

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1-95-516

В.А.Беляков, Е.Богданович¹

СПЕКТР ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ПРОТОНОВ
ВОЗБУЖДЕННОГО ЯДРА УГЛЕРОДА

¹Институт ядерных проблем им. А.Солтана, Варшава, Польша

1995

1. ВВЕДЕНИЕ

Методом пропановой пузырьковой камеры в ОИЯИ проводится детальное изучение ядерных взаимодействий при релятивистских энергиях.

Можно принять, что для взаимодействий ядер С+С при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон характерно образование частиц по следующим механизмам: испарительный, стриппинговый, каскадный, множественное образование частиц. Образование частиц в ядро-ядерных взаимодействиях является результатом действия этих механизмов. Частицы, которые соответствуют первым двум механизмам, являются частицами - неучастниками каскадного и множественного процессов образования частиц. Получаемые экспериментальные распределения являются суммой спектров частиц - неучастников и частиц - участников. При изучении множественного и каскадного механизмов частицы-неучастники могут существенно изменить искомые распределения. Отделение физических распределений от частиц - неучастников помогает получать правильные результаты для каскадного процесса и множественного образования частиц. При исследовании двух последних механизмов частицы - неучастники от первых двух должны быть отделены, используя характеристики испарительных и стриппинговых протонов, а также ядерных фрагментов.

В данной работе приводится расчет импульсного спектра испарительных протонов возбужденного ядра углерода, дается оценка доли регистрируемых в пропановой пузырьковой камере испарительных протонов и рекомендаций по их выделению из экспериментальных распределений.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРЕДШЕСТВУЮЩИХ РАБОТ

На основе анализа спектров испарительных протонов, сделанных в ряде работ, было выяснено, что не имеется существенной зависимости характеристик испарительных протонов от энергии налетающей частицы [11].

Образование испарительных протонов исследовалось при различных энергиях пучковых частиц - от самых малых величин до энергий космических лучей [1-11]. Для расчета энергетического распределения испарительных протонов (см. далее § 3) используются в качестве исходных величин

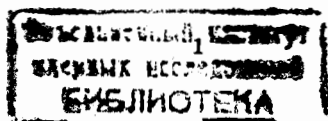
U - энергия возбуждения ядра углерода,

t - температура возбужденного ядра,

$\bar{E}_{кин}(p)$ - средняя кинетическая энергия испарительных протонов,

V - величина кулоновского барьера ядра углерода.

Приведем в таблице некоторые характеристики возбужденных ядер, взятые из работ [1-10].



Таблица

Ссылка	Пучок, ГэВ/с	$\bar{E}_{кин}(p)$, МэВ	U , МэВ	t , МэВ	$\bar{E}_{кин}(\alpha)$, МэВ
[8]	4,5	$8,8 \pm 0,4$	126	1	$119,4 \pm 1,7$
[3] Иосмика	$7 \pm 1,3$				$13 \pm 1,5$
[4]	1,7		70	3,2	
[4]	1,7		210	5,6	
[6]	1,3		250		
[7] Иосмика			100		
[1]	1,3	9	250	4	13,7

Для проведения дальнейших расчетов были взяты результаты работы [8] как наиболее близкой к нам по величине импульса пучка. Из рассмотрения данных, приведенных в таблице, видна близость величин характеристик возбужденных ядер и испарительных протонов. Это обстоятельство подтверждает правильность выбора исходных данных для нашего расчета.

3. РАСЧЕТ СПЕКТРА ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ПРОТОНОВ

Проведение расчета спектра испарительных протонов для C+C - взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон проводится согласно [9]. Автор работы [9] в основу своего расчета взял формулу Вайскопфа [12], описывающую охлаждение жидкой капли:

$$W(E_i) = (E_i - V)/(t^2) \exp[-(E_i - V)/t], \quad (1)$$

E_i - кинетическая энергия испарительного протона,
 V - эффективная величина кулоновского барьера ядра,
 t - температура ядра.

Рассмотрим величины, входящие в формулу (1). Величина кулоновского барьера определится по формуле

$$V' = V_0/(1 + U/200), \quad (2)$$

V_0 обычно принимается равным 6 МэВ,

U - энергия возбуждения ядра.

Но в формулу (2) подставляют величину V вместо V' для учета расширения ядра.

Для различных испарительных частиц имеются соотношения:

$$V(p) = 0,7V'(p),$$

$$V(d) = 0,77V'(d),$$

$$V(t) = 0,8V'(t),$$

$$V(\alpha) = 1,66V'(\alpha).$$

Энергия возбуждения ядра согласно модели ферми-газа [7] определяется формулой

$$U = kAt^2, \quad (3)$$

A - атомный вес (для углерода $A = 12$),

t - температура ядра,

k - коэффициент, равный $\pi^2/(8\bar{E}_{кин}^f(p))$.

Используя для нуклонов расчетное распределение импульсов Ферми /см. приложение/, для ядра углерода получена $\bar{E}_{кин}^f(p) = 5,38$ МэВ. Для коэффициента получается значение $k = 0,228$. Разрешая (3) относительно t , получаем

$$t = \sqrt{U/(kA)}. \quad (4)$$

Энергия возбуждения ядра U определяется из экспериментальных данных, используя формулу

$$U = Qn + \bar{E}_{кин}n, \quad (5)$$

Q - энергия связи частицы в ядре,

n - число испарившихся частиц,

$\bar{E}_{кин}$ - средняя кинетическая энергия испарившихся частиц.

Энергия связи частицы Q для легкого ядра (C, N, O) известна [10]:

$$Q(p) = 7 \text{ МэВ},$$

$$Q(n) = 10 \text{ МэВ},$$

$$Q(\alpha) = 9 \text{ МэВ}.$$

Величина средней кинетической энергии испарившегося протона при близкой к нам энергии пучка определена в [8] и равна $\bar{E}_{кин}(p) = 8,8 \pm 0,4$ МэВ.

Для определения числа n (где n - число испарившихся частиц) обратимся к работе [9]. В ней приведена экспериментальная зависимость $\bar{E}_{кин}(p)$ от числа "черных" (т.е. испарившихся) частиц. Величине 8,8 МэВ по этой зависимости соответствует испускание трех протонов. Испарением альфа-частиц пренебрегаем из-за малой вероятности их испускания из легкого ядра.

Энергия возбуждения ядра углерода, приходящаяся на протоны, $U(p) = 7 \cdot 3 + 8,8 \cdot 3 = 47,4$ МэВ. Предполагая, что число испаряемых нейтронов равно числу испаряемых протонов и что импульсный спектр испарившихся нейтронов близок к протонному, получим $U(n) = 10 \cdot 3 + 8,8 \cdot 3 = 56,4$ МэВ. Разница величин $U(p)$ и $U(n)$ связана с разной величиной энергии связи протона и нейтрона в ядре углерода. Таким образом, полная величина энергии возбуждения ядра углерода $U = U(p) + U(n) = 103,8 \pm 1,7$ МэВ. Исходя из полученной величины U для ядра углерода, по формуле (4) вычислим $t = 6,16$ МэВ и по формуле (2) значение $V = 2,76$ МэВ.

Результаты расчета по формуле (1) представлены на рис. 1 (вероятность испускания от $E_{кин}$ - штриховая линия) и на рис. 2 (вероятность испускания от импульса P - штриховая линия).

4. УЧЕТ ОХЛАЖДЕНИЯ ЯДРА УГЛЕРОДА

Спектр испарительных протонов, приведенный на рис. 1 и 2, является приближенным. Испускаемые частицы уносят с собой часть энергии возбуждения ядра, вызывая его "охлаждение".

Допуская, что вместе с одним протоном испускается и один нейтрон (что приемлемо для ядра углерода), а также если использовать $\bar{E}_{\text{кин}}(p) = 8,8$ МэВ, то после испускания первой пары протон+нейтрон от энергии возбуждения ядра углерода останется 69 МэВ, после второй пары протон+нейтрон останется 34 МэВ и после третьей пары протон+нейтрон энергия возбуждения вся будет исчерпана.

Окончательный спектр импульсов испарительных протонов, учитывая его охлаждение, приведен на рис. 1 и 2 (сплошные линии). Из рассмотрения кривой (с учетом охлаждения) видно, что количество протонов с импульсом больше 140 МэВ/с составляет 61% от всех испарительных протонов. Кривая импульсной зависимости, полученная с учетом охлаждения для испарительных протонов, быстро спадает. Если выбрать величину 240 МэВ/с, то с импульсом больше 240 МэВ/с имеется не более 3% от всех испарительных протонов. Если предположить, что расчеты по импульсному спектру испарительных протонов соответствуют экспериментальному распределению испарительных протонов, то при определении максимальной величины импульса испарительных протонов, равной 240 МэВ/с, будет потеряно не более 3% от всего числа испарительных протонов. Так как в пропановой пузырьковой камере протоны с импульсом меньше 140 МэВ/с не видны (из-за очень малого размера длины следов в камере), то в камере возможно регистрировать не более 58% от всего количества испарительных протонов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

При расчете температуры ядра необходимо учитывать среднюю кинетическую энергию Ферми \bar{E}^f нуклонов в ядре углерода. Импульс Ферми определяется по формуле:

$$IF^2(q)I = 0,376\{(1/q_s) \exp[-q_i^2/q_s^2] + 4(q_i^2/q_p^3) \exp[-q_i^2/q_p^2]\},$$

$q_s = 160$ МэВ/с для S -волны с весом 1,

$q_p = 95$ МэВ/с для P -волны с весом 4,

q_i - импульс Ферми нуклона.

По этой формуле была рассчитана плотность вероятности импульсов Ферми и определено значение $\bar{E}_{\text{кин}}^f(p)$.

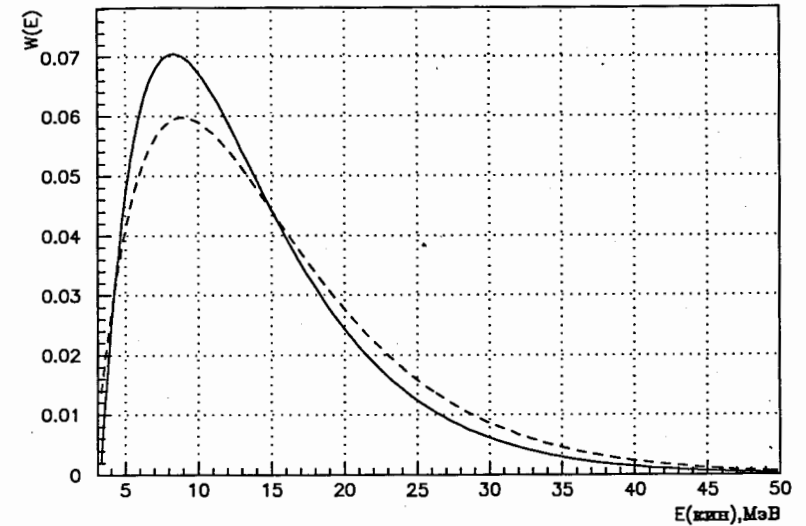


Рис. 1. Распределение по кинетической энергии испарительных протонов из возбужденного ядра углерода :
 — с учетом охлаждения ядра,
 - - - без учета охлаждения ядра

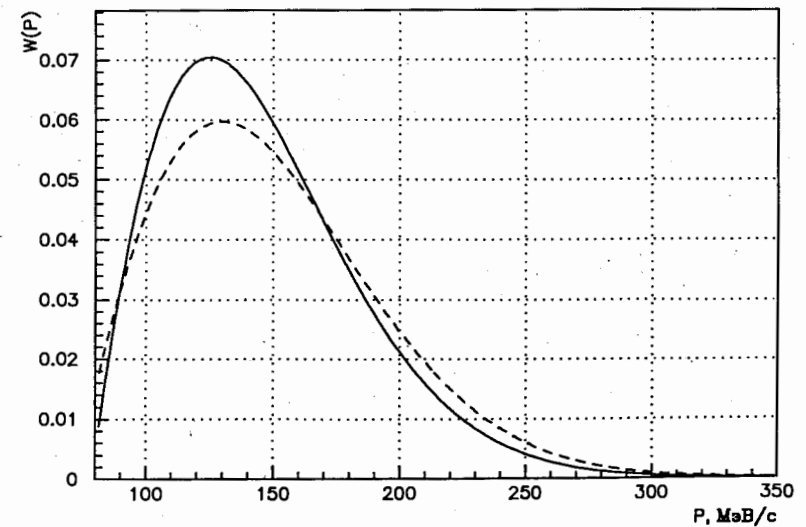


Рис. 2. Импульсное распределение испарительных протонов :
 — с учетом охлаждения ядра,
 - - - без учета охлаждения ядра

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев Е. и др. ЖЭТФ, 1956, т. 31, с. 932.
2. Aggarwal M.M. et al. Nucl. Phys., 1977, v. B131, p. 61.
3. Cortini G. Nuovo Cim., 1949, v. 6, p. 470.
4. Lock W. et al. Proc. Roy. Soc., 1955, v. A231, p. 368.
5. Bernardini G. et al. Phys. Rev., 1952, v. 88, p. 1017.
6. Ваганов И. и др. ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1131.
7. Harding J. et al. Proc. Roy. Soc., 1949, v. A196, p. 325.
8. Шабратова Г.С. и др. Сообщение ОИЯИ Р-13055, Дубна, 1980.
9. Le Couteur K. Proc. Roy. Soc., 1950, v. 63, p. 498.
10. Le Couteur K. Proc. Roy. Soc., 1950, v. 63, p. 259.
11. Strugalski Z. JINR Communication E1-95-231, Dubna, 1995.
12. Weisopf W. Phys. Rev., 1937, v. 52, p. 295.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 декабря 1995 года.