

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ФРАГМЕНТОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ${}^6\text{Li}$ В ФОТОЭМУЛЬСИИ

Ф.Г.Лепехин, Д.М.Селиверстов, Б.Б.Симонов

Петербургский институт ядерной физики РАН

188350 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 24 января 1994 г.

Отношение средней величины наблюдаемых поперечных импульсов фрагментов ядра  ${}^6\text{Li}$  с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон при его взаимодействии с ядрами в фотоэмульсии к средней величине поперечных импульсов фрагментов в СЦИ двух фрагментов не отличается от ожидаемой величины ( $\approx \sqrt{2}$ ) для независимого разлета фрагментов. Размер области, из которой рождаются двухзарядные фрагменты  ${}^6\text{Li}$  примерно в 2 раза меньше размера области рождения фрагментов-протонов. Импульс Ферми ядра  ${}^6\text{Li}$  для протонов равен  $111 \pm 6$  МэВ/с. Получены доказательства наблюдения процесса обмена нуклонами между релятивистским ядром и мишенью. Сечение его  $\sigma_{ex} = 12 \pm 6$  мб.

1. В работе [1] показано, что  $\eta = \langle P_{\perp}(lab) \rangle / \langle P_{\perp}^*(1-2) \rangle$  для независимого разлета фрагментов равных масс близко к  $\sqrt{2}$ . Для фрагментов ядра  ${}^{22}\text{Ne}$  с импульсом 4,1 АГэВ/с найдено значимое отличие  $\eta$  от  $\sqrt{2}$ . Это позволило высказать предположение о существовании возбужденных пре-фрагментов при фрагментации релятивистских ядер  ${}^{22}\text{Ne}$ .

В данной работе представлены предварительные результаты анализа фрагментов ядер  ${}^6\text{Li}$  с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон при их неупругом взаимодействии с ядрами в фотоэмульсии. Условия эксперимента обеспечивали представительность выборки 473 событий, содержащих одно- и двухзарядные фрагменты первичного ядра  ${}^6\text{Li}$ . Для каждого фрагмента измерен его заряд  $Z$ , углы  $\phi$  и  $\alpha$  в плоскостях  $XU$  и  $XZ$  с  $\bar{P}_0$ , направленным по оси  $X$ , углы  $\theta_{12}$  ( $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$ ) для событий, содержащих 2 и 3 фрагмента. Импульс фрагмента  $P$  (точнее, величина  $p\beta c$ ) и его ошибка оценивались по измерению многократного рассеяния на максимально доступной длине следа фрагмента в эмульсионной камере (до 10 см). Все измерения проведены на микроскопе МПЭ-11 с использованием стола для многократного рассеяния с фторопластовыми направляющими. Микроскоп оснащен датчиками координат по осям  $X, Y, Z$ , показания с которых по команде оператора поступают на персональный компьютер, где и происходит их обработка.

2. Все результаты настоящей работы основаны на индивидуальном разделении (классификации) каждого фрагмента сначала по  $Z$ , а потом по массовому числу  $A$ . В основе классификации лежат физические соображения. Базовая идея классификации [2], согласно которой данное наблюдение импульса частицы  $P$  следует отнести к той генеральной совокупности, в которой она наиболее правдоподобна, у нас реализуется в нахождении  $A$  по минимуму величины

$$t = \text{mod}[P - P_0 \cdot A] / \Delta P, \quad (1)$$

где  $A$  принимает значения 1, 2, 3 ( $Z=1$ ) или 3, 4, 6 для  $Z=2$ , а  $P_0$  — это импульс на нуклон ядра  ${}^6\text{Li}$ . Очевидно, что для любого распределения оце-

нок  $P$  вокруг его истинного значения вероятность иметь данное  $A$  будет тем больше, чем ближе в единицах  $\Delta P$  измеренная величина  $P$  будет к данному номиналу  $P_0 \cdot A$ . Вес данного измерения, пропорциональный плотности нормального распределения со средним  $P_0 \cdot A$  и дисперсией  $(\Delta P)^2$ , использовался при гистограммировании (см. рис.1).

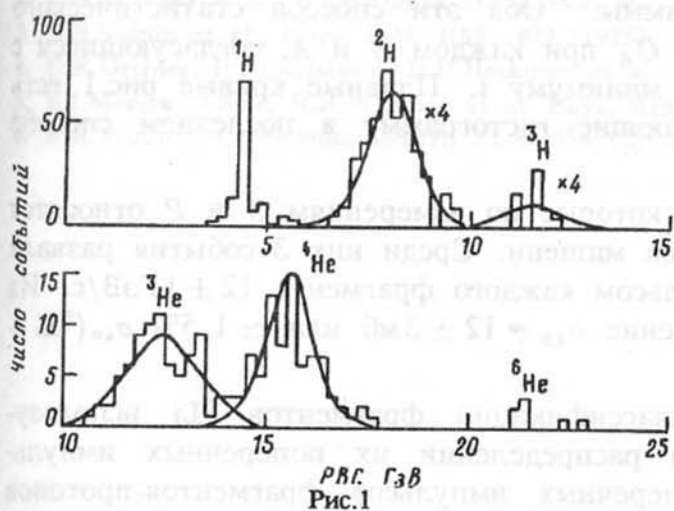


Рис.1

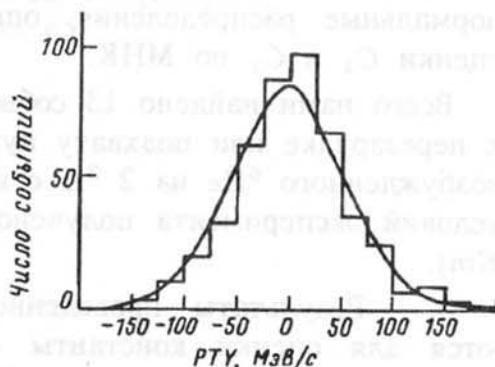


Рис.2

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

Рис.2. Распределение проекций поперечных импульсов протонов. Плавная кривая – нормальное распределение с  $\sigma_0 = 54, 8 \text{ МэВ/с}$

Средневзвешенные величины  $\langle P \rangle_A$  при каждом  $A$  показывают, что измерения  $P$  и классификация вполне надежны. Так, для водорода и дейтерия эти величины равны  $4, 3 \pm 0, 6$ ;  $8, 2 \pm 0, 7$ , а для гелия 3, 4 и 6 – это  $12, 9 \pm 1, 3$ ;  $16, 9 \pm 1, 5$ ;  $23, 6 \pm 4, 0 \text{ ГэВ/с}$ . Выходы изотопов  $^1\text{H}$  и  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  сопоставимы друг с другом. При фрагментации ядер  $\text{Ni}$ ,  $\text{Ag}$ ,  $\text{Sn}$ ,  $\text{Au}$  и  $\text{U}$  под действием протонов с энергией  $1 \text{ ГэВ}$  [3] выходы изотопов  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$  отличались от 10 до 40 раз и зависели от  $N/Z$  бомбардируемых ядер. И даже для  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{112}\text{Sn}$  с  $N/Z \approx 1$  выход  $^3\text{He}$  составляет не более 10% от  $^4\text{He}$ . Для фрагментации релятивистских ядер с  $N/Z = 1$  ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ) из [4] следует, что выходы этих изотопов, так же как и в нашем эксперименте, сопоставимы друг с другом. Из 244 частиц с  $Z = 1$  22 имеют  $A = 3$ , и среди 192 двухзарядных фрагментов 7 отнесены к  $^6\text{He}$ .

Из рис.1 видно, что, хотя частиц с  $Z = 2$ ,  $A = 6$  и мало, факт наличия изотопа  $^6\text{He}$  в продуктах фрагментации  $^6\text{Li}$  можно считать установленным. Произойти он мог только в результате перезарядки нуклонов налетающего ядра и мишени. Но если этот процесс идет с наблюдаемым сечением, то должны быть события с подхватом нуклона мишени, с распадом  $^6\text{He}$  на два  $^3\text{H}$ , наконец, с видимой фрагментацией  $^6\text{Be}$  ( $^7\text{Be}$ ) на два изотопа гелия. Последнее кажется особенно интересным, а идентификация особенно надежна. Одно такое "чистое" событие нами найдено. В нем нет рожденных релятивистских частиц, которые являются, в основном,  $\pi$ -мезонами, и медленных частиц разрушения мишени (в основном, протонов).

Доля событий  $C_A$  для каждого  $A$  при одном и том же  $Z$  определялась еще двумя способами. Один раз это было отношение сумм весов всех событий с данным  $A$  к сумме весов всех событий при этом  $Z$ . В этом случае каждое

событие в класс событий с данным  $A$  входило с некоторой вероятностью  $W < 1$ , а с вероятностью  $1 - W$  оно же входило в два других класса. А другой раз, построив гистограмму, имеем возможность описать ее для каждого  $Z$  смесью трех нормальных распределений с восемью свободными параметрами  $C_1, C_2, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \langle P_1 \rangle, \langle P_2 \rangle, \langle P_3 \rangle$ , минимизируя сумму квадратов отклонений наблюдаемых и вычисляемых вероятностей нахождения событий в каждом канале гистограммы. Оба эти способа статистического разделения изотопов дали величины  $C_A$  при каждом  $Z$  и  $A$ , согласующиеся с индивидуальной классификацией по минимуму  $t$ . Плавные кривые рис.1 есть нормальные распределения, описывающие гистограмму в последнем способе оценки  $C_1$  и  $C_2$  по МНК.

Всего нами найдено 13 событий, которые по измерениям  $Z$  и  $P$  относятся к перезарядке или подхвату нуклонов мишени. Среди них 3 события развала возбужденного  ${}^6\text{He}$  на  $2\text{ }{}^3\text{H}$  с импульсом каждого фрагмента  $12 \pm 1 \text{ ГэВ/с}$ . Из условий эксперимента получено сечение  $\sigma_{ex} = 12 \pm 3 \text{ мб}$  или  $\simeq 1,5\% \sigma_{in}({}^6\text{Li} + E_m)$ .

3. Результаты проведенной классификации фрагментов  ${}^6\text{Li}$  используются для оценки константы  $\sigma_0$  в распределении их поперечных импульсов. Распределение проекций поперечных импульсов фрагментов-протонов  $PT_Y = P_0 \cdot \sin \phi$  (см. рис.2) совпадает с нормальным распределением  $N[0, \sigma_0^2]$  при  $\sigma_0 = 54,8 \pm 2,5 \text{ МэВ/с}$ . Таким образом, сами поперечные импульсы имеют распределение Рэлея.

Величина  $\sigma_0$ , полученная в данном эксперименте для протонов, значительно меньше ожидаемого ее значения ( $76 \text{ МэВ/с}$ ), которое следует из импульса Ферми [5]. Но в нашем эксперименте  $\sigma_0$  является наблюдаемой величиной, в то время как в [5]  $P_F$  является одним из подгоняемых параметров модели. По нашим данным, импульс Ферми ядра  ${}^6\text{Li}$  для протонов равен  $111 \pm 6 \text{ МэВ/с}$ .

Распределение проекций поперечного импульса  $PT_Y$  для частиц с  $Z = 2$  также согласуется с нормальным распределением, но с  $\sigma_{0\alpha} = 137,4 \pm 8,7 \text{ МэВ/с}$ . Ожидаемое значение этой величины с учетом массы  $\alpha$ -частицы будет  $\simeq 71 \text{ МэВ/с}$ . Таким образом, наблюдаемая в эксперименте величина  $\sigma_{0\alpha}$  примерно в 2 раза больше ее. Отсюда, используя принцип неопределенности со знаком равенства [6], имеем  $\langle P_{\perp} \rangle \langle R_{FR} \rangle = \hbar/2$ , где  $\langle R_{FR} \rangle$  - характерный размер области фрагментации. Следовательно,  $\langle R_{FR} \rangle_p / \langle R_{FR} \rangle_{\alpha} \simeq 2$ . Размер области в  ${}^6\text{Li}$ , из которой фрагментируют протоны при его взаимодействии с ядром в фотоэмульсии, примерно в 2 раза больше области, из которой фрагментируют  $\alpha$ -частицы.

В событиях с двумя и тремя фрагментами по инвариантной массе двух частиц находится  $P_{\perp}^*$  - поперечный импульс фрагментов в их СЦИ [1]. Используется непосредственно измеренный угол между двумя следами фрагментов  $\theta_{12}$ . Ошибки при оценке величины этого угла по углам  $\phi$  и  $\alpha$  двух частиц оказались примерно вдвое больше, чем при непосредственном его измерении.

Результат, который получен в этой работе для всех пар фрагментов, пар протон-протон и пар протон -  $\alpha$ -частица, состоит в том, что в пределах ошибок отличия  $\eta$  от  $\sqrt{2}$  не наблюдается. Величина отношения  $\eta$  была получена также методом Монте-Карло (как и в [1]) при статистике в 10 раз больше, чем в эксперименте. Так, для всех событий  $\eta = 1,36 \pm 0,05$  в эксперименте, и  $\eta = 1,39 \pm 0,02$  - по методу Монте-Карло.

Таким образом, при фрагментации релятивистских ядер  ${}^6\text{Li}$  стадия образования пре-фрагментов отсутствует. Наблюдаемые фрагменты рождаются непосредственно из ядра  ${}^6\text{Li}$ .

- 
1. Ф.Г.Лепехин, Б.Б.Симонов, Письма в ЖЭТФ 58, 493 (1993).
  2. С.А.Айвазян и др., Прикладная статистика, М.: Изд. "Финансы и статистика", 1989, с.607.
  3. E.N.Volnin et al., Phys. Lett. B55, 409 (1975).
  4. D.E.Greiner, P.J.Lindstrom, H.H.Heckman et al., Phys. Rev. Lett. 35, 152 (1975).
  5. E.I.Monitz, J.Sick, R.R.Whitney et al. Phys. Rev. Lett. 26, 445 (1971).
  6. К.Д.Толстов, Сообщения ОИЯИ, P1-86-464, Дубна, 1986, с.5.