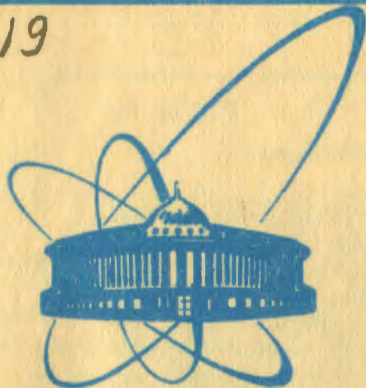


ЛЯП

T-19



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

ср

940/4-81

P13-80-765

Н.И.Тарантин, А.П.Кабаченко

ИОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА
УНИВЕРСАЛЬНОГО МАСС-СЕПАРАТОРА

1980

1. Ввод в действие в Лаборатории ядерных реакций изохронного циклотрона тяжелых ионов У-400/1,2/, предназначенного для ускорения ионов широкого круга элементов до энергии ~ 10 МэВ на нуклон, открывает большие возможности для синтеза новых нуклидов и изучения их свойств, для исследования механизма ядерных реакций.

Для выделения и идентификации радиоактивных нуклидов, многие из которых будут иметь короткое время жизни и малые сечения образования, целесообразно создание магнитного масс-сепаратора на пучке циклотрона У-400, который должен обеспечить достаточно быстрое и эффективное отделение исследуемых нуклидов от бомбардирующей частиц и побочных продуктов ядерных реакций. Магнитный сепаратор будет выполнять функции как классического сепаратора изотопов с источником ионов на пучке бомбардирующих частиц, так и сепаратора и анализатора быстрых продуктов ядерных реакций, выбиваемых из тонкой мишени. Основой универсального масс-сепаратора /УМС/ являются два идентичных дипольных электромагнита, которые могут быть использованы в различных вариантах по модульному принципу. Это достигается тем, что дипольные магниты с вертикальным направлением медианных плоскостей располагаются последовательно один над другим и плоскостью нижнего магнита может поворачиваться вокруг вертикальной оси, создавая С-форму оптической оси устройства в целом или S-форму. Заметим, что пучок тяжелых ионов выводится из циклотрона У-400 в горизонтальном направлении на уровне 450 см от пола экспериментального зала; и пространство между пучком и полом используется для размещения УМС.

2. Схема модульного электромагнита показана на рис.1. Электромагнит имеет ярмо Ш-образного типа. Основные параметры дипольного магнита: радиус кривизны оптической оси $R_0 = 100$ см; угол отклонения оси $\Phi = 90^\circ$; магнитное поле однородное, $a_1 = 0$; максимальная индукция $B_0 = 1,3T$; форма торцов полюсов типа профиля Роговского; углы наклона границ магнита $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 23,7^\circ$; ширина полюсных накладок $\Delta t = 25,0$ см; высота межполюсного зазора $h = 8,0$ см.

На рис.1 показаны две модульные схемы преобразования пучка ионов дипольным магнитом. Одно из них - преобразование типа "зажигательное стекло" в двух взаимно перпендикулярных сечениях магнита со стигматической перетяжкой пучка при $L_{\Sigma} = 54$ см,

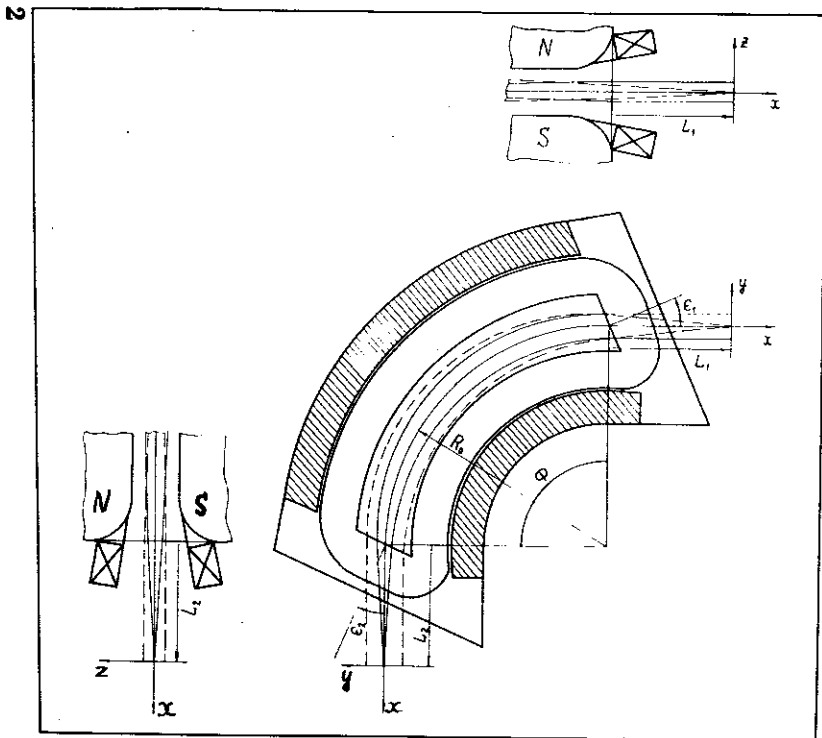


Рис.1. Схема модульного дипольного электромагнита.

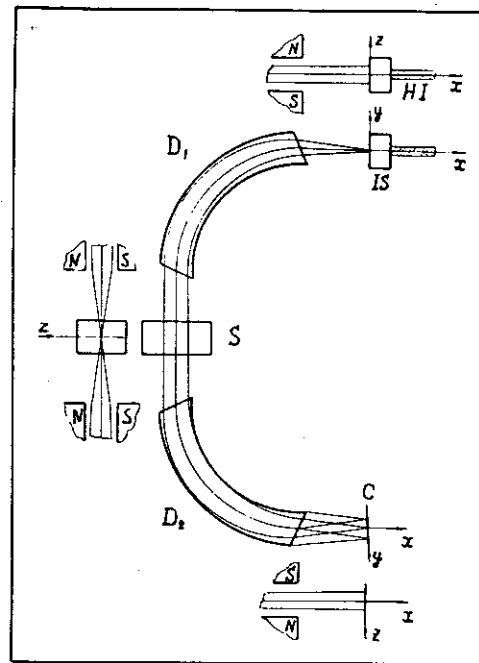


Рис.2. УМС в качестве классического сепаратора изотопов с источником ионов на горизонтальном пучке тяжелых ионов:
 HI - пучок ускоренных тяжелых ионов;
 IS - источник ионов; D - дипольный магнит; S - секступольный магнит; C - коллектор.

другое - преобразование типа "конденсор" для точечного источника /реального или мнимого/ в точке $L_1 = 54$ см. Все другие ионно-оптические характеристики этих преобразований рассмотрены в работе /3/.

3. На рис.2 показан один из вариантов использования УМС в качестве классического сепаратора изотопов с источником ионов на горизонтальном пучке бомбардирующих частиц. Характеристики масс-сепаратора*: коэффициент дисперсии

$$\frac{H \Delta m}{m_0} = H \frac{\Delta m}{m_0}^{(2)} + H_{\alpha}^{(2)} A \frac{\Delta m}{m_0}^{(1)} = 1,78$$

или 17,8 мм на 1% относительной разности масс $\Delta m/m_0$; не обращаемый в нуль линейный абберационный коэффициент $H_{\eta} \neq 1$; предельная разрешающая способность R_m при радиальной ширине щели источника ионов $\Delta y_1 = 0,1$ см ($\Delta \eta = \Delta y_1/R_0 = 10^{-3}$): $R_m = \frac{H \Delta m}{m_0} / H_{\eta} \Delta \eta = 1780$; дважды относительная дисперсия $D_{rel} = 0,34$; обеспечивается стигматическая фокусировка пучка ионов; фокальная плоскость почти ортогональна к оптической оси.

Для исключения аббераций второго порядка используются секступольный магнит S, расположенный оптимальным образом в месте аксиальной перетяжки пучка, и круговая форма входных и выходных границ дипольных магнитов /на рис.2 не показана/. Эти границы будут рассчитаны с учетом неизбежной квадратичной составляющей поля ($a_2 \neq 0$) дипольного магнита, которая станет известна после магнитных измерений. Для возможности последующей реализации этой формы границ торцовые части полюсных наконечников магнита выполнены как отдельные съемные элементы. Предельный угловой акцентанс пучка ионов, определяемый шириной полюса, $\Delta \alpha_1 = 0,2$ рад, реальный - $\Delta \alpha_1 = 0,1$ рад.

4. Рассмотренный вариант УМС с ионным источником вне пучка бомбардирующих частиц может быть использован для высокочувствительного масс-спектрального анализа ультрамалых количеств примесей в веществе, например, при поиске долгоживущих сверхтяжелых элементов в природе. Для дополнительной очистки от нерегулярных фоновых ионов в этом пучке предполагается перезарядка ионов на паровой струе в месте аксиальной перетяжки пучка между магнитами D_1 и D_2 .

5. При повороте дипольного магнита D_2 на 180° вокруг вертикальной оси С-форма оптической оси преобразуется в S-форму, при этом реализуется бездисперсионный вариант магнитного

* Смысл используемых обозначений см. в работе /4/.

устройства:

$$H \frac{\Delta m}{m_0} = H_{\alpha}^{(2)} \frac{\Delta m}{m_0} + H_{\alpha}^{(2)} A \frac{\Delta m}{m_0}^{(1)} = 0,$$

так как в этом случае $H \frac{\Delta m}{m_0}^{(2)}$ и $H_{\alpha}^{(2)} A \frac{\Delta m}{m_0}^{(1)}$ противоположны по знаку. Этот вариант УМС может быть использован при глобальном исследовании всей совокупности продуктов ядерных реакций, имеющих широкий спектр масс, например, реакций многонуклонных передач при столкновении сложных ядер. В частности, такая концентрация нуклидов может быть полезна для последующего детектирования долгоживущих сверхтяжелых элементов по кинетическим характеристикам осколков деления на пучке легких бомбардирующих частиц^{/5/}. Интервал массовых чисел ионов, концентрируемых в одном месте коллектора, $\Delta A/A_0 \approx 15\%$.

6. Для источника ионов с конусообразной формой пучка возможен любой другой угол поворота магнита D_2 от 0 до 180° с изменяемой дисперсией $H \frac{\Delta m}{m_0}$ от $1,78$ до 0 . При взаимно перпендикулярном расположении медианных плоскостей D_1 и D_2 дисперсия $H \frac{\Delta m}{m_0}$ равна $1,54 / 86\%$ от максимальной/ и осуществляется дополнительная дискриминация по направлению случайных в радиальной плоскости D_1 ионов за счет их коллимации межполюсным зазором D_2 /этот принцип используется на масс-сепараторе ЭМСНАПТИ^{/6/} /.

7. На рис.3 представлен вариант УМС с источником ионов на вертикально направленном пучке бомбардирующих частиц. Работа на вертикальном пучке позволит использовать в качестве мишени или стопора продуктов ядерных реакций горизонтально расположенные расплавленные вещества, жидкости или порошки. Такие мишени в некоторых случаях будут единственно реализуемыми на пучке ускоренных тяжелых ионов большой интенсивности /до 100 мкА/ . Мишень или стопор из расплавленного вещества или нагретого мелкодисперсионного порошка может обеспечить более высокую скорость диффузии и десорбции продуктов ядерных реакций. Достижимая разрешающая способность в этом случае в два раза ниже, чем для варианта, описанного в п.3.

8. На рис.4 представлена ионно-оптическая схема УМС для сепарации и анализа продуктов некоторых экзотических ядерных реакций, протекающих без изменения или с незначительным изменением начального импульса. К числу таких реакций относится, например, реакция радиационного захвата тяжелого иона, которая, как показано в работе^{/7/}, пока еще экспериментально не наблюдалась.

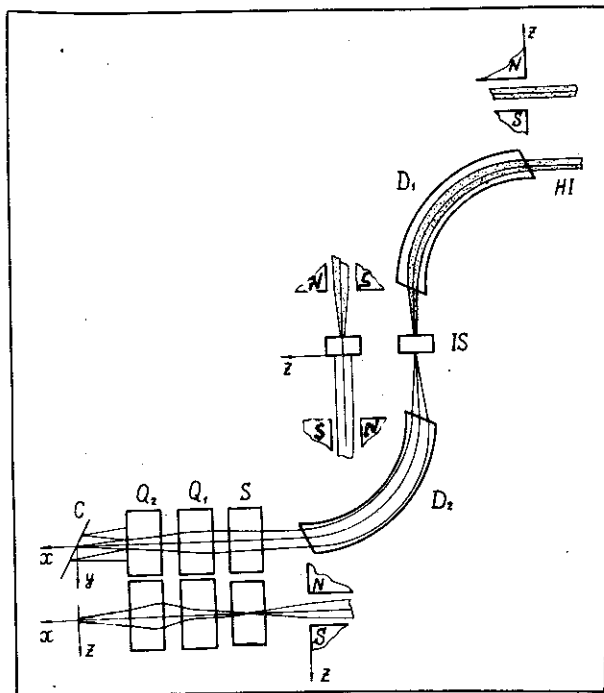


Рис.3. УМЦ в качестве классического сепаратора изотопов с источником ионов на пучке бомбардирующих частиц с горизонтально расположенной расплавленной, жидкой или порошковой мишенью: Q - квадрупольный магнит.

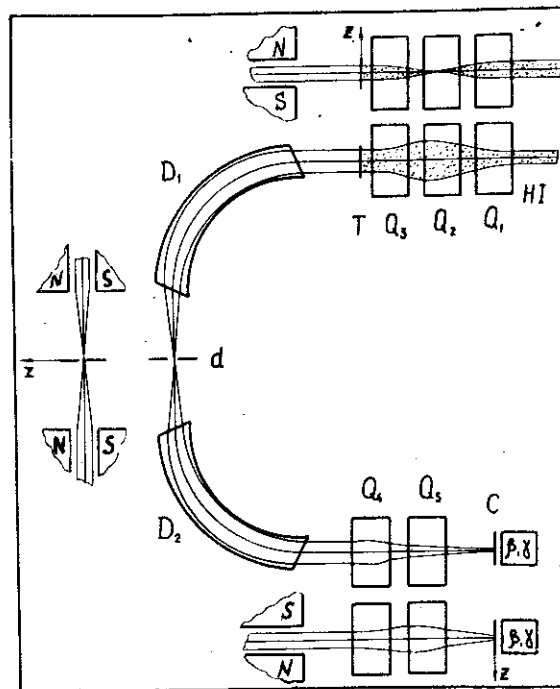
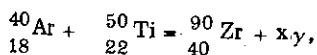


Рис.4. УМЦ как анализатор продуктов экзотических ядерных реакций - реакции радиационного захвата тяжелого иона и ядерного эффекта Джозефсона: T - тонкая мишень; d - круговая диафрагма.

Действие УМС в этом случае поясним на конкретном примере сепарации и идентификации конечного продукта возможной реакции:



где x - число испущенных γ -квантов.

Согласно модели слияния сложных ядер^{/8/} оптимальная энергия ионов ${}_{18}^{40}\text{Ar}$ составляет $E_{\text{opt}} = 250$ МэВ в лабораторной системе. При краевом столкновении рассматриваемых ядер образуется ядро ${}_{40}^{90}\text{Zr}$ с минимально возможной энергией теплового возбуждения $E_{\text{th}} = 20$ МэВ и с критическим по входному каналу угловым моментом $l = 75\hbar$. Эта энергия возбуждения существенно меньше, чем энергия возбуждения / $E_{\text{th}} = 58$ МэВ / компаунд-ядра с $l \sim 0$, образующегося при энергии бомбардирующих частиц, равной высоте кулоновского барьера / $B = 112$ МэВ/. Такое относительно холодное, сильно вращающееся ядро имеет повышенную вероятность де-возбуждения путем эмиссии нескольких γ -квантов без испускания нейтронов.

После радиационного захвата энергия отдачи ${}_{40}^{90}\text{Zr}$ будет составлять $E_{\gamma} = 110$ МэВ, а его равновесный ионный заряд согласно данным работы^{/9/} $q_{\text{Zr}} = 25$ элементарным зарядам. Равновесный ионный заряд аргона после прохождения мишени будет равен предельно возможному заряду: $q_{\text{Ar}} = 18$. При равенстве импульсов и найденном различии зарядов ($\delta = -\frac{\Delta e}{e_0} = \frac{7}{25} = 0,28$)

линейное расхождение ионов Ar и Zr в плоскости круговой диафрагмы d составит виртуально $1,78 \cdot 100 \cdot 0,28 = 50$ см. Радиальный размер стигматической перетяжки пучка продуктов реакций в этой же плоскости может быть равен 0,05 см. Эта величина получена при условии предварительной трансформации пучка квадрупольными магнитами $Q_1 Q_2 Q_3$ по типу расширяющегося телескопического преобразования без учета энергетического разброса и при аксиальном эмиттансе изохронного циклотрона $\Delta z \cdot \Delta z' = 30,0$ мм \cdot 1,3 мрад. Это дает хорошие условия для очистки продуктов реакции от бомбардирующих частиц первой ступенью D_1 сепаратора. Вторая ступень D_2 обеспечит дополнительную очистку от случайных ионов.

Вся система $TD_1 D_2 Q_4 Q_5 C$ обладает в линейном приближении изодистантностью траекторий: $\Lambda_{\eta} = 0$ согласно ионно-оптической схеме; $\Lambda_{\alpha} \Delta \alpha_1$ мало из-за малости $\Delta \alpha_1$. Поэтому возможна дополнительная дискриминация ионов по времени пролета, которая весьма эффективна, если учесть, что для ионов Ar по отношению к ионам Zr $\delta = \frac{\Delta v}{v_0} = 1,25$.

9. Другая возможная для исследования экзотическая реакция - это ядерный эффект Джозефсона или усиленная передача нескольких

пар нуклонов от одного сверхтекучего ядра к другому. На возможность такой реакции было впервые обращено внимание в работе^{10/}, но до сих пор, насколько нам известно, не было попыток экспериментального ее наблюдения.

Легко показать, что при центральном столкновении двух близких по массе ядер $A_1 \approx A_2$, сопровождаемом передачей от A_1 к A_2 небольшого числа n ($n = 1, 2, 3$) пар нуклонов и выделением энергии Q , импульс выбитого ядра A_4 будет определяться с точностью до малых величин первого порядка следующей формулой:

$$P_4 \approx P_1 \left(1 + \frac{n-m}{A_2} + \frac{Q}{2E_1} \right),$$

где P_1 и E_1 - импульс и энергия бомбардирующей частицы в лабораторной системе; m - различие в массах A_1 и A_2 , выраженное числом пар нуклонов: $A_1 = A_2 + 2m$.

Из формулы следует, что только при резонансной передаче, то есть при $Q=0$ и $n=m$, нет различия между импульсами бомбардирующего и выбитого ионов. При столкновении наиболее легких из сверхтекучих ядер $Sn + Sn$ разница в импульсах будет определяться величинами

$$\frac{n}{A_1} \approx \frac{m}{A_2} \approx \pm 0,01 \text{ и } \frac{Q}{2E_1} \approx -0,005.$$

Для измерения этой разницы УМС лучше использовать как спектрометр потерь энергии^{11/}. Для этого вместо диафрагмы d /рис.4/ должна быть установлена тонкая мишень Т. Система $Q_1 Q_2 Q_3 D_1 D_2 Q_4 Q_5$ имеет $H\delta=0$, и поэтому бомбардирующие ионы олова, независимо от начального энергетического разброса, будут фокусироваться в одной точке коллектора С. Вторая ступень установки проанализирует выбитые из мишени ядра /в том числе и упруго выбитые/ с разрешением $\Delta P/P \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Дополнительная идентификация радиоактивных продуктов реакции Джозефсона возможна с помощью β - и γ -спектрометров, установленных за коллектором.

10. Для сепарации и исследования продуктов реакций полного слияния, сопровождаемых эмиссией нуклонов, УМС может быть использован как газонаполненный масс-сепаратор^{12/}. Ионно-оптическая схема в этом случае повторяет вариант, представленный на рис.4, с тем лишь существенным отличием, что при этом используется диспергирующий вариант с S-образной формой оптической оси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fieger G.N. J.Phys., 1976, v.37, p.C5-233.
2. Оганесян Ю.Ц. В кн.: Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1. ОИЯИ, Дубна, 1979, с.42.
3. Тарантин Н.И. ОИЯИ, P9-11536, Дубна, 1978.
4. Тарантин Н.И. ЖТФ, 1979, т.49, с.251.
5. Оганесян Ю.Ц. и др. ОИЯИ, P15-12370, Дубна, 1979.
6. Tarantin N.I. et al. In: Proc. Int. Conf. Electromag. Isotope Separ. and Techn. their Appl (Ed. H.Wagner, H.Walcher), Marburg, 1970, p.59.
7. Viano J.B. et al. Phys.Rev., 1979, v.C20, p.551.
8. Тарантин Н.И. ЯФ, 1978, т.27, с.108.
9. Wittkower A.V., Betz H.D. At. Data Tables, 1973, v.5, p.113.
10. Гольданский В.И., Ларкин А.И. ЖЭТФ, 1967, т.53, с.1032.
11. Cohen V.L. Rev.Sci.Instr., 1959, v.30, p.415; 1962, v.33, p.85.
12. Cohen V.L., Fulmer C.V. Nucl.Phys., 1958, v.6, p.547.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 ноября 1980 года.