

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им.Б. П. КОНСТАНТИНОВА

Препринт 2717

Ф. Г. Лепехин

Механизм образования
двухзарядных фрагментов
релятивистского ядра ^{14}N
при его взаимодействии
с ядрами в фотоэмульсии

Гатчина-2007

**The mechanism of formation
two-charge fragments by the relativistic nuclei ^{14}N
at its interaction with the nuclei in photoemulsion**

F. G. Lepekhin

A b s t r a c t

It is shown, that at the fragmentation of the nucleus ^{14}N at the momentum $2.86 \text{ A GeV}/c$ 73 % of all two-charge fragments in events containing two or three of such fragments, are formed in spatial area noticeably exceeding sizes of the primary relativistic nucleus.

А н н о т а ц и я

Показано, что при фрагментации ядер ^{14}N с импульсом $2.86 \text{ А ГэВ}/c$ в фотоэмульсии 73 % всех двухзарядных фрагментов в событиях, содержащих два или три таких фрагмента, образуются в пространственной области, заметно превышающей размеры первичного релятивистского ядра.

Введение

В настоящее время механизм фрагментации релятивистских ядер, в общих чертах, известен [1]. Угловые распределения фрагментов определяются импульсом Ферми, или константой r_0 , определяющей радиус ядра как $R = r_0 A^{1/3}$. Обе эти величины определяют дисперсию импульсного распределения нуклонов в ядре в его системе центра масс σ_0 и распределение проекции этого импульса на произвольное направление [2]. В фотоэмульсионных работах этим произвольным направлением является направление оси ОУ, лежащей в плоскости эмульсии, в то время как ось ОХ совпадает с направлением импульса P_0 первичного ядра. Тогда это есть проекция поперечного импульса $P_{\perp,Y} = A_{Frag} \cdot P_0 \cdot \text{tg } \varphi$ на плоскость эмульсии. Для малых углов $P_{\perp,Y} \simeq \varphi$. Поэтому дальше будут обсуждаться в основном распределения углов φ , которые нами измеряются достаточно точно. В работах [3–5] показано, что углы φ при фрагментации ядер ^{22}Ne , ^{10}B , ^{11}B распределены нормально с дисперсией, совпадающей с ее оценкой из r_0 или σ_0 этих ядер.

Выходы фрагментов в различных каналах фрагментации легких ядер могут быть рассчитаны [6]. И эти расчеты согласуются с экспериментом [4, 5]. Эмульсионная камера, облученная ионами ^{14}N с импульсом 2.86 А ГэВ/с, изучалась в работах [7, 8]. Поэтому предполагалось, что характеристики распределений углов фрагментов только подтвердят уже хорошо известный статистический механизм фрагментации и этого ядра. Но действительность оказалась немного сложнее.

Эксперимент

Поиск событий по следу первичного ядра был проведен в ЛВЭ ОИЯИ. Из полного набора событий, найденных при просмотре по следу в ЛВЭ ОИЯИ, нами для измерений отобраны 230 событий, содержащих два или три двухзарядных фрагмента релятивистского ядра. Процедура измерений координат точек на первичном следе и следах фрагментов на микроскопе МПЭ-11 описана в [9]. В [10] имеются вся первичная информация этого эксперимента и все процедуры ее обработки.

К сожалению, наклон первичного пучка ионов к плоскости эмульсии и его угловой разброс в этой камере оказались большими. А угол наклона первичного следа в каждом событии используется для перехода в систему координат события, где направление импульса первичного следа совпадает с осью ОХ. Малый угол α следа фрагмента в этой системе координат в плоскости, перпендикулярной плоскости эмульсии, находится как разность двух больших чисел. Ошибки его оказываются большими. Конечно, это не влияет на ошибку и величину угла φ в плоскости

эмульсии. По этой причине измеренные величины углов

$$\theta = \text{Arctg} \sqrt{\text{tg}^2 \varphi + \text{tg}^2 \alpha}$$

следует использовать с большой осторожностью. Некоторые особенности функций от них могут быть обусловлены разностью величин дисперсий углов $\sigma^2(\varphi)$ и $\sigma^2(\alpha)$. В этой работе используются только распределения углов φ двухзарядных фрагментов релятивистского ядра ^{14}N .

Результаты

Если предположить, что для ядра ^{14}N величина r_0 с точностью около 5 % равна 1.2 Фм, то, как следует из [11], распределение углов φ для α -частиц, фрагментов этого ядра, должно быть нормальным, со средним, равным нулю, и константой $\sigma(r_0) = 16.8 \pm 0.8$ мрад. Аналогичное предсказание для двухзарядных фрагментов релятивистских ядер ^{10}B и ^{11}B в наших же работах [4, 5] подтвердилось.

Но в данном эксперименте оказалось, что эта константа равна $\sigma(e) = 10.7 \pm 0.3$ мрад. Очевидно, что любые случайные ошибки измерения углов φ , вследствие безграничной делимости нормального распределения, могут только увеличить дисперсию экспериментального распределения по сравнению с ожидаемой ее величиной. Это заставило искать возможные причины полученного в эксперименте уменьшения константы χ_2 -распределения поперечных импульсов двухзарядных фрагментов релятивистского ядра ^{14}N

$$f(p_{\perp}) = \frac{p_{\perp}}{\sigma^2(e)} \exp\left(-\frac{p_{\perp}^2}{2\sigma^2(e)}\right).$$

Наблюдаемый в эксперименте эффект может быть обусловлен неоднородностью выборки. В эксперименте мы имеем дело со смесью, по меньшей мере, двух нормальных распределений с двумя разными дисперсиями, $\sigma^2(1)$ и $\sigma^2(2)$, и средними, равными нулю. Если долю первого из них обозначим через A , то доля второго будет равна $1 - A$. Если о природе первого распределения еще придется строить какие-то догадки, то можно полагать, что второе описывает ожидаемый статистический механизм фрагментации с константой $\sigma(2) = \sigma(r_0)$. Можно надеяться, что суммарное распределение, в пределах статистических ошибок, будет описывать наблюдаемое в эксперименте распределение.

Тогда возникает задача нахождения состоятельной и эффективной оценки двух параметров, A и $\sigma(1)$, из N величин углов φ , наблюдаемых в эксперименте. Это можно сделать, только используя метод максимального правдоподобия (ММП). Функцию правдоподобия запишем в виде

$$L = \prod_{i=1}^{i=N} \left[\frac{A}{\sigma(1)} \exp\left(-\frac{\varphi_i^2}{2\sigma^2(1)}\right) + \frac{1-A}{\sigma(r_0)} \exp\left(-\frac{\varphi_i^2}{2\sigma^2(r_0)}\right) \right].$$

Используя процедуру Given в MATHCAD [12], получаем, что максимуму нашей функции правдоподобия соответствуют величины параметров $A = 0.55$ и $\sigma(1) = 6.4$ мрад. С этими параметрами, как видно из рис. 1, плотность смеси двух распределений углов φ хорошо согласуется с экспериментальным распределением.

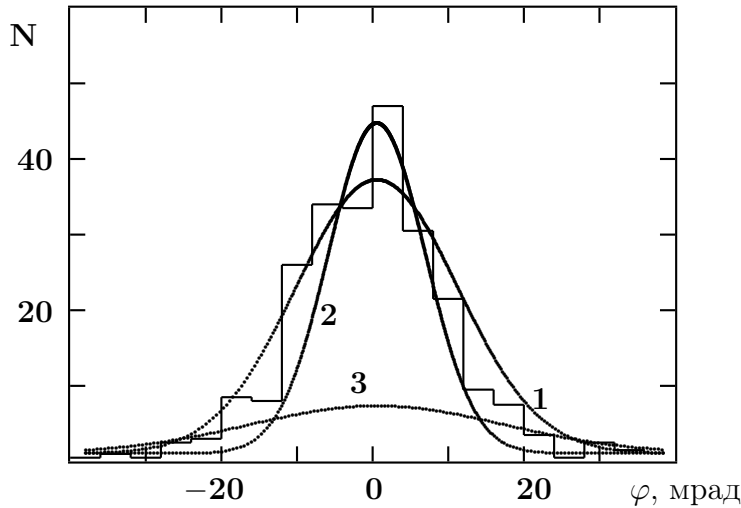


Рис. 1. Распределение углов φ (град). Гистограмма – это эксперимент, а плавная кривая 1 – описание его нормальным распределением. Кривые 2 и 3 представляют два нормальных распределения, смесь которых в определенной пропорции дает наблюдаемое в эксперименте распределение

ММП предоставляет возможность оценить доверительный интервал параметров, при которых достигается максимум функции правдоподобия L_0 . Распределение величин $\Delta = \ln(L) - \ln(L_0)$ при изменении одного из параметров, в то время как второй параметр соответствует максимуму функции правдоподобия, дает допустимый интервал параметра как расстояние между точками по оси этого параметра, в которых величина Δ справа и слева равна -2.0 . Существенно, что такое сечение поверхности правдоподобия по оси одного из параметров может и не быть параболой, как в случае нормального распределения. Однако, как видно из рис. 2, для параметра A отклонение

кривой от параболы мало. Поэтому можно считать, что $A = 0.55 \pm 0.17$. Из такой же кривой для второго параметра получаем, что $\sigma(1) = 6.4 \pm 1.0$ мрад.

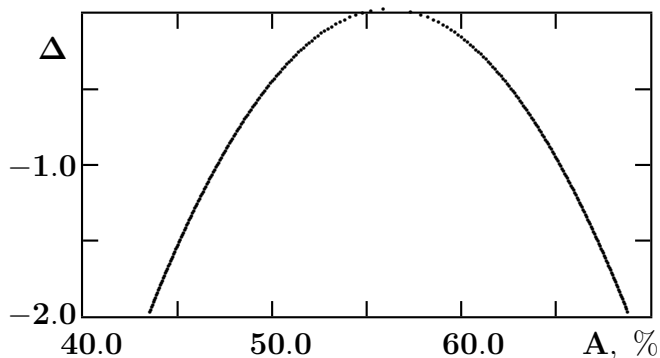


Рис. 2. Распределение величины Δ , равной разности логарифмов функции правдоподобия L в максимуме и при величине доли A нормального распределения 2 на рис. 1

Обсуждение результатов

Смесь двух нормальных распределений углов φ , или проекций поперечных импульсов $p_{\perp, Y}$ на плоскость эмульсии двухзарядных фрагментов релятивистского ядра ${}^6\text{Li}$, наблюдалась в работе [11]. Исходя из представлений о структуре этого ядра, для него казалось естественным, что часть двухзарядных фрагментов образуется в центральной области из состояния $s_{1/2}$ четырех нуклонов. А некоторая доля их формируется на периферии ядра ${}^6\text{Li}$ в процессе подхвата двумя внешними нуклонами одного или двух нуклонов из его центральной части.

Ядро ^{14}N , по представлениям оболочечной модели [13], состоит из двух полностью заполненных оболочек $(s_{1/2})^4(p_{3/2})^8$ и двух нуклонов с противоположными спинами в состоянии $p_{1/2}$ на периферии. Возможно, что, как и при фрагментации ядра ^6Li , они и дают двухзарядные фрагменты с $\sigma(1) \simeq 6 - 8$ мрад при фрагментации ядра ^{14}N .

Конечно, этому есть альтернатива. Если посмотреть на результаты расчета [6] вероятностей первых, наиболее вероятных, каналов фрагментации ядра ^{14}N в следующей таблице, то увидим, что это, в основном, каналы с остаточным ядром и нуклоном или дейтоном. Например, это $^{14}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^2\text{H}$. А эти ядра, например тот же ^{12}C , с большой вероятностью фрагментируют через образование промежуточного состояния $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Но это означало бы существование двойного каскада при фрагментации релятивистских ядер. Экспериментальных доказательств этого до сих пор не получено. А доля его, если на него списать все экспериментально наблюдаемые особенности фрагментации ядра ^{14}N , должна быть порядка 25 %.

Возможно, что в действительности оба эти механизма фрагментации имеют место в разных событиях, обеспечивая в сумме экспериментально наблюдаемое распределение углов φ при фрагментации ядер ^{14}N . Сегодня различить их не представляется возможным.

Вероятности первых десяти наиболее вероятных
каналов фрагментации ядра ^{14}N

N канала	Его фрагменты	Вероятность каналов в %
1	$^{13}\text{C} + ^1\text{H}$	11.0
2	$^{12}\text{C} + ^2\text{H}$	8.7
3	$^{13}\text{N} + n$	8.5
4	$^{10}\text{B} + ^4\text{He}$	7.2
5	$^8\text{Be} + ^6\text{Li}$	5.2
6	$^9\text{Be} + ^5\text{Li}$	3.7
7	$^{11}\text{B} + ^3\text{He}$	3.5
8	$^9\text{B} + ^5\text{He}$	3.5
9	$p + n + ^{12}\text{C}$	3.2
10	$^{11}\text{C} + ^3\text{H}$	3.0

Заключение

После установления общих закономерностей фрагментации релятивистских ядер, о которых говорилось во Введении, нам предстоит теперь более глубокое изучение явления фрагментации ядер. Эта работа показывает, что кроме существования каскадной фрагментации через промежуточное состояние $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, очевидно, есть фрагменты, формирующиеся в различных пространственных областях первичного ядра. Не исключается и возможность двойного каскада, в котором появляются наблюдаемые в эксперименте фрагменты.

В заключение хотелось бы поблагодарить большой коллектив сотрудниц ЛВЭ ОИЯИ за поиск событий в эмульсионной камере. Автор благодарен Л. Н. Ткач, выполнившей все измерения на микроскопе МПЭ-11 в ПИЯФ.

Литература

1. Ф. Г. Лепехин, ЭЧАЯ **36** (2005) 436.
2. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. **B53** (1974) 306.
3. Ф. Г. Лепехин, в сб. "Основные результаты научных исследований 1990-1991", СПб., 1992, с. 80.
4. Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов, ЯФ **68** (2005) 2101.
5. Ф. Г. Лепехин, ЯФ **70** (2007) вып. 6 (*в печати*).
6. Ф. Г. Лепехин, Письма в ЭЧАЯ N 3 [112] (2002) 25.
7. <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0605022>
8. http://becquerel.lhe.jinr.ru/Papers/Shchedrina_RNP.pdf
9. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/b11pre.htm>
10. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/odn14.doc>
11. F. G. Lepikhin, D. M. Seliverstov, B. B. Simonov, Eur. Phys. J. **A1** (1998) 137.
12. В. Дьяконов, МATHCAD 8/2000, Специальный справочник, СПб.: изд. "ПИТЕР", 2001, 592 с.
13. А. С. Давыдов, Теория атомного ядра, М.: ГИЗ "Физ.-мат. лит.", 1958, 611 с.