

ИССЛЕДОВАНИЕ НА УСТАНОВКЕ "АНОМАЛОН"
ВТОРИЧНЫХ ЯДЕР С ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ
СИНХРОФАЗОТРОНА

И.А.Голутвин, С.Н.Доля, В.Е.Жильцов, А.В.Зарубин,
В.Н.Лысяков, В.В.Перельгин, Д.Позе, В.А.Свиридов,
А.И.Семенюшкин, Д.А.Смолин, В.В.Тихомиров, А.Г.Федунов,
В.С.Хабаров, В.И.Цовбун, Ю.А.Яцуценко

Представлены результаты экспериментов по выводу с внутренней мишени синхрофазотрона по тракту канала медленного вывода фрагментов родительского ядра фтора (^{19}F) ^{12}B , ^{14}C , ^{16}N и др., а также даны оценки верхней границы выхода фрагментов с дробным зарядом ($Z=7,7$) и сечения перезарядки $^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$. Измерены характеристики распределения фрагментов по импульсам. Импульс первичных ядер ^{19}F равен 4 ГэВ/нукл.·с.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Study of Secondary Nuclei Produced
on the Synchrophasotron Internal Target

I.A.Golutvin et al.

The results of experiments on a slow extraction of ^{12}B , ^{14}C , ^{16}N a.o. fragments of parental nucleus of fluorine (^{19}F) from the synchrophasotron inner target along the channel are presented. The upper limit of fragment yield with fractional charge ($Z=7.7$) and $^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$ charge exchange cross sections are estimated. The momentum distributions of fragments are presented. ^{19}F primary nucleus momentum is 4 GeV/nucl.·с.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Введение

При релятивистских энергиях процесс фрагментации ядер имеет особенность, позволяющую формировать пучки вторичных /в том числе радиоактивных, в естественных условиях не существующих/ ядер: фрагменты ядра-снаряда сосредоточены в узком угловом конусе в направлении импульса родительского ядра и имеют скорость, близкую к его скорости.

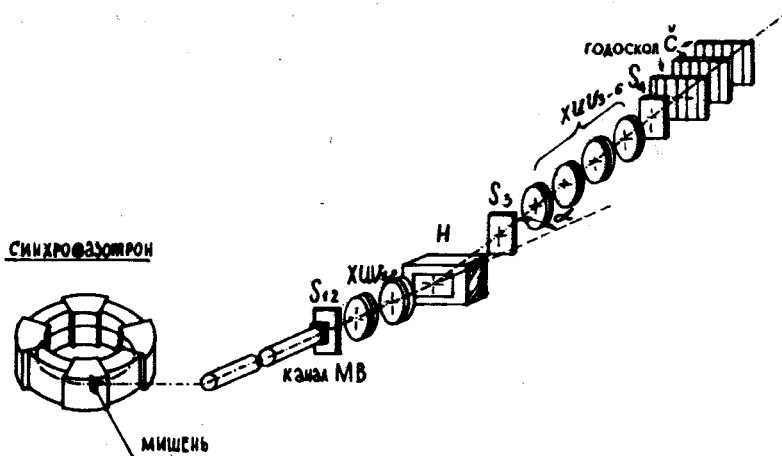


Рис.1. Схема эксперимента. МВ - канал медленного вывода, S и С - сцинтилляционные и черенковские счетчики, XUV - 3-координатные пропорциональные камеры, H - магнит.

Вторичные пучки открывают уникальную возможность исследования свойств нестабильных /в том числе экзотических/ ядер/сечения взаимодействия, электрические и магнитные моменты, спектры переходов и др./ . Первые результаты по формированию вторичных пучков изотопов He, Li, Be и C с помощью ускоренных ядер ^{11}B и ^{20}Ne , взаимодействующих с бериллиевой мишенью, и экспериментов с ними были сообщены на конференции в Висбю^{/1,2/}.

В данной работе представлены результаты эксперимента по выводу с внутренней мишени синхрофазотрона по тракту канала медленного вывода фрагментов родительского ядра фтора (^{19}F) ^{12}B , ^{14}C , ^{16}N и др., а также даны оценки верхней границы выхода фрагментов с дробным зарядом $/Z=7,7/$ и сечения перезарядки $^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$. Измерены характеристики распределения фрагментов по импульсам. Импульс первичных ядер $^{19}\text{F} \sim 4 \text{ ГэВ/с} \cdot \text{нукл}$.

Схема эксперимента

Эксперимент выполнен на синхрофазотроне ЛВЗ ОИЯИ. Режимы работы ускорителя, обеспечивающие вывод на экспериментальную установку вторичных ядер, рассчитаны и приведены в /3/.

Схема эксперимента представлена на рис.1. Мишень из тонкого /~ 10 мкм/ алюминизированного лавсана с размером по радиусу ускорителя ~ 5 мм в конце цикла ускорения ядер

вводилась в рабочую зону вакуумной камеры синхрофазотрона. Радиальное положение мишени в ускорителе могло устанавливаться с точностью ~ 1 мм, интервал изменения радиальной координаты $-\Delta R = 300$ мм. Наведение пучка ядер на мишень осуществлялось с помощью высокочастотной ускоряющей системы синхрофазотрона при постоянном магнитном поле в ускорителе /точность стабилизации поля $\frac{\Delta H}{H} < 10^{-3}$ /. Время взаимодействия пучка с мишенью ~ 400 мс. Фрагменты релятивистских ядер, образовавшиеся при взаимодействии первичного пучка с мишенью, проходят в магнитном поле ускорителя около 18 м и выводятся по каналу медленного вывода на установку "Аномалон" /4/. Таким образом, магнитное поле синхрофазотрона в этом эксперименте одновременно используется как прецизионный магнитный спектрометр для точного измерения у продуктов фрагментации ядра-снаряда величины $p \cdot A/Z$ (p - импульс фрагмента в ГэВ/с·нукл.). Поскольку при фрагментации ядра-снаряда скорости /импульсы на нуклон/ фрагментов и налетающего ядра близки, магнитный спектрометр, по существу, разделяет фрагменты по изотопному составу /по величине A/Z /.

Аппаратура установки "Аномалон", использовавшаяся в этом опыте, в основном, осталась без изменений /рис.1/: пропорциональные камеры XUV позволяли определить траектории фрагментов, с помощью сцинтилляционных счетчиков $S1:S4$ формировался триггерный сигнал. Модернизации /для увеличения светимости опыта/ подвергся только черенковский спектрометр. Измерение заряда фрагментов производилось с помощью 18 черенковских счетчиков, расположенных в 3 ряда по 6 счетчиков в каждом ряду так, что перекрываемая счетчиками площадь составляла 90×120 мм². Средняя величина разрешения по заряду фрагментов в черенковском спектрометре была $\sigma \sim 0,15$ е.

Первичная обработка результатов с помощью on-line программы позволяла измерять профиль пучка в процессе облучения с помощью пучковых пропорциональных камер, контролировать амплитудный спектр сигналов с каждого счетчика, суммировать сигналы с трех счетчиков.

Обработка экспериментальной информации, записанной на магнитные ленты, включала калибровку черенковских счетчиков и фитирование зарядовых спектров. Для калибровки использовалась экспериментальная информация с "пролетными" ядрами без взаимодействий с веществом черенковского детектора. Работа по отбору таких событий предшествовала калибровке и заключалась в следующем: для каждого набора данных получены значения амплитуд всех черенковских счетчиков, соответствующие нулевому сигналу /пьедесталы/, и

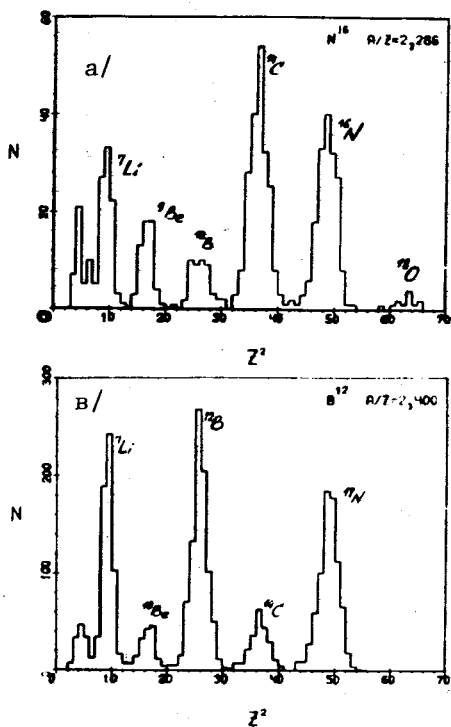


Рис.2. Зарядовый спектр сигналов черенковских счетчиков при режиме вывода изотопов: а/ азота ^{16}N , б/ углерода ^{14}C , в/ бора ^{12}B .

отброшены события, содержащие взаимодействия.

Для отбраковки событий с взаимодействиями фрагментов с веществом счетчиков

были построены корреляционные 2-мерные гистограммы амплитуд для всех наборов данных при условии, что три последовательно расположенных черенковских счетчика зарегистрировали сигнал, превышающий нулевой уровень /пьедестал/. Гистограммировалась амплитуда последнего в тройке черенковского счетчика, как функция величины сигнала первого черенковского счетчика. Методом наименьших квадратов /МНК/ через эти гистограммы проводилась прямая $Y = A + kx$, и определялась дисперсия σ . Далее принималось, что события, лежащие выше уровня $Y_1 = A - 3\sigma\sqrt{1 + k^2} + kx$, который отстоит менее чем на три стандартные ошибки от проведенной МНК прямой, обуславливались "пролетными" фрагментами.

Процедура калибровки заключалась в переводе величины средней амплитуды сигналов ФЭУ, пропорциональной интенсивности черенковского света, в единицы квадрата заряда. Для каждого набора данных строились спектры амплитуд черенковских счетчиков. Центрам тяжести идентифицированных пиков ставились в соответствие квадраты заряда фрагментов, и проводилась линейная калибровка по двум точкам. После проведения калибровок получены спектры черенковских счетчиков в единицах квадрата заряда для каждого набора данных. Для определения полного потока Q_n фрагментов типа n спектры аппроксимировались функцией

$$F(Z^2) = B + \sum_{n=1}^N (Q_n \cdot e^{-\frac{(Z^2 - \bar{Z}_n^2)^2}{2\sigma_n^2}}) / \sqrt{2\pi\sigma_n^2},$$

где параметры B - величина фона, Q_n - сумма фрагментов в пике, σ_n - дисперсия распределения по Z^2 фрагментов типа n / \bar{Z}_n^2 фиксировались/.

Результаты эксперимента

Формирование вторичных пучков различных нуклидов определяется выбором соответствующего режима работы ускорителя. На рис.2 приведены зарядовые спектры сигналов черенковских счетчиков при режимах работы ускорителя, соответствующих выводу изотопов азота ^{16}N /рис.2а/, углерода ^{14}C /рис.2б/ и бора ^{12}B /рис.2в/. Примесь в пучке, рассчитанном на определенный нуклид, его соседних изотопов оканчивается незначительной. Это особенно хорошо видно на примере изотопов азота ^{16}N /рис.2а/ и ^{17}N /режим вывода ^{17}N близок к режиму вывода ^{12}B , рис.2в/. В промежуточном между ними режиме /рис.2б/, где могут выводиться "хвосты" в импульсных распределениях обоих изотопов, выход фрагментов азота мал /рис.3/.

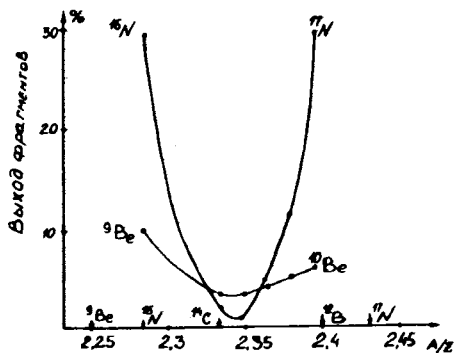


Рис.3. Выход изотопов бериллия и азота при различных режимах работы ускорителя /в процентах по отношению к сумме всех фрагментов с $Z \geq 3$ /.

Характерной особенностью всех пучков является заметная /до 25%/ примесь легких ядер лития и бериллия, связанная, как будет видно ниже, с относительно большим разбросом импульсов, приобретаемых ими в процессе фрагментации. Поэтому изотопы бериллия разделяются магнитной оптикой хуже изотопов азота /рис.3/, несмотря на то, что режимы вывода изотопов ^9Be и ^{10}Be по величине A/Z разнесены в 1,75 раза больше, чем для изотопов азота ^{16}N и ^{17}N . Большой вклад изотопа ^{14}C объясняется относительно большим сечением его образования.

Состав пучков в трех различных режимах работы ускорителя приведен в таблице.

Таблица

Нуклидный состав /в процентах/ вторичных пучков в режиме вывода ядер ^{16}N , ^{14}C , ^{12}B

Режим вывода	^7Li	$^9\text{Be} + ^{10}\text{Be}$	^{12}B	^{14}C	^{16}N	^{17}N	^{18}O
^{16}N (A/Z = 2, 286)	16,2	9,8	6,6	35,6	29,6	-	2,2
^{14}C (A/Z = 2, 333)	18,4	3,4	6,8	69,5	1,9	-	0,1
^{12}B (A/Z = 2, 400)	23,2	5,8	33,3	8,2	-	29,5	-

На внешнюю сторону синхрофазотрона могут быть выведены только нейтроноизбыточные фрагменты. В данном эксперименте мишень была расположена на оси окна № 20, возможно также размещение мишени в окнах № 18 и № 22. При этом диапазон величин A/z для фрагментов, выводимых в канал, может изменяться от 2,09 (^{23}Na) до 3 (^3H , ^6He , ^9Li , ^{12}Be , ^{15}B , ^{18}C и пр.).

Характерная величина захвата фрагмента в канал медленного вывода - порядка 10^{-2} , парциальное сечение образования нуклида ^{14}C - $5 \cdot 10^{-3}$ от полного, ожидаемый в канале медленного вывода поток фрагментов ^{14}C составляет $5 \cdot 10^{-5}$ от интенсивности внутреннего пучка ускорителя (ядра ^{19}F), что оказалось близко к эксперименту.

Оценка сечения перезарядки $^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$ и верхней границы для выхода ядер с дробным зарядом $Z = 7,7$ сделана на основании данных, представленных на рис. 4а /результаты экспозиции мишени в режиме вывода ^{19}O , где A/Z = 2,375/ и на рис. 4б /результаты экспозиции в режиме, соответствующем величине A/Z = 2,378/. Оценка сечений может быть сделана двумя способами: из сравнения выхода искоемых ядер с потоками изотопов ^{12}B или ^{14}C /сечения образования последних известны $^{5,6}/$ или прямым расчетом, поскольку интенсивность прошедших через мишень ядер ^{19}F и светосила установки известны. В предположении, что импульсные и угловые характеристики искоемых ядер и ядер ^{12}B и ^{14}C близки, получены значения сечения перезарядки

$$\sigma (^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}) \approx 3 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$$

и верхней границы сечения образования ядер с зарядом $Z = 7,7$ и $A \sim 18,3$: $\sigma < 3 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$.

Импульсное распределение фрагментов ядер ^{12}C и ^{16}O , ускоренных до энергии 2,1 ГэВ/нукл., изучалось в работе ^{17/}. Экспериментальные результаты данной работы /рис.5/

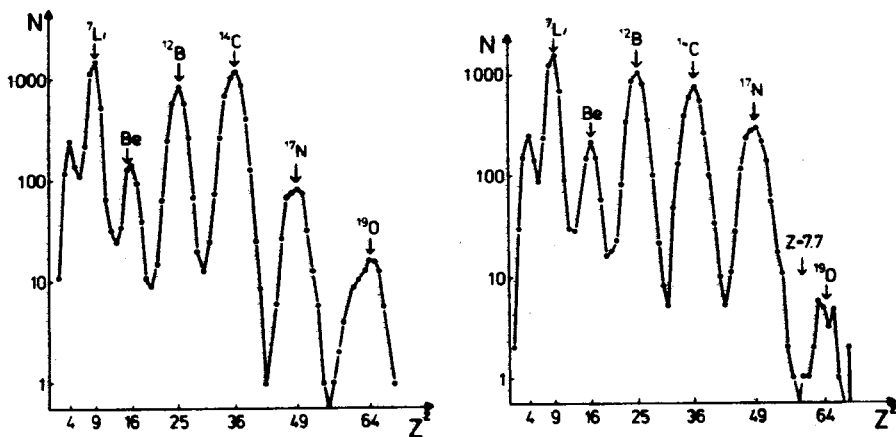


Рис.4. Зарядовый спектр сигналов черенковских счетчиков при режиме вывода: а/ изотопа ^{19}O , б/ ядер с $A/Z = 18.3/7.7 = 2,378$.

позволяют получить информацию о параметрах импульсного распределения нуклидов ^{14}C и ^{19}O , образованных при взаимодействии с мишенью ядер ^{19}F с импульсом - 4 ГэВ/с·нукл. В обоих опытах изучаются фрагменты, вылетающие в узком конусе углов в направлении падающего ядра /в нашем случае раствор этого конуса - 1 мрад, вклад аппаратного разрешения в импульсное распределение фрагментов - $3 \cdot 10^{-3}$, точность измерения среднего импульса фрагментов $\frac{\Delta p}{p} = 10^{-3}$ /.

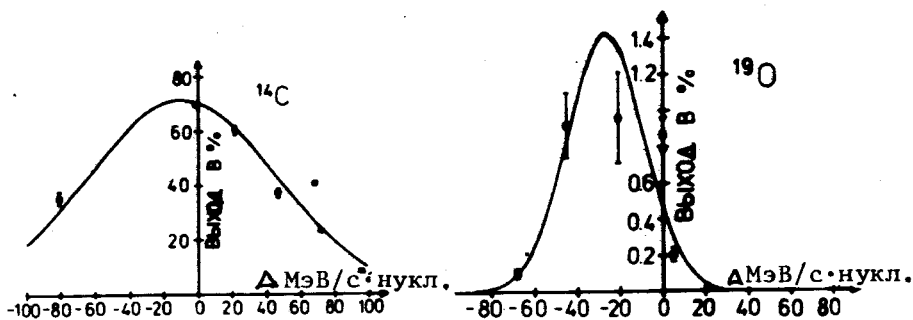


Рис.5. Распределение нуклидов ^{19}O и ^{14}C по переданному на нуклон импульсу.

Как и при меньших энергиях [7], ширина импульсного распределения в системе координат падающего ядра нуклида, образованного в реакции перезарядки, $\sigma_p(^{19}\text{O}) = (49 \pm 9)$ МэВ/с, меньше, чем соответствующая ширина продукта фрагментации

$^{14}\text{C} - \sigma(^{14}\text{C}) = (185 \pm 20) \text{ МэВ/с}$. С другой стороны, сдвиг среднего значения импульсного распределения относительно нулевого импульса в системе, связанной с падающим ядром, для ^{19}O больше, чем для фрагментов ^{14}C , $(-127 \pm 15) \text{ МэВ/с}$ и $(-32 \pm 14) \text{ МэВ/с}$. Ширина импульсного распределения фрагментов углерода $\sigma = 185 \text{ МэВ/с}$ превосходит найденную в [7]. Однако следует учесть, что в данном опыте углерод получается из ядра-снаряда фтора /в работе [7] - из O^{16} /, и увеличение числа взаимодействующих нуклонов ядра-снаряда, по-видимому, приводит к возрастанию импульсного разброса фрагментов.

А.М.Балдин [8] показал, что процесс фрагментации ядер достаточно хорошо описывается полюсным приближением

$$\frac{d\sigma}{b_{11}} = \frac{F}{(b_{11} + a_{11})^2}$$

где b_{11} - квадрат разности четырехмерных скоростей ядра и фрагмента, а величина, определяющая ширину импульсного распределения фрагментов, $a_{11} = 2\epsilon_{11}(m_I - m_1) / m_I m_1 (\epsilon_{11}$ - энергия связи фрагмента 1 в ядре I, m_I и m_1 - массы этих ядер). Из чисто полюсного приближения следует, что максимум распределения фрагментов находится в точке $b_{11} \approx 0$,

$$\text{или } \Delta = \frac{p_1^L}{m_1} - \frac{P_I}{m_I} = 0, \text{ где } p_1^L - \text{продольный импульс фрагмента.}$$

Отклонение среднего значения Δ от нуля в рамках работы [8] может быть объяснено интерференцией полюсной амплитуды с другими.

Имеются и другие модели, феноменологически описывающие процесс фрагментации ядер при высоких энергиях [9,10].

Заключение

Изучение вторичных ядер, образованных на внутренней мишени синхрофазотрона и выводимых по каналу медленного вывода, позволило определить зарядовый состав и интенсивность пучков вторичных ядер: в режиме вывода фрагмента C^{14} его парциальная интенсивность составляет 70%, выход в канал ядер C^{14} на одно первичное ядро ^{19}F составляет $3 \cdot 10^{-5}$. Сделана оценка сечения перезарядки ядра фтора в кислород: $\sigma(^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}) = 3 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$. Ядер с дробным зарядом не найдено на уровне $3 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$. Характеристики импульсных распределений фрагментов при импульсе 4 ГэВ/с·нукл. близки к измеренным в Беркли при энергии 2 ГэВ/нукл.

Авторы выражают искреннюю признательность А.М.Балдину за обсуждение результатов работы, В.И.Волкову, В.П.Заболотину, А.С.Исаеву, В.А.Мончинскому, С.А.Новикову, В.Н.Перфееву, С.В.Федукову, Д.И.Шерстянову и всему персоналу отдела синхрофазотрона ЛВЭ за обеспечение стабильной работы ускорителя.

Литература

1. Taninata I. et al. In: Proceeding of the II Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, Sweden, 10-14, June, 1985, v.1, p.32.
2. Taninata I. et al., *ibid.*, p.33.
3. Василишин Б.В., Доля С.Н. ОИЯИ, Р9-85-283, Дубна, 1985.
4. Вереш И. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 4-84, Дубна, 1984, с.10.
5. Heckman M.N. Phys.Rev.Lett., 1972, v.28, No.14, p.926.
6. Olson D.L. et al. Phys.Rev.C., 1983, v.28, No.4, p.1602.
7. Greiner D.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, v.35, No.3, p.152.
8. Балдин А.М. ДАН СССР, 1975, т.222, № 5, с.1064.
9. Masuda N., Uchiyama F. Phys.Rev.C., 1977, v.15, No.3, p.972.
10. Бондаренко Р.А. и др. ЯФ., 1983, т.38, вып.6 /12/, с.1483.

Рукопись поступила 24 февраля 1986 года.