

0-361

3/II-69

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

9 - 4165



Ю.Ц.Оганесян, М.М.Фикс

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ  
УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

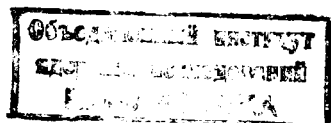
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1969

9 - 4165

Ю.Ц.Оганесян, М.М.Фикс

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ  
УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР



## 1. Введение

Основными объектами исследований в ядерной физике являются стабильные и нестабильные изотопы. На первом этапе решающий вклад в наши знания внесли стабильные изотопы; дальнейший прогресс в ядерной физике связан, главным образом, с нестабильными изотопами, вплоть до самых короткоживущих. Естественно проанализировать, сколько изотопов уже синтезировано и что предстоит сделать в этом отношении будущим экспериментаторам? Рис. 1 дает ответ на этот вопрос <sup>1,2/</sup>. Известные стабильные изотопы (менее 300) показаны черными квадратиками. Область между двумя сплошными линиями соответствует радиоактивным изотопам (примерно 1500), которые были синтезированы различными методами со времени открытия Жолио-Кюри. Пунктирная линия указывает границы области стабильности, определенные на основании расчетов Святецкого. Легко видеть, что известная область очень мала по сравнению с той, которая должна быть исследована. Оценка числа изотопов в ней дает значение 3000-4000, что значительно больше всего известного до сих пор.

Исследование изотопов, далеко отстоящих от стабильных областей, - весьма важная и трудная задача, так как в этом случае мы будем иметь дело с ядерным веществом, находящимся в необычных состояниях. Например, можно рассчитывать получить изотопы кальция от  $^{81}_{20}\text{Ca}$  с 20 п и 11 п до  $^{70}_{20}\text{Ca}$  с 20 п и 50 п, или  $^{176}_{50}\text{Sn}$  с 50 п и 126 п, или изотоп элемента с атомным номером 126 с 126 п и 184 п ( $A=310$ ).

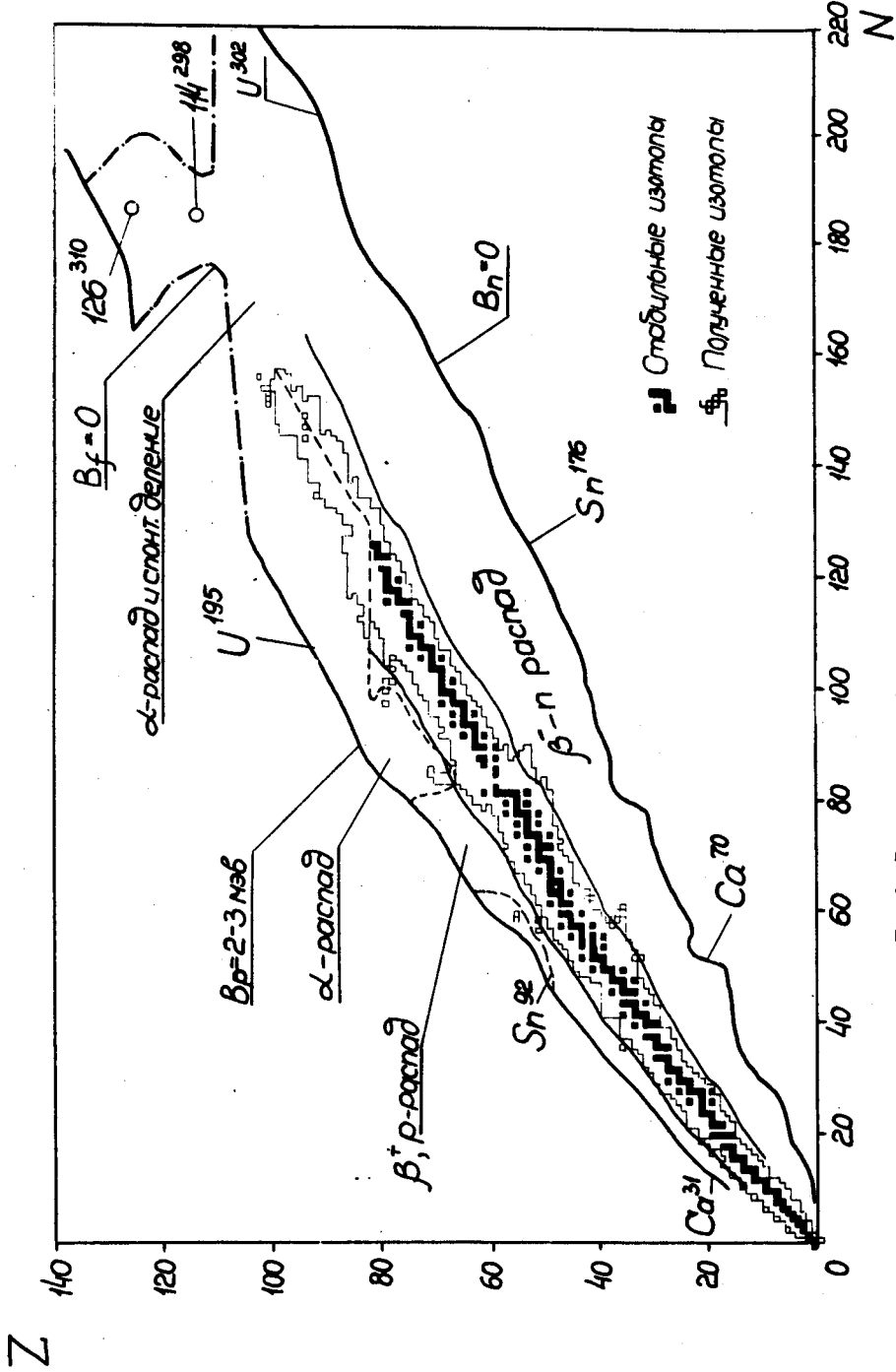


Рис.1. Диаграмма стабильности ядер.

В этой области соотношение между кулоновскими и ядерными силами будет совершенно другим. Нельзя исключить возможность существования и новых островов стабильности /3,4/.

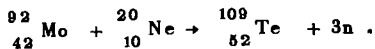
Каким образом можно синтезировать новые изотопы, далекие от стабильных? Одна из возможностей проникновения в области нейтронообогащенных и нейтронодефицитных ядер заключается в использовании реакций передачи.

В настоящее время достаточно хорошо изучены реакции однонуклонных передач с различными частицами, а в Дубне исследовались и много-нуклонные передачи с тяжелыми ионами. Однако результаты этих работ весьма неутешительны. Поперечное сечение реакции передачи 6-8 нейтронов в случае ( $Tb + Ne$ ) очень мало ( $10^{-5}$  барна) /5/, так что этот метод мало перспективен для синтеза легких и тяжелых изотопов в широком диапазоне  $Z$ .

В другом методе используются источники нейтронов высокой плотности как импульсной, так и стационарной природы для последовательного захвата нейтронов. Вначале казалось, что этот метод будет перспективным, особенно в случае синтеза трансурановых элементов. Однако серии опытов, проведенных в США, показали, что последовательный захват большого числа нейтронов малозффективен. Последним изотопом, полученным этим методом, был  $^{267}_{100}Fm$  /6/.

С целью проникновения в область нейтронодефицитных изотопов в течение последних 10 лет и в США, и в СССР было предпринято много попыток использовать реакции между тяжелыми ядрами. Были сконструированы специальные ускорители тяжелых ионов таких, как  $C$ ,  $O$ ,  $Ne$ ,  $Ar$ , и, действительно, проблема была частично решена. Открытие протонной радиоактивности /7,8/, а также новых  $\alpha$ -излучателей /9/ в широкой области  $Z$  и  $A$  дало качественно новые сведения о стабильности и индивидуальных свойствах ядер с недостатком нейтронов.

Однако и здесь существуют определенные трудности, которые не позволяют проникать далеко в неизведанную область и подходить близко к границам стабильности. Это утверждение хорошо иллюстрируется на примере испытывающего протонный распад нового изотопа  $^{108}_{52}Te$ , который был получен в реакции



Найдено, что поперечное сечение этой реакции составляет всего  $10^{-6}$  барна. Для получения более легких изотопов теллура следует рассчитывать на испарение, скажем, 10–15 нейтронов, однако вероятность таких событий катастрофически уменьшается. Подобная ситуация возникает и в области тяжелых ядер.

Полученные в Лаборатории ядерных реакций несколько спонтанно делящихся изомеров имеют необычную природу, что связано, по-видимому, с большим различием формы ядра в основном и изомерном состояниях<sup>/10/</sup>. Было бы очень важно найти подобные ядра с другими типами распадов ( $\alpha$ -распад,  $\gamma$ -излучение и др.). Однако эта работа требует планомерных исследований ядер широкой области  $Z$  и  $A$ , далеких от линии стабильности.

Возможности синтеза новых элементов с  $Z > 100$  также весьма ограничены (см. рис. 2). Быстрое падение сечения с ростом  $Z$  наглядно демонстрирует, как сильно возрастают трудности при попытках получения новых элементов<sup>/11/</sup>.

Таким образом, использование тяжелых ионов с  $A \leq 40$  позволило несколько расширить границы исследования радиоактивных ядер, но, в основном, за счет продвижения в область нейтронного дефицита. Вместе с тем различные каналы реакции приводят к образованию элементов с относительно малой дисперсией по массе, и это сильно ограничивает круг исследований свойств ядер.

Однако ситуация существенно меняется, если в качестве бомбардирующих частиц используются ядра с массой  $A > 100$ .

В этом случае открываются новые пути синтеза изотопов и элементов, далеких от области стабильности. Представляется, что весьма перспективными для этой цели являются реакции деления. В течение последних лет в Лаборатории ядерных реакций изучались массовые распределения осколков деления при облучении ядер от золота до урана ионами от

${}^{12}\text{C}$  до  ${}^{40}\text{Ar}$  /12/.

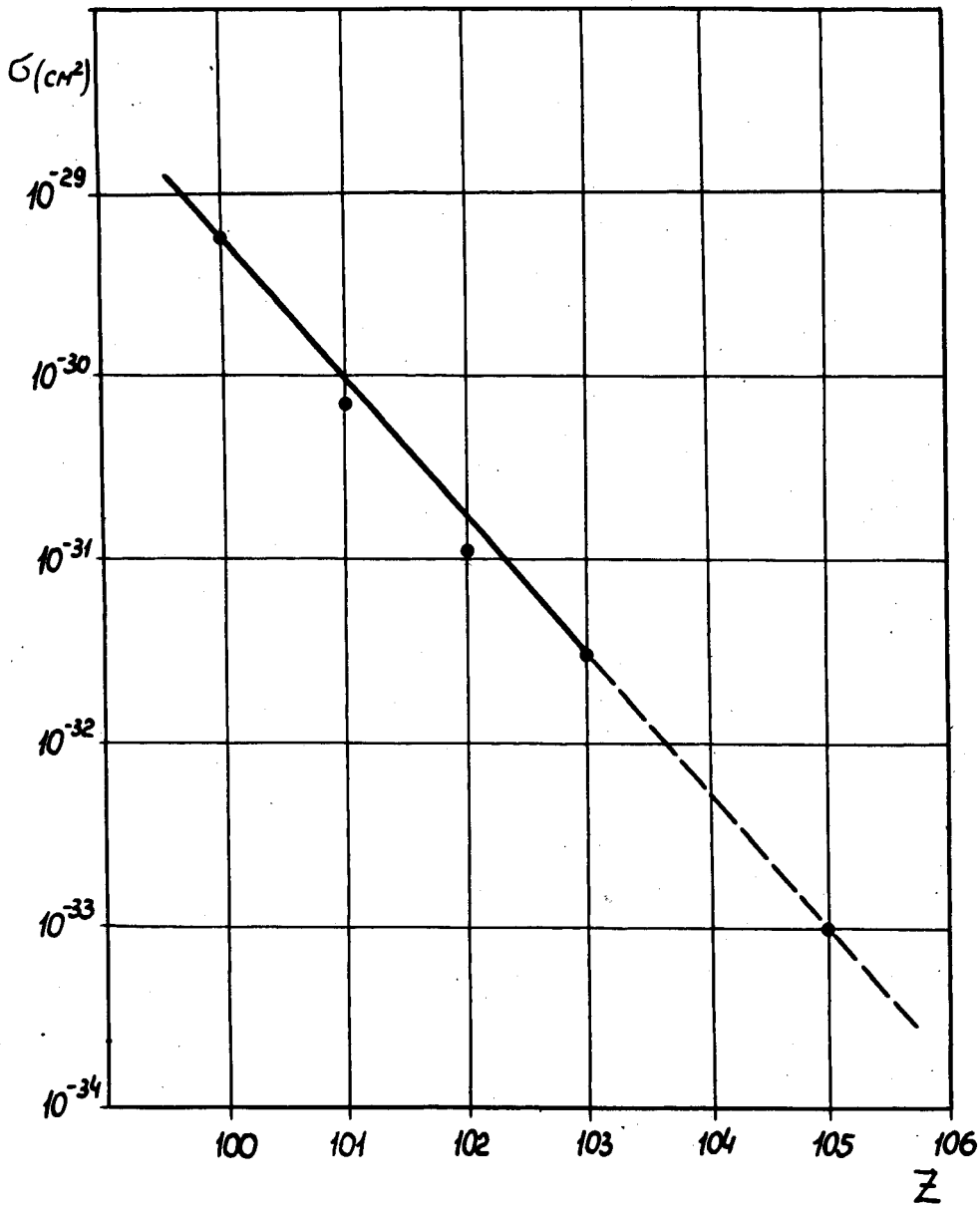


Рис.2. Сечение образования ядер трансураниковых элементов в реакциях с испарением нейтронов.

Кривая распределения осколков по массам (см. рис. 3) имеет симметричную форму и хорошо описывается формулой:

$$P(A_f) = \frac{1}{(\pi\Delta^2)^{1/2}} \exp \left[ - \frac{(A_f - \frac{A_0}{2})^2}{\Delta^2} \right]$$

( $A_f$ ,  $A_0$  - массы осколка и компаунд-ядра). Дисперсия распределения  $\Delta$  сильно возрастает с увеличением  $Z^2/A$  компаунд-ядра, и в случае  $^{238}\text{U}$  ( $^{40}\text{Ar}$ , f) наблюдается большой выход  $\alpha$ -активных ядер  $Po$  и  $At$  /13/ ( $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ ).

Есть все основания считать, что для подобных реакций, вызываемых более тяжелыми частицами, максимум распределения сместится к большим  $Z$ , а дисперсия  $\Delta$  увеличится. Из этого следует, что, если использовать пучок ионов ксенона, то окажется возможным синтезировать всю известную область трансураниевых ядер вплоть до различных изотопов 105-106-го элементов.

В случае более легких ядер увеличение дисперсии по массе позволит продвинуться с равным успехом в нейтронодефицитную и нейтроноизбыточную области.

Отметим, что и сечение реакций многонуклонных передач будет существенно возрастать с увеличением массы иона.

Из данных, полученных ранее /14/, можно ожидать относительно большого сечения передачи целых комплексов нуклонов 30-40. Соотношение числа протонов и нейтронов в передаваемом комплексе может сильно меняться, и это дает дополнительную возможность синтеза изотопов, далеких от области стабильности.

Остановимся отдельно на синтезе ядер  $^{290-298}_{114}$  и  $^{300-310}_{126}$ . В соответствии с теоретическими представлениями /3,4,15/, можно ожидать значительного увеличения стабильности в этой области из-за появления замкнутых протонных и нейтронных оболочек ( $Z=126$ ,  $n=184$  - дважды магическое ядро). Различные работы предсказывают существование наиболее стабильного ядра - либо  $^{298}_{114}$ , либо  $^{310}_{126}$ . Стабильность изотопов 114 элемента, полученная из расчетов Святецкого, представлена на рис. 4. Ионы криптона дают возможность получить ядро  $^{310}_{126}$ , например, в реакции:



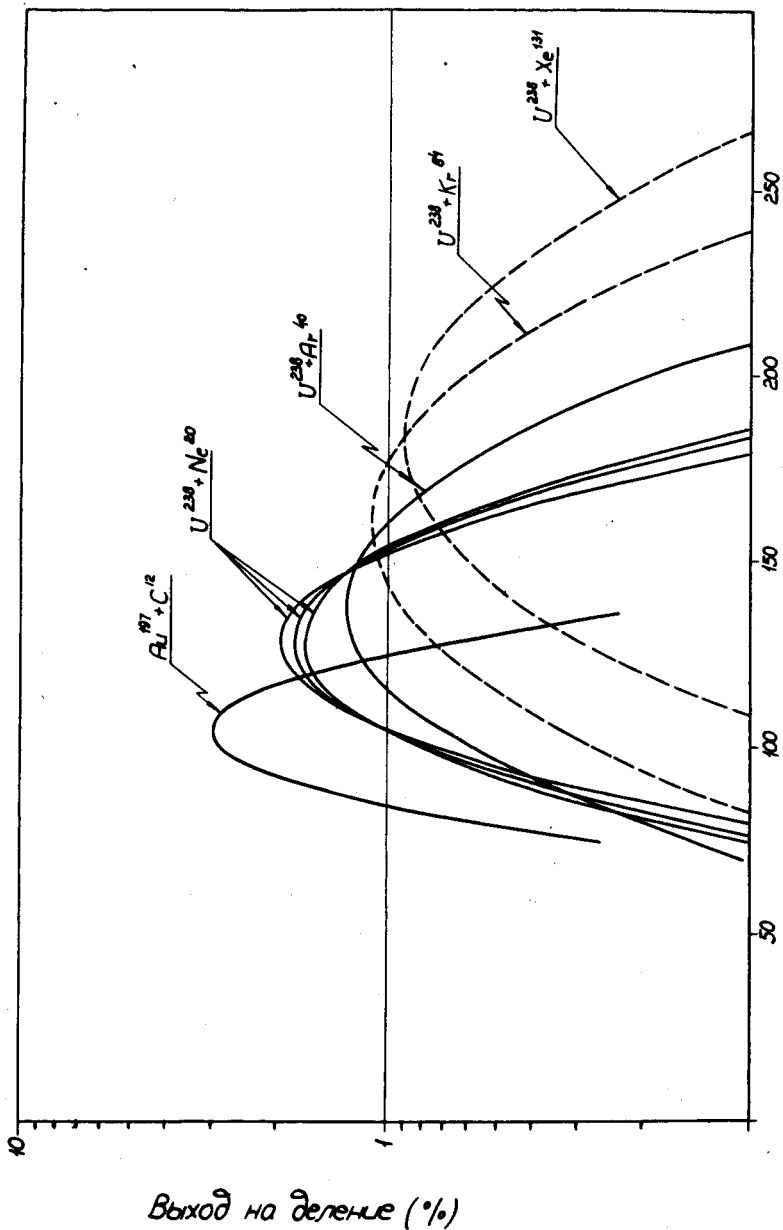


Рис. 8. Распределение по массам осколков деления в реакциях с тяжелыми ионами.

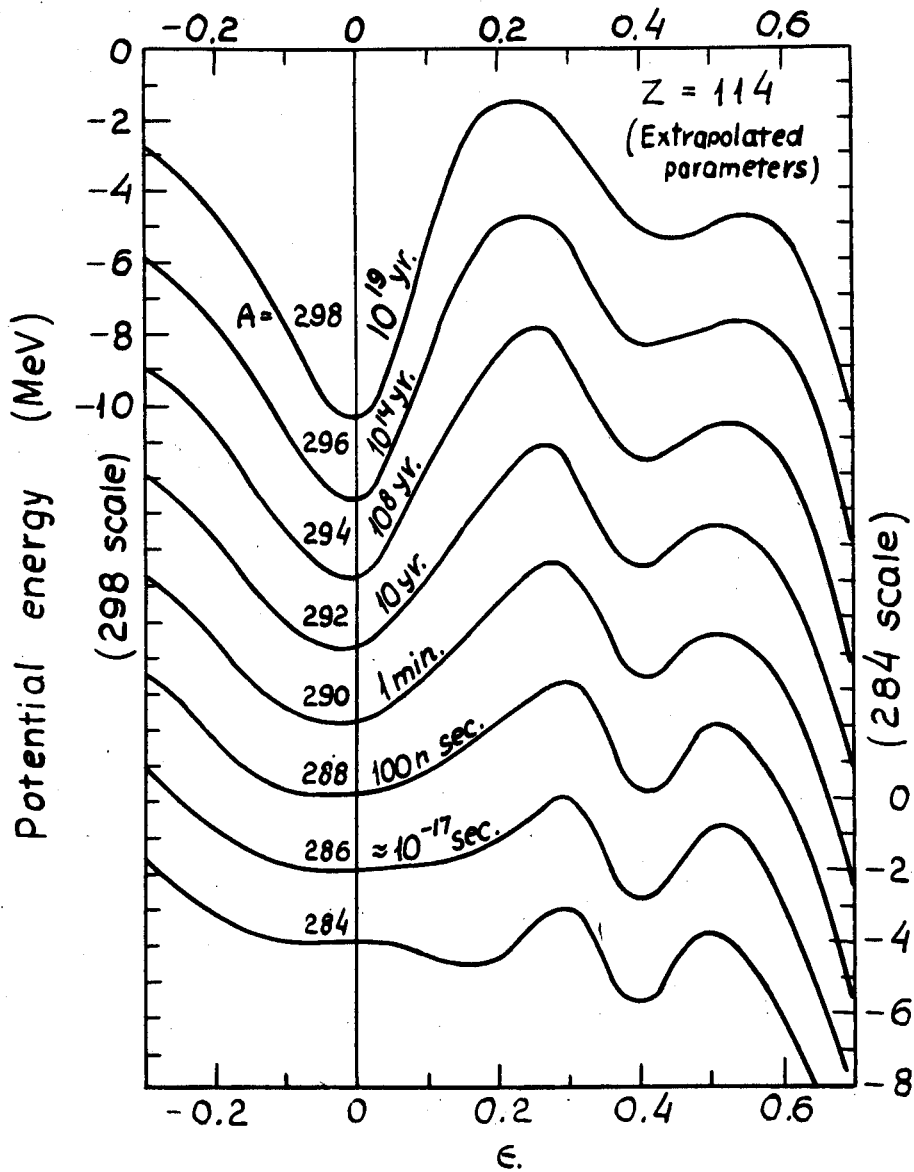
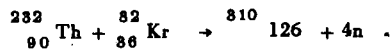


Рис.4. Энергии деформации различных изотопов элемента  $Z=114$  и периоды их полураспада относительно спонтанного деления.



294 - 298

114

Что касается изотопов , то их синтез невозможен в реакции полного слияния, и пути его осуществления следует искать в процессе деления или реакциях передачи с использованием тяжелых ионов с массой  $A > 150$  . Тяжелые ионы дадут широкие возможности изучения механизма взаимодействия сложных ядер при исследовании таких процессов, как:

- 1) образование и распад составных ядер /16/;
- 2) деление ядер, кулоновское деление /17/;
- 3) прямые реакции, в частности, реакции многонуклонных передач /15/;
- 4) кулоновское возбуждение /18/.

Отметим, что тяжелые частицы могут найти широкое техническое применение. В частности, ввиду больших удельных потерь энергии тяжелые ионы можно успешно применять для испытания материалов на радиационную стойкость. Одной из важных проблем является, например, исследование устойчивости материалов, работающих в активной зоне реакторов. Плотности пучков ускоренных ионов с массой  $A \geq 100$  могут быть на 2-3 порядка больше, чем в активной зоне мощного реактора. Это означает, что эксперимент на радиационную стойкость образца, который в реакторе занимает много месяцев, может быть выполнен на ускорителе за несколько часов.

Тяжелые частицы малой энергии являются также прекрасным инструментом для элементного и изотопного анализа образцов /19,20/.

## II . Требования, предъявляемые к пучкам тяжелых ионов

Исходя из рассмотренных физических задач, можно сформулировать основные условия, которым должны удовлетворять ускоренные пучки тяжелых ионов.

1. Диапазон масс ускоряемых частиц желательно иметь максимально широким. Наибольшая масса иона выбирается из следующих соображе-

ний. Самое тяжелое — слабоактивное ядро  ${}_{92}^{238}\text{U}$ , далее (в сторону уменьшения масс) —  ${}_{90}^{232}\text{Th}$  и затем —  ${}_{83}^{209}\text{Bi}$ ,  ${}_{82}^{208}$  —  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$  и т.д. Разрыв между  $\text{Th}$  и  $\text{Bi}$  включает 6 сильно радиоактивных элементов, которые не могут быть ускорены. Поэтому представляется разумным выбрать максимальную массу  $A = 200\text{--}210$ . Отметим, что все рассматриваемые выше направления исследований требуют по возможности более тяжелого ядра в качестве бомбардирующей частицы, и, следовательно, установка должна обеспечить ускорение всех частиц в диапазоне масс  $20 \leq A \leq 200$ .

2. Минимальная энергия ионов должна превышать кулоновский барьер в случае облучения урановой мишени и для всей области ускоряемых частиц составляет  $\approx 5$  Мэв/нуклон. Однако из-за деформации тяжелых ядер в процессе их сближения указанное значение энергии может сильно меняться. Например, имеются теоретические данные /21/, которые указывают, что барьер реакции между частицами с массой  $A \approx 200$  может увеличиваться на величину  $\approx 40\%$ . Максимальное значение энергии разумно выбрать  $\approx 10$  Мэв/нуклон для частицы с наибольшей массой. Это объясняется тем, что при энергии 8–10 Мэв/нуклон сечение взаимодействия уже близко к геометрическому, и дальнейшее увеличение энергии дает относительно малый вклад.

Итак, энергия частиц с массой  $A = 200$  должна находиться в пределах  $5 \leq \epsilon \leq 10$  Мэв/нуклон.

3. Рассматривая физические и технические направления исследований с тяжелыми ионами, можно примерно указать границы сечений различного типа реакций.

Экстраполируя от известных данных, полученных на ионах с массой  $A \leq 40$ , можно показать, что сечения образования изотопов в реакциях деления, передачи и через составное ядро будут не более  $10^{-26}$  см<sup>2</sup> /22/. В связи с тем, что использование тяжелой частицы существенно увеличивает число каналов реакций, а в области тяжелых ядер всегда в процессе "остывания" ядра существует конкуренция со стороны деления, сечение образования изучаемого изотопа может достигать значений  $10^{-32}$  —  $10^{-33}$  см<sup>2</sup>. Отметим также, что ввиду больших ионизационных потерь тяжелой частицы (рис. 5) уменьшается эффективная толщина мишени /23/.

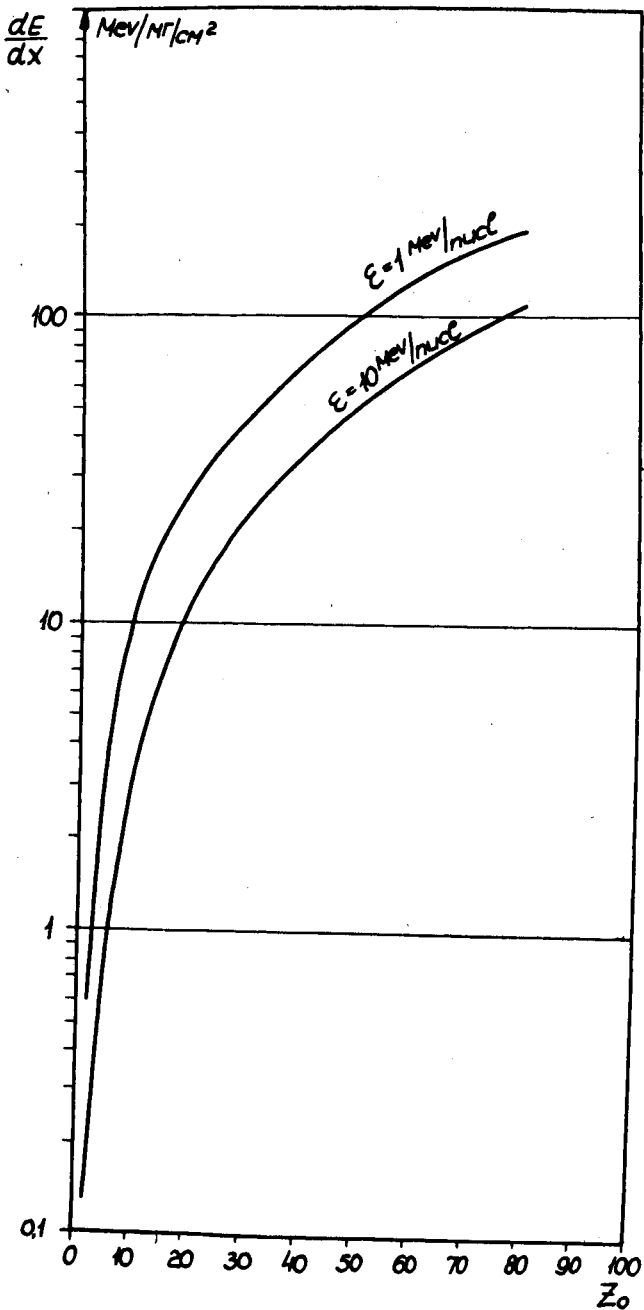


Рис.5. Дифференциальные потери энергии заряженной частицей при прохождении через вещество (Al).

С учетом этих факторов интенсивность пучков частиц должна составлять:

$$\begin{array}{ll} \text{для массы } A \approx 20 & 10^{14} \text{ сек}^{-1}, \\ \text{для массы } A \approx 200 & 10^{13} - 10^{14} \text{ сек}^{-1}. \end{array}$$

4. Моноэнергетичность пучка является его важнейшим качеством. Обычно в ядерных реакциях с тяжелыми ионами разброс энергии частиц должен быть на уровне 2%. Современные резонансные ускорители (не говоря уже об ускорителях прямого действия) вполне обеспечивают указанную моноэнергетичность ускоренных пучков, так что в этом отношении никаких дополнительных проблем не возникает.

### III . Каскадные схемы ускорения тяжелых ионов

Прежде чем рассматривать конкретные методы ускорения, оценим возможности получения высокозарядных ионов тяжелых элементов.

Вопросом получения высокозарядных тяжелых частиц посвящен ряд работ /24-26/. Изучение многочисленных конструкций ионных источников позволяет заключить, что наилучшие результаты были достигнуты на мощных дуговых источниках закрытого типа; наиболее удачная конструкция такого источника используется в настоящее время на 300-сантиметровом циклотроне ЛЯР ОИЯИ.

На рис. 6 представлены данные по распределению зарядов ионов различных элементов, полученных из дуговых источников с осциллирующими электронами, которые установлены на линейном ускорителе (MILAC ) в Беркли (США) и на 300-сантиметровом циклотроне (Дубна).

На рисунке видно сильное падение выхода ионов с ростом заряда. Однако заметим, что средняя интенсивность  $+10 W$  ,  $+11 W$  составляет  $5 \cdot 10^{13} - 10^{14} \text{ сек}^{-1}$ .

В плазме дугового источника выделяется мощность  $\approx 30$  квт за время  $\approx 2 \cdot 10^{-8}$  сек, т.е. энергозатраты на одну частицы плазмы весьма велики ( $\approx 2-3$  Мэв/част.). Увеличение зарядности ионов требует повышения температуры электронов в плазме. Вместе с тем дальнейший рост подводимой к источнику энергии малоэффективен, так как энергия в ос-

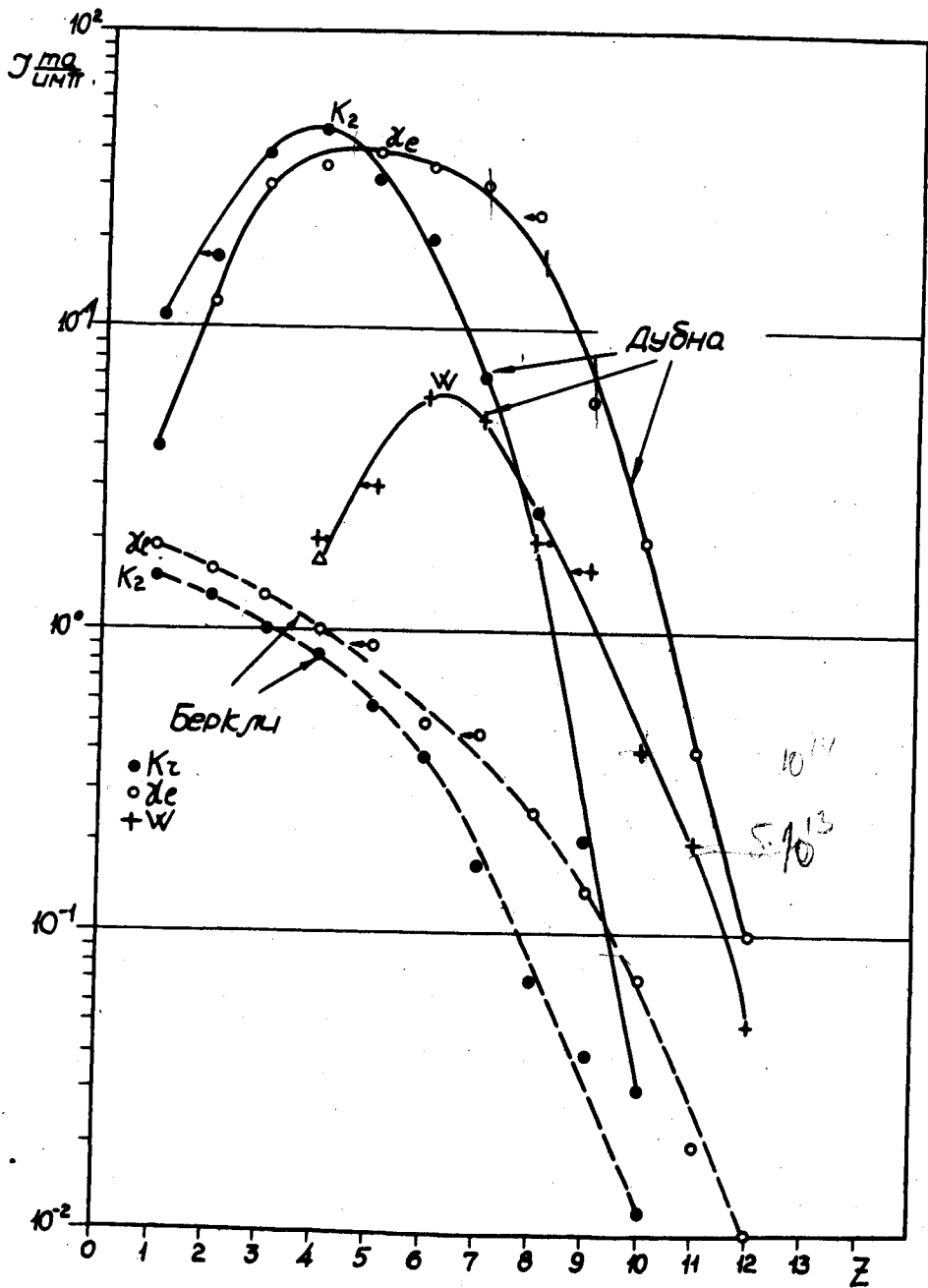


Рис.6. Выход многозарядных ионов из дуговых источников.

новном рассеивается в виде излучения, теплопередачи на стенки источника и т.п. Поэтому увеличения температуры можно достичь, в основном, путем стабилизации плазменного шнура, что, как известно, связано с большими трудностями.

Другие типы ионных источников дают интенсивность в 100–1000 раз меньшую.

Одним из перспективных направлений получения высокозарядных ионов тяжелых элементов является использование мощного лазера. В ряде экспериментов /27,28/ в плазме, образованной в фокусе мощного лазера, наблюдались ионы очень высоких зарядностей, такие как  $Fe^{+10} \div +14$ ,  $Ni^{+16, +17}$  хотя количество их невелико. В отличие от других типов источников лазерный источник в малом временном промежутке  $10^{-8}$  сек может образовать  $10^{10} - 10^{11}$  ионов с высоким зарядом. Однако реально лишь небольшая доля этих ионов может быть использована, а частота повторения импульсов мощного лазера ( $P \approx 400$  Мвт) ограничена. Что касается интенсивности 10–12 зарядных частиц, то лазерные источники на сегодняшний день уступают дуговым, но в будущем они, возможно, найдут широкое применение.

Таким образом, удельный заряд (отношение заряда иона  $Z$  к массовому числу  $A$ ) тяжелых частиц, генерируемых современными источниками, много меньше единицы ( $\frac{Z}{A} \approx 0,05$ ). Это обстоятельство в значительной степени определяет специфическое поведение тяжелых ионов в процессе ускорения по сравнению с легкими (для самого легкого иона - протона  $\frac{Z}{A} = 1$ ). В частности, габариты установки растут пропорционально  $A/Z$  в случае ускорения тяжелых частиц до одинаковой с протонами энергии (в Мэв/нуклон).

В связи с этими и некоторыми другими соображениями была рассмотрена возможность получения многозарядных ионов тяжелых элементов путем обдирки в тонкой мишени предварительно ускоренных малозарядных ионов.

При движении тяжелой частицы через вещество ее заряд флуктуирует около среднего значения, которое определяется двумя противоположными процессами - отрывом и захватом электронов. Сечения этих процессов весьма велики ( $10^{-17} - 10^{-16}$  см<sup>2</sup>), поэтому после прохождения слоя



вещества толщиной  $\approx 5 \cdot 10^{17}$  ат.см<sup>-2</sup> средний заряд частиц с заданной энергией становится постоянным, т.е. достигается статистически равновесное распределение ионов по зарядовым состояниям. При этом не происходит существенного изменения энергии частиц. Величина среднего или эффективного зарядов разных частиц вплоть до урана показана на рис.7/29-33/. Кривая 1 соответствует эффективному заряду частиц после прохождения конденсированной мишени (фольга), кривая 2 - разреженной мишени (газ).

Используя обдирку частиц, можно осуществить ускорение тяжелых ионов в два или более этапов: между двумя последовательными ступенями ускорителя помещается обдирающее устройство, повышающее заряд частиц, ускоряемых второй ступенью.

Из рис. 7 следует, что оптимальная энергия первого цикла ускорения составляет 0,5 - 1,0 Мэв/нуклон. Естественно, что для достижения этой энергии можно использовать ионы с малым зарядом, интенсивность которых сравнительно велика. По существу, первая ступень ускорителя (вместе с перезаряжающим устройством) служит источником многозарядных ионов для второй ступени. В этом случае предполагается использовать два относительно небольших ускорителя. Этим определяется большое разнообразие таких схем.

Ниже мы рассмотрим несколько конструкций и проектов ускорителей тяжелых ионов, использующих принцип каскадного ускорения частиц.

1. Линейный ускоритель NILAC /34/ (рис. 8),

Калифорнийский университет, Беркли (США);

Иельский университет, Нью-Хейвен (США);

Манчестерский университет, Манчестер (Великобритания).

Установка позволяет ускорять ионы с массой  $4 \leq A \leq 40$  до энергии 10 Мэв/нуклон. Ускоритель состоит из двух частей - предускорителя частиц с  $\frac{Z}{A} \geq 0,15$  ( $^{10}\text{B}^{+2}$ ,  $^{16}\text{O}^{+3}$ ,  $^{40}\text{Ar}^{+6}$ ) и энергией на выходе

1 Мэв/нуклон и основного ускорителя частиц с  $Z/A \geq 0,30$ . Интенсивности пучков различных ионов находятся в пределах  $10^{13}$  (He) -  $5 \cdot 10^{10}$  (Ar) сек<sup>-1</sup>.

2. Линейный предускоритель в сочетании с 200-сантиметровым циклотроном /35/ (рис.9).

Институт радия, Орсе (Франция).

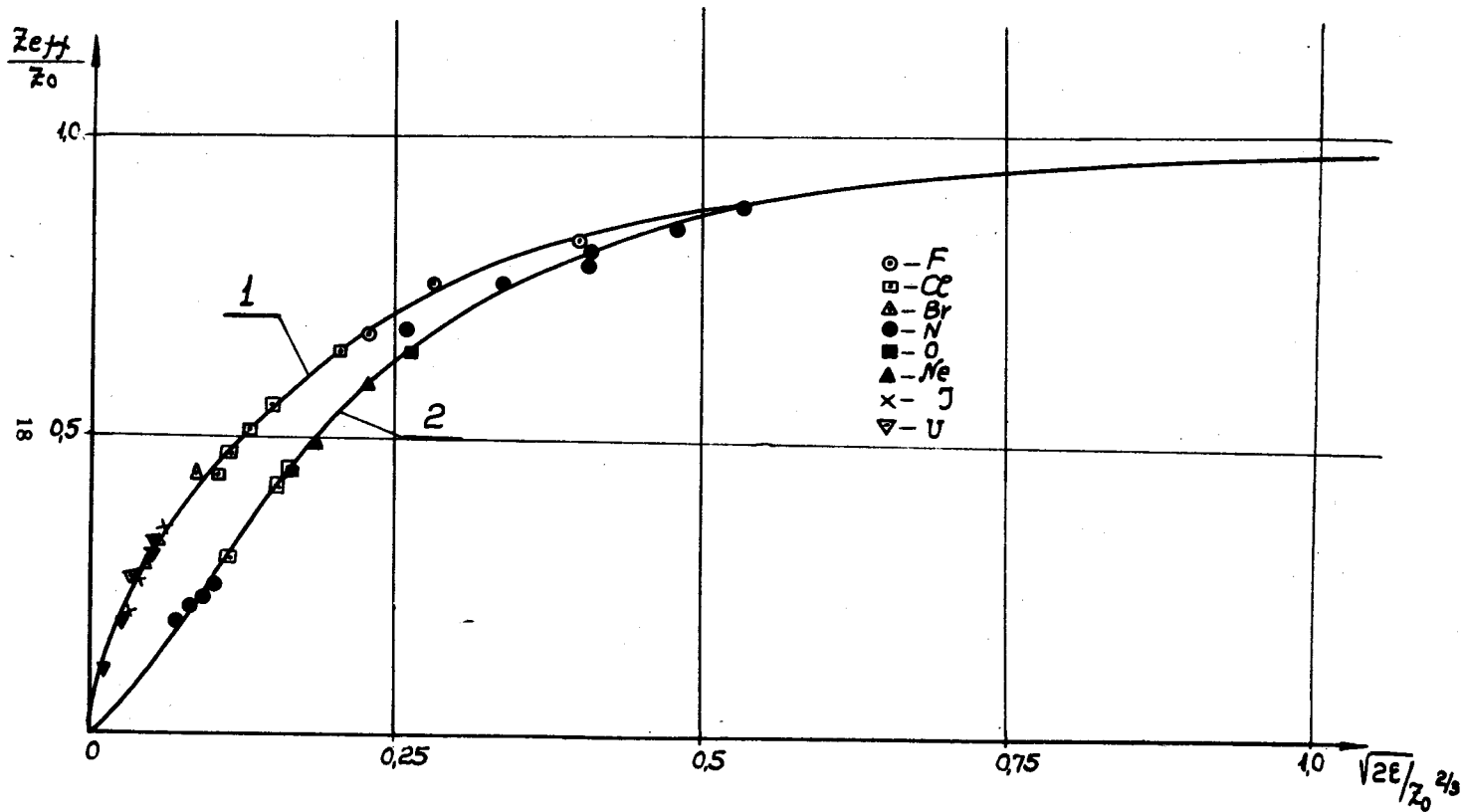


Рис.7. Эффективный заряд ионов после обдирки при различных энергиях.

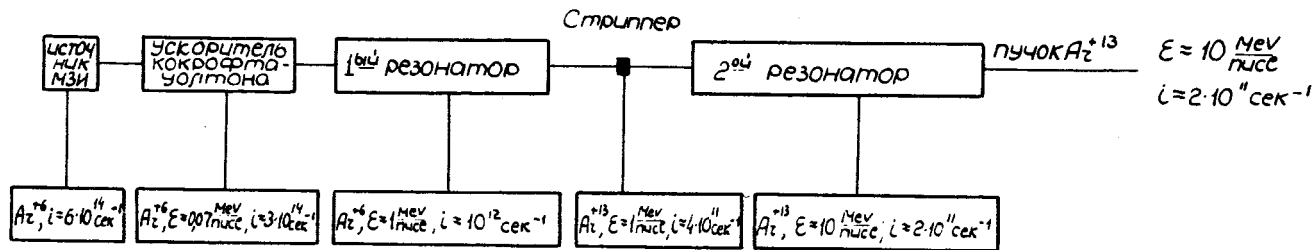


Рис.8. Схема ускорения тяжелых ионов в линейном ускорителе NPLAS.

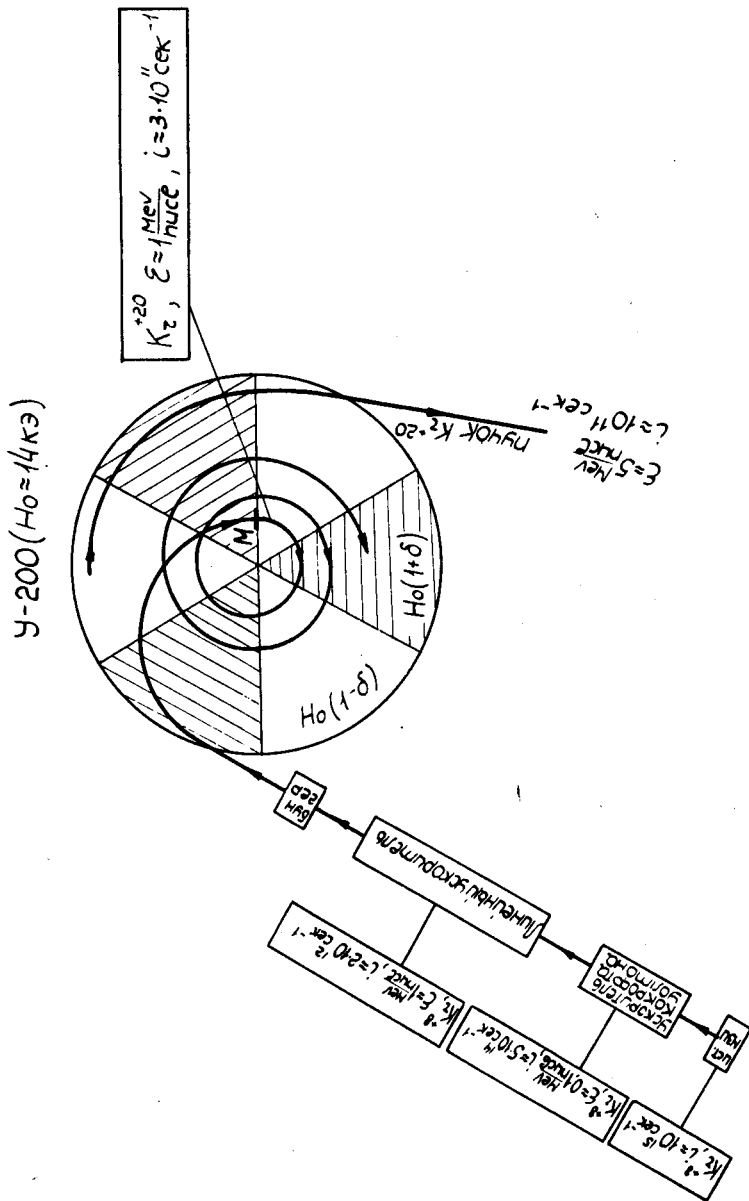


Рис.9. Схема проекта ускорителя в Орсе (Франция).

Предускоритель рассчитан на энергию 1 Мэв/нуклон для частиц с  $Z/A = 0,10 - 0,15$ . Частицы вводятся в центр камеры циклотрона с помощью перезарядки и ускоряются до энергии 5-10 Мэв/нуклон. Максимально тяжелая частица  ${}_{38}^{80}\text{Kr}$ . Ожидаемая интенсивность пучков ионов  $0,05-0,20$  мка.  $0,2 \cdot 6,25 \cdot 10^{12} \approx 6,25 \cdot 10^{10}$  — фотонес  $2 \cdot 10^8$ .

3. Линейный ускоритель тяжелых ионов (UNILAC) /36/ (рис. 10).  
Институт прикладной физики, Гейдельберг (ФРГ).

Проект предусматривает ускорение ионов всех элементов вплоть до урана. Извлекаемые из источника частицы набирают энергию с помощью двух предускорителей: типа Видерое (до 0,185 Мэв/нуклон) и типа Альвареца (от 0,185 до 1,85 Мэв/нуклон). После обдирки в разряженной (газ) или конденсированной (фольга) мишени ионы ускоряются резонатором Альвареца до энергии 3,9 Мэв/нуклон (перезарядка в газе) или 5,7 Мэв/нуклон (перезарядка на фольге) и далее с помощью 20 отдельных резонаторов с независимым возбуждением — до энергий 7,1 или 10 Мэв/нуклон соответственно.

Авторы надеются получить пучок ионов урана с интенсивностью  $10^{13}$  сек<sup>-1</sup>.

4. Проект Лаборатории NVES /37/ (рис. 11).

Лаборатория NVES, Барлингтон (США).

Проект предусматривает возможность ускорения всех частиц, которые способны образовывать отрицательные ионы. Предполагается использовать 2 тандем-генератора с рекордно высокими потенциалами  $V = +16$  МВ и  $V = -20$  МВ. Многократная обдирка ионов после прохождения первой ускорительной трубки осуществляется в конденсированной среде (пыль). Мишень находится при потенциале  $V = -20$  МВ.

Ожидаемые интенсивности ионов урана  $10^{11}$  сек<sup>-1</sup> с энергией  $\epsilon \approx 6$  Мэв/нуклон.

5. Проект ЛЯП ОИЯИ /38/ (рис. 12).

Лаборатория ядерных проблем, Дубна ОИЯИ.

Предлагается двухкаскадное ускорение тяжелых ионов осуществить на базе кольцевого циклотрона с жесткой фокусировкой и наружным диаметром 4,3 м по схеме: источник → инжектор → ввод → ускорение

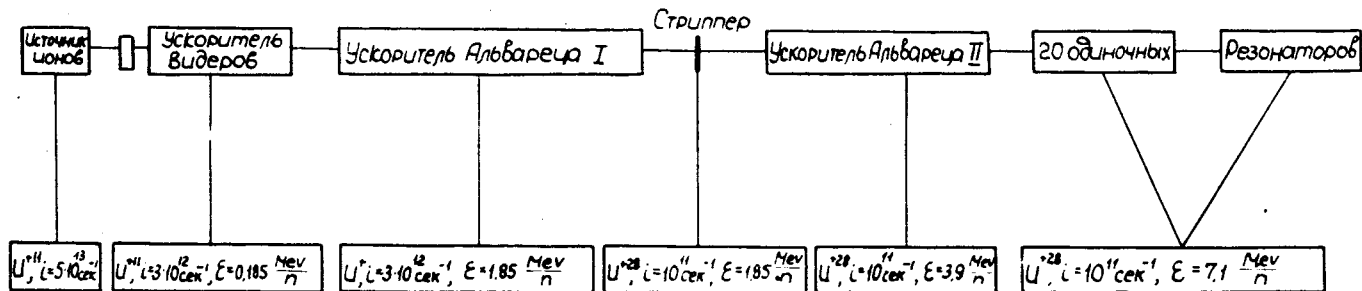


Рис.10. Схема проекта UNILAC , Гейдельберг (ФРГ).

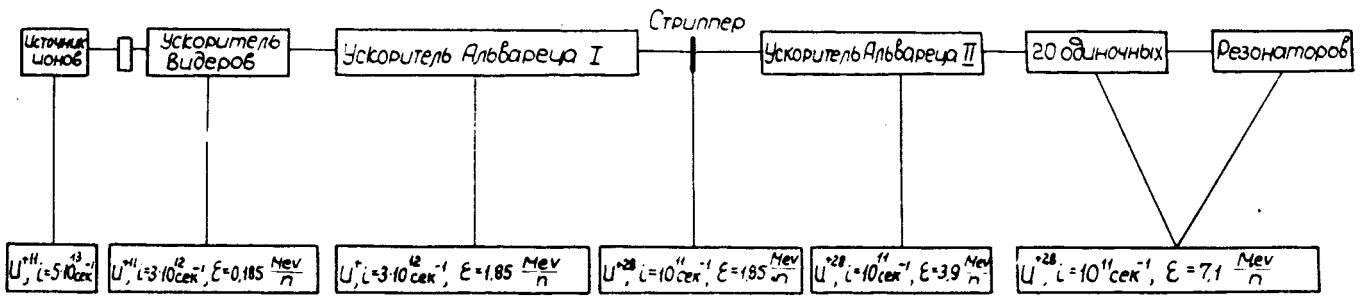


Рис.10. Схема проекта UNILAC , Гейдельберг (ФРГ).

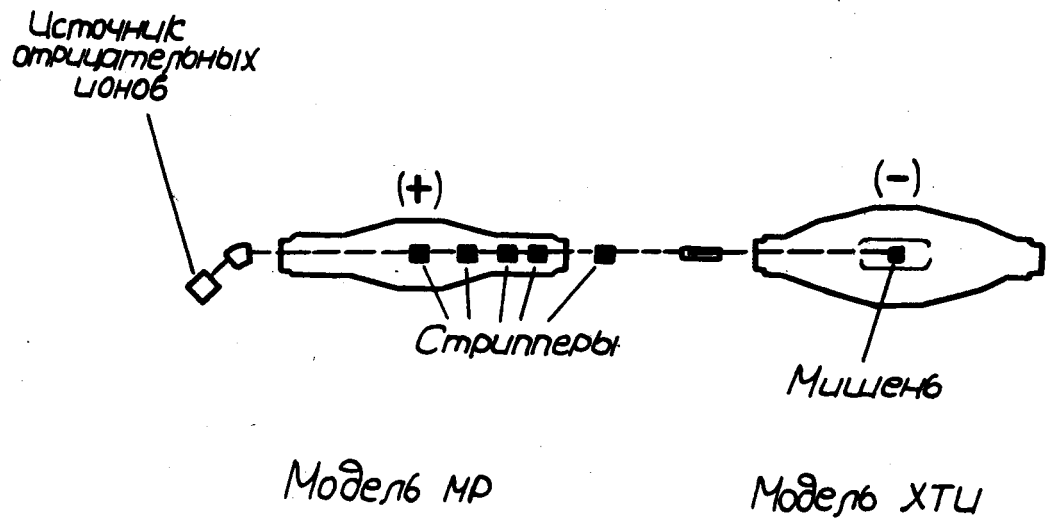
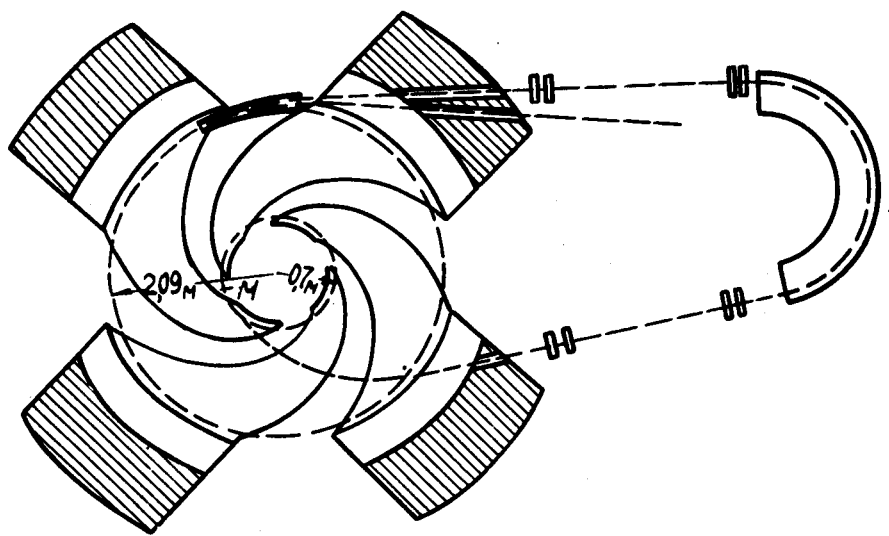


Рис.11. Схема проекта HVEC, Барлингтон (США).



М - мишень

Рис.12. Схема двухкаскадного ускорения тяжелых ионов в кольцевом циклотроне (ЛЯП ОИЯИ, Дубна).



на частоте  $3n\omega_0 \rightarrow$  вывод  $\rightarrow$  ввод с перезарядкой частиц  $Z \rightarrow 3Z$  — ускорение на частоте  $n\omega_0$  ( $\omega_0 = \frac{eH}{Mc} \frac{Z}{A}$ ).

Интенсивность пучка ионов урана, согласно оценкам авторов,  $\approx 10^{12}$  сек<sup>-1</sup>, энергия  $\epsilon \approx 6,5$  Мэв/нуклон.

6. Проект OMNITRON /39/, рис. 13.

Радиационная лаборатория им. Лоуренса, Беркли (США).

Синхротрон с жесткой фокусировкой в сочетании с накопительным кольцом используется для двухступенчатого ускорения ионов вплоть до урана. Энергия частиц с массой  $A \leq 40$  до 500 Мэв/нуклон, а тяжелых ионов ( $A > 40$ ) — до 10 Мэв/нуклон. Интенсивность пучка ионов с массой  $A > 40$  порядка  $10^{11}$  сек<sup>-1</sup>.

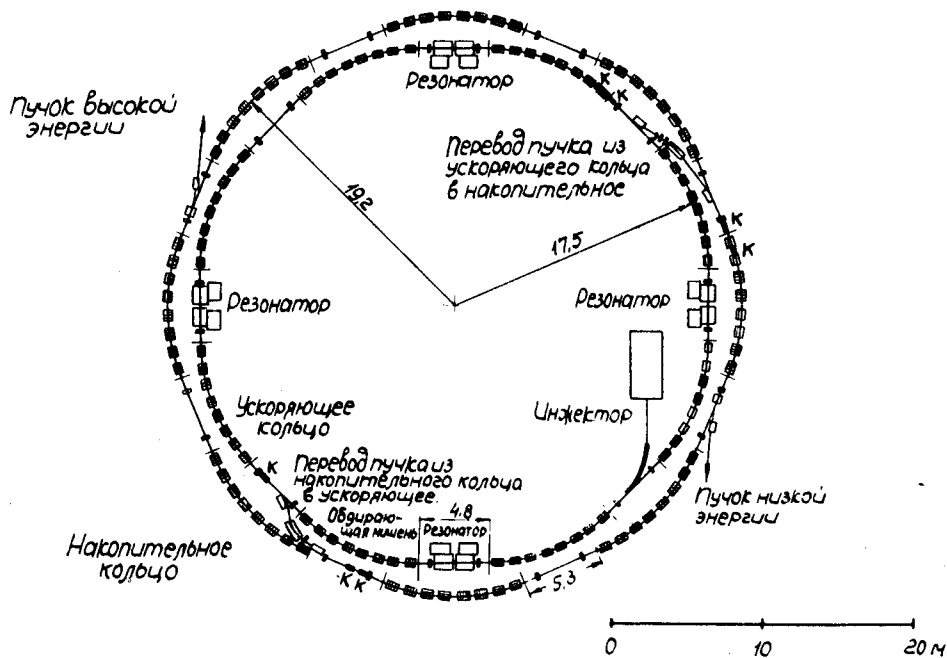
Во всех этих проектах принцип обдирки пучка используется в различных комбинациях двух ускорительных установок.

Попытаемся оценить возможности этого принципа с точки зрения получения необходимой интенсивности пучков, принимая во внимание, что установка должна ускорять ионы вплоть до массы 200–210.

Если используется резонансный предускоритель, то в режим ускорения захватывается около 0,1 инжектируемых частиц. Коэффициент прохождения через ускоритель можно принять равным 0,5. В случае циклического предускорителя необходимо учесть коэффициент вывода пучка из камеры (порядка 0,7) и потери на ввод с перезарядкой во вторую ступень ускорителя. Вероятность образования иона с зарядом, близким к эффективному, составляет в случае обдирки частиц с массой  $A \approx 200$  величину меньшую 0,2. Кроме того, следует принять во внимание коэффициент прохождения пучка во втором цикле ускорения ( $\approx 0,5$ ). В целом можно считать, что потери до перезарядки не меньше, чем  $10^2$ , а потери всего ускорительного тракта превышают  $10^3$ .

Отсюда следует, что при средней интенсивности частиц с максимальной энергией  $10^{13} - 10^{14}$  сек<sup>-1</sup> начальная интенсивность должна быть  $10^{16} - 10^{17}$  сек<sup>-1</sup>. Эти значения недостижимы для современных источников многозарядных ионов (рис. 6). Ускорение ионов с меньшим начальным зарядом приводит к увеличению размера предускорителя или увеличению ступеней перезарядки пучка, что снова ведет к потерям.

Отметим еще одну весьма существенную техническую трудность, связанную с перезарядкой пучка. Как видно из рис. 7, для получения боль-



- Фокусирующий магнит
- Дефокусирующий магнит
- Фокусир. квадруп. линза
- Дефокусир. квадруп. линза.

Рис. 13. Схема проекта OMNITRON (США).

шего заряда необходимо использовать твердые мишени, поскольку средний заряд в случае газовой обдирки, а также обдирки на сверхзвуковой струе паров Li, Mg или Hg (см., например, /34/) существенно меньше. Ионизационные потери тяжелых частиц быстро возрастают и в случае частиц с массой  $A=200$  составляют 100-200 Мэв/мг/см<sup>2</sup> в Al (рис. 5), что в 100-200 раз больше, чем для ионов <sup>16</sup>O или <sup>20</sup>Ne. Различные материалы, используемые в качестве тонких конденсированных мишеней (углерод, никель, окись бериллия, окись алюминия и др.), имеют, согласно экспериментальным данным, предел по плотности обдираемых пучков <sup>16</sup>O, <sup>20</sup>Ne с энергией  $\epsilon \approx 1$  Мэв/нуклон порядка  $10^{14}$  сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup>. Использование твердых тонких мишеней в случае ионов с массой  $A \approx 200$  ограничивает плотность первоначального пучка величиной  $\approx 10^{12}$  сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup>.

Получение интенсивности на уровне  $10^{14}$  сек<sup>-1</sup> требует, чтобы поток частиц на обдирающую мишень был более  $10^{15}$  сек<sup>-1</sup>. Если ее толщина 10 мкг/см<sup>2</sup>, то потери энергии одной частицей с массой  $A \approx 200$  и  $\epsilon \approx 1$  Мэв/нуклон будут  $\approx 2$  Мэв, т.е. выделяемая в мишени средняя мощность составит  $\approx 30$  вт. В этих условиях разогрев обдирающей мишени будет проходить за время  $\approx 10^{-5}$  сек, что много меньше длительности импульса ( $\approx 2 \cdot 10^{-3}$  сек), задаваемой режимом работы источника многозарядных ионов. Поэтому процесс нагревания фольги фактически определяется мощностью энергетических потерь частиц в импульсе. Если учесть, что скважность посылок равна 3-4 (У-300, Дубна) или даже 30 (NILAC, Беркли), то выделяемая в мишени импульсная мощность составит 1-10 квт, а характерная температура обдирающего устройства с поверхностью 10 см<sup>2</sup> (отвод тепла осуществляется излучением)  $T \approx (2,1 - 3,7) \cdot 10^3$  °К будет приводить к быстрому испарению мишени. Кроме того, мишень будет расплываться интенсивным пучком тяжелых ионов.

В этом отношении пылевые мишени, которые применяются в последнее время на тандем-генераторах /37/, пока что существенно не меняют положения.

Таким образом, это направление имеет весьма ограниченные возможности. Небольшая величина тока на входе в предускоритель, обусловленная ионным источником (высокозарядная частица), либо трудности перезарядки (большой ток малозарядных частиц) лимитируют интенсивность

рабочего пучка. Используя каскадный ускоритель, можно ожидать, что интенсивность пучка частиц с массой  $A \approx 200$  вряд ли будет больше  $5 \cdot 10^{11}$  сек<sup>-1</sup>.

#### IV . Некоторые новые идеи ускорения тяжелых частиц

##### 1. Ускорение частиц с переменным зарядом в потенциальном электрическом поле.

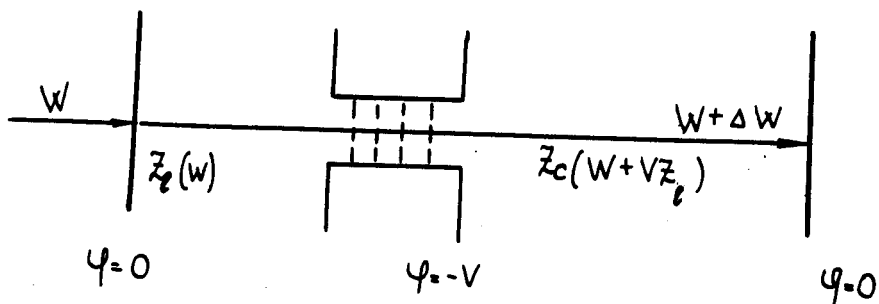
Известно, что изменение энергии частицы с постоянным зарядом, движущейся в потенциальном электрическом поле по замкнутому контуру (или на участке траектории между точками с равным потенциалом), равно нулю. Однако если заряд не является константой движения, то в этом случае частица может изменить свою энергию. В частности, в работе /40/ предложено использовать разность средних зарядов частиц при их движении в конденсированной и разреженной средах (рис. 7) для ускорения тяжелых ионов по схеме, показанной на рис. 14.

Частицы с энергией  $W$  после прохождения конденсированной мишени  $L$  обладают средним зарядом  $Z_\ell(W)$ . Ускоряясь потенциалом  $V$  до энергии  $W_1 = W + VZ_\ell(W)$ , ионы проходят через разреженную мишень  $C$ , где приобретают средний заряд  $Z_0(W_1)$  и тормозятся потенциалом  $V$ . Среднее приращение энергии частиц в этом случае равно:

$$\Delta W(V, W) = V \{ Z_\ell(W) - Z_0[W + Z_\ell(W)] \}.$$

Прирост энергии ионов урана в одном ускорительном элементе (потенциал  $V = -5,4$  МВ) вплоть до  $W \approx 3$  Гэв ( $\epsilon = 12,5$  Мэв/нуклон) составляет не менее 30 Мэв. Установка, в которой элементом периодичности служит описанная ускорительная система, позволит осуществить многократное ускорение частиц, причем для достижения ионами урана энергии  $\epsilon \approx 10$  Мэв/нуклон потребуется около 50 проходов через ускорительный элемент.

Предельная энергия ионов в ускорителе рассматриваемого типа составляет /41/:



$$\Delta W = V \{ z_e(W) - z_c[W + Vz_e(W)] \}$$

Рис.14. Схема элементарного ускорительного элемента.

$$\epsilon_f \approx 0,125 Z_0^{4/3} \text{ Мэв/нуклон} \quad (Z_0 A_0 - \text{заряд ядра и массовое число})$$

$$W_f \approx 0,125 A_0 Z_0^{4/3} \text{ Мэв}$$

Несмотря на значительную дисперсию распределения ионов по зарядам, большой прирост энергии позволяет обеспечить высокий (0,7-0,9) коэффициент захвата частиц в режим многократного ускорения /42/, а потери из-за рассеяния на перезаряжающих мишенях сделать весьма малыми /41,43/.

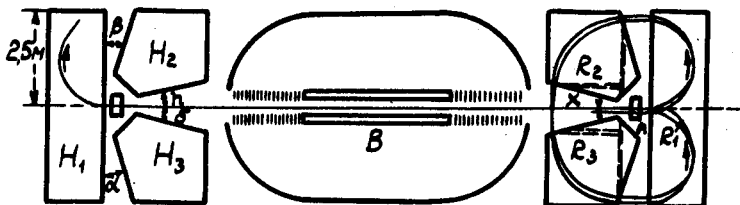
Линейный ускоритель, состоящий из 50 элементов, позволит ускорять ионы урана, как указано выше, до энергии 10 Мэв/нуклон с интенсивностью  $\approx 10^{12} \text{ сек}^{-1}$  (эта величина определяется надежностью конденсированной мишени) и среднеквадратичной дисперсией частиц по энергии  $\approx 5\%$ . Поскольку основой каждого ускорительного элемента служит тандем-генератор, стоимость такой установки весьма велика, и ее обсуждение в настоящее время может представлять лишь академический интерес.

Однако имеется принципиальная возможность осуществить многократное ускорение частиц с помощью одного элемента /32/. Циклический ускоритель рассматриваемого типа должен быть ускорителем с соприкасающимися орбитами /44-46/, причем ускорительный элемент располагается на участке соприкосновения орбит. Фокусировку частиц можно обеспечить введением разрезов в магнитах (краевая фокусировка) и фокусирующих линз между ускорительным элементом и магнитами. Максимальной жесткости ( $H\rho = 34 \text{ кэрст} \cdot \text{м}$ ) частиц в ускорителе (ионы урана с предельной энергией  $\epsilon = 50 \text{ Мэв/нуклон}$  и минимальным зарядом  $Z_{0n} = 4\Delta$ ,  $\Delta$  - параметр гауссова распределения по зарядам) при уровне поля  $H = 17-20 \text{ кэрст}$  отвечает радиус магнитной системы  $\rho \approx 1,7 - 2,0 \text{ м}$ .

Вывод пучка можно осуществить, нарушив симметрию вблизи края магнита.

Проект Лаборатории НВЕС /47-49/ (рис. 15)  
Кембридж (США)

Ускорительный элемент помещен между двумя магнитными зеркалами на общем участке траектории частиц, так что они ускоряются после



$H_1 \div H_3$  напряженности магнитных полей  
 $\alpha, \beta, \delta, \eta$  углы среза магнитов  
 $R_1 \div R_3$  радиусы кривизны  
 А — конденсированный стриппер  
 В — газовая мишень

Рис.15. Схема проекта HVES ускорителя частиц с переменным зарядом, Кембридж (США).

каждого отражения. Магнитные зеркала обеспечивают двойную фокусировку (аксиальную и радиальную) второго порядка. Дополнительная фокусировка осуществляется с помощью корректирующих линз. Габариты магнитных зеркал достаточно велики  $4\rho \approx 8$  м.

Энергия ионов урана составит  $W \approx 10-12$  Гэв, однако интенсивность пучка и в этом случае лимитируется надежностью современных конденсированных перезаряжающих устройств.

Создание установки потребует решения ряда проблем, связанных как с ускорительным элементом в целом ( существующие тандем-генераторы рассчитаны на малые токовые нагрузки), так и с разработкой ионно-оптической системы, обеспечивающей устойчивое движение частиц в условиях, когда в каждой точке магнитной системы могут одновременно находиться ионы с довольно большим разбросом по заряду и скорости.

Представляется, что ускоритель, реализующий этот принцип, обеспечит интенсивность пучка частиц с массой  $A \approx 200$  на уровне  $\approx 10^{11}$  сек<sup>-1</sup>.

## 2. Плазменный ускоритель - реактор тяжелых ионов.

Проект ИРАС /50/ (рис. 16)

Эверет (США)

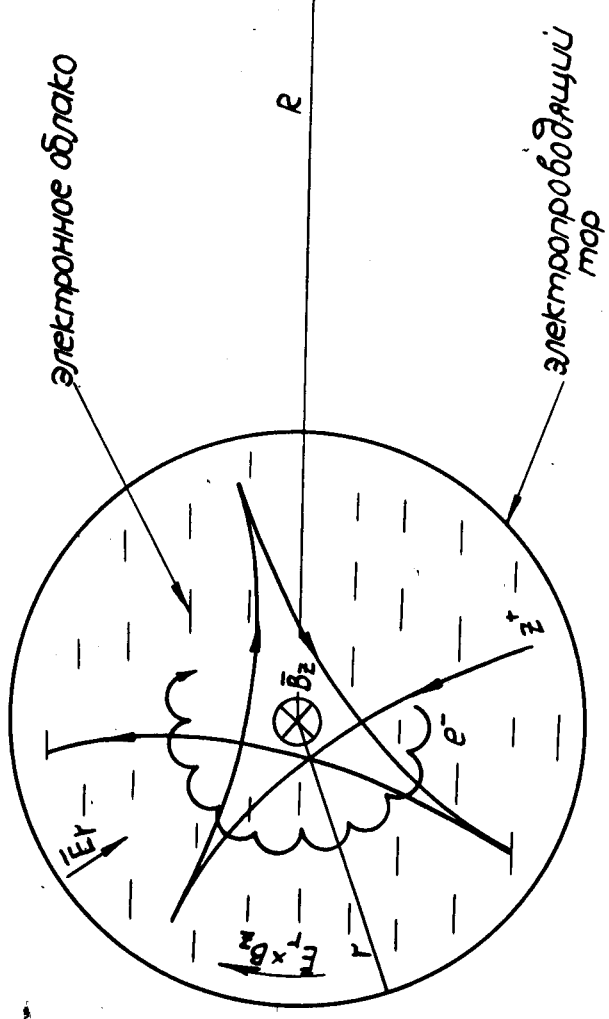
Проект ИРАС /50/ (рис. 16)

Эверет (США)

В работе /50/ предложено ускорять тяжелые ионы в поле, образованном электронным облаком. Заряженная электронная плазма удерживается в скрещенных электрическом  $E$  и магнитном  $B$  полях. Электрическое поле создается самим сгустком электронов, а перпендикулярное ему магнитное поле - внешними источниками. Вопросы, связанные с равновесным состоянием плазмы, способами его осуществления, устойчивостью, и некоторые другие подробно рассмотрены в цитируемой работе, и мы на них останавливаться не будем.

В нерелятивистском случае в скрещенных полях все заряженные частицы дрейфуют со скоростью  $\approx c \frac{E}{B}$ . Строго говоря, это имеет место лишь для плазмы, размеры которой велики по сравнению с ларморовским радиусом частиц. Для дальнейшего важно, что магнитное поле, удерживающее электроны, практически не влияет на движение ионов, поскольку параметры установки выбираются таким образом, чтобы ларморовский





$\vec{B}_z$  - внешнее магнитное поле  
 $\vec{E}_r$  - собственное электрическое поле электронного облака

Рис.16. Схема плазменного реактора тяжелых ионов ИРАС, Эверет (США).

радиус тяжелых частиц был много больше характерных геометрических размеров системы. Последнее означает, что ионы не участвуют в дрейфе, а движутся в образованной электронами яме, которую можно описать потенциалом.

Если ионы с зарядом  $Z$  захватываются в потенциальную яму глубиной  $V$ , то они начнут в ней осциллировать, а их кинетическая энергия вблизи дна ямы будет достигать максимального значения  $ZV$ . В процессе этих колебаний в столкновениях с электронами ионы увеличивают свой заряд. Поскольку, при прочих равных условиях, вероятность отрыва электрона в каждой точке ямы пропорциональна времени пребывания иона в данной точке, то дальнейшая ионизация частиц будет происходить, в основном, вблизи края ямы, где скорость ионов близка к нулю. Это приведет к достаточно эффективному росту кинетической энергии ионов /50,51/ (в системе координат, связанной с ямой). При этом ионы движутся к дну ямы со всех направлений. Поскольку в данном случае лабораторная система координат совпадает с системой центра масс, то становятся возможными ядерные реакции между тяжелыми частицами с энергией  $\epsilon \geq 1,5$  Мэв.

В указанной работе /50/ предполагается стабилизировать электронную плазму с плотностью  $n_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$  в торе, большой радиус которого  $R = 100$  см, а малый  $r = 20$  см. Соответствующая разность потенциалов между стенкой тора и его осью будет достигать  $V = 20$  МВ. Плотность ионной составляющей плазмы  $10^{10} Z^{-1} \text{ см}^{-3}$  обеспечивает, по оценке авторов, примерно такое же количество ядерных реакций в единицу времени, как и в случае использования пучка современных циклотронов.

Следует указать, что рассматриваемая установка скорее реактор, а не ускоритель; в связи с отсутствием пучка ускоренных ионов на ней нельзя проводить целый ряд экспериментов, в частности, изучение механизмов ядерных реакций. Что касается исследования продуктов ядерных реакций, то возможности этой установки также ограничены. В частности, методика с использованием масс-сепаратора на пучке позволяет исследовать ядра с достаточно малым временем жизни. Эффективное использование скоростных методик в случае, когда продукты реакции "разма-

заны" по большому объему ( $\approx 8 \cdot 10^5 \text{ см}^3$ ), вряд ли возможно. Поэтому, хотя рассматриваемый реактор может оказаться пригодным для широкого круга радиохимических исследований, его невозможно или весьма трудно использовать для изучения короткоживущих продуктов (трансураниевых элементов, протонно-активных ядер и др.).

### 3. Метод коллективного ускорения частиц

Предложенный в работе /52/ метод коллективного ускорения ионов в настоящее время широко обсуждается в литературе и интенсивно разрабатывается /53-55/.

В основе метода лежит возможность получения относительно устойчивых сгустков заряженных частиц, в которых заряд ионной компоненты составляет величину  $\approx 1\%$  от заряда электронов. При определенных условиях время жизни сгустка оказывается достаточным для его формирования и эффективного ускорения как целого. Так как в этом случае "ускоряемой частицей" является сама электронная яма вместе с удерживаемыми в ней ионами, то скорость поступательного движения электронов и ионов одинакова, а, следовательно, энергия иона больше энергии электрона в  $\frac{M\Lambda}{m\gamma_{\perp}}$  раз, где  $m$  и  $M$  - массы покоя электрона и нуклона соответственно,

$\Lambda$  - массовое число частицы.  $\gamma_{\perp} = (1 - \beta_{\perp}^2)^{-\frac{1}{2}}$  - релятивистский фактор электрона в покоящемся сгустке. Таким образом, ускорение релятивистских электронов с энергией  $m\gamma_{\perp}$  до энергии  $m\gamma_{\perp}\gamma_{\parallel}$  позволяет получать ионы, энергия которых из расчета на один нуклон равна  $M\gamma_{\parallel}$ . В частности, если  $\gamma_{\parallel} = 2$  (что легко получить для электронов), то кинетическая энергия ионов составит  $\epsilon \approx 1$  Гэв/нуклон.

Ускорение частиц осуществляется по схеме, показанной на рис.17.

Релятивистские электроны с энергией, соответствующей  $\gamma_{\perp} \approx 3$ , инжектируются из линейного ускорителя в вакуумную камеру перпендикулярно магнитному полю, так что образуется электронное кольцо, устойчивость которого обеспечивается внешним магнитным полем. После инжекции магнитное поле начинает адиабатически возрастать. В результате размеры кольца уменьшаются до величины  $R \approx 5$  см,  $r \approx 0,1 - 0,2$  см, а энергия электронов увеличивается -  $\gamma_{\perp} \approx 30$ . Количество электронов в кольце  $N_e \approx 10^{13}$ . В конце процесса сжатия кольца в камеру инжектиру-

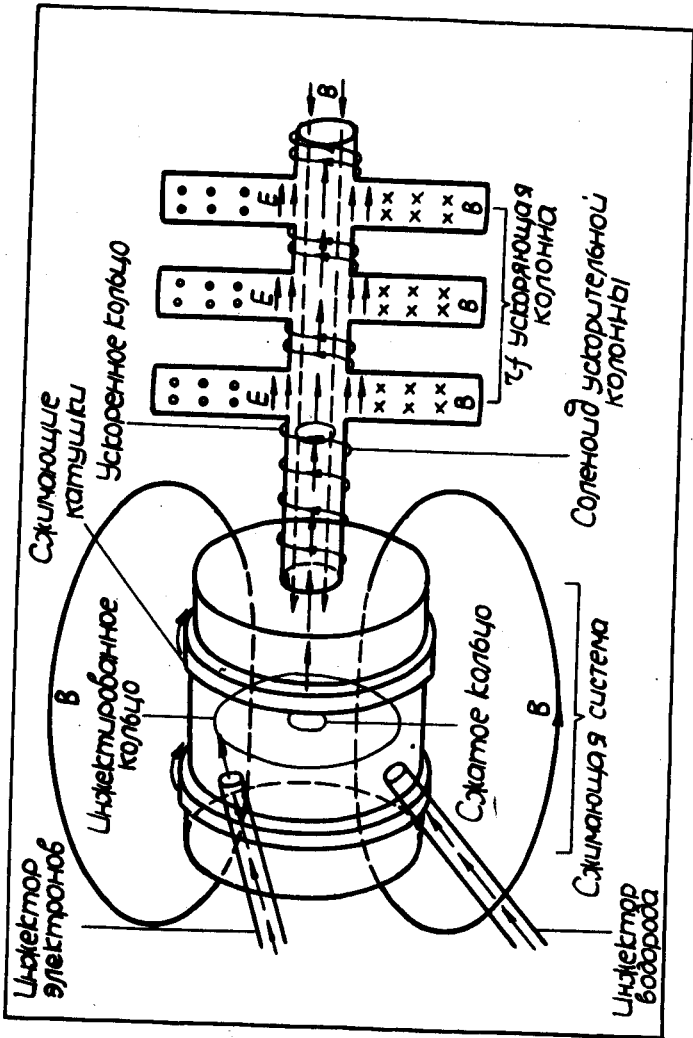


Рис.17. Схема коллективного ускорения частиц.

ются молекулы или атомы элемента, который нужно ускорить (например,  $H_2$ ,  $Kr$ ,  $Xe$  или  $UF_6$  и т.д.). Образующиеся в кольце при столкновении с электронами ионы удерживаются пространственным зарядом электронов. На этом заканчивается процесс формирования сгустка в потенциальной яме, образованной внешним магнитным полем. После этого кольцо с помощью подходящего импульсного неоднородного магнитного поля выводится в направлении, параллельном стабилизирующему магнитному полю, и дальше ускоряется, например, системой резонаторов. Следует заметить, что кольцу можно сообщить скорость  $\beta_{||} = 0,145$ ,  $\gamma_{||} \approx 1,01$  (соответствующая энергия ионов  $\epsilon \approx 10$  Мэв/нуклон) уже при выводе из потенциальной ямы. (Скорость выведенного кольца может достигать  $\approx 0,2$  с  $^{1/52}$ ).

Количество ионов в одном сгустке составляет  $10^{11}/Z$ , а частота повторения может достигать величины  $\approx 100$  гц, что соответствует интенсивности  $\frac{10^{18}}{Z}$  сек $^{-1}$ . Если учесть, что заряд тяжелого иона в кольце с большой плотностью электронов может возрасти до  $Z \approx 10$ , то интенсивность пучка ионов составит  $\approx 10^{12}$  сек $^{-1}$ .

Метод коллективного ускорения частиц представляется весьма перспективным и заслуживает серьезного внимания. Ведущиеся в настоящее время теоретические и экспериментальные исследования позволяют, по-видимому, в ближайшем будущем ответить на вопрос, возможно ли получение и ускорение колец с числом электронов  $10^{14} - 10^{15}$ , что обеспечит рост интенсивности пучка тяжелых частиц до значений  $10^{13} - 10^{14}$  сек $^{-1}$ .

## V. Циклотронный метод ускорения тяжелых ионов

Интенсивность пучков тяжелых частиц в настоящее время лимитируется, главным образом, возможностями источников многозарядных ионов. В связи с этим естественно возникает вопрос об оптимальном использовании высокозарядных частиц, генерируемых источником. В этом отношении наиболее подходящими представляются методы непосредственного ускорения ионов от источника до конечной энергии. Ясно, что ускорители прямого действия (типа генератора Ван де Граафа), а также циклические ускорители с модуляцией частоты (фазотроны) и магнитного поля (синхро-

троны) или того и другого (синхрофазотроны) не являются оптимальными: первые требуют фантастических ускоряющих потенциалов - 100-150 Мв, у вторых - слишком малая частота повторения импульсов (скважность  $\approx 1000$ ). Поэтому для непосредственного ускорения интенсивных пучков многозарядных ионов разумно использовать линейные ускорители и циклотроны. Однако в линейном варианте необходим инжектор с потенциалом 1-3 Мв, так как невозможно ускорение частиц с нулевой начальной энергией (существует минимальная начальная скорость, которая определяется длиной первой трубки дрейфа). Кроме того, потери высокочастотной мощности в резонаторах приводят к уменьшению частоты повторения импульсов (скважность  $\approx 20-40$ ). В этом отношении циклотрон имеет существенные преимущества, так как частота повторения импульсов в этом случае определяется режимом работы источника (до 300 гц), что позволяет уменьшить скважность до значений  $\approx 2-4$ .

Еще в 1955 году в Советском Союзе при выборе типа ускорителя тяжелых ионов было указано на большие возможности циклотронного метода ускорения <sup>56/</sup>. Последующие работы, сначала в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова, а затем в ЛЯР ОИЯИ привели к созданию в Дубне циклотрона МЗИ с диаметром полюсов 310 см <sup>57,58/</sup>. Это классический циклотрон, который позволяет ускорять частицы с относительным зарядом  $0,143 \leq Z/A \leq 0,286$  до энергии  $\epsilon \approx 10$  Мэв/нуклон. Энергия ионов дубненского ускорителя примерно такая же, как и на линейных ускорителях в США, однако по интенсивности У-300 значительно превосходит последние. Разброс энергии внутреннего пучка в циклотроне  $\approx 3\%$ , а в случае выведенных пучков эта величина еще меньше (около 1%). Электростатический дефлектор с магнитным каналом позволяет выводить с конечного радиуса до 50% внутреннего пучка <sup>59,60/</sup>.

Таким образом, первоначальные предположения о перспективности циклотронного метода ускорения многозарядных ионов полностью оправдались, а созданный в Дубне ускоритель - циклотрон МЗИ У-300 до настоящего времени является лучшим ускорителем тяжелых ионов <sup>58/</sup>.

Опыт работы на 300-сантиметровом циклотроне ЛЯР показывает, что размер этой машины является, вероятно, близким к предельному для классического циклотрона, и дальнейшее увеличение диаметра ускорителя

привело бы к многим принципиальным техническим проблемам. В частности, чтобы оставить фазовые потери в допустимых пределах, потребуется поднять амплитуду высокочастотного поля, которая уже в настоящее время достигает  $\pm 150$  кВ и лимитируется электрической прочностью вакуумных промежутков.

Поэтому, возвращаясь к вопросу об ускорении частиц с массой  $A=200$  до энергии  $\epsilon = 10$  Мэв/нуклон, следует указать, что классический циклотрон с большим диаметром полюсных наконечников, по-видимому, не может быть использован для этих целей.

Циклотрон с азимутальной вариацией магнитного поля в принципе позволяет ускорять сверхтяжелые ионы до необходимых энергий. Ввиду того, что в настоящее время имеется много ускорителей подобного типа, нетрудно оценить параметры такой установки. Ускорение частиц с массой  $A=200$  и зарядом  $Z=10-12$  до энергии  $\epsilon = 8-10$  Мэв/нуклон при уровне магнитного поля в центре  $H_0 = 14-15$  кэ потребует магнита с диаметром полюсных наконечников  $\approx 12$  м. Его вес при среднем воздушном зазоре  $\approx 700$  мм будет достигать 30000 т, а мощность питания  $\approx 4000$  квт.

Не рассматривая более детально конструкцию циклотрона, можно заключить, что сооружение этой машины связано с большими техническими трудностями. Поэтому, несмотря на все преимущества циклотронного метода ускорения, строительство такого ускорителя вряд ли целесообразно.

### 1. Ускоритель тяжелых ионов - циклотрон У-200

Последние два года в ЛЯР ОИЯИ проводились работы по созданию (на базе стандартного ускорителя У-150) радиально-секторного циклотрона с диаметром полюсных наконечников  $D = 200$  см и изохронным магнитным полем  $H = H_0 (1 + \frac{\epsilon}{61-62})$  с глубиной вариации 0,25 - 0,30 на уровне  $H_0 = 20$  кэрт  $^{\circ} / 61-62 /$ .

При конструировании У-200 были использованы все элементы стандартного циклотрона У-150 (за исключением камеры и дуантов). Стоимость реконструкции составила 120 тыс. рублей.

На основе расчетных данных и модельных опытов удалось создать ускоритель, который имеет следующие параметры:

Диаметр полюсов	200 см
Значение магнитного поля в центре	19,8 кэрст
Число секторов	4
Минимальный вертикальный зазор (между холмами)	30 мм
Средний воздушный зазор	100 мм
Максимальное значение магнитного поля	26,5 кэрст
Минимальное значение магнитного поля	14,5 кэрст
Глубина вариации магнитного поля	$\pm 30\%$
Количество дуантов	2
Угловая протяженность дуанта	$45^\circ$
Амплитуда в.ч. потенциала на дуанте	75 кV
Диапазон длин волн в.ч. генератора	14-21 м
Диапазон Z/A ускоряемых частиц	0,24-0,36
Максимальная энергия ионов	9-20 $\frac{\text{Мэв}}{\text{нукл}}$
Количество оборотов	120-180

В настоящее время на У-200 ускоряются частицы  $^3\text{He}^{+1}$  с  $Z/A=0,33$  и интенсивность пучка вблизи конечного радиуса может достигать  $10^{14}$  сек $^{-1}$ .

Отметим, что по интенсивности и энергии ионов 200-сантиметровый циклотрон превосходит установки с диаметром до 2,5 м (225-сантиметровый циклотрон Нобелевского института в Швеции, 88-дюймовый циклотрон в Беркли, У-240 и т.д.).

Успешное введение циклотрона У-200 в эксплуатацию и накопленный в Лаборатории опыт дают возможность весьма достоверно оценить параметры изохронного циклотрона со значением магнитного поля в центре  $H_0 = 20$  кэрст и диаметром полюсных наконечников 840 см, позволяющего ускорять ионы с массой  $A = 200$  до энергии  $\epsilon = 5-10$  Мэв/нуклон.

## 2. Ускоритель тяжелых ионов - циклотрон У-840

Предполагается, что принцип, заложенный в основные конструктивные элементы У-200, будет полностью перенесен в конструкцию большого циклотрона. Таким образом, ускоритель У-200 по диаметру можно рассматривать как действующую модель (почти в 1/4 натуральной величины).

Так же как и в 200-сантиметровом циклотроне дуанты располагаются в долинах, а зазор в холме используется лишь для прохождения пуч-



ка. Число секторов может быть 4 или 6, число дуантов 2, 4 или 6. Схематический вид будущей машины представлен на рис. 18.

Для дальнейшего обсуждения удобно привести одновременно данные будущего циклотрона и У-300:

Диаметр полюсов, см	840	310
Значение магнитного поля в центре $H_0$ , кэрст	20	16,8
Число секторов	6	-
Минимальный вертикальный зазор (между холмами), см	10	-
Средний воздушный зазор, см	30	
Максимальное значение магнитного поля, кэрст	26,5	-
Минимальное значение магнитного поля, кэрст	15,0	-
Глубина вариации магнитного поля, %	25-30	-
Количество дуантов	6	2
Угловая протяженность дуанта	$\pi/6$	$\pi/2$
Площадь дуанта, $m^2$	4,6	6,4
Амплитуда в.ч. потенциала на дуанте, кв	100	150
Диапазон длин волн в.ч. генератора, м	27-41	50-100
Длина резонансной линии, м	4	12
Вакуум в камере ускорителя, мм рт. ст.	$5 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-6}$
Диапазон $Z/A$ ускоряемых частиц	0,04-0,06	0,143-0,286
Максимальная энергия частиц (Мэв/нуклон)	5,1-11,5	5-10
Средний прирост энергии за оборот (Мэв/нуклон)	0,04-0,06	
Число оборотов	130-190	

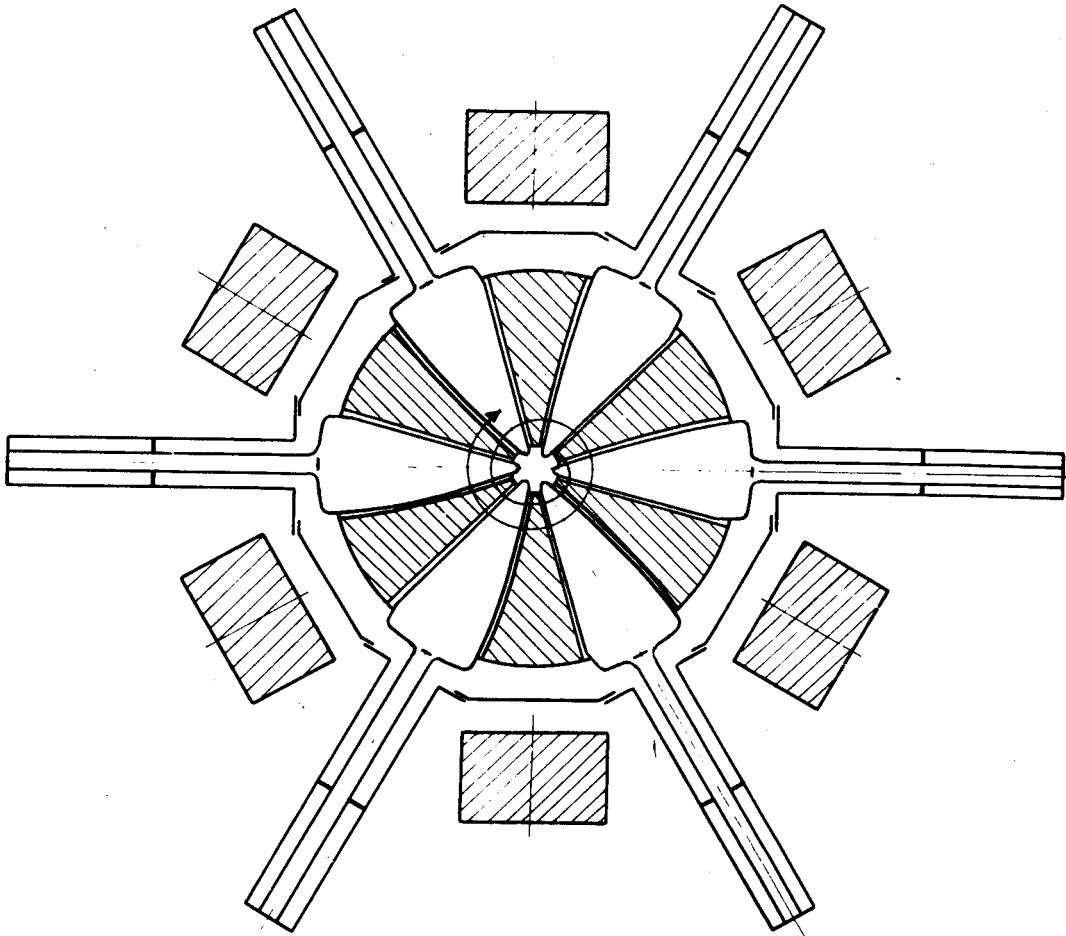


Рис.18. Принципиальная схема циклотрона У-840.

Если сравнить ускорители У-300 и У-840, то видно, что, за исключением магнита и вакуума в ускорительной камере, конструктивные элементы большой машины оказываются более простыми, чем у существующего циклотрона.

Попытаемся оценить параметры магнита. Масштабное увеличение веса магнита 200-сантиметрового циклотрона дает величину 16.000 тонн для магнита большой машины. Однако конструкция магнита У-150, на основе которого создавался У-200, является не оптимальной, как по току намагничивания, так и по весу железа для такого типа ускорителей.

Отметим, что для большого циклотрона приемлемым оказывается магнит типа бронированного (с распределенным ярмом, см. рис. 18). Из расчетов следует, что вес такого магнита с диаметром полюса 840 см составит 10.000 тонн. При воздушном зазоре 300 мм мощность питания обмотки 2000 квт обеспечит поле в центре 20 кэрстед.

Проблема вакуума в камере циклотрона является весьма актуальной, так как из-за перезарядки ионов на остаточном газе в камере ускорителя будет уменьшаться интенсивность пучка. Отметим, что уже после первого оборота частица будет иметь радиус кривизны  $\approx 7,2\sqrt{A/Z}$  см, т.е. сместится относительно щели источника на 25-30 см. Это означает, что при расчете вакуума давление в камере ускорителя можно считать постоянным, так как частица быстро выходит из области повышенного давления вблизи источника. Полагая сечение перезарядки равным газокINETическому ( $\approx 5 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>) и ограничивая потери 40% (т.е. 60% пучка достигает конечной энергии), находим, что давление в камере ускорителя должно быть порядка  $\approx 5 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст. (см. рис. 19). Такие давления в настоящее время достигаются обычными средствами и не требуют привлечения специальных устройств техники сверхвысокого вакуума.

Кроме того, отмеченное выше большое смещение частицы на первом обороте оставляет достаточно много места для размещения ионного источника. Это, в свою очередь, позволит создавать и использовать источники различных конструкций, которые по геометрическим размерам не могут быть использованы в малых машинах.

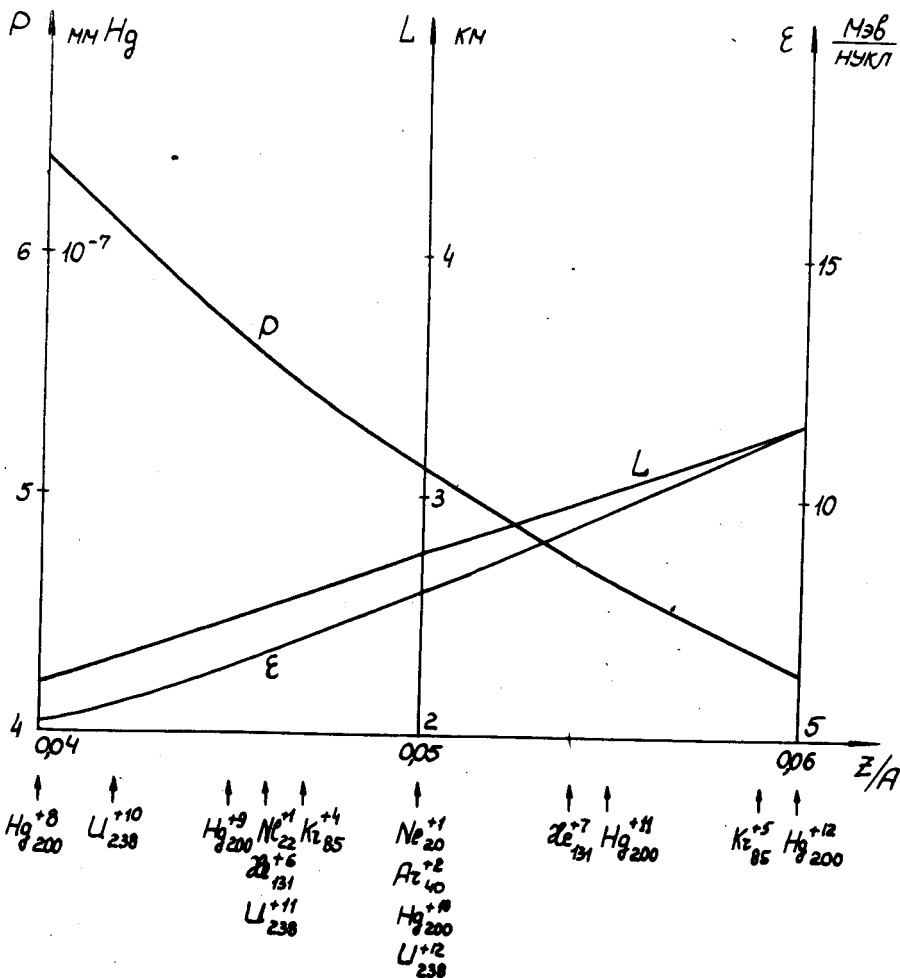


Рис.10. Давление остаточного газа  $P$  в камере циклотрона, при котором потери интенсивности вследствие перезарядки составляют 40%, энергия  $\epsilon$  и длина пути частицы  $L$  в зависимости от ее относительного заряда  $Z/A$ .

В настоящее время еще нет готовых рекомендаций относительно принципов работы мощных источников нового типа. Тем не менее последние достижения в области физики плазмы и лазерной техники дадут, по-видимому; новый подход к решению этой задачи. Однако и на базе современных источников циклотрон в состоянии обеспечить интенсивность  $10^{13} - 10^{14} \text{ сек}^{-1}$ .

Рассмотрим параметры пучков частиц, которые могут быть ускорены на циклотроне У-840.

На рис. 20 представлена зависимость энергии ионов от их заряда для частиц от  $^{40} \text{Ar}$  до  $^{238} \text{U}$ . Кривые ограничены значением энергии, соответствующей кулоновскому барьеру на мишени  $^{238} \text{U}$ . Цифры около кривых означают интенсивность соответствующих ионов на конечном радиусе. Оценка интенсивности проводилась следующим образом. Располагая данными о выходе многозарядных ионов из современных источников (рис. 6) и принимая коэффициент захвата в режим ускорения равным  $\approx 0,1$ , а коэффициент прохождения через ускоритель  $\approx 0,5$ , получим, с учетом потерь на перезарядку ( $\approx 40\%$ ), что конечного радиуса достигнут  $\approx 3\%$  частиц, генерируемых источником (скважность импульсов источника 3-4). Вместе с тем, многодуантная резонансная система ускорителя позволяет использовать одновременно несколько источников  $x$ ). Представленные на рис. 20 интенсивности частиц на конечном радиусе отвечают работе циклотрона с тремя источниками в случае ускорения самых тяжелых частиц  $\text{Hg}, \text{U}$ .  
 xx)

Приведенные оценки не претендуют на полноту, так как не учитывают многих факторов. Сколь-нибудь полный расчет интенсивности требует определения большого количества параметров (распределение давления в камере циклотрона, детальную карту электрических и магнитных полей, распределение заряда в плазме вблизи щели и т.д.), что связано с большими трудностями.

Поэтому на циклотроне У-300 были предприняты попытки ускорения ионов  $\text{Kr}^{+5}$  на 3-й гармонике в.ч. поля.

x) Соответственно интенсивность пучка возрастает в несколько раз (пропорционально количеству источников, число которых может достигать 6).

xx) Объемный заряд ионов  $^{40} \text{Ar}^{+2}$  становится существенным, если интенсивность пучка составляет  $\geq 1 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ , а в случае тяжелых частиц -  $^{200} \text{Hg}^{+10}, ^{238} \text{U}^{+12}$  его нужно учитывать, если  $i \geq (2-3) \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$  (флаттер магнитного поля в большом ускорителе будет не меньше, чем в циклотроне У-200  $^{61/}$ ).

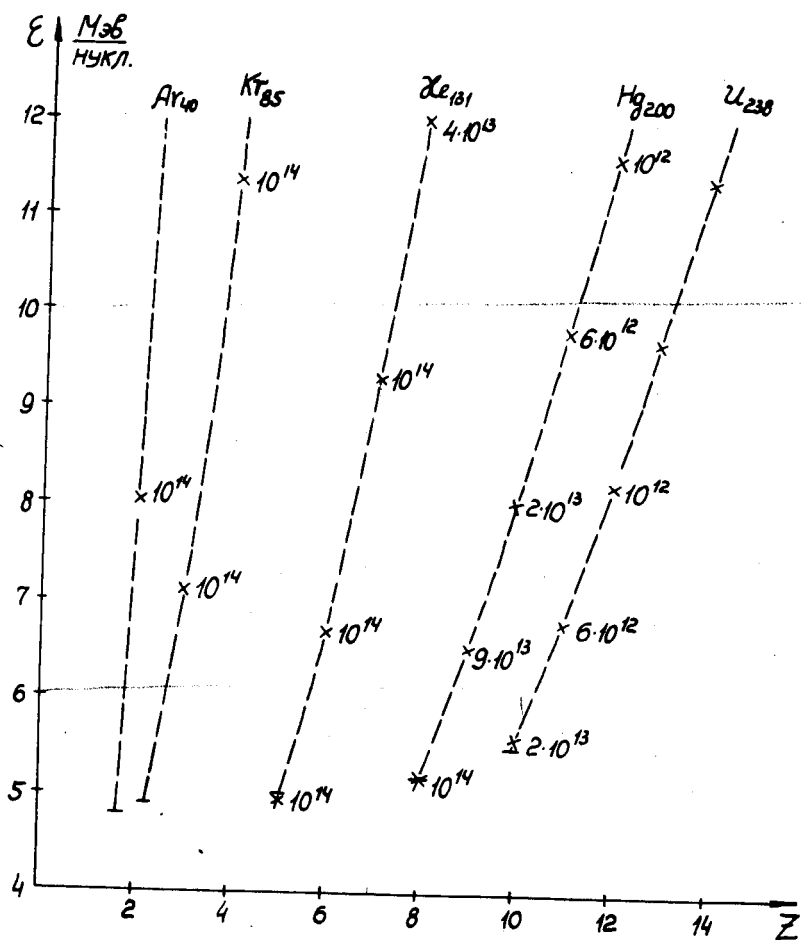


Рис.20. Зависимость энергии ионов от заряда в циклотроне У-840 (цифры у кривых означают среднюю интенсивность соответствующих частиц).

При давлении в камере  $10^{-5}$  мм рт. ст. был получен пучок ионов с интенсивностью  $\approx 100$  мка ( $1,2 \cdot 10^{14}$  сек $^{-1}$ ) на радиусе 60 см. Эти данные хорошо согласуются с приведенными выше оценками и позволяют рассчитывать на получение пучков частиц с массой  $A \approx 200$  и интенсивностью до  $10^{14}$  сек $^{-1}$ .

## VI . 3 а к л ю ч е н и е

Решение сформулированных физических проблем требует ускоренных пучков ионов со следующими параметрами:

1. Диапазон частиц по массовому числу  $A$ :  $20 \leq A \leq 200, 210$ .
2. Конечная энергия частиц на один нуклон  $\epsilon$  Мэв/нуклон  $5 \leq \epsilon \leq 10$ .
3. Интенсивность пучков частиц для массы  $20 \leq A \leq 150$   $10^{14}$  сек $^{-1}$ ,  
для массы  $150 < A \leq 210$   $10^{13} - 10^{14}$  сек $^{-1}$ .

Лучшие варианты каскадных методов ускорения (проект UNILAC, проект ЛЯП ОИЯИ) позволяют получить интенсивность частиц с массой  $A \approx 200$  не более  $5 \cdot 10^{11}$  сек $^{-1}$ .

Ускорение частиц с переменным зарядом в потенциальном электрическом поле (проект HVEC, Кембридж) обеспечит интенсивность ионов типа урана на уровне  $10^{11}$  сек $^{-1}$ .

Плазменный реактор тяжелых ионов (проект HIPAC) практически непригоден для изучения механизмов ядерных реакций и их короткоживущих продуктов, так как последние распределены во всем рабочем объеме реактора ( $\approx 1,0$  м $^3$ ).

Метод коллективного ускорения, в принципе, можно использовать для получения высоких интенсивностей тяжелых ионов, при условии, что число электронов в кольце будет  $\geq 10^{14}$ . Работы в этом направлении весьма перспективны /63/.

Таким образом, в настоящее время ни один из рассмотренных проектов по интенсивности пока не в состоянии конкурировать с прямым циклотронным методом ускорения тяжелых ионов. Циклотрон с азимутальной вариацией магнитного поля, значением поля в центре  $H_0 \approx 20$  кэрст и диа-

метром полюсных наконечников  $D = 840$  см обеспечит получение пучков тяжелых ионов с необходимыми параметрами. Сооружение такого ускорителя вполне осуществимо на современном техническом уровне.

Работа выполнена по инициативе и при постоянной поддержке Г.Н. Флерова, которому авторы приносят глубокую благодарность. Авторы признательны Н.И. Веникову, Е.Д. Воробьеву, В.И. Кузнецову, И.М. Маторе, В.П. Саранцеву за полезные обсуждения и замечания.

### Л и т е р а т у р а

1. Г.Н. Флеров. Перспективы синтеза новых изотопов и элементов. Препринт ОИЯИ Д7-3623, Дубна 1967.
2. Г.Н. Флеров. Деление как метод синтеза изотопов (Стенограмма доклада в Токио), 1967 г.
3. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Nucl. Phys., 81, 1 (1966).
4. В.М. Струтинский, Ю.А. Музычка. Доклад на международной конференции по физике тяжелых ионов. Дубна, октябрь 1966 г. Труды конференции, вып. 2, стр. 51.
5. V.V.Volkov. Inter. Nucl. Phys. Confer., Gatlenburg (1966) N-Y, 1967, p.81.
6. G.A.Cowan . Доклад на международной конференции по физике тяжелых ионов. Дубна, октябрь 1966. Труды конференции, вып. 2, стр. 3'
7. В.А. Карнаухов и др. ЖЭТФ 45, 1280 (1963).
8. R.Barton et al. Canad. J. Phys., 41, 2007 (1963).
9. R.D.Macfarlane. Proc. Inter. Symp. Nuclides far off the Stability Line. Lysekil, Sweden, 1966, p.431.
10. С.М. Поликанов. УФН, 94, №1, 43 (1968).
11. Г.Н. Флеров и др. Доклад на международной конференции по физике тяжелых ионов. Дубна, октябрь 1966. Труды конференции, вып. 2, стр. 3.
12. С.А. Карамян и др. Препринт ОИЯИ Р7-3730, Дубна, 1968.
13. И.В. Кузнецов и др. Препринт ОИЯИ Р7-3710, Дубна, 1968.



14. W. Grochulski et al. Proc. of the 3-rd Confer. on Reactions Between Complex Nuclei. Ed. by A. Ghiorso, R.M. Diamond, H.E. Conzett (University of California, Press 1963) p. 120.
15. C.Y. Wong. Nucl. Phys., A103, 625 (1967).
16. Г. Кумпф, В.А. Карнаухов. ЖЭТФ, 46, 1545 (1964).
17. E. Guth, L. Wilets. Phys. Rev. Lett., 16, N1 (1966).
18. R.M. Diamond, F.S. Stephens. Arkiv f. Physik, 36, 28 (1967).
19. С.А. Карамян, Я. Шукуров. Препринт ОИЯИ 2096, Дубна, 1967.
20. К.А. Гаврилов и др. Препринт ОИЯИ, 13-3380. Дубна. 1967.
21. J. Malý, J.R. Nix. Contributions Inter. Confer. on Nuclear Structure, Tokyo, 1967, p. 224.
22. T. Sikkeland et al., UCRL -16773 (1966).
23. Northcliff. Phys. Rev., 120, N5.
24. П.М. Морозов и др. Атомная энергия 2, №3, 272 (1957).
25. А.С. Пасюк. Диссертация, ОИЯИ, Дубна, 1967.
26. A. Ghiorso et al., UCRL-16839 (1966).
27. B.C. Fawcett et al. Proc. Phys. Soc., 88A, 262 (1966).
28. B.C. Fawcett et al. Proc. Phys. Soc., 88A, 1051 (1966).
29. Papineau. Compt. Rend., 242, 2933 (1956).
30. Nuclear Science Series, Report N39, Studies in Penetration of Charged Particles in Matter, Publication 1133, Washington, 1964.
31. В.С. Николаев. Успехи физических наук, 85, №4, 679 (1965).
32. Г.Н. Вялов, М.М. Фикс. Успехи физических наук, 89, №3. 497 (1966).
33. L. Grodzins et al. Physics Letters, 24B, 282 (1967).
34. E.L. Habbard et al. Rev. Sci. Instr., 32, N6 (1961).
35. B.C. Beith. European Colloquim on A.V.F. Cyclotrons, Orsey (1965).
36. UNILAC, Inst. Angewandte Physik, Heidelberg, 1966.
37. HVEC, The Burlington Transuranium Research Facility, Burlington, Massachusetts, 1967.
38. В.П. Дзепелов и др. Кольцевой циклотрон с жесткой фокусировкой для многозарядных ионов. Препринт ОИЯИ Р9-3443, Дубна, 1967.
39. A. Ghiorso. IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-14, N3, 5 (1967).

40. G.Hortig. *Zs. f. Physik*, 176, 115 (1963).
41. M.M.Fiks, G.N.Vialov. *Nucl. Phys.*, 74, N1, 59 (1965).
42. Г.Н. Вялов, М.М. Фикс. Препринт ОИЯИ Р-2253, Дубна 1965.
43. G.Hortig. *Zs. f. Physik*, 192, 251 (1966).
44. В.И. Векслер. ДАН СССР, 43, №8, 329 (1944).
45. В.И. Векслер. ДАН СССР, 44, №9, 365 (1944).
46. Е.М. Мороз. Атомная энергия, 4, №3, 238 (1958).
47. G.Hortig. *Nucl. Instr. Meth.*, 45, 347 (1966).
48. *Science News*, 92, N6., 136 (1967).
49. P.H.Rose. *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, NS-14, N3, 16 (1967).
50. G.S.Janes et al. *Phys. Rev.*, 145, N3, 925 (1966).
51. Т. Таут, М.М. Фикс. Preprint J.F.A., Bucuresti, Romania (1968).
52. В.И. Векслер и др. Атомная энергия, 24, вып. 4, 317 (1968).
53. *Electron Ring Accelerators. CERN COURIER*, N2, 28 (1968).
45. *Physics today*, 21, N2, 51 (1968).
55. *Symposium on Electron Ring Accelerators. Berkeley, 1968*, UCRL-18103.
56. Г.Н. Флеров. Препринт ОИЯИ Р-374, Дубна, 1959.
57. Г.Н. Флеров, В.А. Карнаухов. Препринт ОИЯИ Д-1798, Дубна, 1964.
58. Г.Н. Вялов. *Природа*, №10, 42 (1966).
59. Г.Н. Вялов. Диссертация, ОИЯИ, Дубна 1965.
60. В.С. Алфеев и др. Препринт ОИЯИ Р-2693, Дубна 1966.
61. И.А. Шелаев и др. Препринт ОИЯИ 9-3988, Дубна 1968.
62. Э.Г. Имаев и др. Препринт ОИЯИ 9-3713, Дубна 1968.
63. М.Л. Иовнович и др. Препринт ОИЯИ Р9-4257, Дубна, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел

10 января 1969 года.