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

Сообщение 2873

Ф. Г. Лепехин, Л. Н. Ткач

Роль промежуточных ядер $^8Be \to 2\alpha$ при фрагментации релятивистского ядра ^{16}O в ядерной эмульсии

Гатчина-2011

УДК 159.172.17

Role of the intermediate nuclei $^{8}Be \to 2\alpha$ at the fragmentation of the relativistic nucleus ^{16}O in nuclear emulsion

F. G. Lepekhin, L. N. Tkach

A b s t r a c t

At searching on a track in the chamber irradiated in LHE JINR by ions oxygen at momentum of 4.5 A GeV/c 215 events containing 2, 3 and 4 of two-charge fragments of the primary nuclei are found. In them the angles are measured in a plane of emulsion. Their distribution will be agreed with expected distribution, which should have α-particls in the nuclei of oxygen before its interaction with the nucleus of emulsion. For the first time the events such as $^{16}O \to 2^{8}Be \to 4\alpha$ were found out. They are treated as an event of a coherent electromagnetic dissociation of the oxygen nuclei. Among all events $\sim 14\%$ of disintegrations $^{8}Be \to 2\alpha$ goes through a ground state 0^{+}, and approximately the same is through the first excited state 2^{+}.

Аннотация

При поиске по следу в камере, облученной в ЛВЭ ОИЯИ ионами кислорода с импульсом 4.5 А ГэВ/с, найдено 215 событий, содержащих 2, 3 и 4 двухзарядных фрагмента первичного ядра. В них измерены углы вылета в плоскости эмульсии. Их распределение согласуется с ожидаемым распределением, которое должно было бы быть у α-частиц в ядре кислорода до его взаимодействия с ядром эмульсии. Впервые обнаружены события типа $^{16}O \to 2^{8}Be \to 4\alpha$. Они трактуются как события когерентной электромагнитной диссоциации ядра кислорода. Среди всех событий $\sim 14\%$ распадов $^{8}Be \to 2\alpha$ идет через основное состояние 0^{+} и примерно столько же идет через первое возбужденное состояние 2^{+}.

Введение

Фрагментация релятивистских ядер ^{16}O при их взаимодействии с другими ядрами исследуется в ряде работ [1-7]. Эти работы отличаются друг от друга, но, как показало время, работа [1]оказалась наиболее близкой к истине. В этой работе показано, что дисперсия углов φ в плоскости эмульсии практически совпадает с дисперсией углов α в вертикальной плоскости в пределах экспериментальных ошибок. Более того, величина $\sigma(\varphi)$ совпадает с ожидаемой величиной, которую можно вычислить из импульса Ферми, полученного из рассеяния электронов на ядре ^{16}O [8]. Ниже будет показано, что и в нашей работе при импульсе ядра кислорода, равном 4.5 ГэВ/с на нуклон, мы получили точно такой же результат.

Однако в ряде последующих работ, например в работе [7], приведены данные, вызывающие большие сомнения в их достоверности. В основном это связано с тем, что в этой работе используются только интегральные распределения, связанные с углом $\theta = \mathrm{arctg}\,(\varphi^2 + \alpha^2)^{1/2}$, и не приводится доказательство равенства дисперсий углов в вертикальной и горизонтальной плоскостях. В десятках опубликованных работ получено, что распределение поперечного импульса $P_\perp(\theta)$ не является релеевским. В эксперименте есть избыток больших $P_\perp(\theta)$, которые получаются как следствие того, что в этих экспериментах дисперсия угла в вертикальной плоскости существенно больше дисперсии угла в горизонтальной плоскости.

Критика в адрес этих работ неоднократно высказывалась в печати [9, 10] и в открытом письме [11]. Однако никакого опровержения этих публикаций не последовало, что позволяет сделать вывод о справедливости этой критики.

В представленной работе мы отказались от анализа данных, основанных на оценке пространственного угла θ, хотя такие оценки в эксперименте и были получены. Это связано с тем, что при нашей энергии уже невозможно обеспечить экспериментальную точность оценки угла θ, необходимую для выделения канала ${}^8Be \to 2\alpha$.

Наше внимание к фрагментации ядра кислорода обусловлено еще и тем обстоятельством, что по расчетам [12, 13] это единственное ядро, в котором каскадное рождение α-частиц через канал ${}^{16}O \to 2{}^8Be \to 4\alpha$ идет с вероятностью $\sim 28\%$. Как будет показано, нам удалось выделить события, которые идут через этот канал. Особенности выделения канала, идущего через промежуточное состояние ^{8}Be [14], обсуждаются в следующем разделе. Далее мы обсуждаем подробности эксперимента и в заключение приводим их результаты.

Выделение канала $^{8}Be \to 2\alpha$

Распределение по углу φ двухзарядных частиц в плоскости эмульсии, если все они летят из одного центра и поперечный импульс их определяется импульсом Ферми до взаимодействия с ядром эмульсии, должно следовать нормальному распределению со средним, равным нулю, и дисперсией, которая легко определяется. Это следует из работ [10, 15], где показано, что для релятивистских ядер ^{10}B, ^{11}B, ^{32}S, ^{22}Ne, ^{24}Mg и свинца с импульсами от 2 до 200 ГэВ/с на нуклон экспериментальные величины $\sigma(\varphi)$, в пределах ошибок эксперимента, совпадают с расчетными величинами, полученными из импульса Ферми для этих ядер, и гипотеза нормального распределения экспериментальных углов φ не отвергается. Можно полагать, что и для ядер кислорода, которые мы изучаем, эта закономерность сохранится и не будет никаких больших поперечных импульсов фрагментов релятивистского ядра. Тогда это открытие эмульсионной методики можно будет отвергнуть окончательно.

Полагая для ядра кислорода импульс Ферми равным 230 МэВ/с, получим ожидаемое значение константы нормального распределения двухзарядных фрагментов $\sigma(\varphi) = 7.2$ мрад. Для канала $^{8}Be \to 2\alpha$, идущего из основного состояния 0^{+}, максимальный угол между двумя

α-частицами будет равен 2 мрад, а для распада из первого возбужденного состояния 2^+ он будет равен примерно 9 мрад. При этом распределение углов $\varphi_{1,2}$ между частицами должно быть равномерным. Если бы мы выделяли этот канал по углу $\theta_{1,2}$ между частицами, как это делалось в работе [14], то распределение по этому углу имело бы вид параболы от нуля до максимального значения этого угла, где оно также приобретает максимальное значение. Здесь оно соответствует разлету двух α-частиц в направлении перпендикулярном переносной скорости. В данной работе точность оценки угла θ порядка 2 мрад. Тогда, вследствие ошибок, распределение до 2 мрад этого угла будет равномерным и не будет возрастать от нуля до максимума, как это наблюдалось в работе [14]. Вот почему мы отказались использовать углы θ.

Эксперимент

Эмульсионная камера облучена ионами кислорода с импульсом 4.5 А ГэВ/с в ЛВЭ ОИЯИ (Дубна). Поиск событий производился просмотром по следу первичной частицы. Всего просмотрено 146.47 м следов. На этой длине найдено 1121 событие неупругого взаимодействия первичного ядра с ядром в эмульсии. Из всех найденных событий отобраны 215 событий, содержащих 2 или более двухзарядных фрагмента первичного ядра.

Эти события измерялись на микроскопе МПЭ-11 с записью показаний датчиков координат X, Y, Z на ЭВМ по команде наблюдателя [16]. Каждое событие измерялось дважды, с тем чтобы исключить случайные сбои при записи. Однако такие сбои практически отсутствовали. Все первичные данные и процедуры обработки имеются на сайте [17]. Они могут быть использованы любым желающим со ссылкой на источник этих данных.

В каждом событии измерялся угол первичного следа в плоскости эмульсии φ_0 и его угол в перпендикулярной плоскости α_0. И только потом уже вычислялись углы φ_i и α_i, при $i = 1,\ 2,\ \ldots\ n$ в системе координат события, где, по определению $\varphi_0 = \alpha_0 = 0$ для всех n следов в этом событии.

Однако это неизбежно приводит к ошибке, связанной с продолжением первичного следа в область, где измеряются координаты точек n следов фрагментов этого события. Следы в эмульсии только на расстоянии ~ 1 мм можно считать прямыми. На расстоянии ~ 1 см (а именно на таких расстояниях и можно измерять углы ~ 1 мрад) следы неизбежно будут иметь случайные С-образные искажения как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскостях. В последнем случае эти искажения еще усиливаются и механической усадкой толщины эмульсионного слоя в 2.5 раза по сравнению с толщиной непроявленной эмульсии, когда из слоя удаляется непроявленное бромистое серебро. В результате след, пересекающий слой, выглядит, скорее, как парабола, а не прямая линия.

Итак, для измерения углов $\varphi \sim 1$ мрад надо увеличивать расстояние по координате X в область, где первичного следа уже нет, но тогда возникают искажения, которые быстро становятся больше измеряемой величины. Выход состоит в том, что надо переходить к относительным измерениям – измерять не угол с продолжением первичного следа, которого нет, а угол с другим таким же следом, как это и было сделано в работе [15]. Если n углов в событии распределены нормально относительно какого-то направления, которое нам неизвестно, и они независимы, то дисперсия парного угла $\varphi_{i,j}$, при $i = 1, 2, \ldots n-1$, $j = i+1, \ldots n$, будет в два раза больше дисперсии угла φ относительно неизвестного направления. Этот метод относительных измерений, использованный в работе [15], смог отличить $\sigma(\varphi) = 0.25$ мрад для двухзарядных фрагментов ядра ^{32}S с импульсом 200 А ГэВ/с от $\sigma(\varphi) = 0.37$ мрад для свинца с энергией 160 А ГэВ.

Вот почему нами и были отобраны события, содержащие 2 или более двухзарядных фрагмента в одном событии. Так как в области измерений разность координат двух следов $\Delta Y_{i,j} \sim 1$ мк измеряется с точностью $\sim$ 0.2 мк (это разрешающая способность микроскопа), то на расстоянии 1 см угол $\varphi_{i,j} \sim 0.1$ мрад будет иметь ошибку ~ 0.02 мрад. Измеряемые точки лежат близко друг к другу, и поэтому можно полагать, что их смещение относительно продолжения первичного следа будет одинаковым и не окажет существенного влияния на величину измеряемого парного угла.

Результаты

Распределение углов φ изображено на рис. 1. Видно, что гипотеза нормального распределения выборки этих углов не отвергается непараметрическими критериями согласия [18]. Значение $\sigma(\varphi) = 7.62 \pm 0.32$ согласуется с ожидаемой ее величиной, получаемой из импульса Ферми для ядра кислорода перед его соударением с ядром в эмульсии.

Отказываясь от использования пространственного угла θ, по существу мы себя ничем не ограничиваем. Распределение не измеряемых в данной работе величин поперечных импульсов, равное $P_\perp(\theta) = A_F \cdot p_0 \cdot sin(\theta)$, где

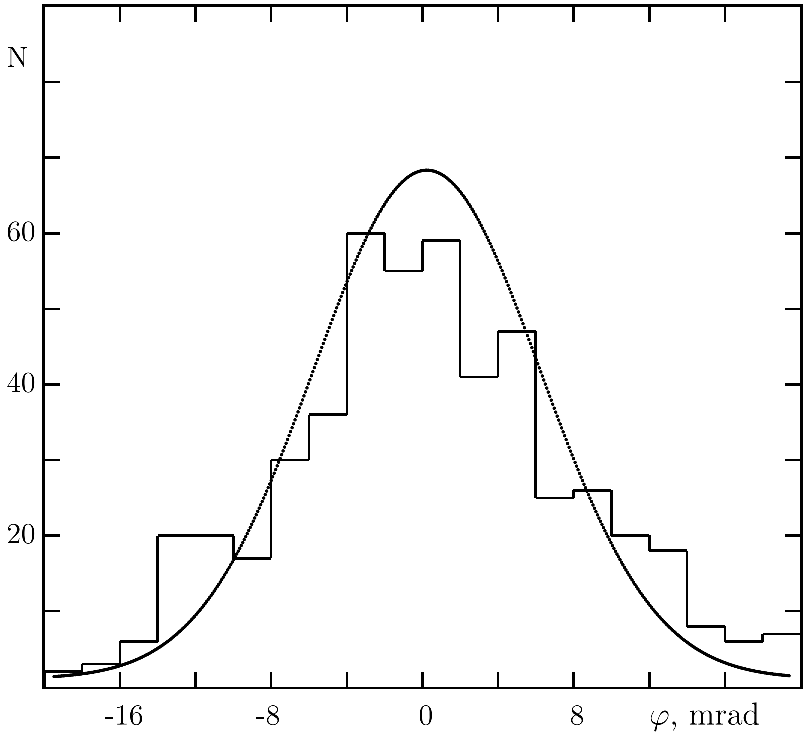

Рис. 1. Распределение углов φ в плоскости эмульсии. Плавная кривая – это ожидаемое нормальное распределение со стандартным отклонением 7.2 мрад. Нормировано на число событий в эксперименте

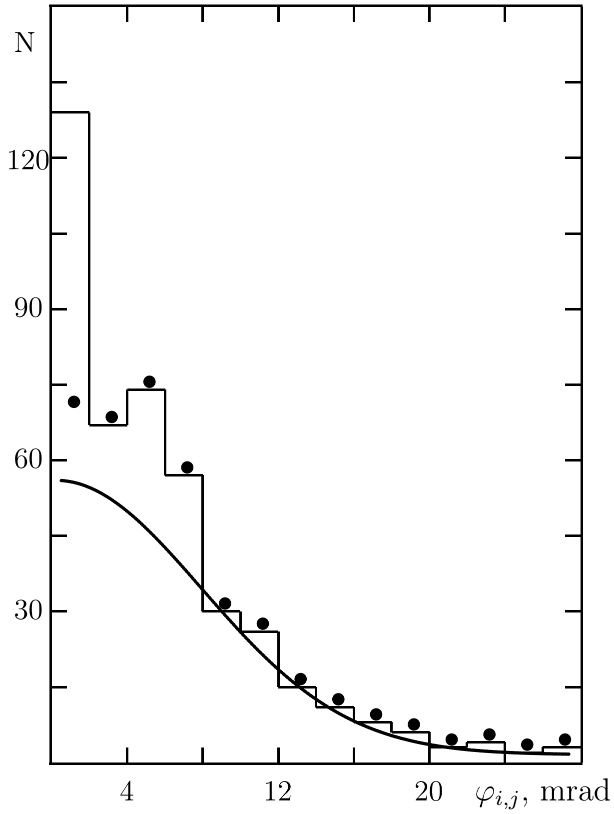

Рис. 2. Распределение модулей разности углов i-j в плоскости эмульсии. Гистограмма – это эксперимент. Плавная кривая – это нормальное распределение со стандартным отклонением 7.2 мрад. Точками изображено распределение после исключения предполагаемых событий распада ядра Be-8 на две α-частицы из основного состояния. Нормировано на число событий в эксперименте

A_F и p_0 есть массовое число фрагмента релятивистского ядра и импульс на нуклон первичного ядра, должно следовать распределению Рэлея с постоянной, равной $\sigma(P_\perp(\theta)) = 2^{1/2} \cdot A_F \cdot p_0 \cdot \sigma(\varphi)$. Отсюда получаем, что $\sigma(P_\perp(\theta)) = 193 \pm 8$ МэВ/с. Это больше оценок константы распределения поперечного импульса, полученного в работах [3, 7]. Но наша оценка предполагает, что все α-частицы испускаются непосредственно из ядра ^{16}O. Однако это не так. Распределение по парным углам между всеми следами в событии $\varphi_{i,j}$ изображено на рис. 2. Из этого рисунка видно, что согласие с ожидаемым распределением наблюдается только для углов $\varphi_{i,j} > 8$ мрад. Для углов меньше, чем 2 мрад, есть пик, очевидно, связанный с распадом $^8Be \rightarrow 2\alpha$ из основного состояния 0^+. А распределение парных углов от 2 до 8 мрад остается постоянным на этом интервале. Проверка показала, что распределение парных углов на интервале 0–2, и 2–8 мрад согласуется с равномерным распределением. Это так и должно быть, если $\sim 14\%$ всех пар α-частиц возникает от распада ядра ^8Be из основного состояния и примерно столько же из первого возбужденного состояния 2^+.

Существенно, что набор данных оказался неоднородным. Выделяются 11 событий с четырьмя двухзарядными частицами в конечном состоянии. Они выглядят как более узкие события и выделяются уже при просмотре, на глаз. Как пример, одно из них имеет углы в плоскости эмульсии с первичным следом равные 3.987, 3.352, 1.509 и 0.731 мрад. Именно среди таких событий и оказались 4 события типа $^{16}O \rightarrow 2^8Be \rightarrow 4\alpha$. В них углы между парами следов меньше 2 мрад. Вероятность наблюдения одного события с углом меньше 2 мрад при нормальном распределении со стандартом 7.2 мрад будет $\sim 10^{-1}$, а вероятность совместного наблюдения четырех таких углов в одном событии будет $\sim 10^{-4}$. Наличие четырех таких событий в выборке из 11 событий не случайность, а скорее, закономерность. Если же добавить к ним еще примерно столько же распадов ядер ^8Be через состояние 2^+, то получим, что 9 из 11 наблюдаемых нами событий с четырьмя двухзарядными фрагментами идут через канал $^{16}O \rightarrow 2^8Be \rightarrow 4\alpha$. Кислород сначала делится на 2 ядра ^8Be, и только потом мы видим 4 двухзарядных фрагмента. При этом стандартное отклонение угла между двумя ядрами ^8Be равно 1.9 мрад. Это примерно в два раза меньше того, что должно было бы быть для ядер ^8Be, вылетающих из ядра кислорода при независимом их испускании.

Первым, и естественным, объяснением наблюдаемого в эксперименте эффекта является предположение о связи этого эффекта с когерентной электромагнитной диссоциацией ядра кислорода в два ядра ^8Be [19].

Недавно появилась работа [20], в которой для ядра ^7Li приведены расчеты двух когерентных процессов диссоциации этого ядра, электромагнитного и ядерного. В первом из них процесс идет через обмен виртуальным γ-квантом, а во втором – через обмен помероном. Сечение первого процесса, в зависимости от переданного импульса, прижато к нулю. Все оно сосредоточено в области до 50 МэВ/с. Второй процесс имеет характерную, немонотонную, зависимость в области до 300 МэВ/с. Эта зависимость в эксперименте [20] не подтверждается, но факт, что когерентная электромагнитная диссоциация идет только с малыми переданными импульсами, остается. Эти импульсы неизбежно связываются с малыми углами в плоскости эмульсии, что мы и наблюдаем. Скорее всего, все наши события с четырьмя двухзарядными фрагментами есть когерентное электромагнитное расщепление ядра кислорода на два ядра ^{8}Be.

Заключение

Итак, нами установлено, что набор экспериментальных данных фрагментации ядер кислорода с импульсом 4.5 А ГэВ/с в 2 или более двухзарядных фрагмента не однороден. События фрагментации в 4 двухзарядные частицы заметно у́же остальных событий – их углы вылета с направлением импульса первичного ядра заметно меньше. И это связано с тем, что почти все эти события в конечное состояние проходят через стадию образования из ядра кислорода двух ядер ^{8}Be. Вероятнее всего, они идут через когерентное электромагнитное расщепление ядра кислорода виртуальным γ-квантом.

Процесс когерентной диссоциации объявлен предметом изучения в ряде работ [7, 20, 21]. Однако ни в одной из них не приводится экспериментальных доказательств того, что изучаемые события имеют отношение к электромагнитной или ядерной когерентной диссоциации. Считается, что все так называемые белые звезды, которые не имеют фрагментов мишени и рожденных частиц, являются именно событиями когерентной диссоциации. Но этот класс событий значительно шире класса электромагнитной или ядерной диссоциации ядер. Только по углам вылета ядерную когерентную диссоциацию от обычной фрагментации ядер не отделить – углы вылета у них будут одинаковы. Возможно, что удастся доказать предсказываемую в работе [20] немонотонность сечения от переданного импульса. Но это пока никому еще не удалось сделать.

Особо следует сказать о работе [7]. При просмотре по площади в ней найдено 641 событие типа $^{16}O \to 4\alpha$. Эта выборка не является представительной, о чем и говорится в этой работе. Мы также пытались искать события по площади, но в нашей камере этот поиск оказался неэффективным из-за малой плотности первичных частиц.

Все это, а также плохая точность оценки пространственного угла θ не позволило авторам работы [7] обнаружить особый класс событий с узким угловым распределением. Анализ первичных данных этой работы сегодня уже невозможен: она была выполнена еще до широкого внедрения Интернета в практику фотоэмульсионных работ.

Литература

1. H. H. Heckman at al. Phys. Rev. C (1978), **17** 1735.
2. M. Frier at al. Phys. Rev. C (2004), **70** 064311.
3. Э. Х. Базаров и др. ЯФ (1995), **58** 2297.
4. Li Jua-Seng at al. Chinese Phis. (2004), **13** 836.
5. J. H. Derrickson at al. Phis. Rev. A (1995), **51** 1253.
6. M. I. Adamovich at al. Europhis Lett. (1998), **44** 551.
7. Ф. А. Аветян и др. ЯФ (1996), **59** 110.
8. E. J. Monitz et al. Phys. Rev. Lett. (1971), **26** 445.
9. Ф. Г. Лепехин ЯФ (2007), **70** 1109.
10. Ф. Г. Лепехин ЯФ (2009), **72** 270.
11. Ф. Г. Лепехин http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/opzar.doc
12. Ф. Г. Лепехин Письма в ЭЧАЯ (2002), N3[112].
13. Ф. Г. Лепехин http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/gibs.txt
14. Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов ЯФ (2005) **68** 2101.
15. Ф. Г. Лепехин, Л. Н. Ткач ЯФ (2011), **74** 747.

16. В. В. Добырн, Е. А. Котиков, Ф. Г. Лепехин Препринт ПИЯФ-2797 (Гатчина, 2002).
17. Ф. Г. Лепехин http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/resO16.htm
18. Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., под ред. А. А. Тяпкина, "Атомиздат", М., 1976, с. 826
19. И. Я. Померанчук, Е. Л. Фейнберг Докл. АН СССР (1953), **93** 439.
20. Н. Г. Пересадько и др. Письма в ЖЭТФ (2008), **88** 89.
21. Д. О. Кривенков и др. ЯФ (2010), **73** 2159.