам) спектаторный импульс, но и добавляя им еще свой поперечный импульс.

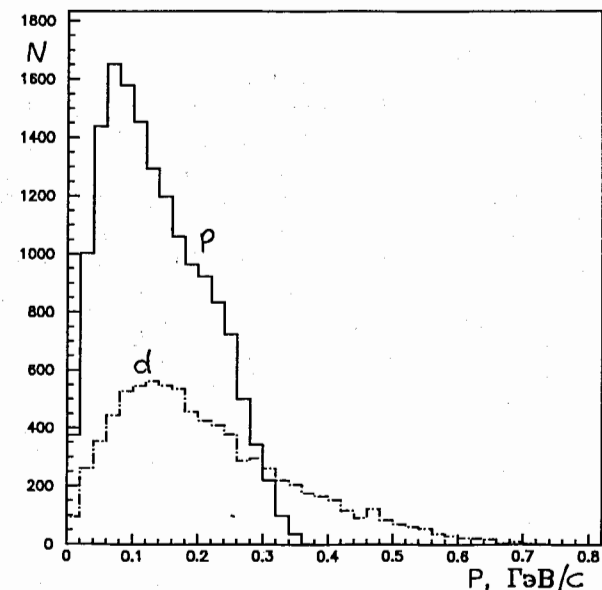


Рис.12. Распределение поперечных импульсов из взаимодействий углерод + пропан для протонов и дейтронов

6. Заключение

На основе анализа взаимодействий протон + пропан и углерод + пропан в пропановой пузырьковой камере при импульсе $4,2 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон получены следующие результаты :

- детально проанализированы импульсные и угловые характеристики протон-спектаторов, ядер дейтерия-спектаторов и впервые ядер трития-спектаторов,
- определены граничные значения величин импульсов частиц-спектаторов с изотропным угловым распределением (протоны, дейтроны, тритий),
- предложен новый способ выделения частиц-спектаторов из ядерных взаимодействий в пропановой пузырьковой камере.

Авторы благодарят А.А.Кузнецова, Е.Н.Кладницкую за ценные замечания и участников коллаборации по обработке снимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ за большую работу по набору и подготовке событий протон + пропан и углерод + пропан.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляков В.А., Богданович Е. Сообщение ОИЯИ P1-95-516, Дубна, 1995.
2. Беляков В.А., Богданович Е. Сообщение ОИЯИ P1-96-238, Дубна, 1996.
3. Ивановская И.А. Сообщение ОИЯИ P1-91-264, Дубна, 1991.
4. Агакишиев Г.Н. и др. Сообщение ОИЯИ 1-83-662, Дубна, 1983.
5. Белага В.В. и др. Сообщение ОИЯИ P1-95-233, Дубна, 1995.
6. Марин А. и др. Ядерная физика, 1980, т.32, с.1387.
7. Бондаренко А.И. и др. Сообщение ОИЯИ P1-96-447, Дубна, 1996.
8. Музыка Ю.А. и др. В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов, Дубна, 23-30 сентября, D7-87-68. Дубна: ОИЯИ, 1987, с.589.
9. Абдуразакова У.А. и др. Ядерная физика, 1988, т.47, с.1299.
10. Strugalska-Gola E. et al. JINR Communication E1-97-129, Dubna, 1997.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 октября 1998 года.

Беляков В.А., Богданович Е.

P1-98-289

Экспериментальное исследование частиц-спектаторов во взаимодействиях ядер углерода в пропановой пузырьковой камере в области энергий нескольких ГэВ

Исследуются характеристики частиц-спектаторов, образованных во взаимодействиях ядер углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон в пропановой пузырьковой камере.

В системе покоя налетающего ядра углерода определены величины импульсов частиц, испущенных в процессе испарения для протонов, дейтронов и ядер трития. Изучены угловые распределения частиц-спектаторов в лабораторной системе координат. Предложен новый способ выделения частиц-спектаторов из физических распределений. Обсуждается связь между частицами-спектаторами и фрагментами ядра.

Работа выполнена в Лаборатории высших энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1998

Перевод авторов

Belyakov V.A., Bogdanowicz J.

P1-98-289

Experimental Investigation of Spectator Particles from Carbon Nuclei Interaction in the Propane Bubble Chamber in the GeV Area

The characteristics of spectator particles, produced in interactions of carbon nuclei with the momentum 4.2 GeV/c on nucleon in the propane bubble chamber are investigated. In the rest system of the incident carbon nucleus particle momenta during the evaporation for protons, deuteron and triton are determined. Angular distributions of spectator particles in the laboratory system are studied. New way of removal of spectator particles from physical distributions is offered. The connection between spectator particles and fragments of a nucleus is discussed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1998