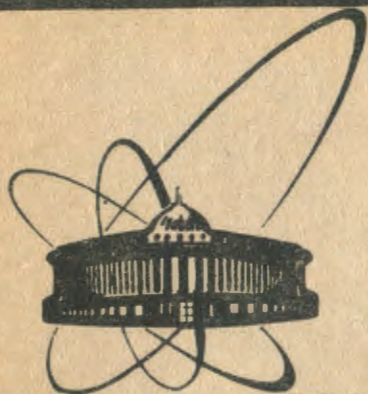


89-116



7
СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 187

P15-89-116

С.П.Авдеев

О ПОИСКЕ СВЕРХПЛОТНЫХ ЯДЕР

Доложено на II конференции молодых ученых
ЛЯР ОИЯИ, Дубна, 5-7 января 1988 г.

1989

Введение

Согласно теории пионной конденсации Мигдала /1/ возможно существование сверхплотных ядер, которые могут быть как стабильны, так и метастабильны относительно перехода в состояние с нормальной плотностью. Признаком появления в продуктах ядерных реакций сверхплотной фазы может служить аномальная энергия связи образовавшихся ядер или кратная эмиссия задержанных нуклонов.

В данной работе описываются эксперименты по поиску изомеров плотности на ускорителях ИФВЭ (Серпухов) и ОФТ ЛВЭ ОИЯИ.

Поиск изомеров плотности по аномальной энергии связи

В работе /2/ облучение проводилось на ускорителе ИФВЭ (Серпухов). Мишени были изготовлены в виде пучков вольфрамовых проволочек \varnothing 50 мкм. Диаметр пучка проволочек - 4 мм, длина - 25 мм, вес - 2 г. Через 10-11 часов облучения мишень помещалась во внутреннюю полость ионного источника с поверхностной ионизацией /3/ масс-сепаратора ЯСНАПП Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Ионизатор представлял собой вольфрамовый стакан диаметром 7 мм и длиной 30 мм, со стенками толщиной 0,5 мм. Открытый конец стакана был герметизирован конической танталовой пробкой, в доннышке стакана имелось выходное отверстие диаметром 0,4 мм. Ионизатор нагревался электронной бомбардировкой до температуры 2200°C. Радиоактивные изотопы диффундировали из тонкой проволоки мишени и после ионизации на внутренних стенках ионизатора извлекались через выходное отверстие электрическим полем вытягивающего электрода (20 кВ), ускорялись и разделялись по массам в магнитном поле сепаратора. Было проведено два облучения с полным потоком протонов, прошедших через мишень $3 \cdot 10^{15}$ и $4 \cdot 10^{15}$ соответственно. При проведении масс-сепарации прибор настраивался на выделение изобар в следующих диапазонах массовых чисел: $5 < A < 9$, $19 < A < 28$, $30 < A < 44$, $34 < A < 48$.

Сборники с активностью в течение нескольких часов экспонировались на ядерной фотоэмульсии с целью регистрации тяжелых

заряженных частиц и для получения радиографической картины распределения активности на сборнике.

При просмотре фотоэмульсии наблюдались четкие пятна, отвечающие известным изотопам Na и K . Кроме этого, конструкция ионного источника не исключала многократную ионизацию нейтралей, выходящих из ионного источника, электронным пучком, используемым для разогрева ионизатора. При просмотре фотоэмульсии не было найдено следов, которые можно было бы достоверно связать с появлением сверхплотных ядер в данных реакциях. Это соответствует верхней границе образования метастабильного сверхплотного состояния $3 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$.

В работах ^{14,5/} мишень облучалась на внутреннем пучке ОФТ ЛВЭ протонами и дейтонами с энергией 8 ГэВ. Мишень использовалась такая же, как и в работе ^{12/}. Поток протонов, прошедших через мишень, был $3 \cdot 10^{14}$, дейтонов — 10^{14} . В ионный источник с поверхностной ионизацией ЯСНАШ мишень помещалась через час после конца облучения. В фокальной плоскости находился сборник специального типа ^{16/}, который после сбора активности позволял разбивать непрерывное распределение активности на дискретные участки по 3 мм (или 1,5 мм), разнесенные друг относительно друга на 38 мм. Это позволяет вести одновременное и практически независимое измерение активности соседних участков фокальной плоскости. Распределение β -активности на сборнике находилось с помощью 120-канального устройства ^{16/}, в котором использовались стандартные гейгеровские β -счетчики СБТ-II. Абсолютная эффективность регистрации β -частиц составляла 30%, собственный фон СБТ-II составлял 15 имп./мин.

Выделялись следующие массовые диапазоны:

а) $31 < A < 45$ ^{14/}. d (8 ГэВ) + Ta .

Из оценок, сделанных в работе ^{14/}, следует ожидать, что β -стабильный сверхплотный калий имеет массовое число 38. Исходя из этого и был выбран данный массовый диапазон для поиска сверхплотных изотопов калия. В этом массовом диапазоне не было найдено статистически достоверных пиков при дробных значениях массового числа. Если для определенности положить период полураспада гипотетического сверхплотного калия равным 5 ч., то для верхней границы его выхода получилась величина $7 \cdot 10^{-5}$ от ^{42}K .

б) $64 < A < 92$ ^{4,5/}. p (8 ГэВ) + Ta.

Этот массовый диапазон был выбран исходя из того, что сверхплотный рубидий должен иметь массовое число 78 ^{4/}. Распределение β -активности на коллекторе масс-сепаратора показано на рис.1 ^{5/}. Было получено, что аномальные изотопы рубидия в этом диапазоне массовых чисел отсутствуют на уровне 10^{-5} от выхода ^{81}Rb , что соответствует сечению $8 \cdot 10^{-32}$ см².

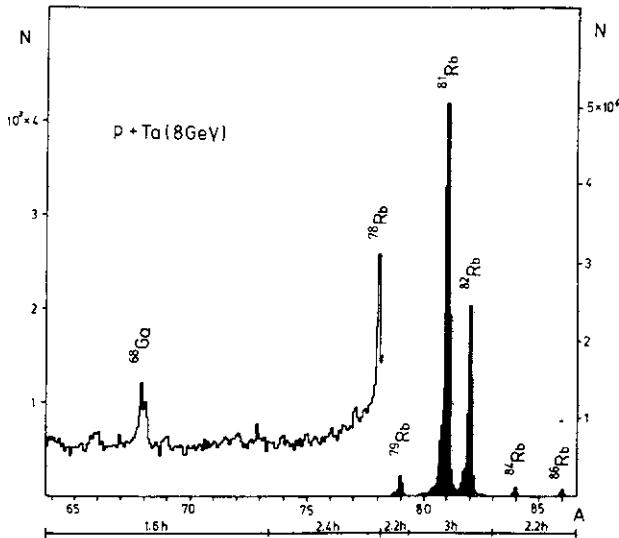


Рис.1

в) $100 < A < 138$ ^{4,5/}. p (8 ГэВ) + Ta.

Для β -стабильного сверхплотного цезия ожидается массовое число $A = 118$ ^{4/}. Статистически достоверных пиков, отвечающих аномальным изотопам, обнаружено не было. Верхняя граница для выхода аномального цезия была получена равной $5 \cdot 10^{-5}$ от выхода ^{127}Cs , что соответствует сечению $3 \cdot 10^{-32}$ см².

В работах ^{7,8/} в отличие от ^{4,5/} мишенью служил Th. Проводились следующие облучения: $d(4,3 \text{ ГэВ}) + \text{Th}$, $^3\text{He}(13 \text{ ГэВ}) + \text{Th}$, $^4\text{He}(3,7 \text{ ГэВ}) + \text{Th}$. Во всех случаях были проведены сепарации с настройкой на выделение как изотопов Cs, так и Fr.

В отличие от работ /4,5/ использовался новый сборник в фокальной плоскости масс-сепаратора и новое многоканальное устройство /9/ для измерения распределения β -активности вдоль фокальной плоскости масс-сепаратора. Это позволило снизить фон на канал более чем в 100 раз (до 0,12 имп./мин.). На рис.2 и 3 даны примеры распределений активности на сборнике, полученные при настройке масс-сепаратора на селективное выделение изотопов Cs и Fz . Были получены следующие границы образования сверхплотных ядер Cs и Fz :

| Реакция | Верхняя граница сечения образования сверхплотного Cs (cm^2) и Fz (cm^2) | | Верхняя граница сечения образования сверхплотных Cs и Fz в единицах сечения ^{127}Cs и ^{212}Fz | |
|------------------------------|---|--------------------|---|-------------------|
| | | | | |
| $d(4,3 \text{ ГэВ}) + Th$ | 10^{-32} | $3 \cdot 10^{-32}$ | $5 \cdot 10^{-9}$ | $2 \cdot 10^{-8}$ |
| $^3He(13 \text{ ГэВ}) + Th$ | $5 \cdot 10^{-31}$ | $5 \cdot 10^{-30}$ | $2 \cdot 10^{-7}$ | $2 \cdot 10^{-6}$ |
| $^4He(3,7 \text{ ГэВ}) + Th$ | $4 \cdot 10^{-31}$ | $5 \cdot 10^{-31}$ | 10^{-7} | $3 \cdot 10^{-7}$ |

Поиск изомеров плотности по кратной эмиссии задержанных нуклонов

В работе /10/ исследовалось запаздывающее нейтронное излучение из мишеней Fe , Sn , Pb при облучении пучком углерода с энергией 44 ГэВ и запаздывающее нейтронное излучение из мишеней Sn и Pb при облучении пучком 4He с энергией 5 ГэВ. Использовался режим работы аппаратуры, в дальнейшем для краткости называемый "режимом между циклами". Этот режим использовался для поиска распадов нестабильных ядер, имеющих времена жизни в интервале от 1 с до 10^4 с. На время прохождения пучка аппаратура блокировалась (~ 1 с), а в промежутке между циклами (~ 8 с) блокировка снималась. На рис.4 показаны результаты измерений для свинцовой мишени, облучаемой α -частицами.

Одночастичную загрузку можно объяснить образованием в мишени ^{17}N ($T_{1/2} = 4,17$ с), при распаде которого нейтроны испускаются с вероятностью 95%. Параллельно с основными измерениями в каждом эксперименте определялись случайные совпадения (двухкратные и трехкратные). Оказалось, что оставшаяся после вычета фона активность определяется вкладом случайных совпадений. Это

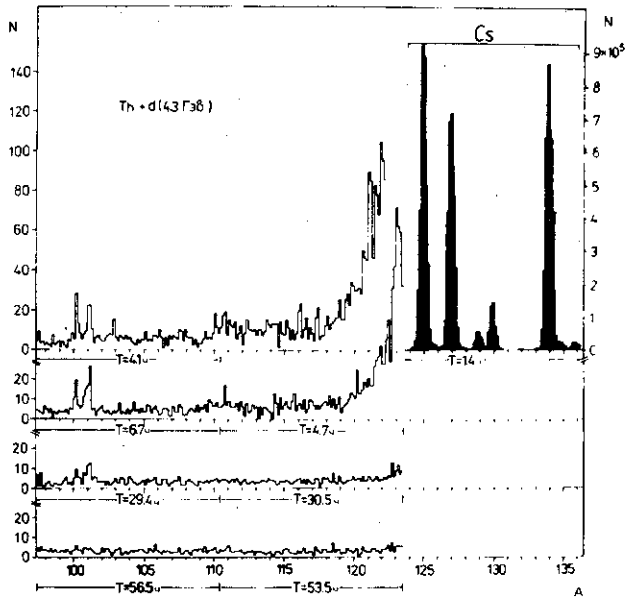


Рис. 2

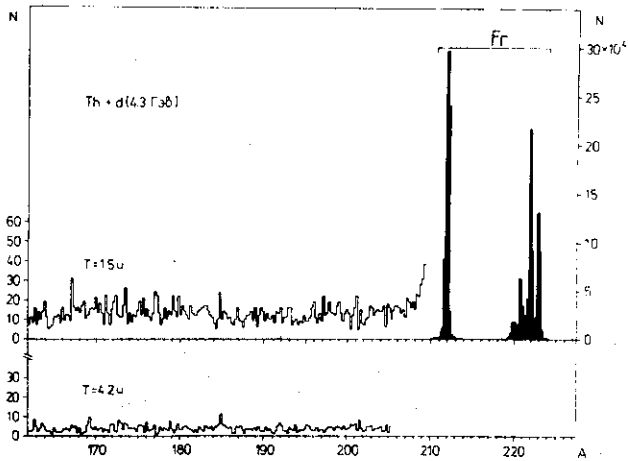


Рис. 3

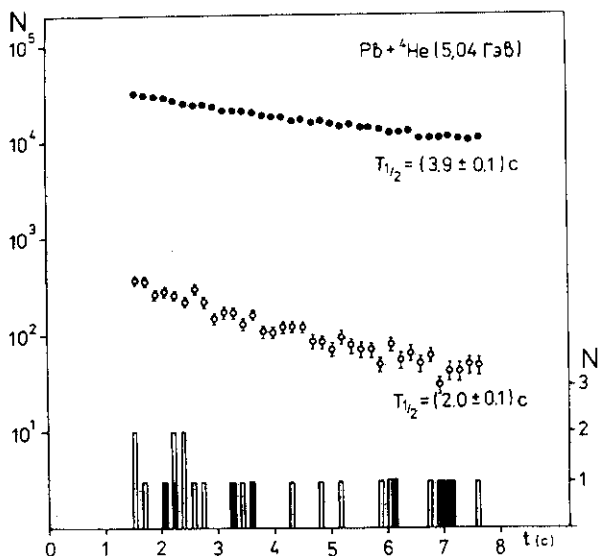


Рис. 4

объясняет двухсекундный спад активности при регистрации двухкратной эмиссии задержанных нейтронов. Верхние границы образования изомеров даны в следующей таблице.

Верхняя граница сечения образования запаздывающих излучателей трех нейтронов (в см^2)

| $^{12}\text{C}(44 \text{ ГэВ}) + \text{Fe}$ | $^{12}\text{C}(44 \text{ ГэВ}) + \text{Sn}$ | $^{12}\text{C}(44 \text{ ГэВ}) + \text{Pb}$ | $^4\text{He}(5 \text{ ГэВ}) + \text{Sn}$ | $^4\text{He}(5 \text{ ГэВ}) + \text{Pb}$ |
|---|---|---|--|--|
| $4,5 \cdot 10^{-30}$ | $2,7 \cdot 10^{-29}$ | $1,1 \cdot 10^{-28}$ | $6,8 \cdot 10^{-30}$ | $3,4 \cdot 10^{-29}$ |

В работах /11,12/ чувствительность поиска кратной эмиссии нейтронов изомерами была существенно повышена уменьшением скорости счета запаздывающих нейтронов (была введена временная отсечка более 10 с) и увеличением интенсивности пучка. В этих работах нейтронный детектор стоял на расстоянии 4 м от пучка ^{13}C , а мишень циклически по 100 с стояла на пучке, а затем через две секунды доставлялась в нейтронный детектор, где экспониро-

власась тоже 100 с. Пример временного распределения событий с кратной эмиссией нейтронов дан на рис.5. Основной вклад в спектр

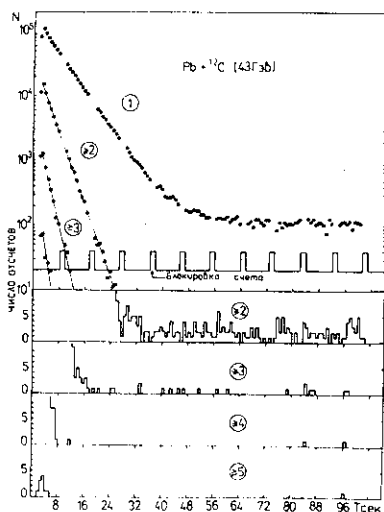


Рис.5

дает нейтронный излучатель ^{17}N с $T_{1/2} = (4,2 \pm 0,1)$ с. Появление активности в каналах с регистрацией 2-х, 3-х и 4-х нейтронов связано со случайными совпадениями. Число случайных совпадений становится пренебрежимо мало при временах 30 с, 20 с, 10 с для кратностей > 1 , > 2 , > 3 соответственно. Число событий за этими временными отсечками в пределах статистики объясняется космическим фоном. К данным, представленным на рис.5, были добавлены измерения, сделанные сразу же после выключения пучка (мишень была остановлена в полости детектора).

Таким образом для реакции $^{12}\text{C}(43 \text{ ГэВ}) + p$ была определена верхняя граница вероятности образования изомеров, распадающихся путем множественной эмиссии задержанных нейтронов. Эта граница в единицах полного сечения неупругого взаимодействия находится от 10^{-8} для кратной эмиссии 10 нейтронов ($n = 10$) до $3 \cdot 10^{-7}$ для $n = 2$, что соответствует абсолютным сечениям $3 \cdot 10^{-32}$ и 10^{-30} см^2 соответственно. Для реакции $^{12}\text{C}(15 \text{ ГэВ}) + p$ верхние границы вероятности образования изомеров получились в пределах от $2 \cdot 10^{-9}$ (для $n = 10$), что соответствует $6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$, до $2 \cdot 10^{-7}$ (для $n = 2$), что соответствует $6 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$. Эти сечения были получены для диапазона времен жизни изомеров от 10 до 10^5 с.

В работе [14] исследовалось запаздывающее кратное излучение протонов в реакции $^{16}\text{O}(16 \text{ ГэВ}) + p$. Основной регистрирующей частью установки были 8 сцинтилляционных счетчиков со сцинтилляторами на основе полистирола, симметрично расположенные вокруг свинцовой мишени. При поиске метастабильных состояний ядер с

временем жизни в интервале от 10^{-7} до 1 с аппарата работала в "режиме между банчами". Выведенный пучок имеет микроструктуру, обусловленную тем, что в кольце ускорителя частицы сгруппированы в ступки. При этом временной интервал между "банчами" равен 400 нс, полная ширина "банча" на половине высоты около 40 нс. В режиме "между банчами" аппарата блокировалась на время прохождения ступки частиц через установку. Второй режим - "между циклами" - использовался для поиска распадов метастабильных состояний ядер, имеющих времена жизни в интервале от 1 до 10^5 с. Из полученных экспериментальных данных следует, что вероятность образования метастабильных ядер, распавшихся с эмиссией протонов, с временем жизни $4 \cdot 10^{-8} < \tau < 4 \cdot 10^{-1}$ с не превосходит $4 \cdot 10^{-6}$ от полного сечения неупругого взаимодействия, а с временем жизни $4 \cdot 10^{-1} < \tau < 4 \cdot 10^5$ с $3 \cdot 10^{-7}$ соответственно. Сравнение этих данных с данными работ /II, I2/ показывает, что в перекрывающемся интервале времен жизни в работах /II, I2/ предел вероятности образования изомеров на два порядка ниже. Этот результат объясняется высокой эффективностью нейтронного детектора.

Л и т е р а т у р а

1. А.Б.Мигдал. Фермионы и бозоны в сильных полях. М., "Наука", 1978.
2. А.П.Бугорский и др. ОИЯИ, I3-I02I6, Дубна, 1976.
3. A.Latuszynski et al. Nucl.Instr.and Meth., 125, 61, 1975.
4. К.Я.Громов и др. ЯФ, 1980, т.3I, вып.2, с.289.
5. S.P.Avdeyev et al. Nucl.Phys., A381 (1982) 419-429.
6. В.А.Карнауков и др. ПТЭ, 1981, № 2, с.50-54.
7. С.П.Авдеев и др. ЯФ, 1984, т.39, вып.6, с.1497.
8. S.P.Avdeyev et al. PANIK, Heidelberg, 1984, Book of Abstracts, VII, J28.
9. С.П.Авдеев и др. ПТЭ, 1985, № 5, с.32-34.
10. С.П.Авдеев и др. ЯФ, 1982, т.36, вып.2, с.315.
11. С.П.Авдеев и др. ЯФ, 1987, т.45, вып.6, с.1505-1510.
12. S.P.Avdeyev et al. JINR, E7-87-580, Dubna, 1987.
13. С.П.Авдеев и др. ОИЯИ, PI3-86-456, Дубна, 1986.
14. С.А.Авраменко и др. ЖЭТФ, 1986, 91, с.353.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 февраля 1989 года.