

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 62, ВЫПУСК 5
 10 СЕНТЯБРЯ, 1995

*Журнал поддерживается в 1995 году Российским фондом
 фундаментальных исследований по проекту № 95-02-91030*

Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.5, стр.385 - 388

© 1995г. 10 сентября

**О ХАРАКТЕРЕ ЗАВИСИМОСТИ МЕХАНИЗМА НЕУПРУГОЙ
 ДИССОЦИАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЯДРА УГЛЕРОДА В ТРИ
 α -ЧАСТИЦЫ ОТ ЭНЕРГИИ ЕГО ВОЗБУЖДЕНИЯ**

В.В.Белага, М.М.Муминов(мл.), Г.М.Чернов¹⁾

*Объединенный институт ядерных исследований
 141980 Дубна Московской обл., Россия*

Поступила в редакцию 21 июля 1995 г.

Обнаружена характерная немонотонная зависимость степени коллинеарности поперечных импульсов α -частиц в азимутальной плоскости реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.2 ГэВ/с на нуклон от энергии возбуждения ядра углерода. Данные согласуются с предположением о переходе от механизма последовательных бинарных распадов ($^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha$) к прямой мультифрагментации и последующему увеличению углового момента фрагментирующей системы при возрастании ее "температуры".

Мультифрагментация ядер при сравнительно небольших энергиях возбуждения – один из основных процессов, изучение которых дает прямую информацию об их структуре и виде уравнения состояния ядерной материи. Для описания динамики этого процесса используются различные теоретические подходы; можно выделить, однако, две, в известной степени крайние, точки зрения на механизм фрагментации: представления о растянутой во времени совокупности последовательных бинарных распадов и "мгновенном" прямом распаде в систему наблюдаемых конечных фрагментов.

В некоторых работах (см., например, [1-3]) была найдена зависимость механизма протекания реакций распада ядер от энергии их возбуждения (или "температуры" распада): при небольших энергиях ($kT \leq 3$ МэВ/нуклон) доминируют последовательные бинарные распады, а при более высоких – прямая

¹⁾e-mail: chernov@sunhe.jinr.dubna.su

мультифрагментация. С другой стороны, имеются работы (см., например, [4]), в которых такого перехода не обнаружено.

В настоящем сообщении мы рассмотрим вопрос о возможной зависимости механизма распада возбужденных ядер от их энергии возбуждения, используя новую методику анализа, на примере одного из простых эксклюзивных каналов фрагментации. Исследуются реакции распада релятивистских ядер углерода-12 на три α -частицы:



отобранные в эксперименте с двухметровой пропановой пузырьковой камерой Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ). Реакции диссоциации (1) отбирались нами из около 40 тысяч неупругих взаимодействий ядра ^{12}C с рабочим веществом C_3H_8 указанной пузырьковой камеры, экспонированной в пучке ионов ^{12}C при первичном импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Методика экспериментов по изучению ядро-ядерных взаимодействий в двухметровой пропановой пузырьковой камере подробно описывалась в ранних работах [5]. Всего из окончательного DST, содержащего около 40 тысяч событий типа $\text{C}-\text{C}_3\text{H}_8$, нами было отобрано 741 событие с тремя фрагментами с $z=2$ в конечном состоянии (мы считаем их в дальнейшем α -частицами), в том числе:

а) 121 "чистое" 3α -событие, не имеющее никаких видимых признаков возбуждения или развала ядра-мишени и других вторичных заряженных частиц; эти события не противоречат предположению о когерентном характере данной реакции на углеродной мишени (дифракционном или кулоновском);

б) 51 3α -событие с единственным треком протона отдачи с $\theta < \pi/2$, в котором выполнялось равенство $p_T(\text{протона отдачи}) = -\sum_{i=1}^3 p_{Ti}$; эти события не противоречат допущению о дифракционном расщеплении $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на свободном водороде пропана;

в) 569 событий типа 3α с двумя и более дополнительными (заряженными и нейтральными) частицами; это - некогерентные распады $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на ядрах мишени.

Общие характеристики этих 741 реакций рассматривались нами в работе [6].

Эксклюзивный характер изучаемой нами реакции, то есть предположение об отсутствии других (нейтральных) спектаторных фрагментов из ядра-снаряда, позволяет легко осуществлять переход к системе центра масс системы трех α -частиц (то есть системы покоя фрагментирующего ядра). Ниже речь пойдет об импульсных и корреляционных характеристиках в этой системе.

На рис.1 приведено инклюзивное распределение по парному азимутальному углу

$$\epsilon_{ij} = \arccos(p_{Ti}p_{Tj}/p_{Ti}p_{Tj}) \quad (2)$$

между векторами поперечных импульсов p_{Ti} и p_{Tj} i -ой и j -ой α -частицы из одного акта диссоциации (1) для всех 741 событий (распределения для групп а, б, в (см. выше) в пределах ошибок не различаются). При прямом статистическом распаде на три α -частицы это распределение должно описываться формулой

$$f(\epsilon) = \pi^{-1} (1 + c_1 \cos \epsilon + c_2 \cos 2\epsilon), \quad (3)$$

где $c_1 = -\frac{\pi}{2}A$, и $c_2 = \frac{\pi}{2}B$ и, наконец, A и B - соответственно коэффициенты азимутальной асимметрии и коллинеарности, определяемые как

$$A = \frac{N_{\epsilon > \pi/2} - N_{\epsilon \leq \pi/2}}{N_{0 \leq \epsilon \leq \pi}} \quad (4)$$

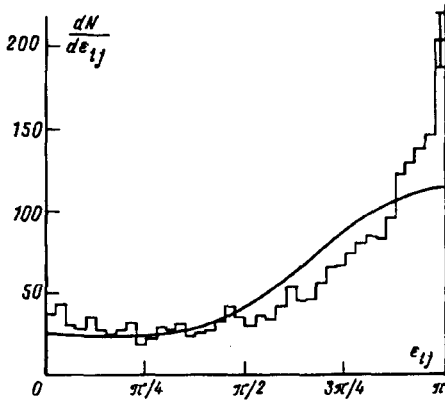


Рис.1. Зависимость коэффициента коллинеарности в распределении $dn/d\epsilon_{ij}$ от среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ α -частиц из реакций (1) или от энергии возбуждения ядра ^{12}C , оцененной по формуле (8)

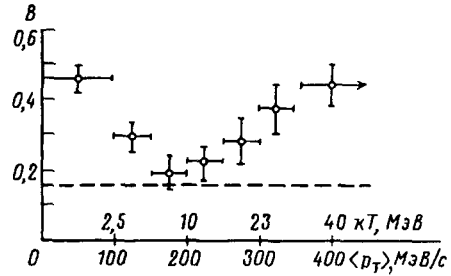


Рис.2. Распределение по парному азимутальному углу ϵ_{ij} в системе центра масс реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Кривая - расчет по модели фазового объема для данного распада

и

$$B = \frac{N_{\epsilon \leq \pi/4} + N_{\epsilon \geq 3\pi/4} - N_{\pi/4 < \epsilon < 3\pi/4}}{N_{0 < \epsilon \leq \pi}} \quad (5)$$

При статистическом распаде на 3α -частицы $A_0 = (N_\alpha - 1)^{-1} = 0.5$, $B_0 = 0.64(N_\alpha - 1)^{-2} = 0.16$, тогда как эмпирические значения A и B , вычисленные для распределения рис.1, равны соответственно 0.46 ± 0.02 и 0.31 ± 0.02 . Таким образом, поперечные импульсы α -частиц обнаруживают тенденцию к коллинеарному разлету в поперечной плоскости соударения в системе покоя фрагментирующего ядра.

Рассмотрим зависимость коэффициента коллинеарности в (5) от энергии возбуждения фрагментирующего на три α -частицы ядра углерода. Для этой цели мы воспользуемся статистической теорией быстрой фрагментации [7,8], согласно которой "температура" распада

$$kT = \frac{A}{A-1} \frac{\sigma_N^2}{m_N}, \quad (6)$$

где $A \equiv A_c = 12$, m_N - масса нуклона, σ_N^2 - дисперсия внутриядерного импульсного распределения нуклонов. Используя далее так называемый параболический закон [8]

$$\sigma_N^2 = \sigma_\alpha^2(A-1)/A_\alpha(A-A_\alpha), \quad (7)$$

где $A_\alpha = 4$, $\sigma_\alpha^2 = \langle p_T^2 \rangle / \pi$, приходим к простой связи между искомой энергией возбуждения на нуклон kT и средним значением поперечного импульса α -частицы $\langle p_T \rangle$ в системе покоя ядра углерода:

$$kT = \frac{A}{A_\alpha(A-A_\alpha)} \frac{2\langle p_T \rangle^2}{\pi m_N}. \quad (8)$$

На рис.2 представлен основной результат нашей работы - обнаружение зависимости коэффициента коллинеарности B распределения $dn/d\epsilon_i$ по парному

азимутальному углу между поперечными импульсами α -частиц в системе покоя ядра углерода, распадающегося по каналу (1), от среднего поперечного импульса этих частиц или (в рамках статистической теории) от энергии возбуждения ядра. Эта зависимость носит немонотонный характер. При $\langle p_T \rangle \leq 200$ МэВ/с ($kT \leq 10$ МэВ/с) B уменьшается при возрастании $\langle p_T \rangle (kT)$, достигая в области $\langle p_T \rangle \approx 200$ МэВ/с ($kT \approx 10$ МэВ) своего минимального значения, практически совпадающего со значением B_0 , требуемым сохранением энергии-импульса при прямом распаде $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. При $\langle p_T \rangle > 200$ МэВ/с ($kT > 10$ МэВ) коэффициент коллинеарности начинает увеличиваться с ростом $\langle p_T \rangle (kT)$, снова достигая довольно большого значения ($B \approx 0.5$) при $\langle p_T \rangle \approx 400$ МэВ/с ($kT \approx 40$ МэВ).

В заключение обсудим вопрос об интерпретации обнаруженного эффекта. Уменьшение степени коллинеарности p_T α -частиц в реакции (1) до значения B_0 , соответствующего прямому распаду, в области ($kT \leq 10$ МэВ/с) соответствует переходу от каскадной модели распада $^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha$ с образованием нестабильного промежуточного ядра ${}^8\text{Be}$ в основном или первом возбужденном состояниях к прямой мультифрагментации при увеличении kT . Этот вывод подтверждается данными работы [9], в которой были обнаружены два разделенных максимума в распределениях по относительным полярным углам и по эффективным массам пар α -частиц из событий реакции (1) в фотоэмульсии при $p_0 = 4.5$ ГэВ/с на нуклон. Эти максимумы были наблюдаемы в событиях с $\langle p_T \rangle < 100$ МэВ/с ($kT \leq 2.5$ МэВ) и отсутствовали при $\langle p_T \rangle > 100$ МэВ/с ($kT > 2.5$ МэВ). Что же касается второго участка зависимости $B(kT)$ (рис.2), то возрастание B с увеличением kT при $kT > 10$ МэВ не может быть связано с обратным переходом от доминирования прямого канала распада (1) к каскадному. Значительно более естественным представляется предположение о росте углового момента фрагментирующего ядра, приобретаемого им в неупругом столкновении, при увеличении энергии его возбуждения. Разумеется, для уверенных выводов о механизме протекания различных реакций мультифрагментации в зависимости от энергий возбуждения ядер необходимы дальнейшие исследования.

Авторы благодарны М.И.Подгорецкому за обсуждение вопросов, затронутых в данной работе.

-
1. X.Campi, J.Desbois, and E.Lipparini, Phys. Lett. B142, 8 (1984).
 2. G.Bizard, R.Bougauld, R.Brou et al., Phys. Lett. B302, 162 (1993).
 3. В.В.Белага, А.А.Бенджаза, В.В.Русакова и др., Сообщ. ОИЯИ, P1-95-41, Дубна, 1995.
 4. J.Pouliot, D.Dore, R.Laforest et al., Phys. Lett. B299, 210 (1993).
 5. Н.Ахабабян, Ц.Баатар А.П.Гаспарян и др., Препр. ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979; Н.Ангелов, Н.Ахабабян, Ц.Баатар, Препр. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979; А.П.Гаспарян, Г.Р.Гулкян, С.А.Корчагин, Препр. ОИЯИ, 1-80-778, Дубна, 1980.
 6. В.В.Белага, А.И.Бондаренко, Т.Канарек и др., Препр. ОИЯИ, P-95-218, Дубна, 1995; ЯФ(в печати).
 7. H.Feshbach and K.Huang, Phys. Lett. B47, 300 (1973).
 8. A.S.Goldhaber, Phys. Lett. B53, 306 (1974).
 9. В.В.Белага, А.А.Бенджаза, В.В.Русакова и др., Сообщ. ОИЯИ, P1-95-40, Дубна, 1995.