ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 1995, том 58, № 5, с. 881 - 887

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ^{6}Li С ИМПУЛЬСОМ 4.5*A* ГэВ/*c* В ФОТОЭМУЛЬСИИ

© 1995 г. Ф. Г. Лепехин, Д. М. Селиверстов, Б. Б. Симонов

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина

Поступила в редакцию 11.03.94 г.

Даны оценки выходов изотопов водорода и гелия при фрагментации ядер ^{6}Li с импульсом 4.5*A* ГэВ/*c* на ядрах фотоэмульсии. Получены доказательства существования процесса обмена нуклонами между релятивистским ядром и ядром мишени. Из распределений проекций поперечных импульсов фрагментов на плоскость эмульсии для ядра ^{6}Li получено значение импульса Ферми нуклонов 111 ± 6 МэВ/*c*. Размеры области, из которой рождаются фрагменты с $Z = 2$, примерно в 2 раза меньше размеров области для фрагментов с $Z = 1$. Данные по величине поперечных импульсов фрагментов в системе покоя двух фрагментов не подтверждают гипотезу о существовании стадии возбуждения префрагментов в данной реакции.

1. ВВЕДЕНИЕ

Фрагментация релятивистских ядер является источником информации об их структуре. В ряде экспериментальных работ, выполненных с помощью электронной методики [1 - 3] и в фотоэмульсиях [4, 5], было показано, что статистический механизм холодной фрагментации [6, 7] в целом выполняется. В фотоэмульсиях это было прослежено до $A = 32$ при импульсе 200*A* ГэВ/*c* [8], что позволяет по экспериментально определяемой константе σ_0 в рэлеевском распределении поперечных импульсов фрагментов релятивистского ядра оценить импульс Ферми нуклонов этого ядра $p_F = \sqrt{5}\sigma_0$.

Проекция поперечного импульса фрагмента на произвольное направление в поперечной плоскости распределена нормально с дисперсией, пропорциональной σ_0^2 [5]. В фотоэмульсионном эксперименте таким направлением является ось $0Y$, перпендикулярная направлению первичного импульса $\mathbf{p}_0$ (ось $0X$) и лежащая в плоскости эмульсии.

Точность измерений координат в этом направлении в фотоэмульсии исследована в работе [9]. Она состоит из ошибки установки нити или биштриха окулярного микрометра на центр оптического изображения зерна фотоэмульсии (0.016 мкм) и ошибки, обусловленной отклонением центра проявленного зерна от истинной траектории частицы (0.2 мкм). При многократном и автоматическом съеме координат суммарная ошибка снижается. По нашей оценке, она приближенно равна 0.02 - 0.03 мкм. Это позволяет оценить σ_0 и p_F значительно лучше, чем это сделано в электронных экспериментах [10].

Ядро ^{6}Li представляет особый интерес. У него нет области с постоянной ядерной плотностью. Импульс Ферми его нуклонов заметно меньше, чем у таких ядер, как углерод, азот, кислород и неон. От никеля до свинца $p_F = 260 - 265$ МэВ/*c* и почти не зависит от *A*. Поэтому фрагментация легчайших ядер как инструмент исследования структуры ядра более интересна, чем фрагментация тяжелых ядер. В случае фрагментации ^{6}Li заряженными фрагментами могут быть только изотопы водорода и гелия. Их идентификация в фотоэмульсии отличается высокой надежностью, а экспериментальные данные о фрагментации ^{6}Li отсутствуют.

В работе описываются условия и методика эксперимента. Дается оценка точностей измерения углов, лежащих в основе получения величин проекций поперечных импульсов. Представлены оценки импульса по многократному рассеянию и надежность разделения изотопов водорода и гелия по этим измерениям. Обсуждается возможный механизм образования ^{6}He из ядра ^{6}Li и приведены экспериментальные доказательства его существования. По результатам измерений проекций поперечных импульсов фрагментов на плоскость эмульсии дается оценка величины импульса Ферми нуклонов ядра ^{6}Li и относительные размеры областей, из которых испускаются протоны и α-частицы. Наконец, показано, что отношение $\eta = \bar{p}_\perp(\text{л. с.})/\bar{p}_\perp^*(\text{с. ц. и. 1–2})$ не отличается от предсказываемой величины для независимого разлета фрагментов ($\simeq \sqrt{2}$).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Фотоэмульсионная камера из слоев эмульсии БР-2 НИИхимфотопроект толщиной 600 мкм, размером 10×20 см^2 облучена на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ (Дубна) пучком ионов ^{6}Li с импульсом 4.5 ГэВ/*c* на нуклон. Поиск событий

осуществлялся просмотром вдоль следа, что обеспечивало представительность выборки. Ожидаемый средний свободный пробег $\langle l \rangle$ по формуле Брадта–Питерса [11] для нашей эмульсии 16.53 см. Расчетное сечение на ядрах эмульсии 766 мбн. В работе [12] на вторичных частицах с $Z = 3$ получено $\langle l \rangle = 13.8 \pm 0.4$ см, а в нашем эксперименте $\langle l \rangle = 14.6 \pm 0.5$ см. Всего просмотрено 108.049 м следов и найдено 738 событий. 546 событий содержали фрагменты первичного ядра ^{6}Li. Пригодными для измерений из них оказались 473 события, которые и будут далее обсуждаться. Оставшиеся 73 события было невозможно измерить и они были отброшены по следующим причинам:

1) наличие дефектов в виде пятен почернения или деформации эмульсии в рабочем диапазоне слоя вблизи центра события;

2) попадание первичных или вторичных следов на изображение маркировочной сетки эмульсионного слоя. Но эти потери не изменили представительности выборки.

В полезных 473 событиях были определены

а) заряд фрагмента Z;

б) углы φ и α фрагмента в плоскостях $X0Y$ и $X0Z$ с $\mathbf{p}_0$, направленным по оси $0X$;

в) величина $p\beta c$ и ее ошибка $\Delta p\beta c$ – по измерению многократного рассеяния;

г) углы между парами фрагментов θ_{12} (θ_{23}, θ_{13}) для событий, содержащих два и три фрагмента.

Кратко рассмотрим использованные методы измерения этих величин, их надежность и достигнутые точности.

Фрагменты ядра-снаряда с $Z = 1$ отделялись от фрагментов с $Z = 2$ и 3 визуально, так как однократная ионизация (25 - 30 зерен на 100 мкм) надежно отличается от четырех- и девятикратной.

Заряд частицы $Z = 2$ определялся счетом δ-электронов при нормировке на след первичной частицы. Ошибка единичного измерения заряда $Z = 2$ по счету δ-электронов оказалась равной 0.2. Таким образом, вероятность того, что эта частица имеет $Z = 3$, составляет 1.3×10^{-3}. Кроме того, из всех 184 частиц с $Z = 2$ 130 частиц сопровождаются однозарядными фрагментами и для них эта вероятность будет еще меньше.

Углы вылета фрагментов измерялись на микроскопе МПЭ-11 с использованием стола для измерения многократного рассеяния с фторопластовыми направляющими. Шум стола, определенный многолучевым интерферометром, был равен 0.02 мкм на ячейке 500 мкм. Микроскоп оснащен датчиками координат по осям X, Y, Z, показания с которых по команде оператора поступают на персональный компьютер, где и происходит их обработка. На каждом следе, включая первичный, записываются координаты десяти точек через $\simeq 100$ мкм по оси X. В плоскостях $X0Y$ и $X0Z$ методом наименьших квадратов вычислялись углы φ и α в системе координат, где вектор $\mathbf{p}_0$ имеет $\varphi_0 = 0°$ и $\alpha_0 = 0°$.

Фотоэмульсионный слой до начала измерения каждого события выставлялся так, чтобы отклонение первичного следа от оси микроскопа $0X$ на длине 2 - 5 мм было бы минимальным и в вертикальной, и в горизонтальной плоскостях. Это сильно уменьшало ошибку измерения нулевого угла.

В горизонтальной плоскости это достигалось поворотом стола микроскопа вокруг оптической оси объектива, а в вертикальной плоскости – установкой на столе микроскопа клина переменной толщины под край стеклянной подложки, на которой наклеен эмульсионный слой. Среднеквадратичное отклонение угла $\varphi_0 = 0°$ получилось 0.32 мрад, что соответствует ошибке проекции поперечного импульса фрагмента-протона на плоскость эмульсии 1.45 ± 0.07 МэВ/c. Эта величина в ~2 раза меньше статистической ошибки измеряемой величины и ею можно пренебречь. Ошибка же в другом направлении в поперечной плоскости (в направлении $0Z$) оказалась равной 64.1 ± 1.3 МэВ/c, т.е. она сравнима с самой величиной поперечного импульса. Такое сильное расхождение в измерении координат Y и Z обусловлено самой природой фотоэмульсионного эксперимента, а не спецификой только нашего эксперимента. Достичь повышения точности за счет увеличения базы измерения (>1 мм) в нашем эксперименте невозможно – мешают ложное и кулоновское рассеяния, дисторсии эмульсии.

Многократное рассеяние фрагментов измерялось на максимально доступной длине следа в эмульсионной камере прослеживанием его из слоя в слой (до ~10 см), с записью y-координат через $t = 1000$ мкм по оси X. Ложное рассеяние исключалось по величине отношения средних величин модулей третьих и вторых разностей (ρ-метод) [13]. Сигнал кулоновского рассеяния должен быть >0.3 мкм. Длина ячейки для выполнения этих условий увеличивалась. Окончательный результат чаще всего получался на ячейках 2 и 3 мм.

Для оценки поперечного импульса в с. ц. и. двух фрагментов по их инвариантной массе необходим угол θ_{12} (θ_{23}, θ_{13}) между двумя следами в событиях с двумя и тремя фрагментами. Конечно, эти углы легко можно получить из углов φ и α двух фрагментов, но точность, которая при этом получается, в ~2 раза меньше, чем при непосредственном измерении этого парного угла по десяти точкам на каждом следе. Один из них теперь является "первичным".

Таким образом, в нашем эксперименте точности как геометрических, так и импульсных характеристик вторичных частиц при взаимодействии релятивистского ядра ^{6}Li с ядрами в фотоэмульсии близки к предельно достижимым для фотоэмульсионного эксперимента. Это будет видно и из результатов, которые представлены в следующем разделе.

3. ИЗОТОПНЫЙ СОСТАВ ФРАГМЕНТОВ

Относительное содержание изотопов водорода и гелия, образующихся при фрагментации релятивистских ядер, интересно не только для ядерной физики, но и в астрофизике, физике космических лучей [14, 15]. В этом эксперименте классификация изотопов произведена по результатам измерения заряда частицы Z и величины $p\beta c$ с ошибкой $\Delta p\beta c$. В основе классификации лежат физические соображения. Так, заряд частицы Z мы определяем с вероятностью, равной единице. А фрагменты с данным Z имеют значения $p\beta c$, кратные $p_0 \simeq 4.3$ ГэВ. Кратность равна массовому числу фрагмента A и для фрагментов с $Z = 1$ может принимать значения только 1, 2 или 3.

Базовая идея классификации [16], согласно которой данное наблюдение $p\beta c$ следует отнести к той генеральной совокупности, в которой оно наиболее правдоподобно, у нас реализуется в процедуре нахождения A по минимуму величины $t = |p\beta c - p_0 A|/\Delta p\beta c$, где A принимает значения 1, 2, 3 ($Z = 1$). Для любого распределения оценок $p\beta c$ вокруг истинной ее величины вероятность иметь данное A тем больше, чем ближе измеренная величина $p\beta c$ к данному номиналу $p_0 A$ в единицах $\Delta p\beta c$.

Для частиц с $Z = 2$ при нахождении минимума t массовое число A принимает значения 3, 4 и 6.

Конечно, фрагменты, отнесенные по такой классификации к данному A, не будут иметь одинаковые веса. Поэтому при гистограммировании в соответствующий канал добавлялась не единица для каждого события, как было бы при равных их весах, а вес данного события

$$w = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta p\beta c}\exp\left[-\frac{(p\beta c - p_0 A)^2}{2(\Delta p\beta c)^2}\right].$$

Мы имеем три возможности оценить доли изотопов при данном Z. Во-первых, это непосредственное отношение числа событий с данным A к общему числу событий с данным Z: $C = N(A)/N_Z$. Во-вторых, эту же величину можно получить как отношение суммы всех весов событий с данными A к сумме всех весов событий с данными Z: $C = (\sum w)_A / \sum(\sum w)_A$. В этом случае учитывается, что данное событие к данному классу принадлежит с некоторой вероятностью $W < 1$, а с вероятностью $1 - W$ оно же принадлежит двум другим классам.

Наконец, построив гистограмму, мы имеем возможность описать ее для каждого Z смесью трех нормальных распределений с восемью свободными параметрами ($C_1, C_2, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \bar{p}_1, \bar{p}_2$ и $\bar{p}_3$), минимизируя сумму квадратов отклонений наблюдаемых и вычисляемых вероятностей нахождения событий в каждом канале гистограммы. Оценка доли событий C_1, C_2 с данными A_1, A_2 осуществляется по МНК.

Результаты всех этих оценок приведены в табл. 1.

Величина $\langle p\beta c\rangle_A$ – средневзвешенное значение и ее ошибка $\Delta p\beta c$ для данного изотопа при первом, индивидуальном разделении фрагментов. Она уже показывает, что измерения $p\beta c$ и классификация вполне надежны. Доли изотопов ^{1}H(^{3}He) и ^{2}H(^{4}He) примерно одинаковы и не зависят от способа оценки C.

Интересно сравнить данные по фрагментации релятивистского ядра ^{6}Li на ^{3}He и ^{4}He с результатами выходов этих же изотопов в реакциях фрагментации мишеней (Ni, Ag, Sn, Au, U) под действием протонов с энергией 1 ГэВ [17]. Даже при фрагментации ядер ^{58}Ni и ^{112}Sn с $N/Z = 1$ выход ^{3}He составляет менее 10% по отношению к ^{4}He. Такое сильное обогащение продуктов фрагментации ^{6}Li изотопами ^{3}He, впервые отмеченное в данной работе, кажется интересным и требует своего объяснения. Сходны с результатом настоящей работы и примерно одинаковы выходы ^{3}He и ^{4}He, полученные при фрагментации релятивистских ядер ^{12}C и ^{16}O [1].

Доля ^{3}H больше доли ^{6}He в ~2 раза, но оценки эти очень грубы. Все же факт наличия изотопа ^{6}He среди двухзарядных фрагментов можно считать установленным.

Более наглядно это может быть иллюстрировано на рис. 1, где семь частиц с $Z = 2$ (нижняя часть

Таблица 1

Параметр	$Z = 1$			$Z = 2$		
	^{1}H	^{2}H	^{3}H	^{3}He	^{4}He	^{6}He
$N(A)$	114	108	22	88	96	7
$\langle p\beta c\rangle_A$	4.3 ± 0.6	8.2 ± 0.7	11.5 ± 1	12.9 ± 1.3	16.9 ± 1.5	23.6 ± 4.0
$C = N(A)/N_Z$, %	47 ± 3	44 ± 3	9	46 ± 4	50 ± 4	4
$C = \Sigma w/\Sigma\Sigma$, %	53 ± 4	43 ± 3	3	50 ± 4	49 ± 4	1
C(МНК), %	49 ± 4	38 ± 3	13	51 ± 4	47 ± 4	2

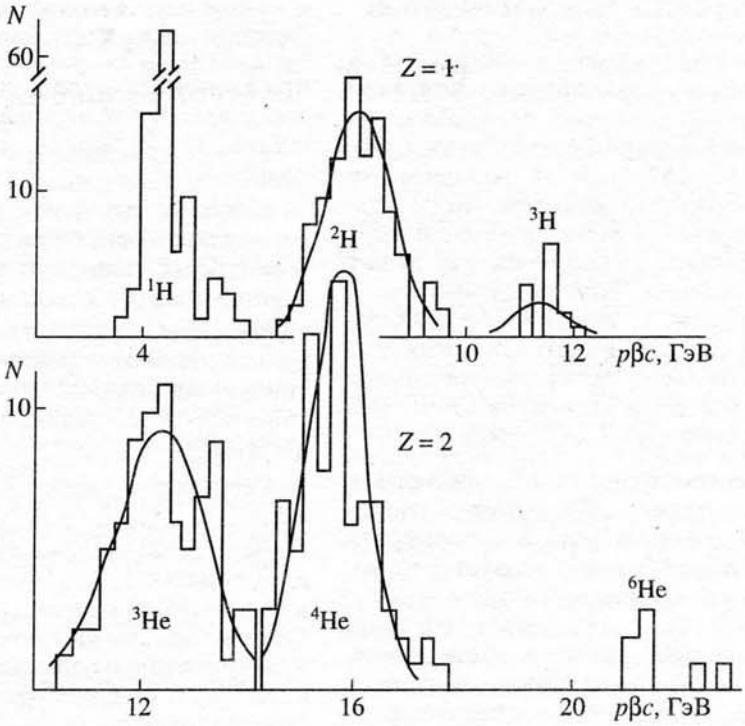

Рис. 1. Разделение изотопа водорода (верхняя часть) и гелия по измерениям $p\beta c$. Гистограммы – эксперимент, кривые – нормальные распределения, полученные по МНК.

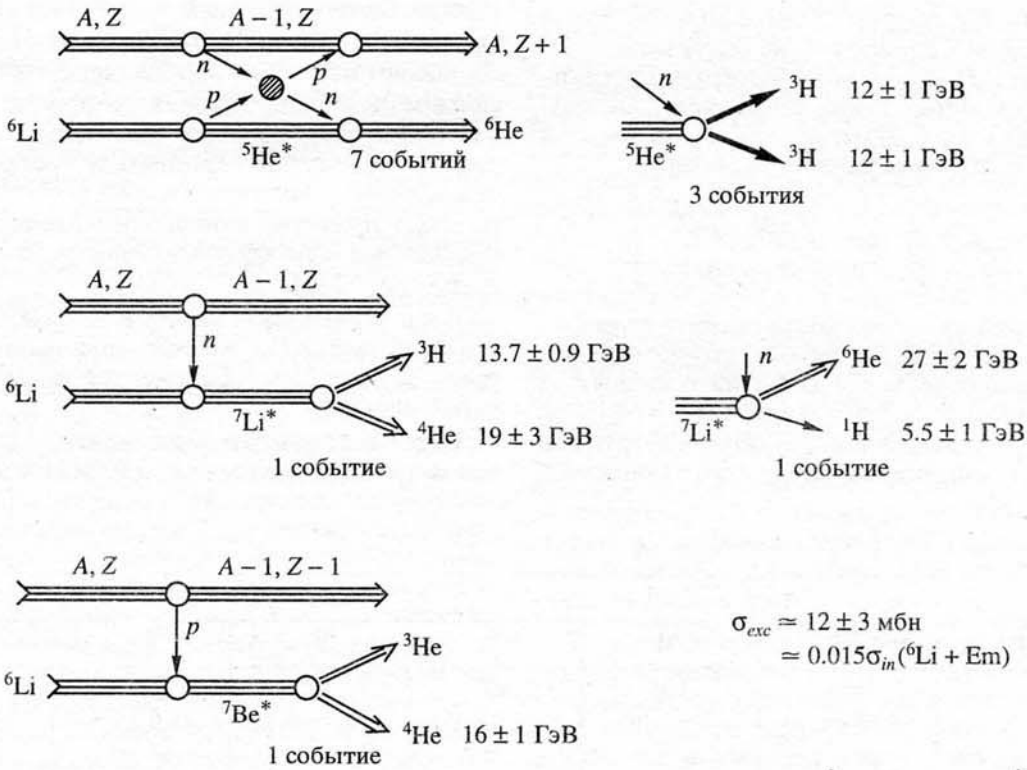

Рис. 2. Графики наблюденных событий с перезарядкой или подхватом нуклонов ядра-снаряда и мишени.

рисунка) действительно отделены от пика ^{4}He надежно. Все остальные максимумы и при $Z = 1$, и при $Z = 2$ находятся точно на своих местах.

Факт обнаружения ^{6}He среди двухзарядных фрагментов ^{6}Li был неожиданным. Это могло произойти только в результате перезарядки нуклона налетающего ядра и нуклона ядра мишени. Но если этот процесс идет с наблюдаемым сечением, то должны быть и события, где образуются ^{7}Li* или ^{7}Be* в результате подхвата нуклона из мишени. Образовавшееся ядро ^{6}He* может фрагментировать на два ядра ^{3}H. И кандидаты на такие события среди нашего набора событий действительно нашлись. На рис. 2 показаны графики возможных и наблюдаемых событий с характеристиками фрагментов в них. Из общего числа таких событий (13) и тех величин, которые были приведены при описании эксперимента, можно оценить сечение процесса перезарядки нуклонов релятивистского ядра ^{6}Li и ядра в эмульсии (Em) (или подхвата релятивистским ядром нуклона мишени) $\sigma_{exc} = 12 \pm 3$ мбн ($\approx 1.5\%$ от $\sigma_{in}(^6\mathrm{Li} + \mathrm{Em})$). Более половины этого сечения приходится на образование ^{6}He.

Указания на возможность таких процессов в фотоэмульсиях уже были. Так, в работе [18] наблюдалось превращение одного из однозарядных фрагментов в двухзарядный налету – без каких-либо вторичных частиц. В работе сотрудничества по изучению взаимодействия ^{22}Ne с импульсом 4.1A ГэВ/c в фотоэмульсии имелось несколько событий, где сумма зарядов фрагментов была >10. Но это признано ошибкой эксперимента, что, конечно, вероятно. Однако с учетом результатов данного эксперимента эти результаты должны быть вновь пересмотрены.

4. ПОПЕРЕЧНЫЕ ИМПУЛЬСЫ ФРАГМЕНТОВ

Результаты предыдущих разделов здесь будут использованы для оценки константы σ_0 в распределении поперечных импульсов фрагментов. На рис. 3 приведено распределение проекций поперечных импульсов фрагментов-протонов на плоскости эмульсии $p_{\perp Y} = p_0 \sin\varphi$. Это распределение совпадает с нормальным распределением $N[0, \sigma_0^2]$ при $\sigma_0 = 54.8 \pm 2.5$ МэВ/c. Таким образом, сами поперечные импульсы имеют распределение Рэлея с плотностью $f(p_\perp) = p_\perp / \sigma_0^2 \exp(-p_\perp^2 / 2\sigma_0^2)$. Величина σ_0, полученная в данном эксперименте для протонов, значимо меньше ожидаемого ее значения (76 МэВ/c), которое следует из импульса Ферми (169 МэВ/c), полученного при квазиупругом рассеянии электронов на ядре ^{6}Li [10]. Но в нашем эксперименте *σ_0 является наблюдаемой величиной*, в то время как в работе [10] p_F является одним из параметров модели, подгоняемым к данным по зависимости сечения рассеяния от импульса электрона.

По нашим данным, импульс Ферми протонов в ядре ^{6}Li равен 111 ± 6 МэВ/c. В работе [10] эта величина не определялась.

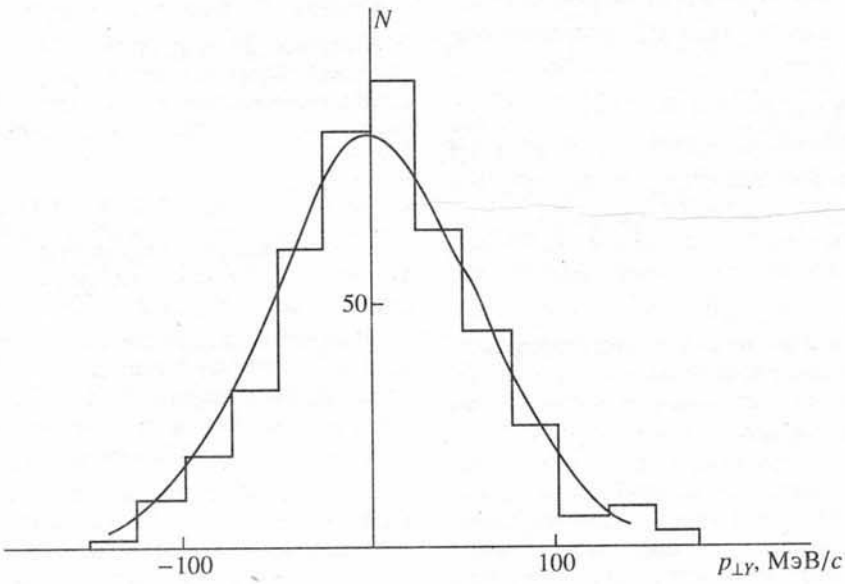

Рис. 3. Распределение проекций поперечных импульсов фрагментов-протонов. Кривая – нормальное распределение с $\sigma_0 = 54.8$ МэВ/c.

Таблица 2

Тип выборки	η (эксп.)	η (метод Монте-Карло)
Все события	1.37 ± 0.05	1.39 ± 0.02
p–p	1.40 ± 0.11	1.45 ± 0.03
p–α	1.24 ± 0.10	1.35 ± 0.02

Распределение проекций поперечного импульса α-частиц на плоскость эмульсии также согласуется с нормальным распределением, но с $\sigma_{0\alpha} = 137.4 \pm 8.7$ МэВ/c. Ожидаемое значение этой величины с учетом массы α-частицы – 71 МэВ/c. Таким образом, наблюдаемая в эксперименте величина $\sigma_{0\alpha}$ примерно в 2 раза больше нее. Трудно предположить, что температура области в ^{6}Li, из которой вылетают α-частицы, в 2 раза выше температуры той области, из которой фрагментируют протоны. А вот об относительных размерах этих областей мы получаем из эксперимента четкие представления. Действительно, в нашем случае принцип неопределенности может быть записан в виде $p_F\langle R_{fr}\rangle = \hbar/2$ [19], где $\langle R_{fr}\rangle$ – характерный размер области фрагментации. Следовательно, из нашего эксперимента получаем, что размер области в ядре ^{6}Li, из которой вылетают α-частицы, примерно в 2 раза меньше области, где образуются фрагменты-протоны.

При фрагментации более тяжелых ядер (^{22}Ne, ^{32}S) такой эффект не наблюдается, что еще раз свидетельствует о важности изучения фрагментации легких релятивистских ядер и их изотопов.

Из распределения величины $p_{\perp Z} = p_0 \sin\alpha$ для протонов $\sigma(p_{\perp Z}) = 101.6 \pm 4.6$ МэВ/c. Наблюдаемая в эксперименте величина $p_{\perp Z}$ – случайное значение суммы двух нормально распределенных величин. Одна из них с дисперсией σ_0^2 – истинное значение проекции поперечного импульса фрагмента на ось 0Z, а другая с дисперсией $\sigma_n^2(0Z)$ – случайная ошибка измерения истинной величины (шум измерения). Очевидно, что $\sigma^2(p_{\perp Z}) = \sigma_0^2 + \sigma_n^2(0Z)$. Следовательно, шум измерения проекции поперечного импульса на ось 0Z составляет ~85 МэВ/c. Поэтому обсуждение распределений экспериментальных величин $p_\perp = Ap_0\sin\theta(p_\perp^2 = p_{\perp Y}^2 + p_{\perp Z}^2)$, как это делалось в [4], да и во многих других фотоэмульсионных работах, теряет всякий смысл. В работе [5] уже было показано, что основные результаты этих работ – наличие высокоимпульсной части в распределении поперечных импульсов фрагментов ^{22}Ne с импульсом 4.1A ГэВ/c, расхождение их распределений с распределением Рэлея, а следовательно, наличие двух температур и сильных азимутальных корреляций – полностью обусловлены методикой фотоэмульсионного эксперимента, что и подтверждается данным экспериментом.

5. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ВЕЛИЧИНА ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ФРАГМЕНТОВ В с. ц. и. ДВУХ ФРАГМЕНТОВ

В работе [20] было показано, что отношение $\eta = \bar{p}_\perp(\text{л. с.})/p_\perp^*(\text{с. ц. и. 1–2})$ в случае независимого разлета фрагментов равных масс равно $\sqrt{2}$. Величина $p_\perp^*$ в с. ц. и. двух фрагментов находится по инвариантной массе двух фрагментов с A_1 и A_2. $M_{12}^2 = m_U^2(A_1 + A_2)^2 + 4A_1A_2p_0\sin^2(\theta_{12}/2)$, где $m_U = 0.931$ ГэВ – массовая единица, а θ_{12} – угол между векторами импульсов (следами) двух фрагментов. Так как продольные скорости фрагментов в настоящей работе по определению одинаковы, то M_{12} в действительности есть поперечная инвариантная масса. Поскольку нас интересует отношение поперечных импульсов, то для него замечания предыдущего раздела об особенностях методики несущественны – искажения в углах θ, θ_{12} в каждом событии примерно одинаковы.

Для фрагментов ^{22}Ne с импульсом 4.1A ГэВ/c величина η оказалась в работе [20] значимо меньше $\sqrt{2}$, что было интерпретировано как указание на существование возбужденных префрагментов, из которых образуются уже наблюдаемые фрагменты.

Результат, который получен в настоящей работе для всех пар фрагментов ^{6}Li (пары протон–протон и протон–α-частица) (см. табл. 2), состоит в том, что в пределах ошибок отличия от $\sqrt{2}$ не наблюдается. Величина отношения η была получена также методом Монте-Карло на статистике, в 10 раз большей, чем в эксперименте.

Таким образом, при фрагментации релятивистских ядер ^{6}Li стадия образования префрагментов отсутствует. Наблюдаемые фрагменты рождаются непосредственно из ядра ^{6}Li.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем полученные в настоящей работе результаты изучения фрагментации ядер ^{6}Li с импульсом 4.5A ГэВ/c в фотоэмульсии.

1. Среди однозарядных фрагментов – ~50% протонов, ~42% дейтронов и ~8% ядер трития. Ошибки этих оценок 3 - 4%. Среди двухзарядных фрагментов ^{3}He и ^{4}He встречаются одинаково часто (48 - 49%). Доля изотопа ^{6}He 2 - 3%.

2. Наличие изотопа ^{6}He среди двухзарядных фрагментов ядра ^{6}Li привело к предсказанию и последующему обнаружению в нашей выборке событий, которые должны быть, если процесс обмена нуклонами между релятивистским ядром-снарядом и мишенью идет с достаточно большим

сечением. Действительно, оно оказалось равным 12 ± 3 мбн. Особый интерес представляет наблюдение "чистой" фрагментации ядра ^{6}Li на ядре в фотоэмульсии на две двухзарядные частицы (^{4}He и ^{3}He) без вторичных рожденных частиц и медленных частиц разрушения мишени.

3. Из распределений проекции поперечных импульсов фрагментов-протонов и α-частиц на плоскость эмульсии получена оценка импульса Ферми нуклонов ядра ^{6}Li (111 ± 6 МэВ/*c*); показано, что характерные размеры области в ядре ^{6}Li, из которой вылетают α-частицы, в 2 раза меньше, чем размер области, из которой вылетают протоны.

4. Отношение $\bar{p}_\perp$(л. с.)/$\bar{p}^*_\perp$(с. ц. и. 1–2) в эксперименте не отличается от $\sqrt{2}$. Возбужденные префрагменты при фрагментации ^{6}Li не образуются.

Авторы выражают благодарность Л.Н. Ткач за все измерения на микроскопе МПЭ-11, выполненные в ходе этой работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Greiner D.E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 152.
2. *Brady F.P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1699.
3. *Bertulani C.A., Hussein M.S.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 1099.
4. Сотрудничество: Алма-Ата – Бухарест – Гатчина – Дубна – Душанбе – Ереван – Зерноград – Кошице – Краков – Ленинград – Москва – Ташкент – Тбилиси – Улан-Батор // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 157, 949. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 2103; Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 20; J. Phys. G: Nucl. Phys. 1988. V. 14. P. 1125.
5. *Лепехин Ф.Г., Симонов Б.Б.* // Препринт ПИЯФ-1885. С.-Петербург, 1993. С. 34.
6. *Feshbach H., Huang K.* // Phys. Lett. 1973. V. B47. P. 300.
7. *Goldhaber A.S.* // Phys. Lett. 1974. V. 53B. P. 306.
8. *Adamovich M.I. et al.* // Modern Phys. Lett. 1993. V. A8. P. 21.
9. *Скирда Н.В.* // Журн. науч. и прикл. фото- и кинематографии. 1967. Т. 12. С. 12.
10. *Monitz E.I. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 26. P. 445.
11. *Bradt H., Peters B.* // Phys. Rev. 1950. V. 77. P. 54.
12. *Bannik B.P. et al.* // Z. Phys. (Atoms and Nuclei). 1985. V. A321. P. 249.
13. *Воинов В.Г., Часников И.Я.* // Многократное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях. Алма-Ата: Наука, 1969. С. 130.
14. *Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д.* Исследование элементарных частиц фотографическим методом. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
15. *Барашенков В.С., Тонеев В.Д.* // Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972. С. 645.
16. *Айвазян С.А. и др.* // Прикладная статистика. М.: Финансы и статистика, 1989. С. 607.
17. *Volnin E.N. et al.* // Phys. Lett. 1975. V. B55. P. 409.
18. *Ameeva B.U. et al.* // XVIII Int. Symp. on Multiparticle dynamics. Tashkent, 1987. P. 181.
19. *Толстов К.Д.* // Сообщения ОИЯИ. Р1-86-464. Дубна, 1986. С. 5.
20. *Лепехин Ф.Г., Симонов Б.Б.* // Препринт ПИЯФ. № 1901. Гатчина, 1993. С. 10; Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 58. С. 493.

FRAGMENTATION OF ^{6}Li NUCLEI WITH MOMENTUM 4.5*A* GeV/*c* IN PHOTOEMULSION

F. G. Lepekhin, D. M. Seleverstov, B. B. Simonov

Hydrogen and helium isotope yields are estimated from fragmentation of the ^{6}Li nuclei with momentum 4.5*A* GeV/*c* on photoemulsion nuclei. An evidence is obtained for the existence of the exchange of nucleons between the relativistic projectile and the target nucleus. The distributions of the emulsion plane components of the ^{6}Li fragment transverse momenta gives the value 111 ± 6 MeV/*c* for the nucleon Fermi momentum. The size of the emission region for $Z = 2$ fragments is about half this size for $Z = 1$ fragments. The results of the transverse momenta of fragments in the rest frame of two fragments do not confirm the hypothesis on the existence of the pre-fragment excitation stage in the reaction.