

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЯДРА ^{11}B В ФОТОЭМУЛЬСИИ

© 2007 г. Ф. Г. Лепехин

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина

Поступила в редакцию 17.07.2006 г.; после доработки 05.12.2006 г.

В процессе фрагментации ядер ^{11}B с импульсом 2.75 ГэВ/с на нуклон выделены события с двумя двухзарядными фрагментами, образующимися непосредственно из этого ядра без промежуточного состояния $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. По сигналу кулоновского рассеяния в эмульсии, там, где это было возможно, определены массовые числа двухзарядных фрагментов. Установлено, что измеренная доля изотопа ^6He в эксперименте равна $(9.6 \pm 1.5)\%$, в то время как ожидаемая ее величина $\sim 12\%$. Полученное в эксперименте распределение поперечных импульсов изотопов ^3He и ^4He согласуется с распределением Рэля с константами 110.4 ± 6.0 и 127.5 ± 6.0 МэВ/с. Эти характеристики распределений находятся в согласии с чисто статистическим механизмом фрагментации ядра ^{11}B .

PACS: 25.10.+s

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] апробирована методика выделения индивидуальных событий фрагментации ядер ^{10}B с импульсом 1.7 А ГэВ/с через канал, содержащий ядро ^8Be . Показано, что каскадный механизм фрагментации легких релятивистских ядер реально существует и доля наблюдаемых в эксперименте двухзарядных фрагментов, испускаемых их нестабильными образованиями, называемыми префрагментами [2], не мала. Поэтому для исследования механизма фрагментации релятивистских ядер надо отделить каналы каскадной фрагментации первичного ядра от тех каналов, для которых наиболее вероятно прямое испускание частиц этим ядром. Очевидно, что если изотопы ^3He и ^4He могут быть испущены не только таким префрагментом, как ^8Be , но и ядрами ^5Li и ^5He , то изотоп ^6He , скорее всего, испускается прямо из релятивистского ядра ^{11}B .

Проблема классификации изотопов гелия по их массовым числам не нова. Во многих работах, включая и работу [3], классификация проводилась на основе оценки импульса частицы по ее многократному рассеянию в эмульсии. Однако это очень трудоемкая процедура. К тому же сами величины импульсов фрагментов релятивистских ядер ни для чего больше, кроме как для разделения частиц по массовым числам, не используются. Как показано в работе [4], одну лишь классификацию частиц по их массовым числам можно осуществить с высокой надежностью и при значительно меньшем объеме измерений на следах частиц. Это обстоятельство

и сделало возможным выполнение настоящей работы. Вся информация о данном эксперименте содержится в [5]. Поэтому многие детали получения и обработки экспериментальных данных здесь опущены.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эмульсионная камера была облучена на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ пучком ионов ^{11}B с импульсом 2.75 А ГэВ/с вдоль слоя. Угол наклона пучка ионов к плоскости эмульсии оказался около 7 мрад. Это способствовало хорошей точности оценки углов α в плоскости, перпендикулярной к плоскости эмульсии в системе координат события, когда ось X направлена вдоль импульса первичной частицы. Поиск событий осуществлялся просмотром по следу, что обеспечило представительность выборки. На длине 291 м найдено 1928 неупругих взаимодействий первичного ядра с ядрами в эмульсии. В 373 событиях имелось два двухзарядных фрагмента. Их идентификация для опытного оператора обычно не представляет затруднений. В этих событиях по координатам точек на следах частиц получены оценки углов вылета фрагментов φ и α в плоскости эмульсии и в плоскости, перпендикулярной к ней. Процедура получения этих оценок детально описана в работах [1, 5]. Было проверено, что распределения углов φ и α описываются нормальными распределениями с близкими друг другу константами σ_φ и σ_α . Распределение азимутальных углов $\Psi = \arctg(\varphi/\alpha)$ согласуется с равномерным распределением в интервале от нуля

до 2π . После исключения событий, идущих через образование промежуточного состояния ${}^8\text{Be}$, осталось 281 событие, где две двухзарядные частицы с большой вероятностью вылетают прямо из ядра ${}^{11}\text{B}$. Существенно новые экспериментальные возможности изучения фрагментации релятивистских ядер открылись благодаря появлению методики разделения изотопов гелия, изложенной в работе [4].

Основная идея работы [4] состоит в том, что оценка импульса, или, точнее, величины $p\beta c/Z$, частицы и классификация релятивистских частиц по их массовому числу при известном Z — это две совершенно разные задачи математической статистики. И решать их надо по-разному.

В первом случае необходимо константу K кулоновского рассеяния заряженных частиц в эмульсии определить в отдельном эксперименте [6]. Тогда получим, что

$$p\beta c/Z = K \frac{t^{3/2}}{\sigma(D_C, t)}, \quad (1)$$

где t — расстояние вдоль следа по координате X в методе Фаулера [7], через которое измеряется координата следа Y в N точках, а $\sigma(D_C, t)$ есть константа нормального распределения величин вторых разностей:

$$D_k = (Y_{k-2} - Y_{k-1}) - (Y_{k-1} - Y_k),$$

обусловленных кулоновским рассеянием частицы после прохождения расстояния в эмульсии, равного t . Величина только кулоновского рассеяния в эксперименте не измеряется, а всегда имеется сумма этого полезного сигнала и всякого рода случайных шумов. Величину второй разности, обусловленной только кулоновским рассеянием, можно найти, предполагая, что

$$\sigma^2(D_{\text{exp}}) = \sigma^2(D_C) + \sigma^2(D_{\text{noise}}),$$

т.е. что каждая измеряемая координата Y есть сумма, по меньшей мере, двух случайных нормально распределенных величин со своими дисперсиями.

Определив по (1) величину $p\beta c/Z$, мы можем найти и массовое число фрагмента. Но необходимость исключения случайных шумов при проведении измерений и достижения при этом минимальной ошибки [8], равной

$$\delta(p\beta c/Z) = \frac{0.81 p\beta c}{\sqrt{N}},$$

требует увеличения числа измеряемых участков следа N . Для этого нужны измерения Y -координат на участке следа частицы длиной в несколько сантиметров, часто в нескольких слоях эмульсионной камеры (см. работу [3]).

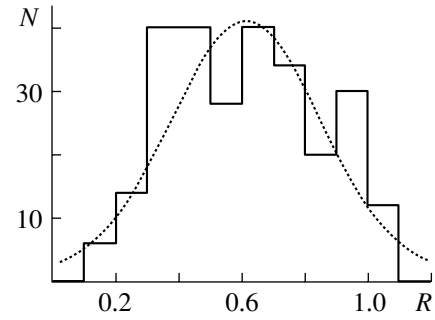


Рис. 1. Распределение безразмерного параметра классификации двухзарядных фрагментов R для α -частиц.

Импульс p фрагмента релятивистского ядра с хорошей точностью равен произведению массового числа фрагмента и импульса (на нуклон) первичного ядра. Поэтому просто классификация частиц по их массовому числу может быть основана на том, что при данном Z зависимость $f[\sigma(D_2), t]$ стандартного отклонения $\sigma(D_2)$ нормально распределенных вторых разностей, непосредственно наблюдаемых в эксперименте от длины ячейки t при разных массовых числах двухзарядных фрагментов хорошо параметризуется полиномом второй степени. Эти зависимости f^A от t легко получить в данной камере для каждого массового числа A при данном Z .

Классификация рабочего следа с неизвестным массовым числом x , но полученной для него зависимостью $f^x[\sigma(D_2), t]$ в эксперименте сводится к следующей процедуре. Находим значения функции f^x в k точках при длинах ячеек t_1, t_2, \dots, t_k . В этих же точках находим значения функции f^A при известных массовых числах двухзарядных фрагментов. После чего вычисляем сумму квадратов разностей, полученных в k точках функций, нормированных на ошибку оценки этой разности. Корень квадратный из этой суммы есть расстояние R в пространстве с k измерениями. Неизвестное массовое число данного фрагмента x найдем по минимуму расстояния

$$R = \sqrt{\sum_{i=1}^k \left\{ \frac{f^{A,i}[\sigma_i(D_2), t_i] - f^{x,i}[\sigma_i(D_2), t_i]}{S_i} \right\}^2} \quad (2)$$

при $A = 3, 4$ или 6 , где величина S_i есть оценка точности измерений в каждой из k точек на двух кривых $f^A[\sigma(D_2), t]$ и $f^x[\sigma(D_2), t]$.

На практике зависимость $f^A[\sigma(D_2), t]$ была получена на следах длиной ~ 2 см в одном слое, а зависимость $f^x[\sigma(D_2), t]$ находилась всего лишь на 6 мм рабочего следа.

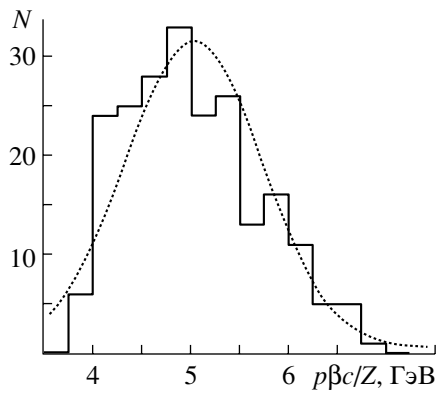


Рис. 2. Распределение величин $p\beta c/Z$ для α -частиц.

Распределение минимальных величин R , по которым была определена принадлежность двухзарядной частицы к одному из трех классов по ее массовому числу, приведено на рис. 1. Это распределение согласуется как с нормальным распределением со средним, равным его стандартному отклонению, так и с аппроксимацией его распределением Пуассона, которое в этом случае дает вероятность наблюдения, например, целого числа десятых долей непрерывной величины R . А это значит, что сам параметр R в данном эксперименте распределен вокруг его среднего значения случайным образом.

Полученные экспериментальные оценки известной величины $p\beta c/Z = 5.0$ ГэВ для уже выделенных α -частиц при определенном $t = 800$ мкм, показаны на рис. 2. Ясно, что если для классификации частиц по их массовым числам использовать измеренную величину импульса частиц, то при данных условиях в распределении экспериментальных оценок импульсов частиц появятся области перекрытия, где эти оценки для частиц с разными массовыми числами будут одинаковыми. Классификация по этому параметру окажется неоднозначной.

Теперь можно перейти к полученным результатам.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Если в эксперименте разделение двухзарядных фрагментов по их массовым числам не производится, то обычно все их считают α -частицами, хотя на самом деле имеется смесь изотопов ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{He}$ с разными весами. Дисперсия распределения проекции импульса частицы с массовым числом A_F на произвольное направление Y в поперечной плоскости согласно [9] есть

$$\sigma^2(Y) = \sigma_0^2 \frac{A_F(A_0 - A_F)}{A_0 - 1}, \quad (3)$$

где $\sigma_0^2 = P_F^2/5$ — дисперсия распределения импульсов нуклонов в ядре с массовым числом A_0 и граничным импульсом Ферми P_F .

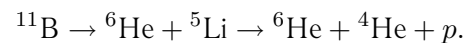
Получаем, что в нашем случае отношение

$$\sigma^2({}^4\text{He})/\sigma^2({}^3\text{He}) = 7/6,$$

т.е. разница между $\sigma({}^4\text{He})$ и $\sigma({}^3\text{He})$ не должна быть велика.

Если считать, что доля изотопа ${}^4\text{He}$ больше доли любого другого изотопа гелия, то действительно допустимо полагать все их α -частицами. Однако это не всегда так: доли изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ при фрагментации ${}^6\text{Li}$, найденные в работе [3], оказались примерно одинаковыми.

В нашем эксперименте число двухзарядных фрагментов с $A = 3, 4$ и 6 оказалось равным 190, 216 и 43. Доля изотопа гелия с массовым числом 6 составила $(9.6 \pm 1.5)\%$. Оценить величину этой доли при фрагментации ядра ${}^{11}\text{B}$ можно, если, следуя работе [10], для всех 105 различных каналов фрагментации этого ядра вычислить их вероятности. Есть только три канала, в которых появляется изотоп ${}^6\text{He}$ и еще одна двухзарядная частица. С вероятностью 2.9% это будет канал



В нем ${}^5\text{Li}$ с большой вероятностью, распадаясь, дает изотоп гелия. Вероятность наблюдения прямого канала с образованием ${}^6\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и протона оказывается равной 3.2%.

Причина сравнительно больших вероятностей этих каналов состоит в том, что энергетический порог для них, $\varepsilon = 15$ МэВ, относительно низок. А кинетические энергии T_1 и T_2 вторичных частиц в с.ц.м. фрагментирующего ядра не могут быть велики, так как дисперсия проекции импульса на произвольное направление в этой системе определяется выражением (3). При одном и том же масштабе импульсов протона и изотопов гелия кинетические энергии последних будут в среднем в несколько раз меньше, чем кинетическая энергия протона.

При расчете вероятности любого канала, как это делается в работе [10], величина

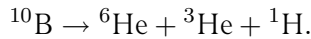
$$\Delta E = \varepsilon + T_1 + T_2$$

входит в показатель экспоненты распределения Гиббса при температуре около 8 МэВ. В результате отношение суммы вероятностей трех каналов фрагментации ядра ${}^{11}\text{B}$ с выходом изотопа ${}^6\text{He}$ к сумме вероятностей наблюдения пары двухзарядных частиц в конечном состоянии с учетом их рождения через каналы с образованием ${}^8\text{Be}$, ${}^5\text{Li}$, ${}^5\text{He}$ оказалось равным около 12%.

Таблица

Характеристика	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$	${}^6\text{He}$
Число следов	190	216	43
$\sigma_\varphi, \sigma_\alpha$, мрад	13.4	11.6	9.9
$\sigma(P_\perp)$ для χ^2 -распределения	110.4	127.5	166.5
Критерий согласия Куипера	1.622	1.998	1.319
Критерий согласия ω^2	0.313	0.470	0.131
$\sigma(\sum P_\perp)$	154.75	184.94	247.3

При фрагментации ядер ${}^{10}\text{B}$ возможен только один канал, содержащий изотоп ${}^6\text{He}$. Это канал



Энергетический порог этого канала около 28 МэВ, частиц в конечном состоянии — три, причем одна из них протон. Сумма их кинетических энергий в с.ц.м. фрагментирующего ядра и порога реакции, равная ΔE , оказывается настолько большой, что снижает вероятность наблюдения канала до 0.63%.

Ядро ${}^{11}\text{B}$ как источник изотопа ${}^6\text{He}$ оказалось уникальным. Скорее всего, ни одно другое ядро такого большого выхода этого изотопа не имеет.

Основные характеристики полученных распределений поперечных импульсов изотопов гелия приведены в таблице.

Во второй строке таблицы представлены вместе константы нормальных распределений углов φ и α , так как они оказались практически одинаковыми. Гипотеза согласия этих распределений для трех изотопов гелия, а также всех приводимых далее распределений с эмпирическими функциями распределения проверялась по трем критериям согласия: по критерию Колмогорова [11], ω^2 -критерию [11] и менее известному критерию Куипера [12]. Критические значения их на 1%-ном уровне значимости равны: 1.67, 0.743 и 2.001. Экспериментальные величины для тех распределений, которые приведены в настоящей работе, всегда меньше этих критических величин (см. таблицу).

Полученные результаты иллюстрируются и представленными рисунками. На рис. 3 приведено распределение поперечных импульсов фрагментов, идентифицированных как изотоп ${}^4\text{He}$, а на рис. 4 показано распределение векторной суммы поперечных импульсов пары двухзарядных частиц в одном событии. Если для однородного распределения двух независимых α -частиц в событии константа $\sigma(P_\perp) = 127.0$ МэВ/с, то константа распределения их векторной суммы при независимом разлете частиц должна быть равна $\sigma(\sum P_\perp) = 180.0$ МэВ/с. В эксперименте она равна 185 ± 9 МэВ/с.

Указание на независимость испускания частиц при фрагментации релятивистских ядер получено и в работе [1]. Показано, что величина, равная сумме углов φ и α двух частиц в одном событии, имеет стандартное отклонение $\sigma(\alpha_1 + \alpha_2 + \varphi_1 + \varphi_2)$ ровно в 2 раза больше величины σ для каждого из этих углов, что и соответствует случаю двух некоррелированных между собой частиц. Но независимыми друг от друга они быть не могут, если возникают при распаде некоторой возбужденной системы на две, три, или даже четыре частицы. Этот факт хорошо укладывается в представление о механизме холодной фрагментации релятивистских ядер, изложенной в работе [13]. Иллюзия независимого испускания возникает вследствие того, что наши два фрагмента выбираются из неопределенного числа виртуальных частиц, для которых справедлив закон сохранения импульса и обеспечиваются кинематические корреляции. Просто мы их не видим.

Если справедливо соотношение (3), то, определив в эксперименте поперечный импульс и массовое число фрагмента, можно найти величину

$$X = \frac{P_0 \operatorname{tg} \varphi \sqrt{A_F}}{A_0 - 1}. \quad (4)$$

Она должна быть распределена нормально со средним, равным нулю, и дисперсией $\sigma_0^2 = P_F^2/5$. В работе [14] было показано, что определенная таким образом величина при использовании более 6000 фрагментов релятивистского ядра ${}^{22}\text{Ne}$ согласуется с экспериментом [15] по определению импульса Ферми для рассеяния электронов на ядрах. Температура вырожденного состояния нуклонов в ядре есть $T = \sigma_0^2/m_N$, где m_N — это масса нуклона в ядре.

Распределение величин X , полученное в настоящем эксперименте, приведено на рис. 5. Величина σ_0 в эксперименте оказалась равной $76.4 \pm \pm 2.5$ МэВ/с. Она используется при расчете абсолютных вероятностей каналов фрагментации ядра ${}^{11}\text{B}$ по методу работы [10].

Так как в данном эксперименте известны поперечные импульсы и массовые числа изотопов гелия, то можно оценить и кинетическую энергию поперечного движения фрагментов, которую часто используют для определения инвариантной массы и энергии возбуждения системы испускающей фрагменты.

4. ОБ ИНВАРИАНТНОЙ МАССЕ

В работах [16, 17] утверждается, что энергия возбуждения системы фрагментов может быть

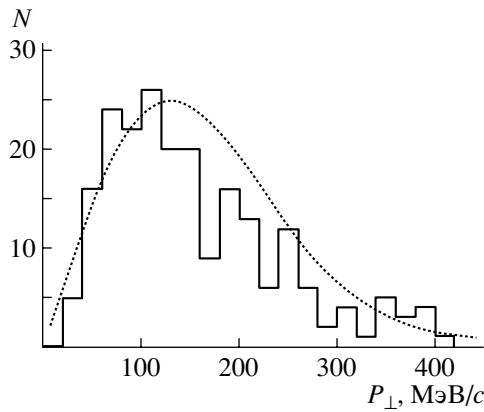


Рис. 3. Распределение поперечных импульсов P_{\perp} двухзарядных фрагментов, идентифицированных как ${}^4\text{He}$.

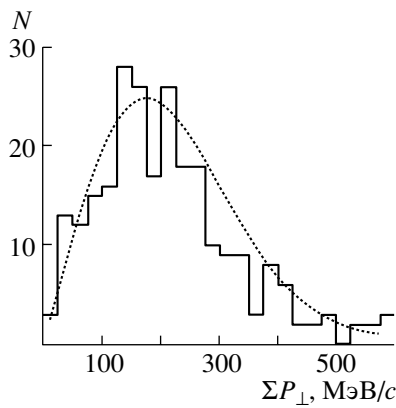


Рис. 4. Распределение векторной суммы поперечных импульсов ΣP_{\perp} двухзарядных фрагментов.

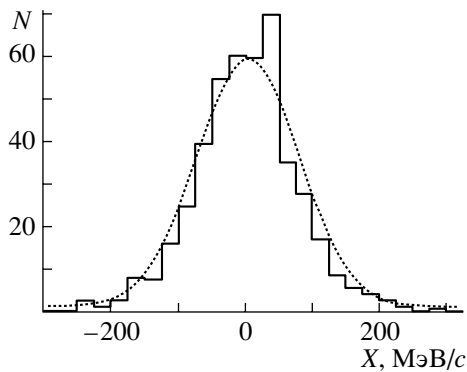


Рис. 5. Распределение величин X для частиц, идентифицированных как ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$.

определена как разница между инвариантной массой фрагментирующей системы и массой первичного ядра. Более того, в [17] по этой разнице оцениваются даже уровни возбуждения первичного

ядра при фрагментации ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^2\text{H}$. Результаты таких исследований представлены во многих работах Сотрудничества BECQUEREL [18], где приводятся и формулы для получения этой энергии возбуждения через инвариантную массу:

$$M^{*2} = \sum (\mathbf{P}_i \cdot \mathbf{P}_k), \quad (5)$$

и тогда энергия возбуждения есть

$$Q = M^* - \sum m, \quad (6)$$

$\sum m$ — сумма масс покоя фрагментов в событии.

Но фактически эти формулы в фотоэмульсионных работах реализовать не удастся. Из формул (5), (6) видно, что интересующая нас величина находится как разность двух больших чисел, порядка 10^4 МэВ. Значит, относительная погрешность оценки инвариантной массы должна быть порядка 10^{-4} . Сумма масс покоя фрагментов и инвариантная масса у нас с этой точностью одинаковы. А вот, например, инвариантная масса ρ -мезона превосходит сумму масс двух π -мезонов, на которые он распадается, более чем в 2 раза.

По величине M^* из (5) не всегда можно вычислить энергию возбуждения по формуле (6). Если инвариантная масса любого числа частиц существует всегда, то назвать разность (6) энергией возбуждения системы можно только тогда, когда вероятность наблюдения эффективной массы этой системы будет больше вероятности ее наблюдения по фазовому объему, если время ее существования будет больше характерного ядерного времени. Кроме образования α -частиц через канал ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, наличие которого установлено в [1], никаких других резонансных состояний системы фрагментов еще не установлено, хотя существование их и не исключено.

Сами величины инвариантных масс возбужденных ядер, определенных в фотоэмульсионном эксперименте, никогда не приводились по той простой причине, что определить их в наших экспериментах невозможно. Для того чтобы это сделать, надо знать все четыре проекции 4-импульсов P_i и P_k , а в эксперименте для каждого из них мы знаем только две проекции поперечного импульса на два произвольных и взаимно перпендикулярных направления. По ним находятся поперечный импульс и кинетическая энергия поперечного движения фрагмента. Вместо суммы полных кинетических энергий фрагментов в их с.ц.и. находят только сумму их кинетических энергий в поперечной плоскости, принимая ее за энергию возбуждения системы фрагментов.

Для распада ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ вместо правильной величины $Q = M_{2\alpha}^* - 2m_{\alpha}$ используют величину

$$(P_{\alpha}^2/m_{\alpha}) \cdot \sin^2(\theta_{12}/2),$$

где θ_{12} — угол между двумя α -частицами в эмульсии. Очевидно, что, если $\theta_{12} = 0$, то и энергия возбуждения, определенная таким образом, равна нулю. Но истинная величина ее, как известно, всегда равна 92 кэВ и от угла между частицами в л.с. не зависит.

По приведенным выше причинам никто и никогда еще энергию возбуждения системы фрагментов в эмульсионных экспериментах не определял. Моделированием можно легко показать, что если даже в системе фрагментов и есть уровень, или резонанс, то, регистрируя только поперечные импульсы фрагментов, мы никакого максимума в энергии поперечного движения фрагментов не получим. Хотя если число событий и число каналов гистограммы сравнимы, как в работе [17], то в интервале до 10 МэВ обязательно появятся группы из нескольких событий. А так как в этом же интервале всегда есть уровни у многих легких ядер, то случайное совпадение некоторых из этих групп с каким-то уровнем ядра возможно. При увеличении статистики все эти эффекты, конечно, исчезнут.

Из приведенных формул ясно, что изображением интегрального распределения вероятности наблюдения экспериментальной величины больше данной Q будет прямая линия в логарифмическом масштабе (аналогично интегральному распределению величины P_{\perp}^2 , которая, собственно, и определяет величину Q в нашем эксперименте).

Точно так же эмульсионные данные и о расстоянии между парами частиц в пространстве четырехмерных скоростей (предложенном в [19] для классификации ядерных взаимодействий):

$$b_{ik} = -(u_i - u_k) = 2 \left(\frac{E_i E_k - p_i p_k \cos \theta_{12}}{m_i m_k} - 1 \right), \quad (7)$$

не дают никакой новой информации, поскольку в нашем эксперименте нет полных энергий и полных импульсов вторичных частиц. Замена их на величины в поперечной плоскости приводит для двух α -частиц к экспериментальной оценке этой величины:

$$b_{ik} = \left(\frac{2P_{\alpha}}{m_{\alpha}} \sin \frac{\theta_{12}}{2} \right)^2, \quad (8)$$

и так же, как и в предыдущем случае, на практике приходим к распределению угла θ_{12} между следами фрагментов.

Обратимся к нашему эксперименту. Его отличие от других экспериментов состоит в том, что массовые числа наблюдаемых фрагментов с $Z = 2$ известны. Поэтому в общем случае у нас массы двухзарядных фрагментов в событии разные. Оценку Q получаем как сумму кинетических энергий двух частиц в поперечной плоскости. Результат

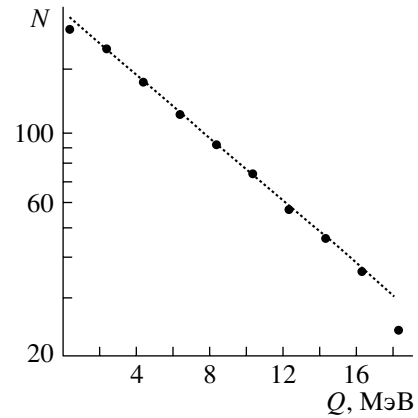


Рис. 6. Интегральное распределение величин Q , равных сумме кинетических энергий двухзарядных фрагментов в поперечной плоскости, для событий, в которых массовые числа изотопов гелия были определены.

приведен на рис. 6 в виде зависимости числа частиц, имеющих величину Q больше данной (в логарифмическом масштабе), т.е. ожидаемая линейная зависимость в эксперименте действительно имеется. Но это не энергия возбуждения, а знакомая нам интегральная зависимость наблюдения квадрата поперечного импульса частиц больше данного. Последнее обстоятельство обусловлено тем, что распределение самих поперечных импульсов согласуется с χ^2 -распределением, что уже было продемонстрировано на рис. 3.

По сравнению с результатом на рис. 3 ни распределение по энергии возбуждения Q , ни распределение по инвариантной переменной b_{ik} , получаемые в фотоэмульсионном эксперименте, никакой новой информации не содержат.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование предложенного метода классификации изотопов гелия по их массовым числам позволило в камере, облученной ионами ^{11}B с импульсом 2.75 А ГэВ/с установить доли изотопов ^3He , ^4He , ^6He . Доля изотопа ^6He , полученная в эксперименте, находится в согласии с ее расчетной величиной.

Распределения поперечных импульсов групп двухзарядных фрагментов находятся в согласии с их ожидаемыми распределениями в рамках простейшей статистической модели фрагментации релятивистских ядер. После того как из экспериментального набора событий были удалены проходившие через промежуточное состояние $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, никаких указаний на кинематические или динамические корреляции поперечных импульсов фрагментов получить не удалось. Все выглядит так, как будто две двухзарядные частицы покидают

ядро ^{11}B в поперечной плоскости независимо друг от друга.

Показано, что константа σ_0 , определяющая импульсное распределение нуклонов в ядре ^{11}B до его взаимодействия с ядром в эмульсии и его холодной фрагментации, не отличается от такой же величины для ядер ^{10}B .

Эти результаты свидетельствуют, что, во-первых, метод классификации изотопов гелия по их массовым числам работает и, во-вторых, мы в основном правильно представляем себе механизм фрагментации релятивистского ядра. Для более глубокого его понимания необходимо отделить каскадную фрагментацию, идущую через различные префрагменты, от прямой фрагментации и наблюдаемые частицы.

Представление о том, что процесс фрагментации релятивистского ядра идет через стадию распада возбужденного ядра, противоречит экспериментальному факту независимого испускания двухзарядных фрагментов, установленному в настоящей работе. В работах [13, 20] указан другой возможный путь передачи необходимой для этого энергии.

Я выражаю благодарность Л.Н. Ткач за тот труд, который ею вложен в измерение характеристик следов в эмульсии. Конечно, эта работа могла быть выполнена только благодаря помощи сотрудничества ВЕСQUEREL, работе многих сотрудников ЛВЭ ОИЯИ, которые облучали камеру на пучке, обработали ее и предоставили для работы в ПИЯФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов, ЯФ **68**, 2101 (2005).
2. J. Hufner, Phys. Rep. **125**, 129 (1985).
3. F. G. Lepekhin, D. M. Seliverstov, and B. B. Simonov, Eur. Phys. J. A **1**, 137 (1998).
4. Ф. Г. Лепехин, Препринт № 2662, ПИЯФ (Гатчина, 2006), с. 11.
5. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/b11pre.htm>
6. В. Г. Воинов, И. Я. Часников, *Множественное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях* (Наука, Алма-Ата, 1969), с. 130.
7. P. H. Fowler, Philos. Mag. **41**, 169 (1950).
8. S. Biswas, E. C. Georg, and M. S. Swamy, Nuovo Cimento Suppl. **12**, 361 (1954).
9. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. B **53**, 306 (1974).
10. Ф. Г. Лепехин, Письма в ЭЧАЯ, № 3 [112], 25 (2002).
11. В. Идье и др., *Статистические методы в экспериментальной физике* (Атомиздат, Москва, 1976), с. 355.
12. К. Мардиа, *Статистический анализ угловых наблюдений* (Наука, Москва, 1978), с. 236.
13. Ф. Г. Лепехин, в сб.: *Физика атомного ядра и элементарных частиц, Материалы 31-й Зимней школы ПИЯФ* (Изд-во ПИЯФ, С.-Петербург, 1997), с. 315.
14. Ф. Г. Лепехин, в сб.: *Основные результаты научных исследований 1990–1991* (Изд-во ПИЯФ, С.-Петербург, 1992), с. 80.
15. E. J. Monitz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **26**, 445 (1971).
16. Н. П. Андреева и др., ЯФ **68**, 484 (2005).
17. М. И. Адамович и др., ЯФ **62**, 1461 (1999).
18. <http://becquerel.lhe.jinr.ru/text/Papers/>
19. A. M. Baldin and L. A. Didenko, Fortsch. Phys. **38**, 261 (1990).
20. K. Geiger, Phys. Rep. **256**, 237 (1995).

SOME PECULIARITIES THE FRAGMENTATION OF THE RELATIVISTIC NUCLEI ^{11}B IN PHOTOEMULSION

F. G. Lepekhin

In the process of fragmentation of the relativistic nuclei ^{11}B at the momentum $2.75 A \text{ GeV}/c$, the events were separated with two double-charge fragments formed immediately from nuclei ^{11}B , without their cascade origin through the fragmentation channel $^{11}\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + all \rightarrow 2\alpha + all$. For some of these particles, using the signal of the Coulomb multiple scattering, their mass numbers were defined. It is established that the ^6He -isotope percentage in the experiment is equal to $(9.6 \pm 1.5)\%$, while the calculated probability is about 12%. The constants of the χ^2 distribution of the transverse momentum of ^3He and ^4He isotopes are equal to 110.4 ± 6.0 and $127.5 \pm 6.0 \text{ MeV}/c$. These distribution characteristics are in a good agreement with the statistical mechanism of the fragmentation of the ^{11}B nuclei.