

ВЫХОД ФРАГМЕНТОВ ${}^8\text{Be}$ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ ${}^{10}\text{B}$ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ НА НУКЛОН В ЭМУЛЬСИИ

© 2005 г. Ф. Г. Лепехин*, Б. Б. Симонов

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина

Поступила в редакцию 09.02.2005 г.

Показано, что оценка доли канала ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ составляет $(18 \pm 3)\%$, а константы распределения по углу α -частицы и углу между ними, равные 20.5 ± 0.7 и 31.7 ± 2.0 мрад соответственно, согласуются с расчетами этих величин, сделанными до эксперимента на основе существующих представлений о предельной фрагментации релятивистских ядер.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ядерные фотоэмульсии, облучаемые на нукло-троне ЛВЭ ОИЯИ различными легкими ядрами, позволяют исследовать кластерную структуру этих ядер [1–3]. Настоящая работа, выполняемая в рамках Сотрудничества BECQUEREL, имела своей целью получить количественные характеристики процесса образования α -кластеров в ядре ${}^{10}\text{B}$.

Эмульсионная камера, облученная ионами ${}^{10}\text{B}$ с энергией 10 ГэВ, как нельзя лучше подходит для этой цели. Сравнительно небольшой импульс первичной частицы приводит к тому, что углы вылета вторичных релятивистских фрагментов оказываются довольно большими — 10–30 мрад. Они достаточно точно могут быть измерены в фотоэмульсии.

Ядро ${}^{10}\text{B}$ имеет спин 3 и положительную четность. По представлениям оболочечной модели его структура имеет вид $(1s)^4(1p_{3/2})^6$, т.е. четыре нуклона заполняют $1s$ -оболочку, а следующая оболочка заполнена не полностью, так как для нее полное число нуклонов равно восьми [4]. Наглядно ядро ${}^{10}\text{B}$ можно представить как ${}^8\text{Be} + {}^2\text{H}$ или ${}^8\text{Be} + {}^1\text{H} + n$. Мы увидим, что эти каналы фрагментации ядра ${}^{10}\text{B}$ действительно имеют большие вероятности наблюдения в сравнении с другими каналами фрагментации. Таким образом, можно ожидать, что α -частичная структура ядра ${}^{10}\text{B}$ в эксперименте должна проявляться.

Распад ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ можем происходить только из состояний 0^+ или 2^+ . Действительно, в [5] установлено, что основным состоянием ядра ${}^8\text{Be}$ является состояние 0^+ , а первое возбужденное состояние с энергией 2.9 МэВ есть состояние 2^+ . Распады из

этих состояний мы и можем наблюдать. Конечно, при фрагментации ядер ${}^{10}\text{B}$ будут наблюдаться и события с двумя α -частицами, вылетающими из него независимо друг от друга, без образования связанного состояния.

В первом разд. 2 рассмотрен вопрос о том, по какому критерию эти два типа событий могут быть отделены друг от друга, какими должны быть характеристики двух классов событий и сколько их должно наблюдаться в нашей экспериментальной выборке. В разд. 3 показано, каким образом все это может быть определено в эксперименте и согласуется ли он с расчетом, сделанным в разд. 2.

2. ПРЕДЕЛЬНАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ${}^{10}\text{B}$

Экспериментальные данные, полученные при изучении фрагментации различных релятивистских ядер при энергиях от 1 до 200 ГэВ на нуклон и ядермишеней при различных энергиях, согласуются с представлениями о том, что процесс испускания фрагментов является быстрым и ядро остается холодным. Даже при сравнительно небольших энергиях релятивистских ядер оказывается справедливой гипотеза предельной фрагментации [6].

Существенно, что, хотя гипотеза предельной фрагментации для адрон-адронных взаимодействий была сформулирована для бесконечного импульса, в ядро-ядерных взаимодействиях она оказывается справедливой и при сравнительно небольшом импульсе на нуклон первичного ядра. Исходя из этих представлений можно предсказать количественные характеристики угловых и импульсных распределений фрагментов ядер в ядро-ядерных взаимодействиях для любых комбинаций и энергий сталкивающихся ядер, а также долю тех событий, в которых образование двух α -частиц при фрагментации ядра ${}^{10}\text{B}$ идет через канал ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$.

*E-mail: lepexhin@npni.spb.ru

Для этого необходимо знать только величину граничного импульса Ферми, известного из экспериментов по рассеянию электронов на ядрах [7]. Но импульс Ферми для ядра $^{10}\text{В}$ в эксперименте [7] не определялся. Его можно получить, если предположить, что фазовый объем ядра в основном состоянии есть произведение обычного его объема, определяемого радиусом ядра $R = r_0 A^{1/3}$, на объем в пространстве импульсов, определяемый граничным импульсом Ферми $P_F = \sqrt{5}\sigma_0$. Величина σ_0^2 есть дисперсия импульсного распределения нуклонов в ядре $^{10}\text{В}$ до его взаимодействия с ядром в фотоэмульсии. В каждом элементе этого объема \hbar , согласно принципу Паули, могут находиться только четыре нуклона. В [8] показано, что $r_0\sigma_0 = 134.4 \text{ МэВ/с Фм}$. При константе $r_0 = 1.54 \text{ Фм}$, известной из эксперимента [9] по определению радиуса ядра $^{10}\text{В}$, получаем, что импульс Ферми для него должен быть равен 195.2 МэВ/с , откуда следует, что величина, определяющая распределение импульсов нуклонов в ядре $^{10}\text{В}$, равна $\sigma_0 = 87.3 \text{ МэВ/с}$.

Параболический закон Гольдхабер [10] устанавливает зависимость дисперсии σ_F^2 импульсного распределения любого фрагмента с массовым числом A_F из любого ядра с массовым числом A_0 от дисперсии импульсного распределения нуклонов в этом ядре σ_0^2 :

$$\sigma_F^2 = \sigma_0^2 \frac{A_F(A_0 - A_F)}{A_0 - 1}. \quad (1)$$

Используя этот закон, а также имея в виде, что

$$P_{\perp} = A_F P_0 \operatorname{tg} \theta, \quad (2)$$

где $P_0 = 1.7 \text{ МэВ/с}$ — это импульс на нуклон ядра $^{10}\text{В}$ в нашем эксперименте, получим, что константа $\sigma(\theta)$, определяющая распределение углов θ вылета α -частиц, должна быть равна 21.0 мрад . Распределение таких углов должно следовать распределению Рэлея с этой константой. А распределение углов между парой частиц θ_{12} в одном событии при независимом разлете частиц должно следовать этому же распределению, но с дисперсией, в 2 раза большей, чем дисперсия распределения одиночных частиц.

Угол θ_{12} между следами частиц в событии должен быть выборкой из распределения Рэлея с константой, равной $\sigma(\theta_{12}) = \sqrt{2}\sigma(\theta) = 29.7 \text{ мрад}$ [11]. Отношение среднего поперечного импульса частиц в л.с. к среднему поперечному импульсу в с.ц.и. двух частиц должно быть равно $\sqrt{2}$.

Средний угол между двумя частицами при независимом их разлете в нашем эксперименте должен

быть равен:

$$\langle \theta_{12} \rangle = \sqrt{p/2}\sigma(\theta_{12}) = 37.2 \text{ мрад}. \quad (3)$$

В нашем эксперименте углы вылета определяются по двум углам, равным углам между проекциями импульса на две взаимно перпендикулярные плоскости — на плоскость эмульсии (угол φ) и на плоскость, перпендикулярную к ней (угол α). Если в каждом событии две частицы вылетают независимо друг от друга и оба угла φ и α каждой частицы являются случайными выборками из нормального распределения с одной и той же дисперсией, то дисперсия суммы четырех таких углов в каждом событии должна быть равна четырем дисперсиям распределения этих углов и поэтому

$$\sigma(\varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2) = 2\sigma(\theta). \quad (4)$$

Простейшей характеристикой двухчастичных корреляций частиц в поперечной плоскости является коэффициент азимутальной асимметрии A , определяемый как разность вероятности наблюдения разности азимутальных углов двух частиц $\Delta\Psi$, больших и меньших чем 90° :

$$A = \frac{N(\Delta\Psi > 90^\circ) - N(\Delta\Psi < 90^\circ)}{N(\Delta\Psi > 90^\circ) + N(\Delta\Psi < 90^\circ)}. \quad (5)$$

При независимом испускании частиц этот коэффициент должен быть равен нулю. Распределение по углам $\Delta\Psi$ между векторами поперечных импульсов двух частиц в событии в таком случае должно быть равномерным. При распаде возбужденной системы на n частиц по фазовому объему, когда векторная сумма поперечных импульсов всех частиц в каждом событии равна нулю, неизбежно возникают кинематические корреляции в поперечной плоскости [12]. Коэффициент азимутальной асимметрии A в этом случае должен быть равен $1/(n-1)$. При фрагментации ядра $^{10}\text{В}$ полное число частиц n не может быть настолько велико, чтобы величина A не отличалась бы от нуля.

При распаде $^8\text{Ве}$ на две α -частицы, если $^8\text{Ве}$ испущено из $^{10}\text{В}$, все разности азимутальных углов двух частиц должны быть меньше 90° . Коэффициент азимутальной асимметрии A для этих событий должен быть близок к -1 . Это нам и предстоит проверить.

Теперь посмотрим, что будет, если события с двумя α -частицами в нашем эксперименте идут через распад $^8\text{Ве} \rightarrow 2\alpha$. Предположим, что процесс испускания $^8\text{Ве}$ ядром $^{10}\text{В}$ идет как обычная фрагментация. Тогда поперечные импульсы ядра $^8\text{Ве}$ будут следовать распределению Рэлея, константу которого легко вычислить, зная импульс Ферми ядра $^{10}\text{В}$. Продольный импульс ядра $^8\text{Ве}$ практически не изменится и будет равен $8P_0 = 13.6 \text{ ГэВ/с}$. Значит, направление и импульс ядра, распадающегося

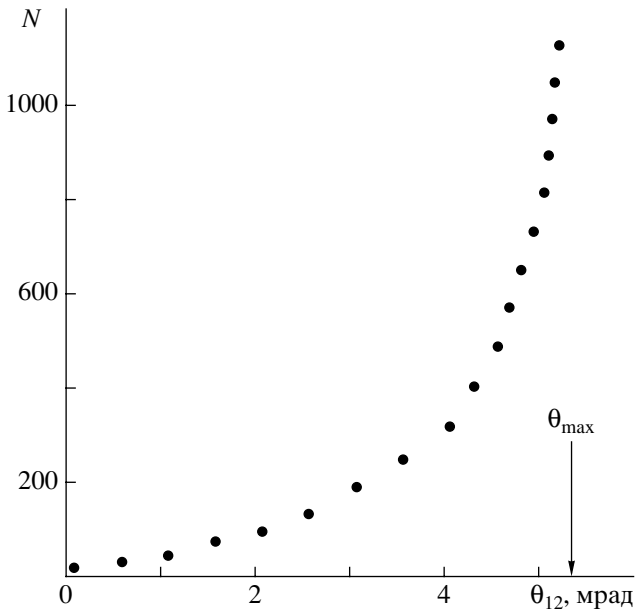


Рис. 1. Распределение углов θ_{12} между следами α -частиц при распаде ${}^8\text{Be}$ из ядра ${}^{10}\text{B}$ с импульсом 1.7 ГэВ/с для 2500 событий, разыгранных по методу Монте-Карло. N — число событий на интервал $\Delta\theta_{12} = 0.5$ мрад.

на лету на две α -частицы, нам известны. Кинетическая энергия каждой α -частицы в системе покоя распадающегося ядра равна 45.96 кэВ. Угловое распределение α -частиц в с.ц.и. распадающегося ядра ${}^8\text{Be}$ полагаем изотропным. Разыграв по методу Монте-Карло угол частицы в системе покоя ядра ${}^8\text{Be}$, получаем импульс α -частицы в л.с. и находим угол между частицами в каждом из событий. Моделированное таким образом распределение углов между частицами приведено на рис. 1. Резкий максимум в вероятности наблюдения этих углов при $\theta_{12} = 5.45$ мрад имеем за счет того, что телесный угол при разлете двух α -частиц под углом 90° в с.ц.и. распадающегося ядра значительно больше телесного угла при разлете их под нулевым углом с направлением импульса распадающегося ядра. При увеличении энергии первичной частицы форма этого распределения сохранится, но предельный угол станет меньше.

Таким образом, распределения углов между двумя α -частицами при их независимом разлете из ядра ${}^{10}\text{B}$ и при разлете из промежуточного основного состояния ${}^8\text{Be}$ резко различаются. Это и дает возможность отделить события, идущие по каналу ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha + \text{all}$, от событий, идущих по каналу ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + \text{all}$. Теперь посмотрим, как можно оценить долю каналов с ${}^8\text{Be}$.

Следуя процедуре, описанной в [13], будем счи-

тать, что каждый из фрагментов с зарядом Z_i и массовым числом A_i соответствует стабильному или радиоактивному изотопу, точная величина массы которого известна. Чтобы из начального состояния первичного ядра ${}^{10}\text{B}$ перейти на какое-то время τ в состояние из данных k фрагментов в с.ц.и. этого ядра, необходимо затратить некоторую энергию ΔE_k . Эта энергия будет состоять не только из разности суммы масс покоя всех фрагментов и массы первичного ядра, но еще из суммы средних кинетических энергий всех фрагментов в их с.ц.и. Средние же энергии фрагментов, зная импульс Ферми, можно легко вычислить.

Время пребывания в виртуальном состоянии τ будет тем меньше, чем больше энергия ΔE_k , а вероятность застать первичное ядро в виртуальном состоянии с дефицитом энергии ΔE_k будет тем больше, чем больше время τ .

Строгое математическое обоснование вычисления этой вероятности дает теория динамических систем [14]. В ней доказывается, что если последовательность состояний системы инвариантна по отношению к сдвигу по времени, то для множества этих состояний всегда можно ввести инвариантную нормированную гиббсовскую меру, которая по своей сути есть не что иное, как вероятность наблюдения этого состояния:

$$W(T, \Delta E_k) = \frac{\exp(-\Delta E_k/T)}{\Xi}. \quad (6)$$

Это хорошо известное распределение Гиббса, где $T = \sigma_0^2/m_N$ — температура, т.е. величина, пропорциональная средней энергии конститuentов, а Ξ — статистическая сумма, равная сумме выражений в числителе по всем возможным k состояниям.

Для легких ядер перечислить все возможные состояния первичного ядра не представляет труда. Для ядра ${}^{10}\text{B}$ число всех возможных каналов фрагментации равно 73. После прямого вычисления статистической суммы находим абсолютные вероятности всех каналов фрагментации. Наиболее вероятным оказывается канал фрагментации ядра ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^6\text{Li}$ (19.73%), а следующий за ним по вероятности будет интересующий нас канал фрагментации на ${}^8\text{Be}$ и дейтрон (16.36%). Список первых 13 каналов, по убыванию вероятности, приведен в табл. 1. Каналы с большим числом фрагментов, конечно, оказываются маловероятными. Суммарная вероятность испускания ${}^8\text{Be}$ из ядра ${}^{10}\text{B}$ оказывается равной 19.7%.

Итак, выход ядер ${}^8\text{Be}$ при фрагментации ядер ${}^{10}\text{B}$ должен быть не мал. Доля событий с двумя двухзарядными частицами при фрагментации ядер ${}^{10}\text{B}$ должна быть, по грубой оценке, около 20% от всех событий, в которых сумма зарядов вторичных фрагментов равна заряду первичного ядра. Доля

Таблица 1. Вероятности каналов W фрагментации ядра ^{10}B

| N | $W, \%$ | Канал фрагментации |
|-----|---------|--|
| 1 | 19.73 | $^4\text{He} + ^6\text{Li}$ |
| 2 | 16.36 | $^2\text{H} + ^8\text{Be}$ |
| 3 | 15.29 | $p + ^9\text{Be}$ |
| 4 | 12.19 | $n + ^9\text{B}$ |
| 5 | 8.80 | $^5\text{He} + ^5\text{Li}$ |
| 6 | 4.43 | $^2\text{H} + 2\ ^4\text{He}$ |
| 7 | 3.83 | $^3\text{He} + ^7\text{Li}$ |
| 8 | 3.43 | $^3\text{H} + ^7\text{Be}$ |
| 9 | 3.37 | $n + p + ^8\text{Be}$ |
| 10 | 3.02 | $p + ^4\text{He} + ^5\text{He}$ |
| 11 | 2.65 | $n + ^4\text{He} + ^5\text{Li}$ |
| 12 | 0.91 | $n + p + 2\ ^4\text{He}$ |
| 13 | 0.76 | $^3\text{H} + ^3\text{He} + ^4\text{He}$ |

таких событий среди всех событий, найденных по следу, в эксперименте [1] оказалась равной 10%.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

В данном эксперименте эмульсионная камера, состоящая из слоев эмульсии размером 10×20 см и толщиной 500 мкм, была облучена на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ пучком ионов ^{10}B с энергией 10 ГэВ вдоль слоя. Поиск событий осуществлялся просмотром по следу. Суммарная длина всех участков просмотренных первичных следов до неупругого взаимодействия с ядрами в фотоэмульсии или до выхода из слоя равна 243 м. На этой длине найдено 1823 неупругих взаимодействия. Таким образом, средний пробег до взаимодействия равен 13.3 ± 0.3 см. В 217 событиях, содержащих два двухзарядных фрагмента ядра ^{10}B , были измерены координаты x, y, z в 11 точках через 100 мкм по оси OX на обоих следах двухзарядных фрагментов и на следе первичной частицы. Если средние значения координат равны $\langle x \rangle, \langle a \rangle$, где $a = y, z$, то оценка тангенса угла $\varepsilon = \varphi$ (при $a = y$) или тангенса угла $\varepsilon = \alpha$ (при $a = z$) будет равна:

$$\text{tg } \varepsilon = \frac{\langle xa \rangle - \langle x \rangle \langle a \rangle}{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}. \quad (7)$$

Вычислив углы φ и α для данного следа, получим оценку тангенса угла θ :

$$\text{tg } \theta = \sqrt{\text{tg}^2 \varphi + \text{tg}^2 \alpha}. \quad (8)$$

Ошибка измерения угла между частицами в интервале 3–8 мрад оказалась около 1.5 мрад. Таким образом, в интересующей нас области углов между α -частицами (порядка 5 мрад) точность наших измерений вполне достаточна для того, чтобы установить наличие интересующего нас явления распада ^8Be на две α -частицы из основного состояния, если считать, что события с углами $\theta_{12} < 8.5$ мрад как раз и относятся к этому каналу.

Несмотря на то что точности измерения координат по осям OY и OZ различны, параметры распределений углов φ и α оказались практически одинаковыми. Оба распределения, как и ожидалось, согласуются с гипотезой выборки их из нормального распределения с константой, вычисленной из радиуса ядра ^{10}B .

На рис. 2 приведены функция ожидаемого нормального распределения углов частиц со средним, равным нулю, и стандартным отклонением 21 мрад, вычисленным из величины константы для радиуса ядра ^{10}B (кривая), и эмпирические функции распределения углов φ и α , полученные в эксперименте. Обратим внимание, что кривая на рис. 2 не есть подгонка экспериментальных распределений этих углов — она была получена до проведения эксперимента.

Сумма квадратов разностей по вертикали между кривой и эмпирической функцией распределения дает величину ω^2 (критерий Крамерса–Мизеса), которая может быть использована для проверки гипотезы согласия эмпирической функции распределения с нормальным распределением. По нашим данным, на 1%-ном доверительном уровне, эта гипотеза принимается для углов как φ , так и α .

Этот результат находится в полном согласии с тем, что был получен в работе [1]. Там экспериментальная величина среднего поперечного импульса дейтронов равна 140 ± 10 МэВ/с, а если оценить ее из величины $r_0 = 1.54$ Фм, то она должна быть равна 145 МэВ/с. Как видим, это неплохое согласие.

Величина $c = \varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2$ для данной выборки событий распределена нормально, со стандартным отклонением $\sigma_c = 39.7 \pm 2.7$ мрад. Таким образом, угловые корреляции частиц в событии не обнаруживаются в эксперименте.

Но тогда вполне естественно, что распределение углов θ хорошо согласуется с гипотезой их выборки из распределения Рэлея. Это означает, что и распределение углов $\theta_{12} = x$ между парами α -частиц при независимом их разлете должно иметь плотность распределения

$$f(x, \sigma) = \frac{x}{\sigma^2} \exp(-x^2/2\sigma^2) \quad (9)$$

и функцию распределения

$$F(x, \sigma) = 1 - \exp(-x^2/2\sigma^2). \quad (10)$$

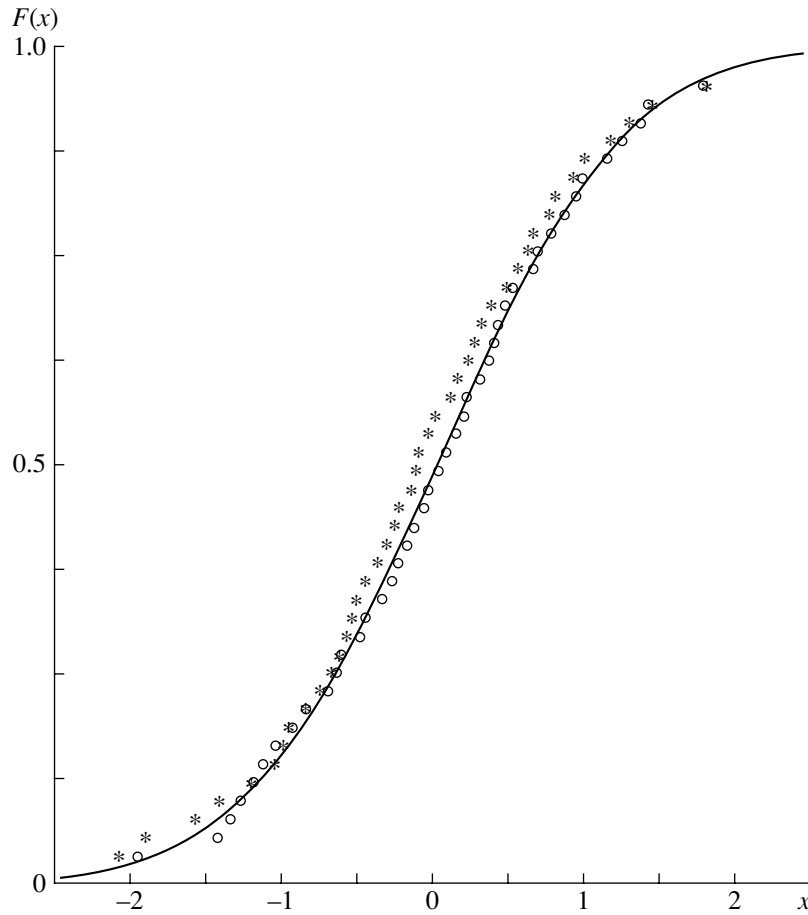


Рис. 2. Функция ожидаемого нормального распределения (кривая) и эмпирические функции распределения углов φ (*) и α (o).

Для оценки параметра σ этого распределения из эксперимента надо исключить углы θ_{12} меньше некоторой величины x_{\min} , так как мы ищем небольшое превышение над этим распределением в области именно малых углов θ_{12} за счет каналов, содержащих ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Надо исключить и углы θ_{12} больше некоторой величины x_{\max} , так как там могут быть редкие события совсем другой природы, например перерасеяние частиц в конечном состоянии. Тогда функция правдоподобия для распределения Релея, обрезанного слева и справа, будет иметь вид

$$L = \prod_{i=1}^{i=N} f(x_i, \sigma) F(x_{\min}, \sigma) [1 - F(x_{\max}, \sigma)]. \quad (11)$$

Чтобы найти оценку интересующего нас параметра σ , надо решить нелинейное уравнение, которое получится, если приравнять к нулю производную от логарифма написанной функции правдоподобия. Результат достигается применением соответствующей процедуры из библиотеки MATHCAD-8 [15].

Зависимость логарифма функции правдоподобия от параметра σ приведена на рис. 3. Максимум L для данной выборки достигается при $\sigma = 31.7 \pm 2.0$ мрад. По рис. 3 можно судить и о величине доверительного интервала оценки параметра. Таким образом, экспериментальная оценка параметра распределения угла между двумя частицами, при исключении из выборки углов между ними от распада ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, практически совпадает с ожидаемой величиной этого параметра при независимом разлете двух частиц.

Так как в эксперименте мы имеем в основном периферические взаимодействия первичных ядер с ядрами в фотоэмульсии, то импульс, переданный первичному ядру как целому, мал. Переданный поперечный импульс еще делится между вторичными фрагментами в соответствии с их массами, и поэтому в эксперименте мы его практически не видим.

Коэффициент азимутальной асимметрии для всех событий в эксперименте равен 0.05 ± 0.03 , а для событий с $\theta_{12} < 8.5$ мрад он оказался равным -0.96 ± 0.04 . Это означает, что для всех событий

Таблица 2. Вычисленные и экспериментальные значения различных величин, характеризующих фрагментацию ядра ^{10}B

| N | Величина | Расчет | Эксперимент |
|-----|--|--------|------------------|
| 1 | $\langle P_{\perp} \rangle$ (^2H) [МэВ/с] | 145 | 140 ± 10 [1] |
| 2 | $\sigma(\varphi) = \sigma(\alpha)$ [мрад] | 21.011 | 20.5 ± 0.7 |
| 3 | $\sigma(\text{Rel}, \theta_{12})$ [мрад] | 29.714 | 31.7 ± 2.0 |
| 4 | $\langle \theta_{12} \rangle$ [мрад] | 37.22 | 34.6 ± 2.2 |
| 5 | $\sigma(\varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2)$ [мрад] | 42.0 | 39.7 ± 2.7 |
| 6 | $N(\theta_{12} < 8.5 \text{ мрад})$ | 36 | 33 |
| 7 | $W(^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha)$ | 0.197 | 0.18 ± 0.03 |
| 8 | $A(^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha)$ | 0 | 0.05 ± 0.03 |
| 9 | $A(^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha)$ | -1.0 | -0.96 ± 0.04 |
| 10 | $\langle \theta_{12} \rangle$ для $\theta_{12} < 8.5 \text{ мрад}$ | 6.3 | 5.6 ± 1.0 |
| 11 | Коэфф. D по Колмогорову | 1.63 | 0.32 |
| 12 | Коэфф. V по Куиперу | 2.0 | 0.88 |
| 13 | ω^2 -Критерий | 0.743 | 0.304 |

корреляции направлений поперечных импульсов отсутствуют, а для событий, связанных с распадом $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, такие корреляции велики.

Наконец, в эксперименте наблюдаются 33 события с углом $\theta_{12} < 8.5$ мрад (вместо ожидаемых 36). Это означает, что в данном эксперименте ве-

роятность наблюдения ядра ^8Be при фрагментации ядра ^{10}B равна $(18 \pm 3)\%$, при ожидаемой 19.7% в расчете.

Если наблюдаемые нами события с $\theta_{12} < 8.5$ мрад действительно генерируются каналом $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, то эмпирическая функция распределения углов θ_{12} данных 33 событий должна совпадать с предполагаемой функцией распределения этих углов в указанном канале. Плотность распределения таких углов приведена на рис. 1.

Для проверки этой гипотезы использовались три непараметрических критерия согласия. Критерий согласия Колмогорова [16] состоит в том, что максимальное отклонение D эмпирической функции распределения от предполагаемой теоретической функции при их согласии на 1%-ном уровне значимости не может превышать 1.63. В эксперименте $D = 0.32$.

Второй, более сильный, но редко используемый экспериментаторами критерий Куипера [17] связан с величиной $V = V^+ - V^-$, равной разности между двумя функциями распределения в одну и в другую сторону. Критическое значение его на том же доверительном уровне есть 2.0. В эксперименте $V = 0.88$. Аналогичный результат получен и при использовании третьего, уже упоминавшегося критерия Крамерса-Мизеса (см. табл. 2)

Таким образом, по всем трем критериям согласия гипотеза о том, что наша выборка из 33 углов $\theta_{12} < 8.5$ мрад имеет функцию распределения

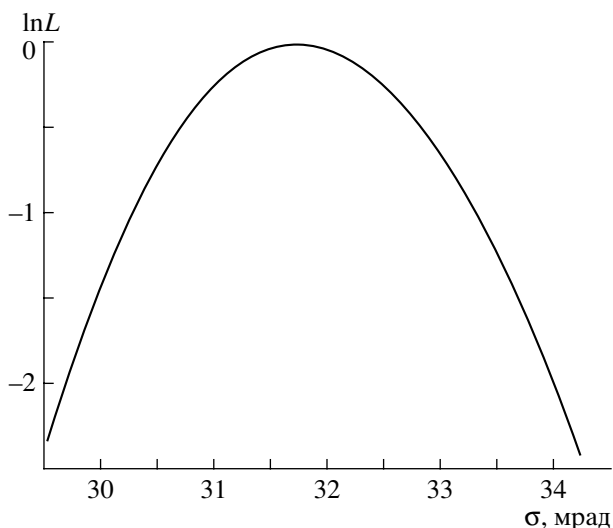


Рис. 3. Зависимость логарифма функции правдоподобия от параметра σ . Горизонтальная линия, проведенная через точку $\ln L = -1$, если спроектировать точки ее пересечения с кривой на ось абсцисс, дает величину доверительного интервала параметра на доверительном уровне 68.3%.

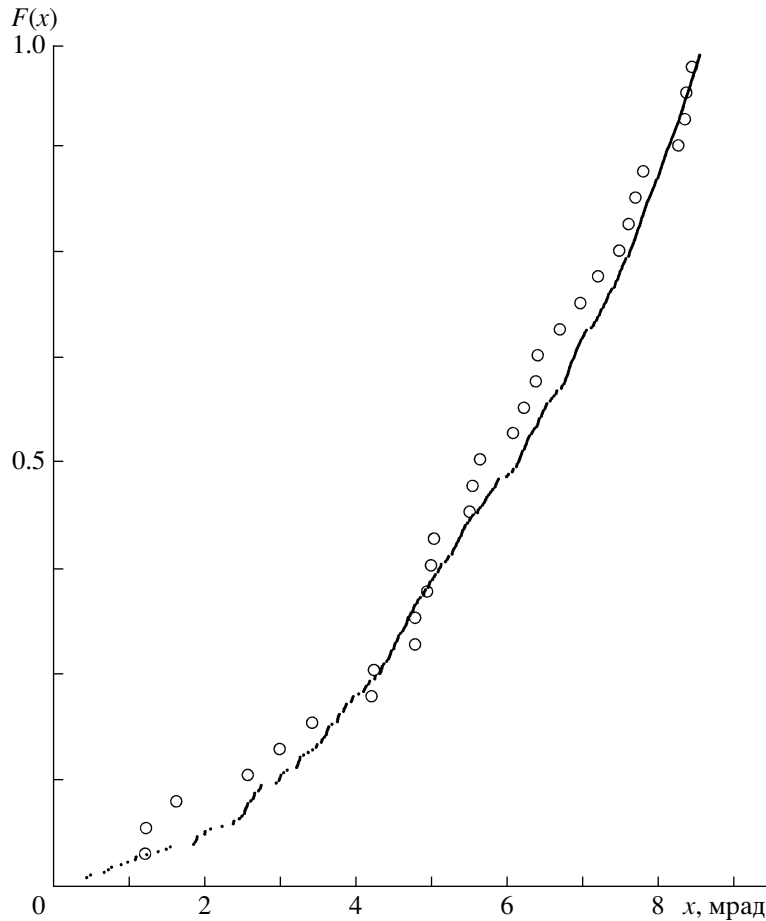


Рис. 4. Эмпирическая функция распределения $F(x) = F(\theta_{12} < x)$ 33 углов (о) и предполагаемая функция распределения углов θ_{12} в процессе ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ (точки).

углов между частицами в процессе ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, не отвергается, это иллюстрируется на рис. 4.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты данной работы суммированы в табл. 2. Все предсказания, полученные априори, экспериментально подтверждены. Выход фрагментов ${}^8\text{Be}$ при фрагментации релятивистского ядра ${}^{10}\text{Be}$ с энергией 10 ГэВ действительно составляет около 2% от всех событий, найденных по следу в фотоэмульсии, или около 20% от тех событий, в которых сумма зарядов вторичных фрагментов равна заряду первичного ядра.

Индивидуальные события, содержащие две α -частицы от распада ${}^8\text{Be}$ в продуктах фрагментации релятивистских ядер, в этом эксперименте обнаружены впервые. При фрагментации релятивистских ядер углерода и кислорода с импульсом 4.1 ГэВ/с на нуклон на три и четыре двухзарядных фрагмента [18, 19] наблюдаемые в эксперименте особенности распределений азимутальных углов

между фрагментами хорошо согласуются с расчетами доли ядер ${}^8\text{Be}$ в них [20] — она оказалась равной $\simeq 30\%$. Вероятно, что в легких ядрах с хорошо выраженной α -частичной структурой эти частицы образуют бозе-конденсат и резонансно взаимодействуют друг с другом, поэтому мы видим ядро ${}^8\text{Be}$. А так как время жизни этого промежуточного состояния велико в сравнении с ядерным временем, то в звездах, когда водород сгорает и концентрация гелия увеличивается, оно начинает играть важную роль в нуклеосинтезе. В частности, через поглощение нейтрона образуется изотоп ${}^9\text{Be}$, по концентрации которого в звездах шаровых скоплений впервые экспериментально был определен возраст нашей Галактики [21]. Таким образом, экспериментальные данные о выходе ядер ${}^8\text{Be}$ при фрагментации легких ядер могут быть востребованы.

Конечно, результаты, приведенные в табл. 2, получены при многих явных и неявных предположениях и могут быть истолкованы только как косвенное их доказательство. Так, можно считать,

что импульс Ферми ядра ^{10}B действительно равен $195 \text{ МэВ}/c$, а константа импульсного распределения нуклонов в этом ядре — около $90 \text{ МэВ}/c$. Атомное ядро действительно можно рассматривать как динамическую систему, и все общие закономерности теории динамических систем к нему применимы. Это дает возможность сделать предсказания, которые, как мы видели, эксперимент подтверждает.

Термодинамический формализм содержится в теории динамических систем. Поэтому обычно используемый язык термодинамики с понятиями энергии возбуждения ядра, температуры возбужденного ядра и т.д. вполне пригоден для феноменологического описания явления фрагментации. Однако за десятилетия использования этого формализма до сих пор еще не удалось с его помощью получить какие-либо предсказания. Очевидно, что дальнейшие исследования процесса фрагментации ядер надо в основном направить на поиски отклонений от предсказаний этой простой картины фрагментации ядер. Теперь, когда мы представляем эту картину в общих чертах, можно углубиться в ее детали.

Авторы выражают благодарность Сотрудничеству BECQUEREL за облучение эмульсии и предоставление возможности выполнения работы, ЛВЭ ОИЯИ за прекрасную химическую обработку эмульсии, Л.Н. Ткач за просмотр и измерение событий, использованных в этой работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. И. Адамович и др., ЯФ **67**, 533 (2004).
2. V. Bradnova *et al.*, ЯФ **66**, 1694 (2003).
3. М. И. Адамович и др., Письма в ЭЧАЯ, № 2 [177], 29 (2003).
4. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (Физматгиз, Москва, 1958), с. 607.
5. J. A. Wheeler, Phys. Rev. **59**, 16 (1941).
6. J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, and E. Yen, Phys. Rev. **188**, 2159 (1969); Р. Фейнман, *Взаимодействие фотонов с адронами* (Мир, Москва, 1975), с. 381.
7. E. J. Moniz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **26**, 445 (1971).
8. F. G. Lepekhin, D. M. Seliverstov, and B. B. Simonov, Eur. Phys. J. A **1**, 137 (1998).
9. Дж. Блатт, В. Вайскопф, *Теоретическая ядерная физика* (ИЛ, Москва, 1954), с. 653.
10. J. S. Goldhaber, Phys. Lett. B **53**, 306 (1974).
11. Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов, Письма в ЖЭТФ **58**, 493 (1993).
12. С. А. Азимов и др., *Множественные процессы при высоких энергиях* (ФАН УзССР, Ташкент, 1976), с. 120.
13. Ф. Г. Лепехин, Письма в ЭЧАЯ, № 3 [112], 25 (2002).
14. Я. Г. Синай, *Динамические системы-2* (ВИНИТИ, Москва, 1985), т. 2, с. 306.
15. В. Дьяконов, *MATHCAD 8/2000: специальный справочник* (Питер, С.-Петербург, 2001), с. 582.
16. W. T. Eadie *et al.*, *Statistical Methods in Experimental Physics* (North-Holland, Amsterdam, London, 1971).
17. К. Мардиа, *Статистический анализ угловых наблюдений* (Наука, Москва, 1978), с. 236.
18. В. В. Белага и др., ЯФ **59**, 869 (1996).
19. Ф. А. Аветян и др., ЯФ **59**, 110 (1996).
20. F. G. Lepekhin, O. V. Levitskaya, and B. B. Simonov, *PNPI Research Report 1998–1999* (PNPI, Gatchina, 2000), p. 165; Preprint No. 2313, PNPI (Gatchina, 1999).
21. European Southern Observatory, Press Release 20/04 (<http://www.eso.org/outreach/press-rel/pr-2004/pr-20-04.html>).

YELDS OF ^8Be FRAGMENTS IN THE ^{10}B FRAGMENTATION IN PHOTOEMULSION AT AN ENERGY OF 1 GeV PER NUCLEON

F. G. Lepekhin, **B. B. Simonov**

It is shown that the channel fraction $^{10}\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ is estimated to be $(18 \pm 3)\%$ and the constants of the distribution over the α -particle angle and over the angle between two α -particles equal to 20.5 ± 0.7 and $31.7 \pm 2.0 \text{ mrad}$, respectively, are in agreement with the calculations carried prior to the experiment on the basis of the limiting fragmentation of relativistic nuclei.