

JINR-D--9-84-817

**Международная школа
молодых ученых
по проблемам ускорителей
заряженных частиц**

Дубна, 11-20 сентября 1984 года

**International School
for Young Scientists
on Problems
of Charged Particle Accelerators**

Dubna, September 11-20, 1984

JINR - D - - 9 - 84 - 817

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Д9-84-817

**Международная школа
молодых ученых
по проблемам ускорителей
заряженных частиц**

Дубна, 11-20 сентября 1984 года

**International School
for Young Scientists
on Problems
of Charged Particle Accelerators**

Dubna, September 11-20, 1984

СОДЕРЖАНИЕ

Г.И. Флеров, В.И. Кузнецов Применение ускорителей тяжелых ионов для решения прикладных задач.	3
I. Kádár Atomic Physics at Heavy Ion Beams.	14
Б.И. Гикал, Г.Г. Гульбекян, В.Б. Кутнер, Р.Ц. Оганесян Циклотронный метод ускорения тяжелых ионов.	24
И.Б. Нессинский Синхротроны для ускорения тяжелых ионов.	43
N. Angert Heavy Ion Accelerators at GSI.	52
В.И. Балбеков Магнитные структуры синхроотронов.	63
П.Т. Пашков Некоторые вопросы теории ускорительного режима.	80
Э.А. Перельштейн Метод моментов в теории ускорителей.	90
С.Б. Ворожцов Методы расчета магнитостатических полей.	120
Y. Jongen Recent Progress in Electron Cyclotron Resonance (E.C.R.) Ion Sources.	130
К.С. Головановский Зеркальная магнитная ловушка с ЭЦР-нагревом плазмы как источник многозарядных ионов.	145
А.А. Глазков Расчет и конструирование вакуумных систем ускорителей.	164
В.С. Николаев Эффекты взаимодействия ионов с веществом.	174
В.Ф. Сиголенко Системы диагностики тяжелых ионов на ускорителях.	196
С.М. Лукьянов, Ю.Э. Ленионжквич, Г.Г. Чубарян Современные методы регистрации тяжелых ионов.	205
С.И. Аневский, В.С. Панасюк Диагностика пучков заряженных частиц по синхротронному излучению.	215

ПРИМЕНЕНИЕ УСКОРИТЕЛЕЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ПРИКЛАДНЫХ ЗАДАЧ

Г.Н.Флеров, В.И.Кузнецов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Развитие прикладных исследований на пучках тяжелых ионов тесно связано с процессом в области создания мощной ускорительной техники. В 1960 г. в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований был введен в действие трехметровый циклотрон У-300, который по своим параметрам не уступал лучшим в мире ускорителям тяжелых ионов. В результате двадцатилетней эксплуатации циклотрона были получены изотопы новых химических элементов с атомными номерами от 102 до 107, исследованы их свойства, открыты новые виды радиоактивного распада: спонтанно делящиеся изомеры, запаздывающее деление, протонная радиоактивность, существенно расширившие современные представления о строении атомного ядра и нуклеосинтезе элементов Вселенной.

Для регистрации атомов новых элементов, образующихся в ядерных реакциях, использовались диэлектрические детекторы ядерных частиц. Начало их применению положили работы конца 50-х — начала 60-х гг., которые показали, что тяжелые заряженные частицы оставляют в неорганических кристаллах протяженные дефекты, выявляемые при химическом травлении^{/1/}. Отличительная особенность диэлектрических детекторов — высокий порог регистрации. Многие минералы и стекла не чувствительны к воздействию частиц с зарядом ядра Z менее 10–15, а некоторые из них регистрируют лишь частицы с $Z \geq 20$. Это свойство оказалось весьма ценным при использовании диэлектрических трековых детекторов в ядерно-физических экспериментах, где нужно было выделить редкие события при высоком уровне фона^{/2/}. Полимерные материалы, напротив, обычно обладают сравнительно низким порогом регистрации тяжелых заряженных частиц, и, вследствие этого, высокой эффективностью регистрации осколков деления, что позволило разработать оригинальную технологию получения пористых мембран^{/3/}. Если тонкую полимерную пленку, облученную осколками деления, подвергнуть соответствующей химической обработке (например, травлению в растворе щелочи), то она превращается в высококачественный фильтровальный материал — ядерный фильтр.

На этом принципе основано производство американской фирмой "Nuclepore Corporation" поликарбонатных и полиэфирных микрофильтров. Однако дисперсия осколков по заряду, массе и энергии приводит к определенному разбросу диаметров отверстий, который особенно заметен при самых малых размерах пор. Кроме того, малый пробег осколков деления в полимерах ограничивает толщину фильтрующего материала: она не может превышать 10 мкм. Существует и ограничение числа отверстий на единицу площади фильтра. С увеличением плотности пор растет стоимость фильтров, поэтому выпускаемые сейчас в мире поликарбонатные "ядерные" мембраны имеют плотность пор не выше $6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ /4/.

В 1974 г. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ было решено использовать для изготовления ядерных фильтров не реактор и урановую мишень, а ускорители тяжелых ионов. Это было качественное усовершенствование метода.

Во-первых, тяжелые ионы имеют одинаковые ионизационные потери энергии в веществе, вследствие чего дисперсия диаметров пор в ядерных фильтрах значительно ниже, чем в материале "Nuclepore". В отличие от "осколочного" метода облучение пленки на циклотроне дает возможность произвольно изменять энергию и массу бомбардирующих частиц, угол их входа в полимер, что позволяет формировать необходимую структуру микрофильтра. Благодаря относительно высокой интенсивности пучков на ускорителях многозарядных ионов наш метод на несколько порядков превосходит производительность осколочного метода. Например, в течение 1 часа на циклотроне У-300 можно облучить $500-1000 \text{ м}^2$ полимерного материала при плотности треков 10^9 см^{-2} . Для задач, где требуется еще более высокая плотность пор, могут быть получены фильтры, в которых число отверстий на одном квадратном сантиметре площади достигает 10^{10} и даже более.

Еще одно преимущество ядерных фильтров состоит в том, что ядра ускоряемых ионов стабильны, а энергия их недостаточна для вступления в ядерные реакции с ядрами элементов мишени. Поэтому полностью отсутствует активация полимерного материала в процессе облучения.

Схема облучения полимерной пленки тяжелыми ионами и последующей физико-химической обработки представлена на рис. 1.

Для равномерного облучения всех участков пленки тяжелыми ионами, переменным электрическим полем с частотой 2000 Гц производится развертка пучка в горизонтальной плоскости. Скорость движения пленки в процессе облучения составляет от 0,1 до 2 м/с в зависимости от интенсивности ионного пучка и требуемой плотности облучения. На пути пучка можно поставить различные маски и поглощающие фольги, и в результате пространственное и угловое распределение треков в полимерном материа-

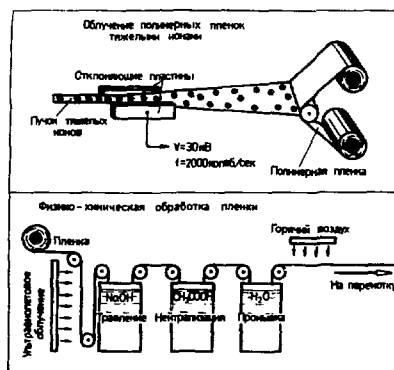


Рис. I. Схема производства ядерных фильтров с помощью тяжелых ионов, а - облучение полимерных пленок тяжелыми ионами; б - физико-химическая обработка пленки.

ле будет изменено заданным образом. Затем полимерную пленку подвергают физико-химической обработке, предварительно облучив ее ультрафиолетовым светом. При этом усиливается деструкция поврежденных ионами молекул полимера, ядерные треки травятся значительно быстрее, и улучшается форма и однородность получаемых отверстий.

Химическое травление облученных ионами полиэфирных пластиков (например полиэтилентерефталата или поликарбоната) производят в растворах щелочей. Скорость процесса регулируют изменением температуры и концентрации щелочи. Имеется возможность значительно изменять форму пор ядерных фильтров, варьируя в широких пределах технологические параметры процесса химической обработки. Так, с помощью высокотемпературного травления облученного тяжелыми ионами лавсана в разбавленных растворах щелочи создаются узкие каналы пор: в пленке толщиной 10 мкм можно получить цилиндрические поры диаметром $\sim 100 \text{Å}$ ^{9/5/}. Напротив, травление в концентрированном растворе щелочи при низкой температуре образует конусообразные поры. При этом угол при вершине конуса тем больше, чем меньшей ионизирующей способностью обладают бомбардирующие частицы. Если травление проводится с одной стороны пленки, то получается фильтрующий материал, у которого сечения каналов пор равномерно увеличиваются в направлении от одной поверхности к другой. В ряде случаев именно такая геометрия может оказаться полезной. В частности, конусные поры оказывают меньшее сопротивление газу или жидкости по сравнению с эквивалентными по проходному диаметру цилиндрическими порами.

Проблема снижения сопротивления фильтра, в принципе, имеет и другое решение^{16/}. Общеизвестен факт, что скорость течения вязкой

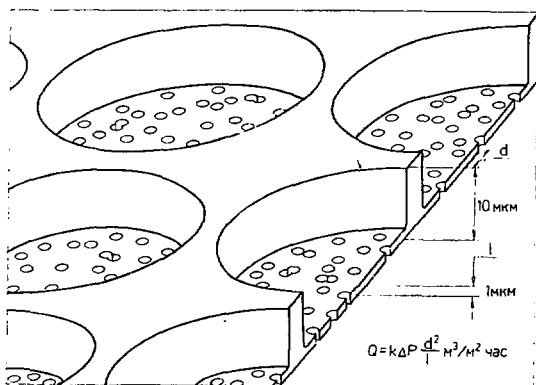


Рис.2. Разрез асимметричного ядерного фильтра.

среды через капилляр обратно пропорциональна его длине. Ядерные фильтры – самые тонкие из всех видов фильтров (толщиной обычно около 10 мкм), и их можно делать еще тоньше. Недавно была разработана методика изготовления "анизотропных" ядерных фильтров с повышенной удельной производительностью (рис.2). Их получают, облучая полимерную пленку (через специальную сетчатую маску) ускоренными ионами, длина пробега которых несколько меньше толщины пленки; дозу облучения и условия химической обработки подбирают так, чтобы обеспечить полное вытравливание материала до глубины, равной пробегу ионов. После травления в пленке формируется ячеистая структура; толщина дна ячеек определяется разницей между исходной толщиной пленки и длиной пробега ионов и может достигать 1–2 мкм. С помощью дополнительных операций облучения и травления дно ячеек превращается в тонкий фильтрующий слой. Участки пленки, защищенные маской при первом облучении, образуют армирующую сетку и обеспечивают необходимую механическую прочность фильтра. Следует подчеркнуть, что пространственное расположение элементов структуры анизотропных ядерных фильтров упорядочено, в то время как все остальные виды фильтрующих материалов имеют хаотичное строение. Разработка данной методики – первый шаг к широкому внедрению методов создания регулярных микроструктур при помощи пучков тяжелых ионов.

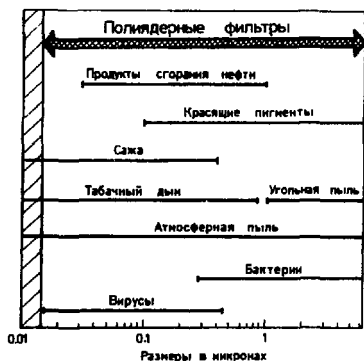


Рис.3. Диапазон размеров пор ядерных фильтров в сравнении с характерными размерами частиц некоторых аэрозолей.

Сейчас разработана технология изготовления ядерных фильтров с диаметром пор от нескольких десятков ангстрем до десятков микрон. Столь широкий диапазон размеров обеспечивает возможность широкого применения таких фильтров в разнообразных сепарационных процессах. На рис.3. показан диапазон размеров пор ядерных фильтров в сравнении с характерными размерами частиц некоторых аэрозолей.

Исходным материалом для производства ядерных фильтров служит лавсановая (полиэтилентерефталатная) пленка, широко используемая в технике. Она отличается высокой механической прочностью, устойчивостью к воздействию многих растворителей и реактивов, высокой радиационной стойкостью. Существуют, однако, другие полимеры, по отдельным параметрам превосходящие лавсан. Возникает необходимость производства ядерных фильтров из этих материалов. Так, многие виды полиарилатов обладают лучшей, чем лавсан, теплостойкостью, весьма интересны полиимиды, среди которых есть рекордсмены по радиационной стойкости; высокой химической стойкостью обладает полипропилен; фторопласты отличаются уникальной устойчивостью к воздействию агрессивных сред.

В наш век колоссального развития промышленности образуется огромное количество отходов в виде пыли, замутненных сточных вод и др. В таких условиях ядерные фильтры абсолютно необходимы для анализа состояния окружающей среды. С другой стороны, та же техника нуждается в сверхчистых веществах, в создании исключительно чистых условий для тонкой технологии. Ныне определен ряд областей наиболее эффективного применения ядерных фильтров. Приведем несколько характерных примеров, не претендуя, разумеется, на полноту освещения вопроса.

В современном производстве полупроводниковых приборов определяющее значение имеет чистота технологических сред, в частности, воды. Присутствие посторонних веществ и частиц в процессе создания полупроводниковых приборов оказывает существенное влияние на качество и выход продукции. В связи с этим на предприятиях электронной промышленности в качестве промывочной среды используется особо чистая вода с удельным сопротивлением 15–18 Мом·см, содержащая не более 50–150 микро-частиц (размером 0,2 мкм) в миллилитре. Быстрый прогресс в области электроники постоянно ужесточает технические требования к этим качественным показателям. Ядерные фильтры оказались идеальным материалом для конечной очистки от микрочастиц и получения особо чистой воды. Это обусловлено двумя факторами: во-первых, ядерные фильтры с диаметром пор 0,2 мкм задерживают все микрочастицы большего размера, в том числе бактерии, во-вторых, в отличие от большинства других типов фильтрующих материалов они практически не выделяют в фильтрах каких-либо низкомолекулярных примесей /7/.

Многие области современной техники требуют дальнейшего совершенствования теплозащитных материалов и, в частности, экранно-вакуумной теплоизоляции. Существенное улучшение ее теплозащитных свойств может быть достигнуто путем снижения теплопереноса за счет повышения вакуума между экранами. Однако применение для этой цели перфорированных экранов не обеспечивает улучшения тепловых параметров изоляции из-за резкого возрастания радиационного теплопереноса. Оказалось, что наилучшим экраном является металлизированный ядерный фильтр, непроницаемый для теплового излучения, но пропускающий молекулы газа. Установлено, что многослойные пакеты из металлизированных ядерных "фильтров" имеют эффективный коэффициент теплопроводности в 1,5 раза ниже, чем экранно-вакуумная изоляция из перфорированных металлических пластин /8/. Наряду с уменьшением коэффициента теплопроводности использование пакетов из ядерных фильтров значительно сокращает время, затрачиваемое на вакуумирование теплоизолирующего объема. Наибольший эффект применение новой изоляции может дать в криогенных системах, требующих максимально эффективной теплоизоляции, например, в сосудах для жидкого газа – гелия, водорода, в системах глубокого охлаждения, действующих на отвердевших газах.

Качество продукта при мембранном разделении различных дисперсных систем, в том числе биологических препаратов, в существенной степени зависит от дисперсии размеров пор в мембране. Разброс пор наиболее часто используемых мембран на основе производных целлюлозы составляет около 50%, что неизбежно ухудшает разделение компонентов. Ядерные фильтры обладают значительно меньшей (2–5%) дисперсией пор, и это де-

лает их незаменимыми в процессах очистки, концентрирования и стерилизующей фильтрации вирусов и вакцин. Благодаря очень малому разбросу размеров пор переход от полной задержки частиц определенной величины к полному пропусканию происходит в довольно узком интервале диаметров пор. Поэтому нетрудно подобрать фильтр, с помощью которого происходит отделение крупных примесей от суспензий вирусов, и фильтр с порами меньшего диаметра, который осуществляет концентрирование вирусов. Одновременно производится их очистка от балластных примесей (диафильтрация), которая достигается чередованием операций концентрирования и разбавления чистым растворителем. Процесс происходит с высокой эффективностью: двукратное повторение этих операций снижает, например, содержание белка в препарате культурального вируса бешенства в 500 раз. Сейчас отработаны технологические режимы очистки и концентрирования вирусов гриппа, бешенства, клещевого энцефалита. Вакцины, полученные с помощью технологии, основанной на ядерных фильтрах, оказались в 10-20 раз более эффективными, чем очищенные другими методами^{/5/}. Следует сказать, что прививки животным против бешенства из-за высокого содержания в них белка после обычной очистки приводят к гибели 2,5% скота, не говоря уже о неучитываемых потерях веса животных, перенесших подобную вакцинацию. Ядерные фильтры позволяют получить чистые, практически безвредные вакцины.

Важнейшая проблема в производстве медицинских препаратов - контроль их стерильности. В настоящее время соответствующие приборы, называемые "Стеритест", приобретаются нами за рубежом, а потребность в них велика. Экспериментальная проверка показала, что подобные устройства можно изготовить на основе ядерных фильтров. Использование их в приборах "Стеритест" более целесообразно, чем применение традиционных мембран "миллипор", благодаря большей прочности, отсутствию коробления под действием склеивающих агентов и другим высоким технологическим качествам. Материалы для ядерных фильтров не обладают ни бактерицидными, ни бактериостатическими свойствами и выдерживают стерилизацию любым из известных способов^{/7/}.

Представляется перспективным применить ядерные фильтры и для создания средств защиты органов дыхания от вредных воздействий. Эта задача особенно актуальна в настоящее время, когда быстро интенсифицируется производство, и проблема защиты человека и окружающей среды выдвигается на передний план. Можно использовать ядерные фильтры при создании эффективных респираторов для работы в цементной и угольной промышленности, сельского хозяйства^{/7/}.

Сегодня возникают идеи, относящиеся к созданию металлических ядерных фильтров, которые, несомненно, найдут себе широчайшие применения.

Ядерные фильтры — лишь одно направление практического использования пучков ускоренных тяжелых ионов. Однако возможности, связанные с применением ускорителей для преобразования структуры твердых тел, гораздо шире. Это можно показать на примере исследований, проводимых в Дармштадте (ФРГ) /10/.

Известно, например, что строение поверхности материалов определяет многие их свойства: смачиваемость, адгезию, трение, электрическую прочность, оптические характеристики. Метод ядерных треков дает возможность изменять заданным образом свойства поверхности. В высоковольтной технике существует проблема пробоя изоляторов по поверхности. Оказалось, что если диэлектрический материал облучить тяжелыми ионами и подвергнуть соответствующей обработке, то поверхность материала разделится на множество отдельных "островков". При этом сопротивление поверхности увеличится на несколько порядков. Значительно повышается напряжение пробоя. Несомненно, что применение таких "сверхизоляторов" особенно перспективно в условиях вакуума, где на состояние поверхности не будет влиять вода и т.д. /10/

Другой пример изменения свойств поверхности материалов с помощью метода ядерных треков — управление коэффициентом отражения. Если на поверхности сформировать множество неровностей с размером меньшим длины световой волны, то отражение ею света уменьшится во много раз. Такая текстурированная поверхность может рассматриваться как тонкая пленка с изменяющимся в пространстве показателем преломления. Практически ее получают с помощью облучения большим потоком ионов ($10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$) и непродолжительным химическим травлением, в результате коэффициент отражения снижается до 0,3–0,5% /10/.

Ионное облучение существенно увеличивает силы сцепления между подложкой и нанесенной на нее тонкой пленкой другого материала, что может быть достигнуто как за счет скрытых (непроявленных) треков, так и за счет увеличения шероховатости поверхности в результате химической обработки облученного ионами материала. Полимерные смолы, армированные волокнистыми материалами, при старении часто разрушаются из-за попадания в них влаги и ухудшения адгезии между волокнами и полимерной матрицей. Весьма распространены компаунды, состоящие из термопластичного полимера и стекловолокна. Адгезия между компонентами такого компаунда может быть значительно повышена, если поверхность армирующего материала предварительно обработать: создать в ней множество взаимно пересекающихся треков /10/.

С помощью тяжелых ионов, по-видимому, можно создать новый тип высокоэффективных холодных катодов. Важнейший параметр холодного ка-

тогда - радиус кривизны участков поверхности, испускающих электроны. Основная техническая трудность при изготовлении таких источников - создание микроигл с малым радиусом кривизны при вершине. В Дармштадте предложили получать необходимые структуры с помощью метода ядерных треков. Металлическая реплика с поверхности, в которой вытравлены конусообразные треки, представляет собой множество игольчатых образований с радиусом кривизны при вершине менее 100 нм. Васьма существенно, что площадь такого источника электронов можно сделать очень большой (сотни квадратных сантиметров), и плотность испускающих электроны конусных микроигл будет достигать 10^8 см^{-2} ; такие параметры обеспечивают плотность тока электронов до $10 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} / 10$.

Несколько интересных идей связано с применением мембран с одиночным отверстием. Одиночное отверстие в пластинке получают при ее облучении одним-единственным ускоренным ионом (вспомним, что в физических экспериментах на получение одного атома нового элемента расходуется $\sim 10^{16}$ ускоренных частиц). Мембраны с одной порой используются для счета, определения размера и подвижности частиц субмикронных размеров, в том числе биологических объектов - бактерий, вирусов, клеток. Применяя отверстие с размером, чуть меньшим, чем размер клетки, можно оценить ее деформируемость. Недавно было показано, что деформируемость красных кровяных телец связана с различными заболеваниями сердечно-сосудистой системы, что можно использовать в целях их диагностики /10/.

Лазерная техника нуждается в высокоточных диафрагмах для создания световых источников высокой яркости; от качества диафрагм зависит и качество электронно- и ионооптических систем. До настоящего времени используются игольчатые диафрагмы с диаметром около 1 мкм. Путем контролируемого одностороннего травления одиночных ядерных треков в тонких стеклянных пластинках можно изготавливать диафрагмы практически идеальной формы в десятки раз меньшего диаметра.

Пучки тяжелых ионов можно использовать для литографии. Современные методики фотолитографии, а также литографии с помощью рентгеновских лучей и электронных пучков дают возможность получать структуры с размерами деталей около 0,1 мкм и отношением глубины рельефа к его ширине порядка 10. Литография с помощью тяжелых ионов - следующий шаг в развитии метода, позволяющего изготавливать более тонкие и глубокие микроструктуры, что весьма важно при разработке компактных интегральных полупроводниковых приборов.

Пучки тяжелых ионов с энергией порядка сотен мегаэлектронвольт на нуклон используются в медицине для диагностики и воздействия на раковые образования. Может быть, следует разработать ионный "микронож"

— узкий микропучок ускоренных тяжелых ионов с тем, чтобы направлять его в нужную точку. Это расширит также возможности методов литографии, имплантации, позволит проводить особо тонкую обработку микрообъектов.

В настоящее время специалисты пришли к выводу, что для решения перечисленных задач необходимо создание специализированных ускорителей тяжелых ионов, которые обеспечат пучки необходимых параметров и в то же время благодаря малым размерам будут удобными в эксплуатации^{/7/}. Проведенный нами анализ показывает, что для массового производства ядерных фильтров можно создать компактный ускоритель — циклический имплантатор, занимающий площадь не более 150 м², абсолютно безопасный в отношении радиации. Это будет изохронный циклотрон с диаметром полюсов 1 метр, весом 50 т (ускоритель У-300 весит около 2200 т), с потребляемой мощностью 150 кВт и интенсивностью ионов аргона в пучках $(1-2) \cdot 10^{12}$ частиц/с. Энергия ионов 1 МэВ/нуклон оптимальна для облучения полимерных пленок 10-микронной толщины. Такие циклотроны могут быть построены на основе имеющихся в СССР типовых магнитов. При эксплуатации этих установок не нужно будет изменять режим работы, переходить от одного вида ускоряемых ионов к другому, благодаря чему будет обеспечена высокая стабильность параметров пучка и простота обслуживания ускорителя. Такая специализированная система даст возможность производить 1 млн м² ядерных фильтров в год. Циклический имплантатор позволит не только обеспечить облученной пленкой производство ядерных фильтров, но и будет использоваться, например, в работах по радиационному материаловедению.

Одна из важнейших задач ядерной техники сегодняшнего дня и будущего — выбор или создание подходящего радиационно-стойкого материала. Наиболее ответственные элементы мощных энергетических ядерных устройств должны работать годами без замены, а значит выдерживать сильнейшее воздействие радиации. На испытания таких элементов даже в специальных реакторах с мощным нейтронным потоком требуются годы.

Тяжелые ионы оказывают гораздо более сильное воздействие на вещество, чем реакторные нейтроны. Грубо говоря, один ускоренный ион производит столько же нарушений в кристаллической решетке, сколько миллион нейтронов. Поэтому время испытания материалов на тяжелых ионах по сравнению с нейтронными испытаниями невелико. Есть и еще такое преимущество у тяжелых ионов — бомбардировка нейтронами вызывает сильную радиоактивность испытываемого образца, а тяжелые ионы практически его не активируют. Поэтому тяжелые ионы дают возможность изучать изменение прочностных и других характеристик материалов (например, металлических сплавов), непосредственно находящихся

под облучением, позволяют также проанализировать динамику изменения их свойств, т.е. исследовать процессы, недоступные для изучения в реакторах. Работы в этом направлении еще только развиваются, однако уже получены важные, обнадеживающие результаты.

Бесспорно, что применение тяжелых ионов внесет существенный, а в ряде областей тонкой технологии решающий вклад в повышение эффективности производственных процессов. Использование пучков тяжелых ионов уже позволило полностью решить ряд технических задач, но дальнейшее развитие методов ионной технологии возможно лишь при условии широкого применения ускорителей тяжелых ионов как мощного и прецизионного инструмента.

Л и т е р а т у р а

1. Young D.A. Nature, 1958, v.132, p.375.
2. Неролюгин В.М., Третьякова С.М., Свара П. Препринт ОИЯИ П1323, 1980.
3. Fleischer R.L., Price P.B. Science, 1963, v.140, p.1221.
4. Catalog Lab 50. Nuclepore Corporation, Pleasanton, 1980, p.26.
5. Apel P.Yu. Nucl.Tracks, 1982, v.6, p.115.
6. Алеров Г.Н., Воробьев Е.Д., Кузнецов В. . и др. Ядерная энергия, 1982, 53, с.181.
7. Алеров Г.Н. Вестник Академии Наук СССР, 1964, 11, с.35.
8. Алеров Г.Н., Кузнецов В.И., Воркин В.И. и др. В кн.: IV Совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. ОИЯИ, Р16-82-117, 1982
9. Мчедlishvili В.З., Моликов В.М. Там же, с.136.
10. Fischer B.E., Spohr P. Rev.Modern Phys., 1983, v.55, p.907.

ATOMIC PHYSICS AT HEAVY ION BEAMS

I. Kádár⁺

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

Introduction

The atomic physics in the beginning of the century consisted mainly of the physics of the outer shells, since the available excitation sources were mainly optical ones. The impact of nuclear accelerators into this field changed this situation, since in heavy-ion - atom collisions the electron clouds of the collision partners suffer dramatic changes: they can loose many electrons, can capture others; exotic ions can be produced this way, like, for example, the Li^+ - like neon ion with only three electrons left.

Basic processes in ion - atom collisions

When the incoming projectile ion collides to the target atom, beside nuclear reactions and scattering many different atomic processes take place, the cross section of the latter being many orders of magnitude higher. Electrons are kicked out of the electron cloud of the target, thus leaving it ionized, and this ion itself may remain in an excited state. The electrons of the projectile can be ejected by the incoming target atom, and the outgoing projectile ion can leave the site of the collision in an excited state. Furthermore, the projectile can capture electrons from the electron cloud of the target while the two electron clouds are merged.

From the collision particles and photons are emitted: the scattered projectile ion itself, the recoiled target ion, the ejected electron/s; and when the vacancies produced in the process are decaying, Auger electrons and/or photons of electromagnetic radiations are emitted. We can collect information about the collision process and about the properties of the produced ions by

⁺Permanent address: Institute of Nuclear Research, Debrecen, Hungary

measuring the energy and angular distributions of the emitted particles and radiations.

Let us have a look to an electron spectrum coming from a heavy - ion - atom collision /Fig. 1/. The sharply rising part at the smallest energies is due to the so-called "soft collisions" and is originating from electrons ejected from the target in distant collisions, where the energy transfer is small. Those coming from close collisions enabling high energy transfer are collected in the so-called "binary encounter peak". The energy of the binary encounter peak depends on the angle, and is given by

$$E_{BEP} = 4 \cdot (m_e/M_p) \cdot E_p \cos^2 \vartheta.$$

Here m_e and M_p are the masses of the electron and the projectile, respectively. E_p is the energy of the projectile.

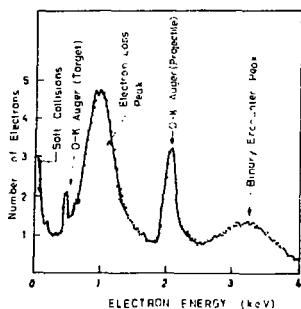


Fig. 1. Spectrum of electrons ejected in a 30 MeV $O^{5+} - O_2$ collision at 25 degrees observation angle /1/.

Between these two peaks there is a continuous electron spectrum, originating from electrons ejected in intermediate distance collisions, mainly hidden by some characteristic peaks in this figure. The peak named "electron loss peak" is due to electrons lost by the projectile ion when interacting with the electronic cloud of the target. These are soft collision electrons originating from the projectile and ejected in a distant collision with the target. They have low kinetic energy in the projectile rest frame, i.e., in the laboratory rest frame they are moving approximately with the velocity of the projectile, hence, their centroid energy

$$E_{ELP} = (m_e/M_p) \cdot E_p.$$

Before and after the electron loss peak O K - Auger groups are to be seen, that at lower energy coming from the target, that at higher energy originating from the projectile. The energy of the electrons emitted by the target differs from that of the electrons emitted by the projectile, since the latter are coming from a moving emitter and the Doppler shift changes their energy. The magnitude of the Doppler shift in high energy ion - atom collisions is significant in the case of the electrons emitted by the projectile, since the velocities of the emitter and the emitted electrons in the emitter rest frame are usually comparable. From kinematical reasons and scattering cross section considerations follows, that in high energy collisions the average recoil energy obtained by the target atom is so small, that the Doppler shift and broadening of the target Auger lines are not significant, making thus high resolution Auger spectroscopy feasible. This is not the case when the energy of the incident projectile is small.

Collision mechanisms

Until now, no unified model has been found for the description of the excitation and ionisation cross sections in the ion - atom collisions. In the simplest case, when the projectile is a bare nucleus, four distinct mechanisms have been identified up to now: the direct Coulomb interaction, the quasi - molecular mechanism, the electron shake - off and the electron capture to the bound and continuum states of the projectile.

Since the collision even in the simplest case -- the collision of a proton with a hydrogen atom -- is a three - body interaction, for the exact description of the process one should perform many - body calculations. Since even the three - body problem has not been solved in general, several approximations are used to calculate the cross sections. I will here mention a few successful models.

Direct_Coulomb_interaction

At sufficiently small impact parameters the interaction of the Coulomb field of the projectile and the target can excite one or more electrons to the continuum state of the target.

The collision is regarded as a direct interaction between the Coulomb field of the projectile and one electron of the target

atom. The projectile in this interaction is supposed to be a point charge. This supposition is valid, when the atomic number of the projectile is much smaller than that of the target, or if its velocity is much higher than that of the target electrons. The most successful approximations of the problem are the following

a/ Plane Wave Born Approximation /PWBA/

In this quantum mechanical treatment of the ionization process /2/, the incident projectile is described by an incoming plane wave, the target electrons usually by hydrogenic wavefunctions. The interaction between the projectile and the target electrons is treated in first order. The first order Born approximation is justified in the case of fast collisions /3/.

b/ The Binary Encounter Approximation /BEA/

The process is dealt with as a classical impact between the projectile and a free target electron /4/5/. The rest of the atom simply provides the electron with a velocity distribution in its initial state.

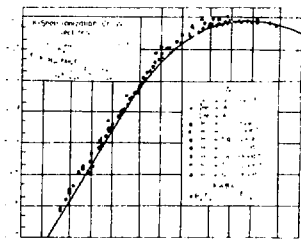


Fig. 2. Comparison of the K - shell ionisation cross sections in light - ion - atom collisions with the scaling curve of PWBABC calculations /6/.

At high velocities this approximation gives the same results as the PWBA. At low velocities and light projectiles, both approximations overestimate the experimental data. This is an evidence for possible Coulomb deflection and increased binding effects. Fig. 2 compares the experimental data from light ion - atom collisions with the results of a calculation performed according to PWBA corrected for increased binding and for Coulomb deflection of the projectile /PWBABC/. The agreement is very good.

The cross section has its maximum at a projectile velocity equal to the orbital velocity of the electrons in the given subshell.

c/ The Semiclassical Approximation /SCA/

When the incident ion is moving slowly in the field of the target atom, its trajectory may be treated classically. This is the basic idea of the SCA, first introduced by Bang and Hansteen in 1959 /7/. The Coulomb excitation and ionization is treated in this model by a first order time - dependent perturbation theory.

Electron capture to the continuum

The structure of the electron loss peak has been well understood and described by the BEA, using Hartree - Fock wavefunctions for obtaining the velocity distribution of the projectile electrons as it is shown in Fig. 3 /8/. On the basis of this, in case of proton or bare ion bombardment no peak should be observed at the place of the electron loss peak. Experimentally, however, at zero degree a definite peak was found /Fig. 4/ with a very strongly forward peaked angular distribution. This phenomenon can be explained by electron capture to projectile centered continuum states /9/.

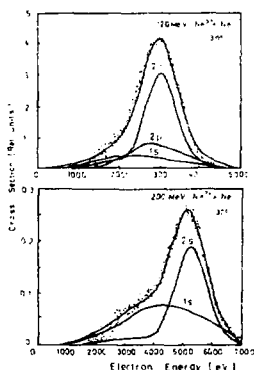


Fig. 3. The contribution of the different subshells to the electron loss peak /8/.

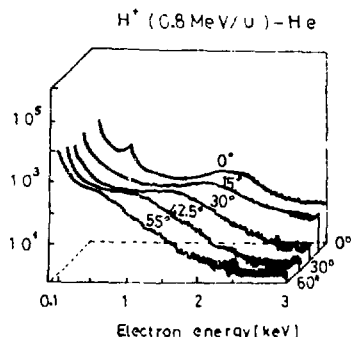


Fig. 4. Electron spectra from a 0.8 MeV proton - helium collision /10/.

Multiple ionization

While the ionization of inner shells by fast electrons, high energy photons or fast protons produces only in a few percent a

second hole together with a K hole, the impact of heavier projectiles usually ends with a higher degree of target ionization /Fig. 5/. At a given projectile speed the degree of target ionization increases with increasing projectile charge, and at a given charge decreases with increasing projectile speed.

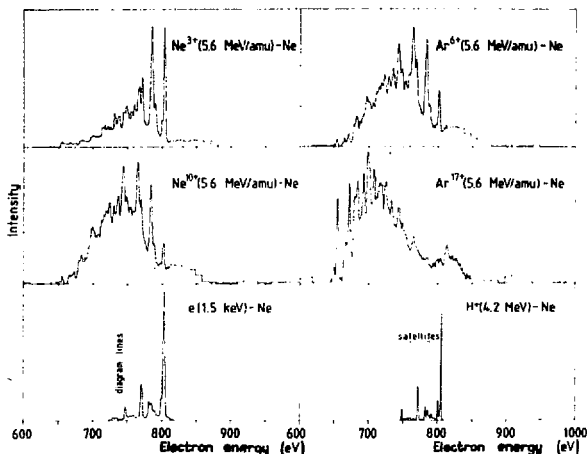


Fig. 5. Ne K - Auger electron spectra taken at different heavy ion as well as electron impact ^{/11/}.

Quasi - molecular collision mechanism

In low velocity $v_p \ll v_e$ collisions, when the atomic numbers of both of the collision partners are high, the observed cross sections are a few order of magnitudes higher than those predicted by the direct Coulomb ionisation theories. For solving the problem, Fano and Lichten in 1965 ^{/12/} and Lichten in 1967 ^{/13/} proposed that, at these small velocities inner - shell ionisation can be produced by electron promotion via crossing molecular orbitals /Fig. 6/. This is the so-called "molecular orbital" /MO/ model. According to this model vacancies on a higher orbital, brought into the collision by the projectile, can be filled by an electron from a lower orbital by interaction between the transient molecular orbitals. This process can be expected only for projectile - target combinations having closely lying or overlapping orbital binding energies. Fig. 7 shows the significance of the contributions of the electron

promotion and direct Coulomb mechanisms in the case of three symmetrical collision systems in function of the projectile energy.

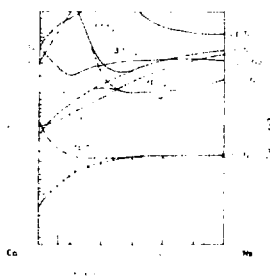


Fig. 6. The level diagram of the Ne - Ne collision system vs. internuclear separation /14/.

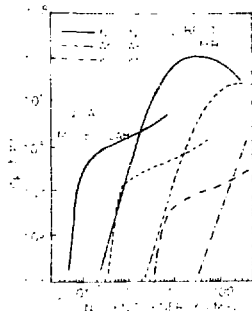


Fig. 7. Region of validity of the MO and direct Coulomb mechanisms.
/After D. Burch in /15/ /

An interesting item is the collision of very heavy ions:

a/ Superheavy quasi - atomic systems

When a heavy ion is colliding with a heavy atom, at the distance of the closest approach the binding energy of their electrons approximates that of the united atom. The agreement of the measured and calculated transition energies gives an evidence of the short - time existence of such superheavy quasi - atoms. The quasi - atom is a formation which is continuously changing in course of the collision process according to the MO picture. Due to this, the emitted radiations will have a continuous energy distribution. As an example of such a spectrum we present in Fig. 8 the result of the measurement performed at JINR, Dubna by Kaun et al. /16/, and the level scheme of the quasi - atom formed during the 67 MeV Nb - Nb collision in function of the internuclear distance.

b/ Positron production in supercritical fields

When the atomic number of the united atom exceeds 137, the positron emission is energetically possible. When it exceeds 173, positron emission becomes more probable than the emission of K X - rays. One is expecting a continuous positron spectrum according to the continuously changing binding energy values. The experiment gives

a spectrum composed of a continuous part, and of a narrow peak. The narrow positron peak appears only when the Z number of the united atom is above 182 /Fig. 9/. For bombarding energies close to the Coulomb barrier the shape of the continuous spectra agrees with the theoretical one, calculated assuming pure Rutherford trajectories. At higher energies a deviation was found between the experimental and theoretical spectrum shape, which corresponds to a deviation from the Rutherford trajectories. This led to the derivation of a nuclear contact time of cca $2 \cdot 10^{-21}$ seconds /18/.

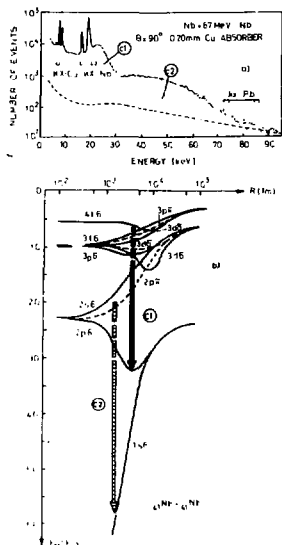


Fig. 8. Measured X-ray spectrum and level diagram of the 67 MeV Nb - Nb collision /16/.

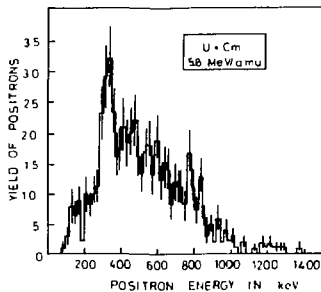


Fig. 9. Positron spectrum from an 5.8 MeV/amu U + Cm collision $Z_{UA} = 188$. The spectrum has been measured in coincidence with the backscattered projectiles /17/.

The narrow peak still needs to be explained. It can be of nuclear origin, or it may originate from spontaneous positron creation with giant nuclear complexes living longer than 10^{-20} seconds /19/.

Experimental techniques

Since in the field of ion - atom collisions nowadays the task is to clear up the basic processes taking place during the collisions, or to examine the spectroscopical properties of the produced ions, the aim is to ensure as clean experimental conditions, as it is possible. This is the reason why in many experiments the target is an atomic gas beam, ensuring the conditions for single scattering events, and the freedom from any solid state effects. The usually high cross section values enable the use of such thin targets. Beside atomic beam targets gas cells with openings for the projectile and emitted particles or photons are used, and in case of X - ray detection thin solid targets, which ensure a higher number of useful events, but of course, more complicated physical situation.

The techniques of the detection of the particles coming out of the collision are partly borrowed from the nuclear techniques, i.e., semiconductor detectors are used for detecting X - rays and projectile ions. For the high resolution X-ray measurements crystal spectrometers, for measurement of electron spectra with high or medium resolution electrostatic electron spectrometers are used.

References

- /1/ M. Prost, M. Stoltterfoht, D. Schneider, D. Burch, H. Wieman and J.S. Risley, Phys. Rev. Lett., 33/1974/59.
- /2/ E. Mersbacher and H.W. Lewis, in: "Encyclopedia of Physics"
/S. Flügge, ed./ Vol. XXXIV., pp 166 - 192, Springer Verlag, Berlin and New York, 1958.
- /3/ N. Bohr, Kgl. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. - Fys. Medd. 18/1948/ No8.
- /4/ M. Gryzinski, Phys. Rev. 138/1965/A305,A322,A336.
- /5/ J. D. Garcia, Phys. Rev. A1/1970/280,1402.
- /6/ G. Basbas, W. Brandt, R. Laubert, Phys. Rev. A7/1973/983.
- /7/ J. Bang and J. M. Hansteen, Kgl. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 31/1959/ No 13.

- /8/ M. Prost, Thesis, Berlin, 1980, p. 73.
- /9/ J. Macek, Phys. Rev. A1/1970/235.
- /10/ J. Schader, R. Lutz, M. Burkhard, M. J. Frischkorn, D. Hofmann, P. Koshar, K. - O. Groeneveld, D. Berényi, Á. Kövér and Gy. Szabó, J. Phys. Lett. 45/1984/249.
- /11/ D. Berényi, G. Hock, I. Kádár, S. Rics, V. A. Shchegolev, B. Sulik, D. Varga, J. Végh, JINR Preprint, N7-84-142, Dubna, 1984.
- /12/ U. Fano and W. Lichten, Phys. Rev. Lett. 14/1965/627.
- /13/ W. Lichten, Phys. Rev. 164/1967/131.
- /14/ E.H.S. Burhop, Adv. in Atomic and Molec. Phys. 15/1979/329.
- /15/ P. Richard, in: "Atomic Inner Shell Processes", /Ed. B. Crasemann/, Vol. 1, Academic Press, New York, 1975, p. 73.
- /16/ K.H. Kaun, W. Frank and P. Manfrass, in: "Inner Shell Ionisation Phenomena" /W. Mehlhorn and R. Brenn, eds./ Invited papers, Freiburg Univ., 1976, p. 68.
- /17/ J.S. Greenberg, in: "X - Ray and Atomic Inner - Shell Physics - 1982", /Ed. B. Crasemann/ American Inst. Phys., New York, 1982, p. 173.
- /18/ H. Backe, P. Senger, W. Bonin, E. Kankelsit, M. Kramer, R. Krieg V. Metag, H. Trautmann and J.B. Wilhelmy, Phys. Rev. Lett. 50/1983/1838.
- /19/ F. Bosch, Proc. of Int. Conf. on X - Ray and Inner Shell Processes in Atoms, Molecules and Solids, Leipzig, 20 - 24 Aug., 1984, p. 61.

ЦИКЛОТРОННЫЙ МЕТОД УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

В.Н.Гикал, Г.Г.Гульбекян, В.Б.Кутнер, Р.Ц.Оганесян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Исследования на пучках тяжелых ионов в широком диапазоне масс (вплоть до урана) и энергий представляют большие потенциальные возможности для решения как фундаментальных научных проблем, так и важнейших народнохозяйственных задач.

С тяжелыми ионами (энергия до 10 МэВ/нуклон) связан значительный прогресс в области синтеза новых элементов, деления ядер (явление изомерии формы, запаздывающее деление, закономерности спонтанного деления трансфермиевых элементов) в изучении свойств ядер вблизи границы устойчивости (эмиссия запаздывающих протонов и α -частиц, определение стабильности нейтроноизбыточных легких ядер), исследовании механизма взаимодействия сложных ядер (образование составных ядер с высоким угловым моментом, реакции передачи, ядерные квазимолекулы и др.). Повышение энергии тяжелых ионов (~ 100 МэВ/нуклон) позволяет исследовать взаимодействие сложных систем, состоящих из большого числа нуклонов, в которых проявляются коллективные эффекты, связанные со свойствами ядерной материи — кулоновскими и поверхностными силами, сжимаемостью и вязкостью ядерного вещества. Продуктами этих реакций являются новые ядра, которые могут находиться в экстремальных состояниях вблизи границы ядерной устойчивости. Высокоэнергетичные пучки тяжелых ионов позволяют проводить важнейшие исследования в области атомной физики, к которым относятся исследования электронной структуры сильноионизированных атомов и изучение химических процессов в сильноионизированных средах. Исключительно большой интерес вызывает возможность проверки законов квантовой электродинамики в сверхсильных полях, возникающих при столкновении двух ядер урана. Большие перспективы связаны с использованием тяжелых ионов для решения научно-технических и прикладных задач. Решение большого числа важнейших народнохозяйственных задач связано с исследованиями по радиационному материаловедению. Здесь следует выделить такие актуальные проблемы, как масштабное и экспрессное моделирование радиационных повреждений в конструкционных материалах ядерных энергетических

установок, глубокую послойную имплантацию разнообразных ионов с целью получения новых материалов для техники (сверхпроводники, полупроводниковые материалы и т.д.). Важное значение имеют работы по получению микропористых ядерных фильтров, в том числе из полимерных материалов, способных выдерживать условия высокой температуры и агрессивности среды.

Пучки тяжелых ионов открывают большие возможности в изучении биологических процессов и в медицинской диагностике с использованием облучений биологических объектов короткоживущими радиоактивными изотопами углерода, азота и кислорода.

РАЗВИТИЕ УСКОРИТЕЛЕЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА НИЗКИХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

Решение вышеперечисленных проблем физики тяжелых ионов и научно-технических задач определяется созданием ускорительных установок, позволяющих получать интенсивные пучки ионов в широком диапазоне масс и энергий. Расширение диапазона ускоряемых частиц и интенсивность ускоряемого пучка, как известно, во многом определяются ионным источником. Повышение энергии ускорителей неизбежно связано с увеличением размера установки.

При ускорении до энергии $100\div 200$ МэВ/нуклон наибольшая интенсивность пучка, как это будет показано ниже, может быть достигнута на установках циклотронного типа.

Этот метод был впервые использован в 1971 году в МДР ОИИ для получения пучков тяжелых ионов вплоть до Xe на тандеме циклотронов У-300 + У-200 /1/ и был принят для создания новых ускорителей тяжелых ионов.

Рассматривая различные ускорительные системы и современные достижения в области получения высокозарядных ионов, можно сделать вывод о том, что наиболее эффективным для получения требуемых пучков является тандемный метод ускорения, предусматривающий использование предускорителя, генерирующего пучки ионов с энергией

~ 2 МэВ/нуклон, с последующим повышением заряда ионов за счет потери электронов на твердой ионизации, после чего проводится ускорение ионов до высоких энергий на второй ступени.

Конструктивно идея двухкаскадного ускорения получила весьма разнообразные решения: циклотрон + циклотрон, линейный ускоритель + циклотрон, тандем + циклотрон, тандем + линейный ускоритель, линейный ускоритель + линейный ускоритель.

В линейных ускорителях нет трудности ввода и вывода пучков до и после обдирки, а вопрос согласования отдельных ступеней решается сравнительно просто. Примером совершенной конструкции подобного типа

является, на наш взгляд, ускоритель UNILAC в Дармштадте, созданный в 1975 году, на котором в настоящее время получены пучки различных ионов от ^{14}N до ^{238}U с энергией 20 МэВ/нуклон и интенсивностями $10^{13} \pm 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} / 2/$. Однако установки подобного типа имеют в своей основе ряд принципиальных ограничений.

В каскадном ускорителе энергия пучка на I ступени составляет $1,5 \pm 2 \text{ МэВ/нуклон}$, что дает оптимальное изменение заряда иона при обдирке. При последующем ускорении энергия ионов определяется возможностями II ступени, для линейного ускорителя, где $E \sim Z$, конечная энергия фактически пропорциональна длине установки. Длина ускорителя UNILAC составляет 120 м, мощность питания $\sim 8 \text{ МВт}$. Поэтому, естественно, существенное повышение энергии на линейном ускорителе (до $100 \pm 200 \text{ МэВ/нуклон}$) представляет серьезную техническую проблему и связано с большими затратами. С другой стороны, предел интенсивности определяется возможностями первой ступени, где при высоких плотностях тока пучка и относительно низкой энергии ионов весьма значительно влияние кулоновского расталкивания. В ускорителях циклотронного типа факторы, определяющие предельную интенсивность первой ступени (объемный заряд, эмиттанс пучка на первых оборотах, темп ускорения и т.д.) значительно менее критичны по сравнению с линейными ускорителями, а поскольку конечная энергия в циклотроне $E \sim Z^2$, то получение высокой энергии во второй ступени реализуется по сравнению с линейными ускорителями относительно просто. Поэтому в последнее время в ряде ведущих центров мира разрабатываются и создаются крупные циклотронные комплексы, специально предназначенные для получения пучков тяжелых ионов.

Во Франции (Канн) в конце 1982 года запущен ускорительный комплекс тяжелых ионов GANIL, состоящий из трех циклотронов (циклотрон-инжектор с $K = 30$ и два циклотрона с разделенными секторами с $K=400$). K - параметр, определяющий энергию в циклотроне, пропорционален Z^2 . Этот комплекс предназначен для получения пучков ионов от ^2C до ^{238}U с энергиями $(100 \pm 8) \text{ МэВ/нуклон}$ и интенсивностями $10^{12} \pm 10^9 \text{ с}^{-1} / 3/$. В настоящее время на ускорителе получены пучки ионов ^0Ne , ^{40}Ar и ^{84}Kr с энергиями $(45 \pm 30) \text{ МэВ/нуклон}$ и интенсивностями $5 \cdot 10^{11}$, 10^{11} и 10^{10} с^{-1} соответственно. В Гренобле реализован циклотронный комплекс SARA, состоящий из циклотрона-инжектора с $K=90$ и постускорителя-циклотрона с разделенными секторами с $K=160$, на котором получены ускоренные ионы от ^{12}C до ^{40}Ar с энергиями $40 \pm 20 \text{ МэВ/нуклон} / 4/$.

В Японии (Токио) создается ускорительный комплекс RIKEN, в котором в качестве второй ступени используется циклотрон с разделен-

ными секторами с $K=540$ (инжекторами являются линейный ускоритель и циклотрон). По своим параметрам этот комплекс близок к комплексу GANIL. Он позволит получать пучки тяжелых ионов от ^{12}C до ^{238}U с энергиями (100 ± 10) МэВ/нуклон и интенсивностями $(10^{12} \div 5 \cdot 10^8) \text{ c}^{-1}$ соответственно. Запуск комплекса предполагается осуществить в 1983 году /5/.

В Китае (Ланчжоу) начато сооружение комплекса, включающего циклотрон-инжектор с $K=69$ и пост-ускоритель-циклотрон с разделенными секторами с $K=450$. Планируется, что он обеспечит получение тяжелых ионов от ^{12}C до ^{132}Xe с энергиями (100 ± 5) МэВ/нуклон и интенсивностями $(10^{12} \div 10^{10}) \text{ c}^{-1}$ соответственно. Запуск комплекса намечен на 1987 год /6/.

В США (Мичиган) создается комплекс, состоящий из двух сверхпроводящих циклотронов с $K=500$ и $K=800$. Циклотрон-инжектор с $K=500$ запущен в начале 1983 года, и на нем получены ускоренные тяжелые ионы до ^{20}Ne с энергиями (15 ± 40) МэВ/нуклон и интенсивностями до $2 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$. Постускоритель находится в стадии сооружения. Планируется, что данный ускорительный комплекс позволит получить пучки тяжелых ионов от ^{12}C до ^{238}U с энергиями (200 ± 20) МэВ/нуклон. Запуск комплекса планируется осуществить в 1987-1988 гг. /7/.

В ФРГ (Мюнхен) разрабатывается проект ускорительного комплекса, где в качестве инжектора используется существующий тандем с потенциалом 13 МВ, а постускорителя - сверхпроводящий циклотрон с разделенными секторами с $K=1200$. Планируется на этом комплексе получить ускоренные тяжелые ионы от ^{12}C до ^{238}U с энергиями (300 ± 20) МэВ/нуклон и интенсивностями $(10^{10} \div 10^8) \text{ c}^{-1}$ /8/.

Ниже рассматривается проект комплекса из двух изохронных циклотронов, который предлагается для сооружения в ЛЯР ОЯИ в течение следующей пятилетки.

Нам представляется, что многие идеи и научно-технические решения, принятые в проекте циклотронного комплекса, в значительной степени отражают общие тенденции развития циклотронов тяжелых ионов нового поколения.

ЦИКЛОТРОННЫЙ КОМПЛЕКС ЛЯР ОЯИ

Как следует из вышеприведенного рассмотрения, интенсивность пучка при каскадном ускорении определяется параметрами инжектора и ионного источника.

Поэтому изохронный циклотрон тяжелых ионов У-400 с источником дугового типа, из которого в настоящее время получены наиболее интенсивные пучки, является уникальным инжектором ионов при создании ускорительных комплексов тяжелых ионов на средние энергии.

Как было показано в предыдущем разделе, наиболее эффективным постускорителем до энергий 100 МэВ/нуклон также является ускоритель циклотронного типа с $K \sim 600$. В частности, таким ускорителем-усилителем мог бы быть циклотрон с разделенными секторами со средним значением индукции магнитного поля 10 кГс и диаметром 10 м.

В 1981-82 гг в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ был разработан проект создания циклотронного комплекса, включающего в качестве пред-ускорителя мощный циклотрон тяжелых ионов У-400 и последующий ускоритель — циклотрон с разделенными секторами У-1000^{/9/}.

Вместе с тем, анализируя результаты, полученные в последнее время при создании различных установок на указанные энергии во многих лабораториях мира (Франция, ФРГ, Япония, США, Италия, Канада), и исходя из тенденций развития фундаментальных и физико-технических исследований, можно прийти к заключению, что решение этой задачи может быть достигнуто традиционным для ЛЯР ОИЯИ способом создания более компактного циклотрона с уровнем средней индукции магнитного поля ~ 20 кГс.

Исходя из вышесказанного следует, что если в качестве второй ступени использовать модернизированный в У-400М классический циклотрон У-300^{/10/}, то такой циклотронный комплекс может быть создан в значительно более короткий срок и значительно меньшими средствами, что подтверждается опытом создания в ОИЯИ У-400.

Схема циклотронного комплекса

Циклотронный комплекс тяжелых ионов ЛЯР ОИЯИ состоит из двух циклотронов У-400 и У-400М. Схема ускорительной установки приведена на рис.1.

Циклотронный комплекс предназначен для ускорения как сверхтяжелых ионов, таких, как $\text{Xe} \div \text{U}$ с энергией 35+20 МэВ/нуклон, так и легких с энергией 120 МэВ/нуклон.

Ионы, ускоренные в циклотроне-инжекторе У-400, выводятся электростатическим дефлектором и транспортируются по ионопроводу ~ 120 м до циклотрона У-400М. После повышения заряда при прохождении через обдирочную фольгу в циклотроне

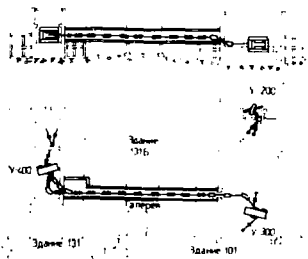


Рис.1. Схема циклотронного комплекса У-400 + У-400М.

У-400 ионы инжектируются на равновесную орбиту и ускоряются до конечной энергии.

Некоторые параметры ионов, ускоряемых в циклотронном комплексе приведены в табл. I.

Таблица I

У-400			У-400.1	
ионы	Z_1	МэВ/нукл.	Z_2	МэВ/нукл.
^{16}O	1	2,5	8	120
^{20}Ne	1	1,7	8	80
^{40}Ar	2	1,7	13	60
^{84}Kr	4	1,5	22	40
^{136}Xe	7	1,8	33	35
^{238}U	12	1,7	48	20

Циклотрон У-400

На основе экспериментальных результатов, полученных при создании и эксплуатации циклотрона У-200, в ЛЯП ОИЯИ сооружен в период 1975-1978 гг. четырехметровый изохронный циклотрон У-400, на котором получены все проектные параметры и который по интенсивности ускоренных ионов элементов средних масс превосходит все существующие ускорители тяжелых ионов.

Автономный режим

Циклотрон У-400 /II/ предназначен для ускорения тяжелых ионов с массовыми числами $4 \leq A \leq 250$ и энергиями от 35 до 1,7 МэВ/нуклон соответственно.

Магнитное поле У-400 формируется четырьмя парами секторов с прямыми границами и угловой протяженностью 45° . Изохронное магнитное поле в диапазоне 19+21,4 кГс (соответствующие значения флаттера составляют 0,11-0,06) обеспечивается размещенными на поверхности секторов кольцевыми шпильками и токовыми корректирующими катушками. Десять пар радиальных катушек с вкладом до 50 Гс каждая, размещены в зазоре между крышкой камеры и секторами (4 пары катушек используются для коррекции медианной плоскости). Восемь пар азимутальных катушек, обеспечивающих коррекцию первой гармоники с амплитудой ~20 Гс, расположены в долинах. Максимальная мощность электромагнита составляет 850 кВт, мощность токовых катушек равна 56 кВт.

Высокочастотная система циклотрона У-400 представляет собой два несвязанных контура, каждый из которых состоит из четвертьволновой коаксиальной линии, закороченной на одном конце и нагруженной ем-

костью дуанта угловой протяженностью 42° на другом. Дуанты расположены в двух противоположных долинах. Мощность высокочастотного генератора, обеспечивающего напряжение на каждом дуанте 100 кВ, составляет 150 кВт. Ускорение ионов осуществляется на 1, 2, 3 и 4 гармониках частоты обращения.

Изменение частоты ВЧ-системы циклотрона в диапазоне $6 \div 12$ МГц обеспечивается перемещением дисковых пластин с контактами, закорачивающими шток и бак. Подстройка частоты в пределах 3% осуществляется триггерами.

В циклотроне применяется модифицированный ионный источник многозарядных ионов (рис. 2), который позволяет получать интенсивные пучки ионов элементов как газообразных, так и твердых рабочих веществ.

Вакуумный объем циклотрона У-400, состоящий из камеры и двух резонансных баков, имеет внутреннюю поверхность 310 м^2 . Рабочее давление (с пучком) величиной $1 \cdot 10^{-6}$ торр обеспечивается 5 диффузионными паромасляными насосами с азотными ловушками заливного типа суммарной производительностью по азоту $20.000 \text{ л} \cdot \text{с}^{-1}$ (по конденсируемым компонентам $80000 \text{ л} \cdot \text{с}^{-1}$). Радиальное распределение давления при различном количестве газа, подпускаемого в ионный источник, представлено на рис. 3.

Указанное значение рабочего вакуума обеспечивает для ионов в диапазоне $14 \leq A \leq 84$ 30% прохождение пучка, что определяется потерями

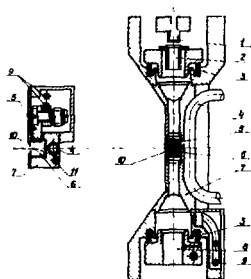


Рис. 2. Основные элементы конструкции источника ионов с катодным распылением циклотрона У-400. 1 – нить накала, 2 – катод, 3 – уплотняющий изолятор, 4 – охлаждение разрядной камеры, 5 – распыляемый электрод, 6 – сборник распыленного вещества, 7 – разрядная камера, 8 – антикатод, 9 – канал охлаждения распыляющего электрода, 10 – эмиссионная щель, 11 – канал ввода газа.

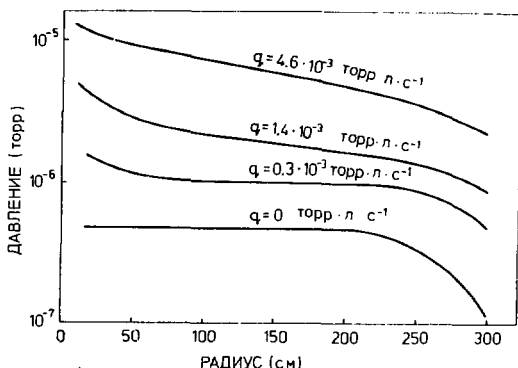


Рис.3. Радиальное распределение давления в циклотроне У-400 при различных количествах газа, подаваемого в ионный источник.

ми ионов за счет обдирки на остаточном газе.

Вывод пучков ионов из циклотрона У-400 осуществляется методом обдирки на тонких фольгах с возможностью вариации энергии за счет радиального и азимутального перемещения фольги. В качестве обдирающей фольги используются пленки из углерода толщиной $(40 \pm 60 \text{ мкг/см}^2)$. Время жизни фольги определяется типом и интенсивностью падающих ионов. Для пучка ионов $^{14}\text{N}^{2+}$ при интенсивности $6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ время жизни фольги составляет (6 ± 10) дней, для пучка ионов $^{55}\text{Mn}^{6+}$ с интенсивностью 10^{13} с^{-1} оно равно 5 дням. Коэффициент вывода определяется величиной максимального эффективного заряда после обдирки и для различных ионов приведен на рис.4. Монохроматичность выведенных пучков составляет 1%.

Система транспортировки внешних пучков выполнена на трех уровнях и включает 12 каналов. Транспортировка пучка по каналам диаметром 100 мм осуществляется магнитными линзами с максимальным градиентом 600 Гс/см и 45° и 90° электромагнитами с полем 13 кГс.

В настоящее время на циклотроне осуществлено ускорение пучков ионов с массой $A = 14 \pm 84$ до энергий 14 ± 5 МэВ/нуклон. Параметры ускоренных пучков циклотрона У-400 приведены в таблице 2. Указанные значения интенсивности соответствуют внутренним пучкам, энергия которых определялась требованиями физического эксперимента. Интенсивности выведенных пучков определялись температурной стойкостью

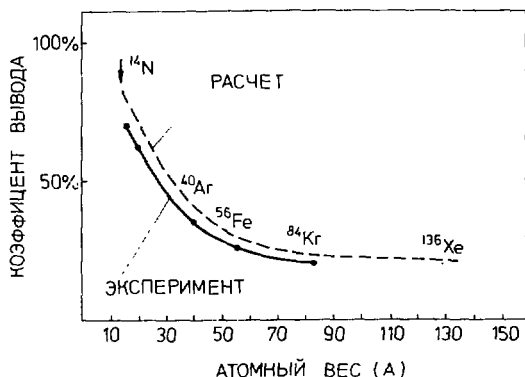


Рис. 4. Расчетные и экспериментально достигнутые коэффициенты вывода пучка ионов из циклотрона У-400 для различных масс.

обширающей доли и для ионов N, O, Ne составили $10^{14} + 5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, а для ионов Ar, Cr, Fe, Ti, Mn, Ni — $10^{13} + 6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ соответственно.

Ионы	E (МэВ)	E (МэВ/нук)	I (с ⁻¹)
$^{14}\text{N}^{2+}$	176	12,6	$2 \cdot 10^{14}$
$^{15}\text{N}^{2+}$	126	8,4	$3 \cdot 10^{14}$
$^{16}\text{O}^{2+}$	126	7,9	$3 \cdot 10^{14}$
$^{20}\text{Ne}^{3+}$	268	13,4	$2 \cdot 10^{14}$
$^{21}\text{Ne}^{3+}$	180	8,2	$2 \cdot 10^{14}$
$^{31}\text{P}^{4+}$	228	7,4	$1 \cdot 10^{13}$
$^{40}\text{Ar}^{4+}$	212	5,3	$1,5 \cdot 10^{14}$
$^{40}\text{Ar}^{5+}$	317	7,9	$9 \cdot 10^{13}$
$^{48}\text{Ti}^{5+}$	269	5,6	$4 \cdot 10^{13}$
$^{49}\text{Ti}^{5+}$	264	5,4	$2 \cdot 10^{13}$
$^{50}\text{Ti}^{5+}$	24,8	5,0	$1 \cdot 10^{13}$
$^{51}\text{V}^{5+}$	280	5,5	$5 \cdot 10^{12}$
$^{52}\text{Cr}^{5+}$	358	6,8	$5 \cdot 10^{12}$
$^{51}\text{Cr}^{5+}$	280	5,3	$1 \cdot 10^{13}$
$^{54}\text{Cr}^{5+}$	286	5,3	$1 \cdot 10^{13}$
$^{55}\text{Mn}^{5+}$	304	5,5	$6 \cdot 10^{13}$
$^{56}\text{Fe}^{5+}$	298	5,3	$3 \cdot 10^{12}$
$^{58}\text{Fe}^{5+}$	307	5,3	$2 \cdot 10^{13}$
$^{56}\text{Ni}^{5+}$	300	5,2	$1 \cdot 10^{13}$
$^{64}\text{Ni}^{5+}$	340	5,3	$1 \cdot 10^{13}$
$^{66}\text{Zn}^{5+}$	396	6,2	$1 \cdot 10^{12}$
$^{70}\text{Zn}^{5+}$	365	5,2	$4 \cdot 10^{11}$
$^{76}\text{Ge}^{5+}$	400	5,3	$2 \cdot 10^{12}$
$^{84}\text{Kr}^{9+}$	503	6,0	$5 \cdot 10^{11}$

Таблица 2. Параметры ионных пучков, ускоренных на циклотроне У-400.

Инджекторный режим

При работе в качестве инжектора комплекса У-400 + У-400М циклотрон У-400 должен ускорять ионы от кислорода до урана с отношением $\frac{A}{Z} = 16 \div 20$ до энергий $(1,7 \div 2,5) \text{ МэВ/нук. зн.}$. Вывод этих ионов осуществляется электростатическим методом, расчетное значение коэффициента вывода составляет 70%. На основании экспериментальных результатов по выходу ионов из существующего дугового источника (рис.5) ясно, что интенсивность ускоренных ионов для всего массового диапазона составит не менее $10^{13} \div 10^{14} \text{ с}^{-1}$.

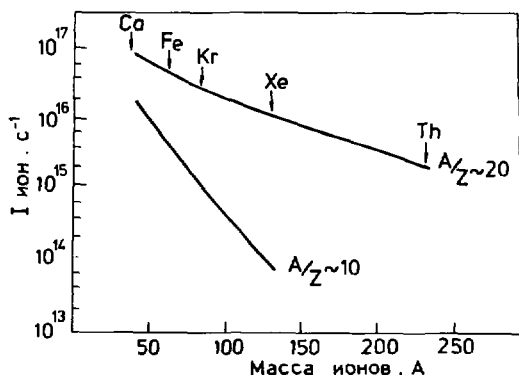


Рис.5. Возможности дугового источника ионов У-400.

Система транспортировки пучка из У-400 в У-400М

Пучки ионов от кислорода до урана, выведенные из циклотрона У-400, будут транспортироваться до постускорителя У-400М по ионопроводу диаметром 100 мм, проходящему по галерее длиной 120 м, соединяющей залы ускорителей. Система транспортировки пучка предусматривает возможность работы циклотрона У-400 как в автономном режиме, так и в режиме инжектора и состоит из следующих элементов:

- 1) поворота выведенных из У-400 пучков ионов в галерею;
- 2) транспортировки пучка в галерею;
- 3) снижения транспортируемого пучка на уровень медианной плоскости постускорителя У-400М;
- 4) поворота пучка и его нацеливания на перезарядную мишень, расположенную в центральной области У-400М.

Магнитные свойства элементов транспортировки рассчитывались с использованием вычислительной программы "TRANSPORT" /12/.

ЦИКЛОТРОН У-400М

Электромагнит и структура магнитного поля

Одной из основных задач при создании циклотрона У-400М является формирование магнитного поля, обеспечивающего пространственную и временную устойчивость движения ускоряемых ионов. Для циклотрона У-400М выбрана магнитная структура с четырьмя слабоспиральными секторами (угол спиральности 40°), радиальные границы которых выполняются в виде дуг окружностей. Для фокусировки ускоряемых ионов значение флаттера магнитного поля должно составлять $0,1 \pm 0,15$, что обеспечивается выбором зазоров в холме и долине 100 и 500 мм соответственно $/I_3/$. Изохронная форма среднего магнитного поля формируется, в основном, железными шиммами, выполненными на внутренней поверхности секторов; дополнительная коррекция производится токовыми катушками. Для увеличения вклада последних они размещены на внешней поверхности секторов, подобно тому, как это реализовано в сверхпроводящих циклотронах и циклотронах с разделенными секторами. Формирование магнитного поля осуществляется таким образом, что ионы с отношением $\frac{Z}{A} = 5$ (энергия 20 МэВ/нуклон) ускоряются на максимальном уровне поля, равном 19,5 кГс. При уменьшении уровня поля до 16 кГс подъем радиального распределения среднего магнитного поля увеличивается, что позволяет ускорять ионы с $\frac{A}{Z} = 2 \div 3$ до энергий 120-80 МэВ/нуклон. Аналогичным образом изменяется флаттер (при уменьшении поля с 19,5 до 16 кГс флаттер увеличивается более чем вдвое).

Такой способ формирования поля позволяет обеспечить устойчивое и изохронное ускорение ионов во всем энергетическом диапазоне при незначительной мощности токовых корректирующих катушек.

Система инъекции пучка

Наиболее простой схемой инъекции ионов в циклотрон является способ, когда вводимые ионы испытывают перезарядку в центральной области основного ускорителя.

Как видно из таблицы I, кратность перезарядки ионов на тонкой мишени ($40 \div 60 \text{ мкг/см}^2$) варьируется в широких пределах, поэтому радиус ее установки в центральной области циклотрона У-400М меняется от 30 до 100 см (рис.6).

Опыт работы тандема циклотронов У-300 + У-200 показывает, что для точного согласования траекторий ионов, прошедших перезарядную мишень, с их равновесной орбитой необходим тщательный расчет движения ионов, инжектируемых в ускоритель У-400М, а для нацеливания пучка на мишень требуется корректирующий электромагнит с углом отклонения пучков $\pm 3^\circ$.

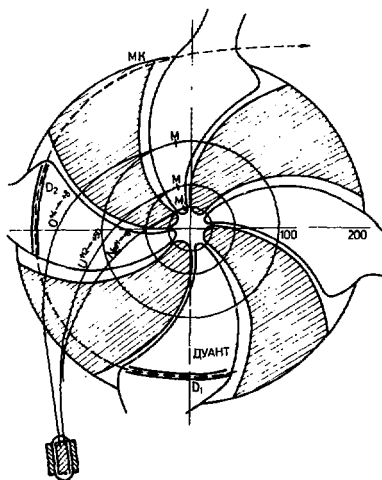


Рис.6. Схема ввода и вывода пучков циклотрона У-400М.
М - обдирочная мишень,
Д₁, Д₂ - электростатические дефлекторы, МК - магнитный канал.

Источники ионов для наладки ускорителя У-400М в автономном режиме

Важным этапом работ при создании циклотронного комплекса является исследование режимов ускорения и **получение** проектных параметров выведенных из У-400М ионных пучков в автономном от У-400 режиме при проведении **пусконаладочных** работ. В диапазон ускоряемых на У-400М частиц входят ионы с отношением $\frac{A}{Z} = 2 \div 5$. Поэтому для наладки У-400М достаточно иметь источник с накаливаемым **катодом** для пучков ${}^4\text{He}^{2+}$, ${}^3\text{He}^{1+}$, ${}^4\text{He}^{1+}$ или - **аналогичный источнику легких частиц** циклотрона У-200, из которого могут быть получены ионы вплоть до Δr^{8+} . Для проведения наладочных работ на У-400М может быть также применен источник ионов лазерного типа ${}^{14}\text{I}^{+}$, из которого к настоящему времени на циклотроне У-200 ускорены ионы различных элементов вплоть до Sr^{13+} .

Высокочастотная система

Высокочастотная система циклотрона У-400М должна обеспечить необходимый темп ускорения ионов с целью: **минимизации** фазового сдвига частиц в процессе ускорения, уменьшения потерь ионов за счет обдирки на остаточном газе и **получения** достаточного разделения

орбит на конечном радиусе для осуществления эффективного электростатического вывода пучка. Как следует из расчетов, последнее требование для циклотрона У-400М является определяющим. Оценки показывают, что для достижения коэффициента вывода пучка около 70% при толщине септума дефлектора 1 мм разделение орбит на конечном радиусе должно быть не менее 3,3 мм. Это означает, что для ионов с $\frac{A}{Z}=2$ и энергией 120 МэВ/нуклон прирост потенциала за оборот составит ~ 750 кВ. Получение такого прироста потенциала для системы из двух дуантов угловой протяженностью 45° , расположенных в противоположных долинах, потребовало бы обеспечения амплитуды ускоряющего напряжения на каждом дуанте порядка 350÷400 кВ, что **трудно реализуемо**.

Поэтому нами выбран вариант четырехдуантной системы. В этом случае амплитудное значение **ВЧ-потенциала** на каждом дуанте составит 150÷200 кВ, что уже реализовано в ряде ускоряющих систем **циклотронов/15-16/**. Опыт длительной эксплуатации циклотронов У-200, У-300 и У-400 показал, что напряженность **ВЧ-электрического** поля вдоль направления магнитного поля составляет от 15 до 19 кВ/см, а в поперечном направлении она равна 50 кВ/см (для небольших участков, например, зазор источник-пулер, напряженность поля достигает 150-180 кВ/см). Эти данные являются основой при выборе геометрии и основных параметров резонансной ускоряющей структуры циклотрона У-400М. Для эффективного использования амплитуды **ВЧ-напряжения** ускорение осуществляется на второй-четвертой гармониках частоты обращения ионов. Таким образом, частотный диапазон ускоряющей системы составляет 15±25 МГц.

На основании расчетов на ЭВМ геометрических и энергетических характеристик резонансной структуры выбрана схема, состоящая из спирального дуанта угловой протяженностью 42° , закрепленного на плоском штоке короткозамкнутой коаксиальной линии. Перестройка частоты резонансной линии выполняется передвижной закорачивающей пластиной. Средняя мощность, потребляемая **ВЧ-генераторами**, составляет около 200 кВт.

Вакуумная система

Вакуумный объем циклотрона У-400М, состоящий из камеры и 4 резонансных баков, имеет внутреннюю поверхность, равную 375 м^2 . За основу системы откачки выбраны диффузионные паромасляные насосы с азотными экранами в переходных патрубках. На каждом резонансном баке устанавливается по одному насосу, и два насоса в диаметрально противоположных направлениях подсоединены к камере. Суммарная скорость откачки всех насосов составляет $120000 \text{ л} \cdot \text{с}^{-1}$, что при величине газовой нагрузки, равной $4 \cdot 10^{-3} \text{ л} \cdot \text{торр} \cdot \text{с}^{-1}$, обеспечит получение рабочего давления в камере циклотрона на уровне $(3 \pm 5) \cdot 10^{-7} \text{ торр}$. При этом вакууме потери пучка за счет обдирки на остаточном газе не превысят 20%.

Система вывода и транспортировки пучка

Система вывода пучков циклотрона У-400М состоит из двух электростатических дефлекторов угловой протяженностью 38° и фокусирующего магнитного канала. Расчетное значение потенциала каждого дефлектора, имеющего входной зазор 8 мм, составляет 80 кВ. Комплекс транспортировки внешних пучков состоит из разветвленной системы проводки, позволяющей расводить к физическим установкам как пучки У-400, так и У-400М. Общая схема системы транспортировки представлена на рис.7.

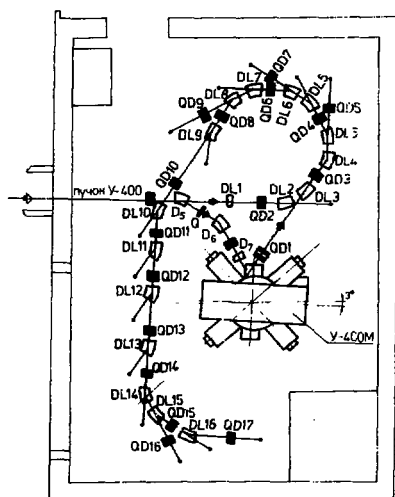


Рис.7. Общая схема системы транспортировки пучков циклотрона У-400М.

Пучки циклотронного комплекса

Циклотронный комплекс тяжелых ионов У-400 + У-400М позволяет получить пучки ускоренных ионов от кислорода до урана с энергией 120 ± 20 МэВ/нуклон и интенсивностями $5 \cdot 10^{12} \div 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Зависимости кинетической энергии и интенсивности ускоренных ионов от массового числа для циклотронного комплекса в сравнении с созданными и проектируемыми ускорительными установками показаны на рис.8 и рис.9.

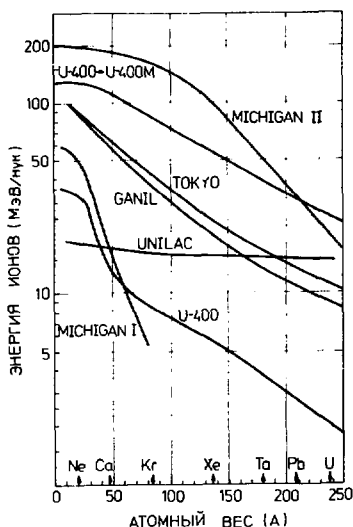


Рис.8. Зависимость кинетической энергии ускоренных ионов от массового числа для У-400 + У-400М в сравнении с созданными и проектируемыми установками.

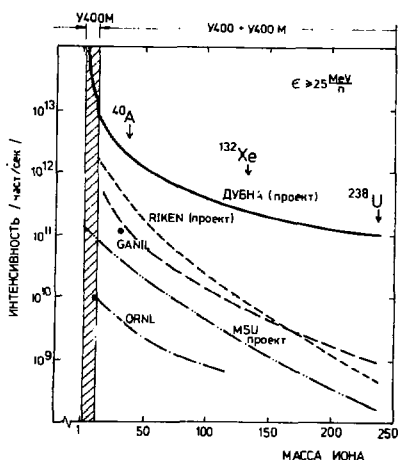


Рис.9. Зависимость интенсивности пучков ускоренных ионов от массового числа для У-400 + У-400М в сравнении с созданными и проектируемыми установками.

Вторичные пучки и возможности развития циклотронного комплекса тяжелых ионов

Высокая интенсивность пучков циклотрона У-400 ($10^{13} + 10^{14}$ част/с) позволяет при использовании вместо перезарядной фольги различных тонких мишеней получать пучки компаунд-ядер, осколков деления и других продуктов ядерных реакций, формировать и использовать их либо непосредственно в эксперименте, либо для последующего ускорения во второй ступени (У-400М). Оценки показывают, что при интенсивности первичного пучка тяжелых ионов в 10^{14} с^{-1} интенсивность экзотических частиц во вторичном пучке может составлять $10^5 + 10^9$ част/с в зависимости от ядра мишени-конвертора и выбранной реакции.

При энергиях в несколько десятков МэВ на нуклон появляется возможность исследований (подобно использованию μ - и π -мезонов на протонных ускорителях) на пучках вторичных ионов — радиоактивных

продуктах реакций и осколках деления, отличающихся большой вариацией по параметру A/Z . Это ионы таких изотопов, как $^6,8\text{He}$, $^{11,16}\text{C}$, ^{13}N , ^{15}O , ^{145}Xe , ^{139}I , ^{94}Kr и др.

Вторичные пучки нейтроноизбыточных и нейтронообогащенных ядер представляют большой интерес для задач ядерной спектроскопии, астрофизики, имплантации и др. Новые интересные возможности могут возникать также для синтеза тяжелых и сверхтяжелых ядер, так как при использовании очень нейтронообогащенных бомбардирующих частиц, чувствительность эксперимента, как показывают оценки, может быть увеличена на несколько порядков $/I7/$.

Перспективы развития $Y-400 + Y-400M$ связаны как с повышением энергии ускоряемых частиц, так и интенсивности получаемых пучков. Один из путей повышения энергии может быть реализован за счет использования источников тяжелых ионов новых типов. В настоящее время успешно ведутся работы по созданию ионных источников лазерного типа, ЕСР-источника, в котором используется разогрев электронов на частоте циклотронного резонанса, электронно-лучевого источника EBIS $/18-20/$. На рис. 10 показан выход ионов Xe из источников различных типов.

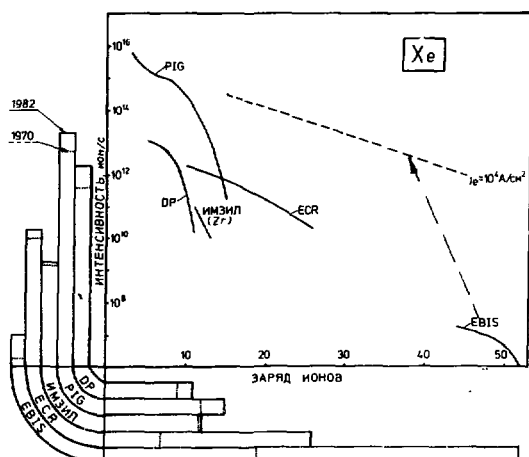


Рис.10. Выход ионов Xe из различных источников.

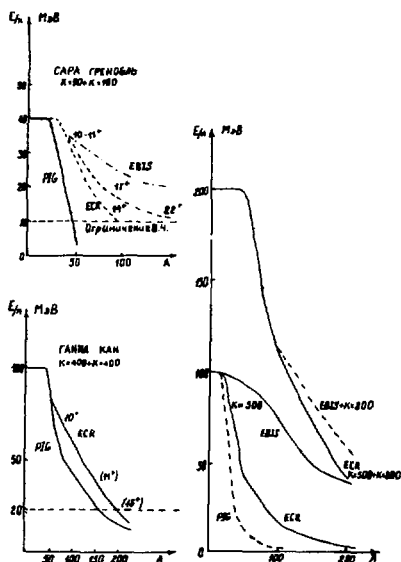


Рис. II. Сравнение возможностей источников PIG, ECR и EBIS для двухциклотронных систем.

Возможность повышения энергии ионов тяжелых элементов на различных циклотронных комплексах с использованием источников ECR и EBIS показана на рис. II. Для циклотронного метода ускорения тяжелых ионов интерес представляет лазерный и ECR источники. В настоящее время исследованы основные особенности ионообразования в лазерной плазме в условиях магнитного поля. Из макета лазерного источника на циклотроне У-200 ускорены ионы C^{3+} , Mg^{6+} , Si^{7+} , Ca^{10+} , Ti^{12+} , Cr^{13+} . Количество ускоренных ионов составило до 10^{10} частиц в импульсе длительностью до 10 мкс. Для повышения интенсивности пучков из лазерного источника необходима дальнейшая его оптимизация, а также увеличение частоты посылок лазера. Использование ECR источников представляется наиболее перспективным, т.к. они способны генерировать в непрерывном режиме достаточно интенсивные пучки ($10^{14} c^{-1}$) средних и тяжелых ионов. Эти источники могут развиваться без видных принципиальных трудностей в направлении повышения электронной температуры до уровня в сотни кэВ и повышения времени обдирки до величин в несколько секунд. Применение ECR источников на циклотронном комплексе тяжелых ионов У-400 + У-400М позволит поднять энергию пучков ионов тяжелее Хе до 50 МэВ/нуклон. Прямой способ повышения энергии

пучка после У-400М является возможность создания III ступени ускорения - кольцевого ускорителя циклотронного типа.

Ряд расчетов показывают возможность достижения таким способом энергий до 1 ТэВ/нуклон с интенсивностью лишь на 1-2 порядка меньше по сравнению с интенсивностью пучков из циклотронного комплекса У-400 + У-400М.

Поскольку интенсивность пучков ионов, ускоряемых на циклотронном комплексе тяжелых ионов У-400 + У-400М, близка к предельной, дальнейшее повышение интенсивности возможно при использовании накопительного кольца. В этом случае ускоренные до энергии 20+100 МэВ/нуклон пучки ионов или продукты ядерных реакций вводятся в накопитель, в котором плотность потока частиц поднимается до критического значения, обусловленного ограничением объемного заряда.

При этом для энергии 100 МэВ/нуклон в накопительном кольце интенсивность циркулирующего пучка может составить до 10^{13} частиц, что позволит получать интенсивные струйки ионов за малые времена.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.A.Shelaev et al. Proc.of the VIth Int.Cycl.Conf., New York, 1972, p.232.
2. GSI Jahresbericht. GSI-82-15, Darmstadt, 1982, s.52.
3. The GANIL group. Proc. of the 1983 Particle Accelerator Conf., IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1983, v.NS-30, N4, p.2102.
4. M.Lievvin. Proc. of the 1983 Particle Accelerator Conf., IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1983, v.NS-30, N4, p.2072.
5. H.Kamitsubo. Proc.of the IXth Int.Conf. on Cycl.and their Applications, Caen, France, p.13, 1981.
6. B.W.Wei. Proc.of the IXth Int.Conf.on Cycl. and their Applications, Caen, France, p. 23, 1981.
7. M.L.Mallory. Proc.of the 1983 Particle Accelerator Conf., IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1983, v.NS-30, N4, p.2061.
8. U.Trinka et al. Proc.of the 1983 Particle Accelerator Conf., IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1983, v.NS-30, N4, p.2108.
9. Ю.Ц.Оганесян, ОИИ, Р9-12843, Дубна, 1979.
10. Ю.Ц.Оганесян и др. Труды УИ Всес.совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, с.47, ОИИ, Дубна, 1983.
11. Ю.Ц.Оганесян и др. Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Д7-83-644, с.531, Дубна, 1983.
12. K.L.Brown et al. "Transport/360A Computer Program for Designing Beam Transport Systems" SLAC-91, 1970.

13. К.Ц.Оганесян и др. ОИЯИ, 9-82-756, Дубна, 1983.
14. Б.Н.Гикал и др. Труды УИ Всес.совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, с.116, ОИЯИ, Дубна, 1983.
15. C.Bieth et al. Les Systemes Accelerateurs Ganil 80/148/MT/23.
16. M.Lievvin. Proc. of the IXth Int.Conf. on Cycl.and their Applications, Caen, France, p.81, 1981.
17. Eine Beschleunigeranlage für Schwere Ionen Hoher. Energie. GSI-82-82 Report, Darmstadt, 1981, s.B.-39.
18. Y-th ECR Ion Sources Workshop, Louvain-La-Neuve, April 21-22, 1983. B-1348 Louvain-La-Neuve, 1983.
19. V.Dugar-Zhabon et al. Nucl.Instr.and Meth. 1984, 219, p.263.
20. E.D.Donets. Physica Scripta, 1983, v.T3, p.11.

СИНХРОТРОНЫ ДЛЯ УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

И.Б.Иссянский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В начале 70-х годов академиком А.М.Балдиным были сформулированы основные положения нового направления ядерных исследований - релятивистской ядерной физики /1/. Эта область исследований поставила перед ускорительной техникой ряд новых задач, стимулировала создание и развитие ускорительных комплексов, которые обеспечивали бы экспериментальные физические установки пучками ядер различных масс и энергий, превышающих несколько ГэВ/нуклон. Наиболее интересная и значительная область этих исследований начинается с энергии 3 ... 3,5 ГэВ/нуклон. Такие энергии в настоящее время могут быть достигнуты практически только с помощью синхротронов.

В дальнейшем под синхротронами тяжелых ионов или просто ионным синхротроном (привлечено также название ядерный синхротрон) будем подразумевать синхротрон, позволяющий ускорять частицы с массой, большей массы протона, т.е. частично или полностью ионизированные ионы, для которых отношение заряда к массе в атомных единицах составляет $q/A < 1$. Хотя в целом такие синхротроны близки к протонным, специфика, отличающая ускорение ионов от протонов или электронов, относится, главным образом, к процессам, связанным с инжекцией, ускорением, взаимодействием с остаточным газом пучка в вакуумной камере.

Ниже будут рассмотрены некоторые вопросы практического подхода при решении задач, возникающих при создании таких ускорителей или реконструкции существующих.

Магнитная жесткость ускорителя, необходимая для получения заданной энергии нуклона ("прямая" задача), определяется зависимостью

$$B\rho = \frac{A}{qc} \sqrt{w_H(w_H + 2E_0)}. \quad (I)$$

(Здесь и в дальнейшем используется система СИ: $B\rho$ - в Т·м; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с; w_H и E_0 - кинетическая энергия и энергия покоя нуклона в эВ).

В случае "обратной" задачи - использования уже имеющегося синхротрона для ускорения ионов - их конечная энергия определяется величиной

$$\omega_H = \sqrt{E_0^2 + (q_p V_p c/A)^2} - E_0. \quad (2)$$

Иниекция

Задача получения максимальной конечной энергии ионов в синхротроне требует, как это следует из (3), инъекции частиц с наибольшей зарядностью. При этом для ионов больших масс существует две возможности.

а) Использование низкоионизированного ($q_p/A = 0,02 \dots 0,03$) пучка из "классических" типов источников (дуоплазматрон, Пеннинга) в режиме многоступенчатого ускорения до энергий, при которых осуществляется обдирка, обеспечивающая необходимое повышение зарядности ионов.

До последнего времени эта схема являлась наиболее распространенной. (Вопросы увеличения зарядности ионов при прохождении пучком мишеней - стрипперов были освещены в материалах предыдущей школы ^{/2/}).

В этом случае, вследствие малого удельного прироста энергии (МэВ/м), требуется большая длина линейного ускорителя, и возникает трудности, связанные с началом ускорения в нем из-за низкого значения β (хотя решение второй задачи значительно облегчилось в последние годы благодаря результатам, достигнутым при разработках пространственно-однородной квадрупольной фокусировки, предложенной И.М.Капчинским и др. авторами ^{/3/}).

б) Достижение предельной зарядности ионов (в пределе голых ядер) уже в источнике. Для этой цели будут использоваться источники многозарядных ионов нового поколения - электронно-лучевой ^{/4/}, лазерный ^{/5/} и др. Работа таких источников благодаря высокой зарядности ионов ($q_p/A = 0,3 \dots 0,5$) и большого значения β значительно легче может быть согласована с хорошо освоенным линейным ускорителем Альвараца-Блетта.

Разумеется, нет строгого разделения между этими схемами - возможны компромиссные варианты, как, например, использование источника с высокой степенью зарядности и дополнительной обдиркой на выходе линейного ускорителя, позволяющей получать голые ядра.

Существенное повышение энергии (до нескольких сот МэВ/нуклон) частиц, инжектируемых в основной синхротрон, может быть достигнуто путем применения промежуточного синхротрона - бустера ^{/6,7,8/}. При его использовании достигаются следующие цели:

- В случае применения источника с низкой зарядностью ионов может быть осуществлена эффективная обдирка ускоренных в нем ионов при (относительно небольших) потерях интенсивности на перезарядку мишени, уменьшающихся с ростом энергии бустера.

-Значительно снижаются требования к вакууму в основном кольце за счет потерь ускоряемых частиц на остаточном газе (см. ниже).

-Выбор соответствующего аксептанса бустера (большого, чем основного кольца), позволяет поднять кулоновский предел числа частиц в инжектируемом пучке, связанный с некогерентным сдвигом частоты бетатронных колебаний ΔQ_x и ΔQ_z , который определяется зависимостью

$$N_{max} = \frac{A}{q^2} |\Delta Q_{x,z}| \beta^2 \gamma^3 \lambda \frac{A_{x,z} + \sqrt{A_{x,z}}}{r_p} \quad (3)$$

(здесь A_x - аксептанс по горизонтали, A_z - аксептанс по вертикали, λ - коэффициент банчировки, $r = 1,5 \cdot 10^{-18}$ м), а также уменьшить апертуру основного кольца.

Определяющим при согласовании аксептанса основного кольца с бустером, как и в случае протонов, является уменьшение эмиттанса пучка в процессе ускорения в соответствии с зависимостью

$$A_0 = k A_6 (B\rho)_6 / (B\rho)_0 = k A_6 (\beta\delta)_6 / (\beta\delta)_0, \quad (4)$$

где $(B\rho)_6$ и $(B\rho)_0$ относятся к магнитной жесткости пучка при инжекции в основное кольцо и бустер соответственно; k - коэффициент, определяющий увеличение эффективного эмиттанса пучка при его переводе из первого во второй ускоритель.

Сравнение перечисленных инжекционных схем показывает, что использование сильноточных источников (с токами порядка мА) и низкой зарядностью ионов позволяет получить большие токи инжектируемых пучков. В ряде случаев проявляются преимущества, связанные с низкой зарядностью ионов, в соответствии с (3), и позволяющие поднять уровень предельной интенсивности. Однако такое решение ведет к большим затратам на сооружение комплекса в целом из-за малой удельной (МэВ/м) энергии ускорителя. Кроме того, в процессе увеличения зарядности ионов при обдирках значительно теряется начальная интенсивность пучка. Введение бустера в этом случае позволяет поднять интенсивность и энергию пучка, но это достигается за счет еще больших трудозатрат при сооружении комплекса.

Наиболее многообещающей на ближайшее время является схема линейного ускорителя с применением источников с высокой зарядностью ионов (пока не будет достигнут кулоновский предел при инжекции тяжелых ионов). Размеры такого инжектора, а следовательно, трудозатраты на его сооружение значительно ниже, чем для других схем. Экономический выигрыш (который может быть оценен, например, как $A w_1 / S$, где A - масса ускоряемого ядра, w_1 - энергия на нуклон, S - стоимость ускорительного комплекса) таких схем очевиден, и хотя интенсивность источников многозарядных ионов пока относительно низка, идет их быстрое развитие, что обещает в ближайшем будущем значительно ее увеличить. Здесь следует отметить, что предельная фазовая плотность пучка в настоящее вре-

мя достигнута пока только для самых легких элементов, прежде всего дейтронов. Отметим также, что повышение вакуума в основном кольце — дешевле, чем создание бустера.

Для иллюстрации в таблице приведен пример двух вариантов ускорителя (бустера) на 100 МэВ/н. с использованием низкозарядного и высокозарядного источника ионов (ряд данных взят из [2, 4, 13]). Видно, что второй вариант имеет ряд преимуществ, в частности, значительно меньшую длину линейного ускорителя.

Таблица I

Ускоритель ионов U на 100 МэВ/н.

Параметр	Сильноточный низкозарядный источник	Источник с высокой зарядностью
<u>Ф о р и н ж е к т о р</u>		
q	7 +	82 +
$V_{\Phi n}$	750 кВ	750 кВ
$W_{\Phi n}$	22 кэВ/н.	258 кэВ/н.
β	0,0068	0,023
<u>И н ж е к т о р л и н е й н ы й у с к о р и т е л ь</u>		
$W_{лу}$	8,5 МэВ/н.	8,5 МэВ/н.
обдирка	три ступени	
	$K_{осл} = K_1 K_2 K_3 = 0,05 \cdot 0,15 \cdot 0,14 = 10^{-3}$	не требуется
q	68 +	82 +
Длина $l_{лу}$	≈ 60 м	≈ 22 м
<u>К о л ь ц о с и н х р о т р о н а</u>		
W_c	100 МэВ/н.	100 МэВ/н.
$A_{x,z}$	$100 \cdot \pi \cdot 10^{-6}$ м·рад	$100 \pi \cdot 10^{-6}$ м·рад
$N_{кул}$	$1,9 \cdot 10^{10}$ част./цикл	$1,3 \cdot 10^{10}$ част./ц
B_p	5,2 Т·м	4,3 Т·м
Периметр		
$\Pi = 2\pi R$	≈ 33 м	≈ 27 м
(при $B=2T$)		

Ввод ионов в синхротрон сам по себе мало отличается от ввода протонов — аналогичным образом осуществляется накопление частиц путем многообратной инжекции в поперечное фазовое пространство или многократная инжекция в азимутальном направлении (/2/, стр. 233, 292). Попытки использовать перезарядную мишень, установленную на орбите ускорителя, для накопления ионов на равновесной орбите, аналогично использованию перезарядки H^- в H^+ , пока не нашли практического применения из-за ряда сложностей в создании магнитной системы и компенсации потерь энергии на мишени.

Вакуум

Требования, предъявляемые к вакууму при ускорении тяжелых ионов, значительно более высоки по сравнению с протонами или самыми легкими ядрами. Это связано с несоизмеримо большими сечениями взаимодействия ионов, несущих большой заряд, с молекулами остаточного газа в камере ускорителя. Преобладающими являются два процесса — похват и потеря электронов ускоряемым ионом.

При этом возможны два случая:

а) Ион, ускоряемый в камере синхротрона, имеет заряд выше равновесного для данной энергии (имеет место, например, при использовании высокозарядного источника). Здесь будет иметь место преимущественно подхват электрона, т.е. уменьшение зарядности.

б) Заряд ускоряемого иона соответствует равновесному значению, полученному при прохождении стриппера обчирующей мишени при инжекции, и дальнейшее повышение его энергии приводит к тому, что имеющийся заряд будет ниже равновесного. Дефицит зарядности при столкновении с молекулой остаточного газа будет компенсирован в сторону увеличения заряда — потерей электрона. После каждого такого взаимодействия сильно меняется орбита и амплитуда бетатронных колебаний частицы, что приводит к ее потере на стенке камеры.

Процесс уменьшения количества частиц N в процессе ускорения описывается зависимостью

$$N = N_0 \exp \left[- \int_0^s G(w) n(s) ds \right], \quad (5)$$

где N_0 — начальное количество ионов; $G(w)$ — зависящее от энергии полное сечение изменения заряда иона, равное сумме сечений захвата и сечения потери электрона; $n(s)$ — количество атомов остаточного газа в единице объема на пути ионов s .

Оценки потерь пучка за время ускорения t можно сделать по следующей формуле, считая, что основную часть остаточного газа в каме-

ре составляет азот,

$$N = N_0 \exp \left[-2,8 \cdot 10^{25} p_0 \int_0^t \beta \sigma(w) dt \right]. \quad (6)$$

Здесь P - давление в Па, $\sigma(w)$ - в m^{-2} .

Сечения перезарядки ионов на различных остаточных газах достаточно хорошо известны для легких ионов, однако их точность снижается с увеличением энергии и массы элемента, что объясняется трудностью производимых расчетов и отсутствием в настоящее время достаточных экспериментальных данных.

Ускорение

В процессе ускорения частота ускоряющего напряжения должна изменяться в соответствии с законом

$$f = \frac{hc\beta}{2\pi R \cdot \left[\left(\frac{E_0}{\beta c} \frac{R}{4} \right)^2 + B^2 \right]^{1/2}}, \quad (7)$$

где $2\pi R$ - длина орбиты ускорителя, h - кратность ускорения. Как правило, трудности при ускорении возникают в связи с переводом протонных синхротронов в режим ускорения ионов, инжектируемая энергия которых меньше энергии протонов, что требует существенного расширения диапазона частоты ускоряющих станций. Чаще всего в этих случаях выходят из положения путем перехода в начале цикла в режим ускорения на более высокой кратности с последующей ребанчеровкой пучка на столе магнитного поля и возвращением на прежнюю кратность. Прирост энергии иона за оборот составляет

$$\Delta W'_n = 2\pi R q \rho \frac{c\beta}{\beta^2} \quad (8)$$

и для суммарной амплитуды ускоряющих станций должно выполняться условие

$$V \cdot q \cdot \sin \varphi_s = 2\pi R q \rho \beta,$$

откуда следует, что амплитуда в.ч. не зависит от заряда иона или его массы, т.е.

$$V = 2\pi R \rho \beta / \sin \varphi_s. \quad (9)$$

Повышение интенсивности пучков наиболее тяжелых ионов может быть осуществлено за счет одновременного ускорения нескольких зарядовых состояний.

В работе [9] показано, что в жесткофокусирующем ускорителе в области докритических энергий относительный импульсный разброс синхронных частиц во много раз меньше относительного разброса зарядностей:

$$\Delta p/p \approx -\alpha \gamma^2 \Delta q/q$$

(где α - коэффициент уплотнения орбит), т.е. при этом сохраняются хорошие энергетические качества ускоренного пучка.

Действующие и проектируемые синхротронные комплексы для получения релятивистских ядер

Первым синхротронным комплексом, реконструированным для ускорения ядер был синхрофазотрон ОИЯИ ¹⁰, на котором в 1970 году ускорены до релятивистских энергий ядра дейтерия и гелия. Реконструкции был подвергнут инжектор, в котором вследствие проектного ограничения не представлялось возможным ускорять ядра с $Z/A = 1/2$ на первой кратности, ибо это потребовало бы двойного увеличения амплитуды ВЧ-напряжения в линейном ускорителе. На входе в линейный ускоритель скорость дейтронов β_d была снижена до $\beta_p/2$, и осуществлен переход на вторую кратность ускорения (β_p - проектная скорость протонов, $L = 2\beta\lambda$, L - длина структурной ячейки, заданная существовавшей конструкцией, λ - длина волны ускоряющего напряжения). Ускоряемые в таком режиме дейтроны имели энергию $W_d = 2m_p(\beta_p c/2)^2/2 = W_p/2$, и, естественно, импульс $P_d = P_p$, что соответствовало прежнему уровню магнитного поля инжекции в кольце. По той же причине ($\beta_d = 0,5 \cdot \beta_p$) ускорение в синхрофазотроне первые годы осуществлялось в два этапа: вначале использовалась вторая кратность ускорения, затем первая. Это позволяло использовать имеющийся диапазон ВЧ-генераторов ускоряющего напряжения.

Переход со второй кратности на первую осуществлялся на столе магнитного поля, где производился процесс ребанчеровки. Эффективность перезаквата пучка во второй этап превышала 90 %. Интенсивность ускоряемых дейтронов составила $\sim 10^9$ о/имп.

После сооружения нового инжектора (на энергии 5 МэВ/н.), расширение диапазона ВЧ-ускоряющего напряжения и др. усовершенствований интенсивность ускоряемых ядер была повышена на несколько порядков. Значительное продвижение по массам ускоряемых ядер позволили получить источники многозарядных ионов, работающие на новых принципах: электронно-лучевой и лазерный. Работа физических установок в трех экспериментальных залах обеспечивается в настоящее время высокоэффективной системой вывода ядер с энергией от 500 МэВ/н. до 4,2 ГэВ/нуклон.

Интенсивность ускоряемых пучков в 1984 году составила (част./цикл) :

p	$4 \cdot 10^{12}$	$^7\text{Li}^{3+}$	$2 \cdot 10^9$
d	$2 \cdot 10^{12}$	$^{12}\text{C}^{6+}$	$5 \cdot 10^8$
n	$1 \cdot 10^{10}$	$^{16}\text{O}^{8+}$	$5 \cdot 10^7$
$^3\text{He}^{2+}$	$2 \cdot 10^{10}$	$^{24}\text{Mg}^{12+}$	$\sim 10^5$
$^4\text{He}^{2+}$	$5 \cdot 10^{10}$	$^{28}\text{Si}^{14+}$	$\sim 10^2$

Дальнейшее продвижение по массам и интенсивности ускоряемых ядер намечается осуществить после повышения с помощью криостатиче- вакуума в кольце синхрофазотрона, усовершенствования ионных источников, а впоследствии за счет увеличения энергии инжектора - линейного ускорителя до 10 ... 12 МэВ/кулон.

Коренное улучшение параметров пучков базовой установки этой лаборатории планируется получить после замены синхрофазотрона сверхпроводящим жесткофокусирующим синхротроном, предназначенным для ускорения ядер всех элементов периодической системы Менделеева. Этот проект получил название "Нуклотрон" /11/. В целях значительного снижения стоимости комплекса авторы проекта намерены использовать существующие здания, оборудование, коммуникации и т.п., что потребует относительно скромных затрат на его реализацию.

Технология изготовления магнитов, поле в которых формируется железом, позволяет сделать весьма экономичным как апертуру синхротрона, так и всю его конструкцию. Оценки показали, что при таком подходе, по крайней мере в данных конкретных условиях (область физических исследований, имеющиеся сооружения и т.д.), с учетом существующей технологии производства сверхпроводящих магнитов, их надежности, запасенной энергии целесообразно и экономически выгодно строить новый ускоритель на основе сверхпроводящих магнитов указанного типа. Ниже приводится таблица сравнения параметров синхрофазотрона и нуклотрона для двух вариантов последнего - теплового и сверхпроводящего.

Таблица 2

П а р а м е т р ы	синхрофазотрон	нуклотрон	
		теплый	с.п.
Макс. энергия ядер (ГэВ/и)	4,2	6	6
Частота повтор. циклов (с ⁻¹)	0,1	0,5... 1	0,5... 1
Макс. длительность вывода, отнесенная к 10с, (с)	0,5	5	9
Интенсивность, частиц (с ⁻¹)			
α	2.10 ¹¹	1.10 ¹²	1.10 ¹²
с ⁶⁺	5.10 ⁷	2.10 ¹¹	2.10 ¹¹
U ⁸²⁺	-	~10 ⁹	~10 ⁹
Потребляемая электроэнергия (МВт)	8,8	4	0,7
Масса (тонн)	36.000	320	80

Другим комплексом, на котором осуществляется ускорение ионов до релятивистских энергий, является Бэватрон /13/. В 1971 году на нем начато ускорение ядер до энергий 2,1 ГэВ/нуклон. Стыковка в 1974г. с Суперхайлаком - линейным ускорителем на 8,5 МэВ/нуклон - позволила продвинуться по массам ускоренных ядер вплоть до железа. В 1979 году здесь были начаты работы по созданию третьего инжектора, позволяющего ускорять уран, и дополнительной вакуумной камеры на кольце на давление 10^{-10} Торр. Выполнение этих работ позволило получить в 1983 году ионы урана с зарядностью 68+, энергией 960 МэВ/нуклон и интенсивностью $4 \cdot 10^6$ част./цикл. Эта лаборатория имеет проект создания синхротрона тяжелых ионов до 10 ГэВ/нуклон, состоящего из двух колец со сверхпроводящими магнитами с полем 6 Т.

В Брукхейвенской национальной лаборатории начаты работы по перестройке синхротрона АГС на ускорение ионов в широком диапазоне масс /14/. Предполагается использование имеющегося тандем-генератора в совокупности с циклотроном, что позволит здесь ускорять тяжелые ионы до энергий 10 ... 15 ГэВ/нуклон.

Проект Дармштафта /15/ включает два кольца, первое из которых будет ускорять тяжелые ионы 20 МэВ/нуклон (энергия Унилака) до 1 ГэВ/н (для $q/A = 0,3$) и до 2,2 ГэВ/нуклон ($q/A = 0,5$). Второе кольцо, сверхпроводящее, будет обеспечивать энергию ядер до 14 ГэВ/нуклон.

Изучаются также возможности и ведутся эксперименты по ускорению ионов на синхротронах во Франции ("Сатурн"), Японии ("Нумотрон"), ЦЕРН.

Л и т е р а т у р а

1. А.М.Балдин. Сообщение ОИЯИ, Р7-5808, Дубна, 1971.
2. Международная школа молодых ученых. Проблемы ускорителей частиц. (Минск 17-25 сент. 1975г.) стр. 141, 276. ОИЯИ, Д9-12965, Дубна, 1980.
3. И.М.Капчинский, В.А.Тепляков. ТПЗ, 2, 1970, стр. 19.
4. Е.Д.Донец. ЭЧАЯ, т. I3, вып. 5, стр. 941.
5. Ю.Д.Безногих, В.А.Мончинский и др. Сообщение ОИЯИ, Р9-84-246, Дубна.
6. А.М.Балдин и др. ПКУ ЛВЗ. Сообщение ОИЯИ, Р9-9702, Дубна, 1976.
7. И.А.Шелаев и др. Сообщение ОИЯИ, Р9-83-582, Дубна, 1983.
8. В.А.Александров и др. Сообщение ОИЯИ, Р9-83-613, Дубна, 1983.
9. И.А.Шукейло. НИИ ЭЧА, Препринт Б-0309, 1976.
10. А.М.Балдин и др. Сообщение ОИЯИ, Р9-5442, Дубна, 1970.
11. A.M. Baldin et al. IEEE, NS-30, № 4, p3242, 1983.
12. С.А.Аверичев и др. Сообщение ОИЯИ, Р8-11700, Дубна, 1978.
13. J. Alonso. См. /II/, стр. 1988.
14. M.G. Barton. См. /II/, стр. 2019.
15. K. Blasche et al. IEEE, NS-28, № 3, p2013, 1981.

HEAVY ION ACCELERATORS AT GSI

N. Angert

GSI, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
Postfach 110541, D-6100 Darmstadt, Fed. Rep. Germany

1. Introduction

The Unilac heavy ion linear accelerator at GSI, Darmstadt [1,2,3] started operation in 1976. At that time it was the only facility which was able to accelerate uranium ions above the Coulomb barrier up to 10 MeV/u. Throughout all these years more than one third, in some years more than half of the operation time, was devoted to beams with masses above $A = 200$. To extend the current research fields to higher energies and to improve its suitability as an injector for a proposed heavy ion synchrotron accelerator facility the Unilac was upgraded in 1981 for energies up to 20 MeV/u.

In order to provide beams both with different energies for the different beam lines in the existing experimental hall and for a proposed heavy ion synchrotron facility the Unilac is going to be prepared for multiple beam operation. In order to fill the synchrotron ring up to space charge limits even for the heaviest elements a high current injector is necessary in addition to the two existing injectors. During the next five years the experimental possibilities at GSI should be considerably extended by a heavy ion synchrotron in combination with an experimental storage ring which permits cooling of high energy heavy ion beams, thus opening absolutely new research fields with heavy ions.

2. Unilac

A schematic overall plan view of the Unilac is shown in Fig. 1. On the left are two identical DC pre-accelerators which can be operated in parallel. Each pre-accelerator is equipped with heated cathode PIG ion source [4] for the generation of multiply charged ions (see Fig. 2).

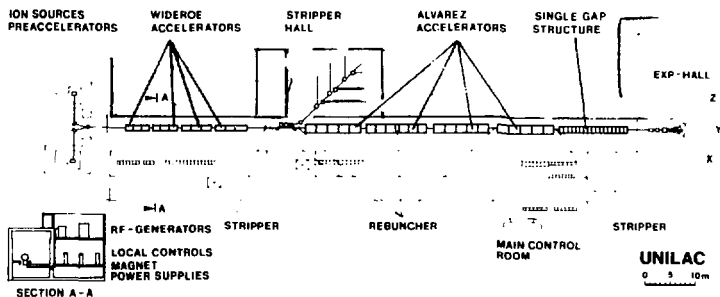


Fig. 1. Schematic plan view of the Unilac.

A microprocessor controlled emittance measurement device is installed, immediately behind the source, so that matching to the accelerating column and the low energy beam transport line can be controlled. The apertures of the first quadrupole lenses are 80 mm and the gaps of the 77.5° inflector magnets 60 mm to achieve a normalized acceptance of $A_n = .6 \text{ mm mrad}$ for the beam transport system between ion source and first Wideröe tank. Fig. 3 shows the injector beam line with the 77.5° magnets and the bigger quadrupoles of the mass separating sections. The ion beams delivered by the injector are separated by charge and atomic mass with a mass resolution of up to 400.

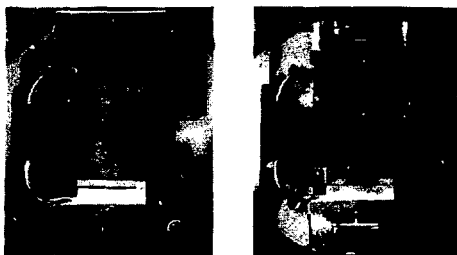


Fig. 2. The GSI PIG source with 45 mm anode slit. The right picture shows the opened anode channel with a sputter electrode.

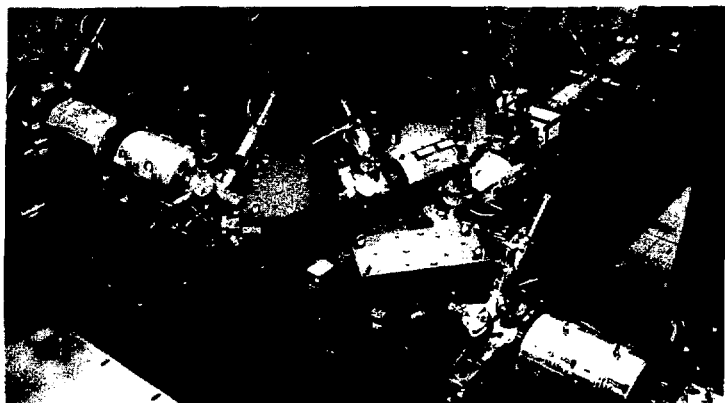


Fig. 3. The Unilac injector beam lines. The mass separation sections with the increased quadrupole apertures and bigger inflector magnets in the foreground.

The injector operates at a DC voltage of up to 320 kV and delivers ions accelerated to a specific energy of 11.7 keV/u. The beam is pulsed with 50 Hz and 5 ms pulse duration (macropulse). These pulses are matched to the following rf accelerating structure by means of a 27.12 MHz double drift buncher-system installed immediately in front of the prestripper-section.

The prestripper accelerator is a 27 MHz rf accelerating structure consisting of four tanks of the Widerøe type [5], which is particularly suited for the acceleration of slow heavy ions. In this structure the ions are accelerated to a specific energy of 1.4 MeV/u. Then the ions pass through a stripper which consists of a thin foil or a layer of gas, which is realized by a supersonic nitrogen jet. The foil stripper (about 40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) gives higher charge states, but it can be only used for beam intensities of up to 10^{12} particles/s. In this passage more electrons are stripped off the ions, increasing the degree of ionization by a factor of 3 to 4. This results in a charge state distribution from which one charge state is sorted out for further acceleration whereas another, higher charge state can be deflected out of the beam into a low energy experimental area. Into this area also beams with the output energy of the first three Widerøe tanks of .2, .5, and 1.0 MeV/u can be delivered, but without further acceleration in the poststripper accelerator. The 1.4 MeV/u selected main beam proceeds to the poststripper for further acceleration.

The first part of the poststripper accelerator (Fig. 4) consists of four 108 MHz Alvarez tanks. These are cavity resonator structures [6] of the type commonly used for the acceleration of protons. This part is followed by seventeen single-gap cavities [7] used to accelerate the ions to maximum energies. Conversely, these single-gap cavities can also be used in a partial acceleration or deceleration mode. The Alvarez tanks no. 3 and 4 have been added during the upgrading in 1981.

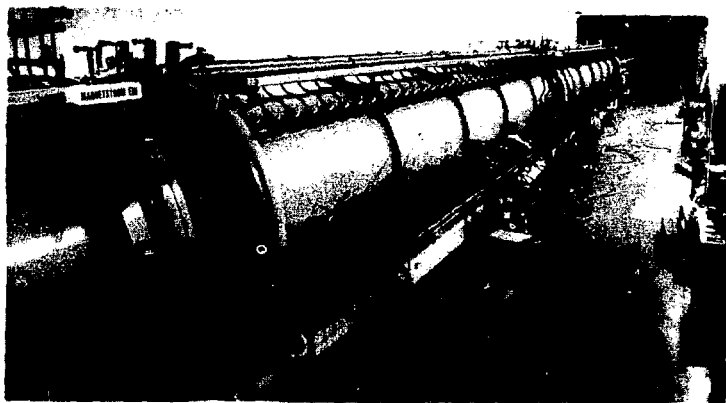


Fig. 4. View from the end of Alvarez tank 2 to the new tanks 3 and 4, the single-gap cavities, and the extended tunnel.

The output energies of the four poststripper Alvarez tanks are 3.6 MeV/u (tank 1), 4.7 and 5.9 MeV/u (tank 2a and 2b), 8.6 MeV/u (tank 3), and 11.4 MeV/u (tank 4). By proper reduction of the rf fields in tank 3 and 4 well defined intermediate energies of 6.6 and 7.1 (tank 3), and 9.5 MeV/u (tank 4) respectively can be achieved in addition to the design output energies [8]. Beam energies between 2 and about 20 MeV/u can be delivered by deceleration or acceleration in the single-gap cavity structure. With a gas stripper at 1.4 MeV/u energies of 14 MeV/u can be reached for the heaviest elements. 15.5 MeV/u are possible with a foil stripper. For maximum energies a second stripper after Alvarez tank 4 is required in order to increase the charge states accelerated in the single-gap cavities. The energy graphs for the different operation modes and masses are shown in Fig. 5.

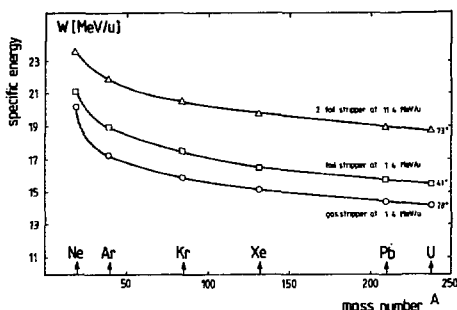


Fig. 5. Maximum specific energy of the upgraded Unilac versus mass number for different operation modes.

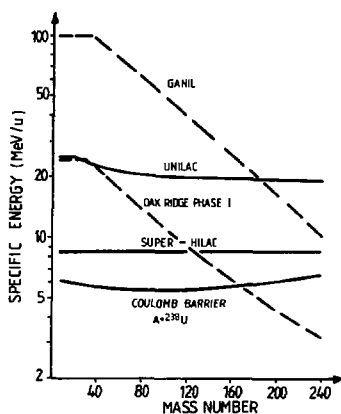


Fig. 6. Specific energy versus mass number of some accelerators for very heavy ions.

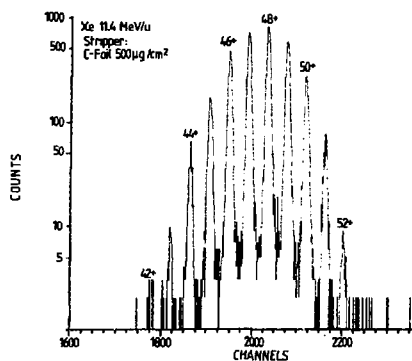


Fig. 7. Charge state distribution of 11.4 MeV/u xenon after a 500 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ carbon foil.

Fig. 6 shows for comparison the maximum output energies of some existing accelerators for very heavy ions.

The new Alvarez tanks 3 and 4 do not only extend the possibilities for nuclear physics but offer the possibility to make also experiments with very high charged ions. Fig. 7 shows a xenon spectrum after stripping at Alvarez tank 4 energy (11.4 MeV/u) in a carbon-foil. This spectrum indicates that ionization states in the L-shell can be reached for medium masses with the second foil stripper. However, thick stripper foils are required to reach these high charge states. Increasing the foil thickness from 90 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ to 300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ made us gain an average charge state which was about three units higher. Due to the single-gap cavities behind the Alvarez section the Unilac offers also the possibility to decelerate highly charged ions as generated in the second foil stripper after Alvarez tank 4. Stripping can be done at all Alvarez tank energies described above. This is very advantageous for some experiments with highly charged ions in atomic physics. Some of the ions which were decelerated after second stripping are given in Table I. This operation is also possible at Tandem accelerators with a single-cell post-accelerator [e.g. 9], but not with cyclotrons.

Stripping krypton at 19 MeV/u in a 500 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ carbon-foil yielded 50 % helium-like ions, 10 % hydrogen-like ions, and even 1 % of fully-stripped krypton. For 17 MeV/u uranium charge states up to 82+ could be achieved. Further results are given elsewhere [10].

Table I Charge States and Energies of Heavy Ions Decelerated after Second Stripping

Element	Charge States	Energies (MeV/u)
Kr	26+, ... 33+	2.8...1.9
Xe	41+, ... 47+	3.6...2.2
Sm	48+, ... 54+	4.7...3.6
U	62+, ... 66+	2.5

Table II shows isotopes accelerated up to now with the Unilac. Particle intensities have been measured at the end of the Unilac. For the highest energies used so far the intensity which is available at the experiment is lower by a factor 3 to 6 due to the second stripper. Beams of ^{48}Ca have been produced with up to 10^{12} pps average requiring less than 1 mg/hour of enriched material in the ion source.

Table II List of Isotopes and Intensities Accelerated at the Unilac

Isotope	Charge State after Stripper	Average Intensity (particles/s)	Energy (MeV/u)
¹⁴ N	5+	1.2 x 10 ¹²	20.2**
¹⁶ O	5+	1.0 x 10 ¹²	
¹⁸ O	5+	1.0 x 10 ¹²	
²⁰ Ne	7+	1.0 x 10 ¹²	
⁴⁰ Ar	10 ⁺ /18 ⁺	9.4 x 10 ¹²	
⁴⁰ Ca	11+	2.0 x 10 ¹²	
⁴⁸ Ca	11+	3.0 x 10 ¹⁰	
⁴⁶ Ti	12+	1.4 x 10 ¹¹	
⁴⁸ Ti	12+	1.2 x 10 ¹²	
⁵⁰ Ti	12+	4.0 x 10 ¹¹	
⁵² Cr	13+	5.0 x 10 ¹¹	19.3**
⁵⁴ Cr	13+	6.0 x 10 ^{11*}	
⁵⁶ Fe	14+	2.8 x 10 ¹²	
⁵⁸ Fe	14+	4.0 x 10 ^{11*}	
⁵⁸ Ni	14+	8.0 x 10 ¹¹	
⁶⁰ Ni	14+	4.0 x 10 ^{11*}	
⁶³ Cu	15+	2.0 x 10 ¹¹	
⁶⁵ Cu	15+	2.5 x 10 ¹¹	
⁷⁶ Ge	15+	1.2 x 10 ¹¹	
⁸² Se	16+	2.0 x 10 ¹¹	
⁸² Kr	17+	1.0 x 10 ¹¹	18.9**
⁸³ Kr	17+	1.0 x 10 ¹¹	
⁸⁴ Kr	17 ⁺ /34 ⁺	7.0 x 10 ¹¹	
⁸⁶ Kr	17+	2.0 x 10 ¹¹	
⁹⁰ Zr	17+	2.0 x 10 ¹¹	
⁹² Nb	17+	8.0 x 10 ¹⁰	
⁹² Mo	18+	5.0 x 10 ¹⁰	
⁹⁶ Mo	18+	1.5 x 10 ¹¹	
¹⁰⁰ Mo	18+	1.0 x 10 ¹⁰	
¹⁰⁴ Ru	18+	3.3 x 10 ¹⁰	
¹¹⁷ Ag	19+	3.3 x 10 ¹¹	18.6**
¹²¹ Sn	20+	6.0 x 10 ¹⁰	
¹²⁴ Sn	20+	3.0 x 10 ¹⁰	
¹²⁹ Xe	21+	7.0 x 10 ¹¹	
¹³² Xe	21+	7.0 x 10 ¹¹	
¹³⁶ Xe	22+	9.0 x 10 ¹⁰	
¹³⁶ Xe	22+	2.4 x 10 ¹²	
¹⁴² Nd	32+	1.2 x 10 ¹¹	
¹⁴⁴ Sm	32+	1.0 x 10 ¹⁰	
¹⁵⁴ Sm	32+	6.0 x 10 ¹⁰	
¹⁵⁵ Gd	33 ⁺ /55 ⁺	3.0 x 10 ¹⁰	18.0**
¹⁶¹ Dy	33+	3.0 x 10 ¹⁰	
¹⁸⁷ W	34+	5.0 x 10 ⁹	
¹⁸⁷ W	34+	1.0 x 10 ¹⁰	
²⁰⁵ Tl	36+	1.0 x 10 ¹⁰	
²⁰⁴ Pb	36+	1.0 x 10 ¹⁰	
²⁰⁸ Pb	36+	1.2 x 10 ¹¹	
²⁰⁹ Bi	37+	8.0 x 10 ⁹	
²³² Th	39+	2.0 x 10 ¹⁰	
²³⁸ U	40 ⁺ /68 ⁺	3.0 x 10 ¹¹	17.0**

* enriched isotope

** with a second stripper (carbon-foil)
after Alvarez tank 4

3. Unilac Development

3.1 Multi-Beam Operation

In order to provide beams both for the existing experimental hall and the proposed synchrotron accelerator the Unilac is going to be prepared for multiple beam operation. The ideal situation would be that the isotope and energy could be chosen independently for both beams and that the acceleration parameters of the Unilac can be switched within 15 ms from one ion or energy, respectively, to the other.

In a first step the poststripper accelerator is being equipped with about 50 pulsed power supplies for quadrupole and steering magnets. This will permit to accelerate one isotope from pulse to pulse to different energies.

At the high Unilac duty cycle of 25 % the life time of the PIG ion sources is only about 15 to 20 hours. This is not appropriate for the injector mode for the synchrotron, which requires a very low duty cycle ($< 1\%$) for injection. Therefore, the second injector will be equipped with an ion source dedicated to the synchrotron beam running at low duty cycle and correspondingly with long life time. A laminated switching magnet is already installed in the injection beamline in front of the Wideröe accelerator.

In a next step isotopes with nearly identical charge to mass ratios (as are e.g. $^{20}\text{Ne}^+$, $^{40}\text{Ar}^{2+}$, $^{50}\text{Ni}^{3+}$, $^{80}\text{Se}^{++}$, ... $^{181}\text{Ta}^{9+}$, $^{200}\text{Hg}^{10+}$) can be accelerated simultaneously without charge state separation in the stripper section.

3.2 High Current Injector

Table II gives averaged intensities. The Unilac duty cycle is 25 %. This means that the peak intensities are four times higher and in the range between $5 \cdot 10^{11}$ pps to $5 \cdot 10^{14}$ pps. With a recently developed high current source for low charge states (Ne^+ , Ar^{2+}) intensities up to 10^{16} pps can be reached. However, this source type produces only low charge states. Therefore, a third injector is needed which is suited for a sufficient preacceleration of low charged ions, which will then be stripped before injection into the Unilac. Fig. 8 shows the planned high current injector. It consists of an ion source platform equipped with a high current source [11] followed by an RFQ-accelerating structure of the split coaxial resonator design [12]. This unique heavy ion RFQ accelerator is operated at 13.5 MHz. Its current limit is ~ 25 mA for $(A/q) \leq 130$, e.g. for I^+ or U^{2+} . The ions will be accelerated in two tanks up to ~ 100 keV/u and then stripped to charge states comparable to the ones delivered by the PIG sources. Charge analysis is provided by two magnets. De- and re-buncher cavities will allow proper matching to the Wideröe tank 1 which has to be divided into two parts whereby only the second part is used together with the third injector. The first module with the shaper, buncher and a short acceleration section (2.4 to 4.5 keV/u) has been successfully tested with accelerated krypton beams of up to 22 mA, which is $\sim 90\%$ of the injected dc beam. Five modules will be built up by the end of 1984 to accelerate high current beams up to 50 keV/u.

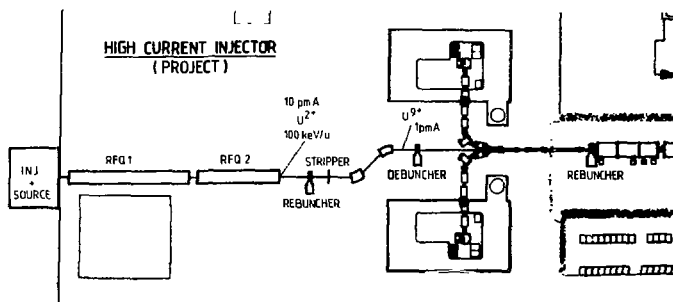


Fig. 8. Third (high current) injector and RFQ preaccelerator for the Unilac.

4. Heavy Ion Synchrotron and Experimental Storage Ring

It is intended to extend the GSI accelerator facility by a synchrotron (SIS 18) and an experimental storage ring (ESR) during the next five years. This combination (s. fig. 9) will permit unique experiments with heavy ions up to 1.3 GeV/u on the field of nuclear reactions, with secondary beams of instable nuclei, with fully stripped ions up to uranium and fundamental research for biomedical and technical applications. The ESR will allow for the first time to accumulate fully stripped uranium ions and to cool them in order to achieve the highest possible phase space density, a necessary condition to achieve high luminosity in a collider facility.

4.1 Heavy Ion Synchrotron SIS 18

The synchrotron SIS 18 is designed for a maximum magnetic rigidity of $B\rho \approx 18 \text{ Tm}$ so that neon can be accelerated to 2 GeV/u and uranium to 1 GeV/u with the charge state U^{78+} from the Unilac. The design allows also the acceleration of protons up to 4.5 GeV. In order to achieve high average beam currents a high repetition rate is required. With $B = 10 \text{ T/s}$ 3 Hz can be achieved at 1 GeV/u and 6 Hz at reduced energy.

The maximum energies in the SIS 18 depend on the charge state of the accelerated ions. For uranium $78+$ can be reached from the Unilac. If the uranium ions are fully stripped to $92+$ after the acceleration in the SIS 18 and if they are reinjected via the ESR into the SIS 18, an energy of 1.3 GeV/u can be reached by further acceleration with this charge state. If medium energies are wanted from the SIS 18, injection of ions which are only stripped once in the Unilac at 1.4 MeV/u is possible with correspondingly higher currents and also ($\sim A/q^2$) higher space charge limits. For horizontal and

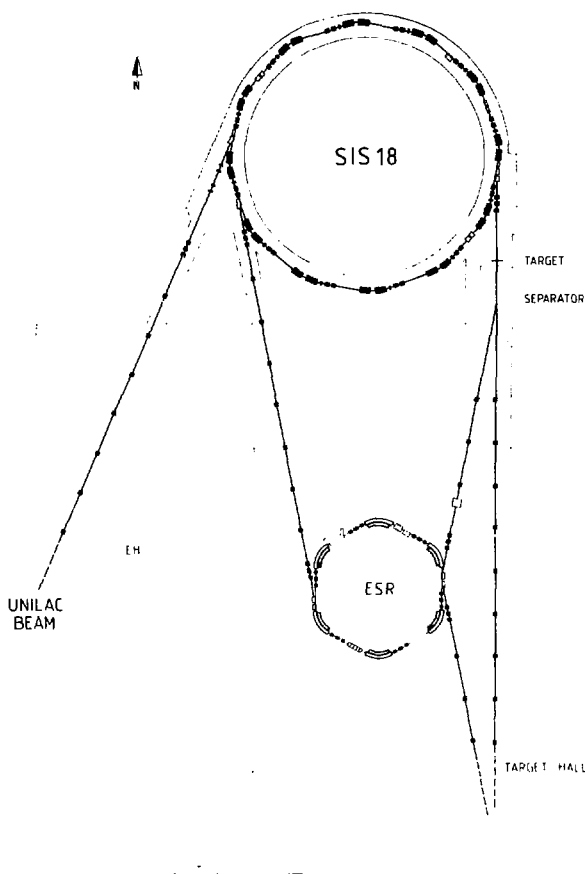


Fig. 9. Proposal for a two ring facility at GSI. The Unilac is used as injector into a heavy ion synchrotron (SIS 18) followed by an experimental storage ring (ESR).

vertical acceptances of $A_H = 200 \cdot 10^{-6}$ m and $A_V = 50 \cdot 10^{-6}$ m respectively the space charge limit for U^{38+} is $\sim 2 \cdot 10^{14}$ and for $Ne^{10+} \sim 2 \cdot 10^{15}$ pps. The emittances of the accelerated beams are 1 to $5 \cdot 10^{-6}$ m depending on the energy and intensity. The relative momentum spread and the time spread of the beam extracted from the SIS 18 are $\sim .1\%$ and ~ 40 ns, respectively, in the energy range .1 to 2 GeV/u. With a special rf acceleration system in the synchrotron the micro bunches of the Unilac beam can be

accelerated further. Thereby, $\delta p/p \sim 2 \cdot 10^{-5}$ and $\delta t \sim 500$ ps can be achieved. The vacuum of the SIS 18 is designed for $\sim 10^{-11}$ torr. A prototype of the rf-accelerating system has been built and tested. It operates in the frequency range from .94 to 6.02 MHz corresponding to 11 MeV/u (injection energy) to 4.5 GeV for maximum proton energy. Prototypes for the quadrupole and dipole magnets for the ring are being constructed.

4.2 Experimental Storage Ring ESR

The circumference of the ESR is half of the circumference of the synchrotron SIS 18. The maximum magnetic rigidity is ~ 10 Tm. In the two ring concept the ESR has the following tasks:

Stretcher Ring: Up to energies of ~ 420 MeV/u for U^{92+} or ~ 830 MeV/u for Ne^{10+} the ESR can be used as a stretcher ring for the SIS 18 beam, which is transferred to the ESR after fast extraction, and slowly extracted then from the ESR. By this method a duty cycle of up to 90 % seems possible. The fast extraction for the ESR can be either done in two steps extracting one half SIS 18 orbit after the other with ~ 10 ms in between or in one step if the four bunches in the SIS 18 have been combined to two bunches by bunch merging with additional harmonic rf cavities.

Storage ring: The ESR permits to storage fully stripped uranium ions up to an energy of ~ 550 MeV/u. At this energy the yield of U^{92+} in thick Cu-targets is ~ 60 % [13], of Xe^{52+} near to 100 %.

If a heavy ion beam passes through a thick target at energies above 100 MeV/u fragmentation takes place into a wide range of masses and charges. With a suited separator instable isotopes with sufficient lifetime can be selected and collected in the ESR, which is designed for large transverse and momentum acceptance.

Cooler ring: In order to improve the beam quality of the SIS 18 beam and to reduce the phase space of fragment beams an electron cooling section will be installed. The electron cooling method has been experimentally tested with proton beams in Novosibirsk, at CERN and at FNAL. If applied to heavy ions the cooling rate goes proportional to q^2/A (q = charge state). In the case of thermal equilibrium with the electron beam the velocity spread of the ions is lower by $(m_e/m_i)^{0.5}$.

Electron energies between 16 and 310 keV corresponding to 30 to 560 MeV/u ion beam energies are required for the cooling section. The electron currents are about 5 to 10 A. At current densities of ~ 1 A/cm² and beam divergences of ± 5 m mrad in the ion beam and ± 1 m mrad in the electron beam the times for a 1/e reduction (cooling time) for U^{92+} and Ne^{10+} are

	30 MeV/u	200 MeV/u	500 MeV/u
U^{92+}	.14 ms	8.6 ms	91 ms
Ne^{10+}	1 ms	61 ms	650 ms

The equivalent loss times due to charge exchange with residual gas atoms (at 10^{-11} torr) and due to radiative capture of cooling electrons are much longer (10 to 100 times). The theory predicts that emittances of $\sim .1$ mm mrad and momentum spreads of $\sim 10^{-5}$ can be reached by cooling the heavy ion beams.

Reinjection into SIS 18: Reinjection of the ESR beam into the synchrotron SIS 18 permits both the further acceleration of accumulated secondary and cooled beams and the deceleration of fully stripped ions for atomic physics experiments.

Internal Targets: Using internal targets in the ESR can result in an efficiency gain by some orders of magnitude because of the high orbiting frequency of the beam. To compensate for straggling in the target the circulating beam may be cooled continuously.

Crossed beam Mode: As the ESR has a very large phase space acceptance ($A_H = A_V = 140 \cdot 10^{-6}$ m at $\delta p/p = 2\%$) a new kind of experiments can be done using the electron cooling in addition. One can have two beams with different momentum orbiting in the same direction but on different orbits with crossing zones where the collision energy depends on the momentum difference and the crossing angle.

References

1. Ch. Schmelzer, Study of a Variable Energy Heavy Ion Linear Accelerator, Proc. of the Prot. Lin. Acc. Conf., Brookhaven, N.Y.(USA), (1968).
2. K. Blasche, D. Böhne, Ch. Schmelzer, B. Stadler, Unilac, a Variable Energy Heavy Ion Linear Accelerator. Proc. of the Int. Conf. on Nucl. React. Induced by Heavy Ions, Heidelberg, (1969).
3. N. Angert, Ch. Schmelzer, Kerntechnik 11, (1969), 690.
4. N. Angert, R. Keller, M. Müller, Duoplasmatron and PIG Sources for Heavy Ions. Proc. Int. Ion Engineering Congr. ISIAT '83 & IPAT '83, Kyoto 1983.
5. K. Kaspar, The Prestripper Accelerator of the Unilac. Proceed. of the Prot. Lin. Acc. Conf., Chalk River, Ontario (Kanada), (1976).
6. L.W. Alvarez, H. Bradner et al. Rev. Sci. Instr. 26, (1955), 11.
7. D. Böhne, Linac Cavity Technology. Proceed. of the Part. Acc. Conf., Washington, D.C., (1969).
8. J. Klabunde, Operating Modes of the Alvarez Tanks at the Unilac. GSI Scientific Report 1982, GSI-83/1,268.
9. M. Grieser, R. Hammel, B. Huck, H. Ingwersen, E. Jaeschke, B. Kolb, and R. Repnow, Deceleration of Highly Stripped Ions by the Heidelberg RF-Postaccelerator, Proc. of the 1983 Part. Acc. Conf. Santa Fe, N.M., 1983.
10. B. Franzke, Charge State Distributions of Argon, Krypton, Xenon, and Uranium at Energies of up to 18.7 MeV/u, GSI Scient. Rep. 1982, GSI-83/1, 162.
11. R. Keller, Proc. 1984 Lin. Acc. Conf., GSI-84-11, Darmstadt 1984.
12. R.W. Müller et al., Proc. 1984 Lin. Acc. Conf., GSI-84-11, Darmstadt 1984.
13. H. Gould et al., Phys. Rev. Lett. 52, 180 (1984).

МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ СИНХРОТРОНОВ

В.И.Балбеков

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Вопросы, являющиеся предметом этой лекции, рассмотрены в основополагающей работе /1/, а также в известных учебниках и монографиях /2-5/, где имеется обширная библиография.

Мы не будем учитывать радиационные эффекты. Они предъявляют некоторые специфические требования к магнитным структурам электронных синхротронов. Тем не менее, общие принципы построения магнитных структур электронных и протонных синхротронов одинаковы.

1. Идеальная замкнутая орбита и линеаризованное уравнение бетатронных колебаний

Кольцевой электромагнит синхротрона обычно состоит из отдельных блоков, установленных так, что их оси образуют замкнутую плоскую кривую C , состоящую из дуг окружностей (там, где есть магнитное поле) и прямых линий (там, где поля нет). Для иллюстрации рассмотрим два одинаковых магнита, разделенных прямолинейными промежутками (рис.1). Предполагается, что на дугах окружности радиуса R имеется магнитное поле, перпендикулярное плоскости рисунка, с напряженностью $H = \text{const}$. Нетрудно представить себе обобщение в виде $2N$ магнитов, разделенных одинаковыми промежутками (рис.6а).

Кривая C является траекторией движения заряженной частицы с касательным импульсом

$$p = \frac{e}{c} H R, \quad (1)$$

где e - заряд, c - скорость света. Поэтому C называется идеальной замкнутой орбитой, а импульс (1) - равновесным импульсом частицы.

Отклонение частицы от идеальной орбиты будем описывать с помощью координат X, Z , причем ось X перпендикулярна C и лежит в плоскости орбиты, а ось Z перпендикулярна плоскости орбиты (рис.2). Можно показать, что траектория частицы с равновесным им-

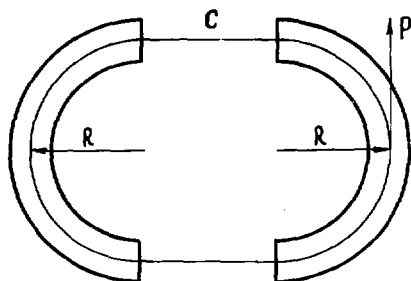


Рис.1. Замкнутая орбита синхротрона типа "рейстек".

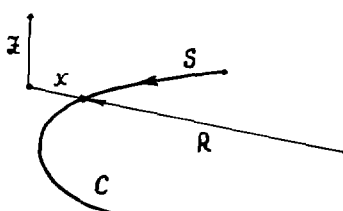


Рис.2. Построение координатной системы синхротрона.

пульсом (I) при произвольных начальных условиях удовлетворяет уравнениям

$$x'' + \left[\frac{1}{R^2(s)} + \frac{G(s)}{HR} \right] x = 0, \quad (2a)$$

$$z'' - \frac{G(s)}{HR} z = 0, \quad (2б)$$

где в качестве независимой переменной используется расстояние S , измеренное вдоль идеальной орбиты; штрих означает дифференцирование по S ; $G(s) = \partial H_z / \partial x$ — градиент магнитного поля на идеальной орбите. Согласно (I), произведение HR не зависит от S и по существу совпадает с равновесным импульсом.

При выводе уравнений (2) учтено, что магнитное поле на идеальной орбите удовлетворяет условию

$$\frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Кроме того, отброшены добавки $\sim x^2$ и т.д. Тем самым предполагается, что отклонения от идеальной орбиты достаточно малы. В некоторых случаях отброшенные члены существенны (см. п.8). При необходимости их влияние можно учесть с помощью приближенных методов.

При постоянных R и G решение (2) элементарно:

$$x = A_x \cos(Q_x \vartheta + \varphi_x), \quad z = A_z \cos(Q_z \vartheta + \varphi_z), \quad (4)$$

$$Q_x = \sqrt{1-n}, \quad Q_z = \sqrt{n}, \quad n = -GR/H, \quad (5)$$

где $\vartheta = S/R$ - обычный азимут, A и φ - произвольные постоянные, μ - так называемый показатель спада магнитного поля. Видно, что при выполнении условий

$$0 < \mu < 1 \quad (6)$$

частицы совершают простые гармонические колебания вокруг идеальной орбиты. Эти колебания называют бетатронными, а величины $Q_{x,z}$ - бетатронными частотами. При нарушении одного из условий (6) координата X или Z экспоненциально нарастает, т.е. поперечное движение становится неустойчивым.

2. Общее условие устойчивости бетатронных колебаний

Из приведенного примера следует, что поперечное движение частиц в ускорителе может иметь осциллирующий или экспоненциальный характер. Практический интерес, разумеется, представляет первый вид движения, который мы далее будем называть устойчивым. Наша ближайшая цель - найти общее условие устойчивости поперечного движения.

Уравнения (2) однотипны и могут быть записаны в виде

$$y'' + g(s)y = 0, \quad (7)$$

где $g(s)$ - периодическая функция,

$$g(s+L) = g(s). \quad (8)$$

Периодом во всяком случае является длина идеальной орбиты L_0 . Однако обычно магнитная структура состоит из N одинаковых участков, так что $L = L_0/N$.

Общее решение уравнения (7) есть линейная функция начальных условий:

$$\begin{vmatrix} y(s) \\ y'(s) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} y(s_0) \\ y'(s_0) \end{vmatrix}, \quad (9)$$

где t_{ij} зависят от S и S_0 , и используется обычное правило матричного умножения. Далее мы будем использовать символическую запись

$$\bar{Y}(s) = \hat{T}(s, s_0) \bar{Y}(s_0), \quad (10)$$

где $\bar{Y}$ - вектор, $\hat{T}$ - матрица перехода. Она обладает свойством

$$\det \hat{T}(s, s_0) = 1, \quad (11)$$

на доказательстве которого мы останавливаться не будем, ограничившись замечанием, что оно вытекает из постоянства определителя Вронского линейного уравнения (7) ^{/6/}.

Наибольшее значение имеет матрица, описывающая перемещение

частицы на один период магнитной структуры:

$$\hat{M}(s) = \hat{T}(s+L, s). \quad (I2)$$

После перемещения на n периодов будем иметь

$$\bar{Y}(s+nL) = \hat{M}^n(s) \bar{Y}(s). \quad (I3)$$

Следовательно, для устойчивости движения необходимо и достаточно, чтобы матричные элементы $\hat{M}^n(s)$ оставались ограниченными при неограниченном росте n .

Используя свойство (II), которое, разумеется, справедливо и для матрицы $\hat{M}$, запишем последнюю в виде

$$\hat{M} = \hat{I} \cos \mu + \hat{J} \sin \mu, \quad (I4)$$

где

$$\hat{I} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad \hat{J} = \begin{vmatrix} \alpha & \beta \\ -\frac{1}{\beta}(1+\alpha^2) & -\alpha \end{vmatrix}. \quad (I5)$$

Непосредственным вычислением можно показать, что $\hat{J}^2 = -\hat{I}$ и затем получить формулу

$$\hat{M}^n = \hat{I} \cos n\mu + \hat{J} \sin n\mu. \quad (I6)$$

Матричные элементы остаются ограниченными, если μ вещественно.

Из определения (I4) следует, что

$$\cos \mu = \frac{1}{2} (m_{11} + m_{22}) = \frac{1}{2} Sp \hat{M}. \quad (I7)$$

Поэтому общее условие устойчивости решений уравнения (7) имеет вид

$$|Sp \hat{M}| < 2. \quad (I8)$$

Заметим, что, хотя элементы матрицы $\hat{M}$, а также параметры α, β являются периодическими функциями s , $Sp \hat{M}$ от s не зависит. На элементарном доказательстве этого утверждения мы останавливаться не будем.

3. Поперечные размеры пучка в синхротроне

В данном разделе мы установим смысл параметров μ, α, β и найдем их связь с поперечными размерами пучка в синхротроне. Рассмотрим с этой целью так называемый фазовой эллипс бетатронных колебаний.

Пусть в некоторой точке S орбиты состояние частицы описывается вектором $\bar{Y}_0$, через период магнитной структуры — $\bar{Y}_1$ и т.д. Используя формулы (I3)–(I6), получим

$$y_n = y_0 (\cos n\mu + \alpha \sin n\mu) + y'_0 \beta \sin n\mu, \quad (I9a)$$

$$y'_n = -y_0 \frac{1+\alpha^2}{\beta} \sin n\mu + y'_0 (\cos n\mu - \alpha \sin n\mu). \quad (I9b)$$

Построим прямоугольную систему координат y, y' и нанесем на нее

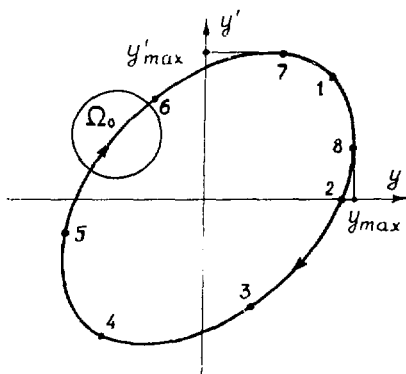


Рис.3. Фазовый эллипс бетатронных колебаний.

точки y_n, y'_n , изображающие последовательные состояния частицы (рис.3). Легко показать, что все они лягут на эллипс, уравнение которого можно найти, исключив независимую переменную n :

$$y^2 + (\alpha y + \beta y')^2 = \beta E. \quad (20)$$

Постоянная E зависит от начальных величин y_0, y'_0 ; нетрудно убедиться, что πE есть площадь эллипса.

Когда изображающая точка совершает полный обход фазового эллипса, частица проходит $2\pi/\mu$ периодов магнитной структуры и совершает одно бетатронное колебание. Пройдя полный оборот в ускорителе, частица совершит $\mu N/2\pi$ бетатронных колебаний. Это позволяет обобщить понятие бетатронной частоты, введенное в п.1,

$$Q = \frac{\mu N}{2\pi}. \quad (21)$$

Теперь представим себе, что в сечении S синхротрона инжектируется множество частиц, изображающие точки которых покрывают площадь Ω_0 (рис.3). В дальнейшем точки перемещаются по своим фазовым эллипсам, а пучок в целом осциллирует в обычном пространстве. В каждый момент он занимает лишь часть камеры ускорителя, что явно не оптимально. Следует создать такие условия, при которых изображающие точки заполняют область, ограниченную фазовым эллипсом. Тогда пучок будет стационарен. Такие пучки называют согласованными.

Из формул (I0)-(II) следует, что пучок, согласованный в сечении S , согласован и в любом другом сечении S' , а также то, что площадь фазового эллипса не зависит от S . Если рассматривать (20) как уравнение границы согласованного пучка, то E — внутренняя характеристика пучка, не зависящая от вида магнитной структуры. Ее называют эмиттансом.

Теперь мы можем найти поперечные размеры пучка и его угловую расходимость, для чего следует определить максимально возможные значения y и y' , удовлетворяющие уравнению (20). Элементарные вычисления приводят к результату

$$y_{\max} = \sqrt{\beta E}, \quad y'_{\max} = \sqrt{E(1+\alpha^2)/\beta}. \quad (22)$$

Отсюда следует, что фокусирующие свойства магнитной структуры определяются, в основном, функцией $\beta(s)$, которую обычно называют амплитудной функцией бетатронных колебаний. Из двух магнитных структур следует предпочесть ту, которая обеспечивает меньшее значение β (при одинаковых прочих условиях). С этой точки зрения мы и будем далее сравнивать разные способы фокусировки.

Заметим, что постоянство эмиттанса протонного пучка вытекает из теоремы Лиувилля и может быть доказано при значительно более общих предположениях, чем это сделано выше. В электронных синхротронах из-за наличия излучения теорема Лиувилля не выполняется (и $\det \hat{T} \neq 1$). Однако характерное время изменения эмиттанса значительно больше периода обращения. Поэтому мы можем использовать все полученные результаты, понимая под E мгновенное значение эмиттанса.

4. Слабая и сильная фокусировка

Исследование конкретных магнитных структур начнем с аксиально-симметричного случая. Периодом магнитной структуры можно назвать любую целую часть оборота, в частности, весь оборот. Матрицу оборота легко найти, используя уже известные решения (4),

$$\hat{M} = \begin{vmatrix} \cos 2\pi Q & \frac{R}{Q} \sin 2\pi Q \\ -\frac{Q}{R} \sin 2\pi Q & \cos 2\pi Q \end{vmatrix}, \quad (23)$$

откуда следует:

$$\mu = 2\pi Q, \quad \alpha = 0, \quad \beta = R/Q. \quad (24)$$

Бетатронные частоты $Q_{x,z}$ определены согласно (5) и не могут превышать 1. Обычно выбирают $\mu \approx 0,5$, что дает

$$Q_x \approx Q_z \approx 0,7; \quad \beta_x \approx \beta_z \approx 1,4 R. \quad (25)$$

Далее мы увидим, что существуют другие способы фокусировки, обеспечивающие значительно меньшую величину амплитудной функции. Поэтому аксиально-симметричную фокусировку называют также слабой. Более того, термин "слабая фокусировка" используется и в тех случаях, когда кольцевой электромагнит разрезан на N одинаковых секторов, разделенных участками, свободными от поля. При этом аксиальная симметрия отсутствует, но фокусирующие свойства структуры меняются незначительно.

Сильную фокусировку можно получить, используя магнитное поле с большим ($|n| \gg 1$) знакопеременным градиентом. Из уравнений (2) видно, что в тех участках, где $G > 0$, частицы испытывают фокусировку по x и дефокусировку по z . Обратная ситуация в участках, где $G/HR < -R^{-2}$.

Для создания сильной фокусировки в синхротронах используется магнитное поле вида

$$H_z(s, x) = H(s) + G(s)x, \quad H_x(s, z) = G(s)z, \quad (26)$$

где G постоянно в пределах магнитного блока, но меняет знак от блока к блоку. Таким образом, каждый магнитный блок выполняет две функции: поворот замкнутой орбиты и фокусировку/дефокусировку частиц. Поэтому магнитная структура такого вида называется структурой с совмещенными функциями.

Используются также магнитные структуры, в которых функции поворота орбиты и фокусировки частиц разделены. В них используются магниты двух типов. В магнитах первого типа (дипольных) поле однородно и направлено вдоль оси Z , так что они осуществляют только поворот орбиты. Для фокусировки/дефокусировки частиц применяются так называемые квадрупольные линзы, создающие поле вида

$$H_z(s, x) = G(s)x, \quad H_x(s, z) = G(s)z, \quad (27)$$

где G меняет знак от линзы к линзе.

В электронных синхротронах предпочтительна система с разделенными функциями, т.к. она - в отличие от системы с совмещенными функциями - свободна от так называемой радиационной раскачки бетатронных колебаний в направлении X .

Исторически первыми были ускорители со слабой фокусировкой. В 50^х - 60^х годах они были вытеснены ускорителями с сильной фокусировкой и совмещенными функциями. В последнее десятилетие ведущую роль приобрели ускорители с разделенными функциями.

В своем изложении мы отклонимся от исторической последовательности и вначале рассмотрим магнитную структуру с разделенными функциями как более простую для анализа.

5. Структура с разделенными функциями

Типичная схема периода магнитной структуры с разделенными функциями показана на рис.4а. Здесь M - дипольные магниты, Φ и D - фокусирующие и дефокусирующие квадрупольные линзы. На рис.4б схематически показана зависимость параметров G/HR и R^{-2} от продольной координаты S .

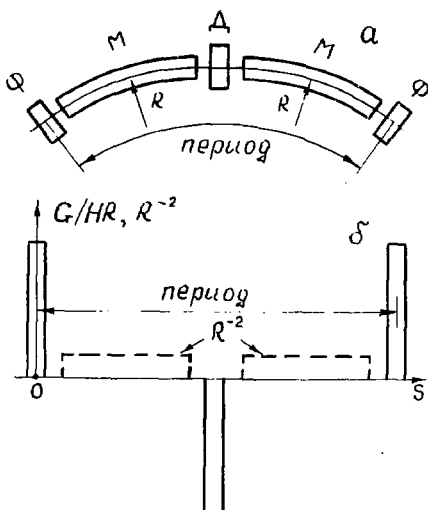


Рис.4. Магнитная структура с сильной фокусировкой и разделенными функциями: а) схема периода; б) зависимость параметров структуры от координаты.

Максимальная энергия ускорителя пропорциональна суммарной длине дипольных магнитов. Поэтому по необходимости квадрупольные линзы могут занимать лишь малую часть периода. Это позволяет применить так называемое приближение тонких линз, согласно которому в пределах квадрупольной линзы меняется лишь угол y' между направлением движения частицы и идеальной орбитой, а координата y остается неизменной. В этом приближении матрицы перехода линз имеют вид

$$\hat{T}_F = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -f & 1 \end{vmatrix}, \quad \hat{T}_A = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ f & 1 \end{vmatrix}, \quad (28)$$

где $f = |GL_G/HR|$, L_G - длина линзы. Нетрудно также убедиться, что матрица перехода свободного промежутка длины ℓ равна

$$\hat{T}_\ell = \begin{vmatrix} 1 & \ell \\ 0 & 1 \end{vmatrix}. \quad (29)$$

Наконец заметим, что величина R^{-2} обычно настолько мала, что ею можно пренебречь и рассматривать диполь как свободный промежуток.

Размещая начало периода на выходе из фокусирующей линзы, получим следующее выражение для матрицы периода:

$$\begin{aligned} \hat{M} &= \hat{T}_A \hat{T}_{L/2} \hat{T}_F \hat{T}_{L/2} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ f & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & L/2 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -f & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & L/2 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = \\ &= \begin{vmatrix} 1 + Lf/2 & L + L^2f/4 \\ -Lf^2/2 & 1 - Lf/2 - L^2f^2/4 \end{vmatrix} \end{aligned} \quad (30)$$

(для упрощения расчетов предполагаем, что силы Φ и D линз одинаковы).

Согласно (18), устойчивость движения по обоим направлениям обеспечивается, если

$$0 < |Lf| < 4. \quad (31)$$

Используя далее определения (14)-(15), нетрудно получить

$$\sin \frac{\mu}{2} = \left| \frac{Lf}{4} \right|, \quad \beta_m = \frac{L}{2 \sin \mu/2} \sqrt{\frac{1 + \sin \mu/2}{1 - \sin \mu/2}}. \quad (32)$$

Далее мы покажем, что найденное значение β - функции максимально. Эта величина минимизируется (при заданном L), если

$$|Lf/4| = \sin \frac{\mu}{2} \approx 0.618; \quad \mu \approx 76^\circ, \quad (33)$$

что можно также записать в виде

$$\left| \frac{GR}{H} \right|_{\text{opt}} \approx 2,47 \frac{R^2}{LL_G} \approx \frac{N^2 L}{16 L_G} \quad (34)$$

(мы воспользовались приближением $LN = 2\pi R_0 \approx 2\pi R$, где $2\pi R_0$ - длина идеальной орбиты). При этом условии бетатронная частота и максимальное значение β - функции приобретают вид

$$Q = \frac{MN}{2\pi} \approx \frac{N}{5}, \quad \beta_m \approx 1,67 L \approx \frac{10R_0}{N} \approx \frac{2R_0}{Q}. \quad (35)$$

Нетрудно понять, что для определения β - функции в произвольной точке периода $S < L/2$ необходимо найти матрицу

$$\hat{M}(S) = \hat{T}_S \hat{M}(0) \hat{T}_S^{-1} = \begin{vmatrix} 1 & S \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \times \hat{M}(0) \times \begin{vmatrix} 1 & -S \\ 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (36)$$

после чего $\beta(S)$ можно найти по формуле $m_{12}(S)/\sin \mu$. Оказывается, что $\beta(S)$ монотонно убывает и достигает минимума β_m в дефокусирующей линзе, причем

$$\beta_m = \frac{L}{2 \sin \mu/2} \sqrt{\frac{1 - \sin \mu/2}{1 + \sin \mu/2}}. \quad (37)$$

Из соображений симметрии следует, что за D -линзой $\beta(s)$ имеет симметричное поведение.

В качестве примера на рис.5 показана схема периода магнитной структуры УНК $\overline{F\overline{D}F}$ и ход функции $F = \sqrt{\beta W}$, где $W = I$ м.

Магнитную структуру такого типа часто обозначают символом ФОДО (Φ - фокусирующий участок, O - нейтральный, D - дефокусирующий). Используются и другие схемы, например, ФОФДОД. Различие между ними не принципиально, и мы не будем останавливаться на этом вопросе.

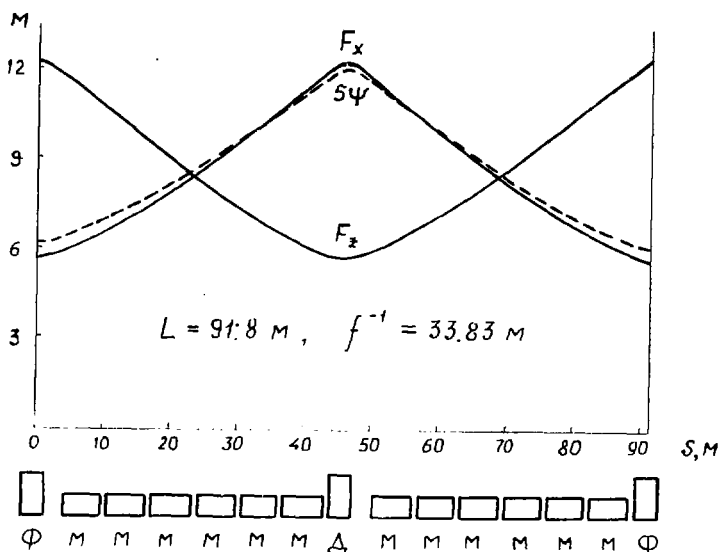


Рис.5. Схема нормального периода магнитной структуры УНЧ.

6. Структура с совмещенными функциями

Период типичной магнитной структуры с совмещенными функциями показан на рис.6а, а зависимость параметров G/HR и R^{-2} от S - на рис.6б. В этом случае решение уравнения бетатронных колебаний не содержит принципиальных трудностей, т.к. функция $g(s)$ кусочно-постоянна. Нам достаточно вычислить матрицы отдельных участков, в пределах которых $g = \text{const}$, и затем, перемножив их, найти матрицу периода. Однако соответствующие расчеты достаточно громоздки, и мы их опустим. Участки фокусировки/дефокусировки, вообще говоря, уже нельзя рассматривать как тонкие линзы. Неудивительно, что при этом возникают некоторые качественные отличия от п.5. Главное состоит в том, что устойчивость колебаний, в принципе, обеспечивается при сколь угодно больших значениях градиента, хотя имеются и запрещенные зоны. Однако минимизация β - функции почти однозначно приводит к условию

$$\left| \frac{GR}{H} \right|_{\text{opt}} \approx \frac{N^2}{8}, \quad (38)$$

что совпадает с формулой (34), если учесть, что в данном случае $L \approx 2L_G$. При этом наиболее существенные параметры бетатронных колебаний имеют вид

$$m \approx \pi/3, \quad Q \approx N/6, \quad \beta_m \approx \frac{10R_0}{N} \approx 1,7 \frac{R_0}{Q}, \quad (39)$$

что также хорошо совпадает с (35). Следовательно, если рассматривать параметры, близкие к оптимальным, фокусирующие свойства структур с совмещенными и разделенными функциями не имеют больших отличий.

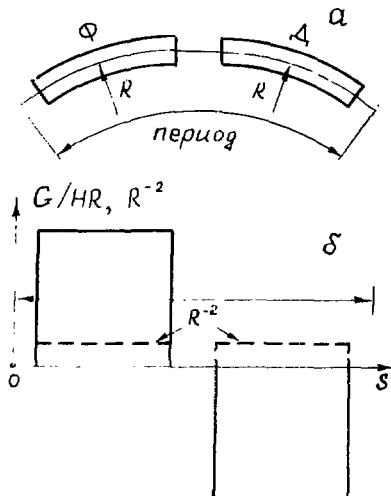


Рис.6. Магнитная структура с сильной фокусировкой и разделенными функциями: а) схема периода; б) зависимость параметров структуры от координаты.

7. Дисперсионная функция

Предыдущее рассмотрение справедливо для частиц с равновесным импульсом, удовлетворяющим условию (I). Ясно, что частица с неравновесным импульсом ни при каких начальных условиях не может постоянно находиться на идеальной замкнутой орбите. Она имеет собственную замкнутую орбиту, которая лежит в плоскости идеальной орбиты и отклоняется от нее на величину

$$\chi = \psi \frac{\Delta p}{p}, \quad (40)$$

где $\frac{\Delta p}{p} \ll 1$ - относительное отклонение импульса от равновесного, а ψ - так называемая дисперсионная функция. Она является периодическим решением уравнения

$$\psi'' + \left[\frac{1}{R^2} + \frac{G}{HR} \right] \psi = \frac{1}{R}. \quad (41)$$

Решение этого уравнения для рассмотренных выше структур может быть осуществлено путем "спливания" решений, найденных для участков с $g_x = \text{const}$. Поведение $\psi(s)$, в общем, подобно поведению функции

$\beta^{1/2}(s)$, а абсолютный уровень оценивается по формуле

$$\psi \approx R_0 / Q_x^2. \quad (42)$$

Для аксиально-симметричного ускорителя эта формула точная. На рис.5 пунктиром показана зависимость $\psi(s)$ в периоде структуры УНК.

Заметим, что практический интерес представляют также некоторые специальные структуры с аномальным поведением дисперсионной функции. К этому вопросу мы вернемся в п.9.

Неравновесные частицы совершают вокруг своих замкнутых орбит свободные бетатронные колебания, характеризующиеся набором параметров μ, α, β , которые почти не отличаются от своих равновесных значений.

8. Согласованные промежутки и структурные резонансы

На практике часто возникает необходимость введения в исходную магнитную структуру участков, предназначенных для специальных целей, например, вывода пучка или проведения экспериментов на встречных пучках. Эти участки могут иметь структуру, резко отличающуюся от нормальной. В итоге число периодов структуры уменьшится до величины $N_s < N$. Далее мы будем называть N_s числом суперпериодов, а N - числом нормальных периодов. Рассмотрим некоторые вопросы влияния суперпериодичности на устойчивость бетатронных колебаний.

Вся общая теория, развитая в п.п.2-3, сохраняет силу при естественной замене $N \rightarrow N_s$, $\mu \rightarrow \mu_s$, где μ_s - набег фазы бетатронных колебаний на суперпериоде. В частности, сохраняется связь матричного элемента матрицы суперпериода с β -функцией:

$$\beta(s) = m_{12}(s) / \sin \mu_s. \quad (43)$$

Отсюда ясно, что значения μ_s , кратные π , вообще говоря, запрещены, что можно также записать в виде требования

$$Q = \frac{M_s N_s}{2\pi} \neq k \frac{N_s}{2}, \quad (44)$$

где k - любое целое число. Это ограничение может быть очень сильным; в предельном случае $N_s = 1$ оно запрещает любые целые и полужелые значения бетатронных частот.

Этот вопрос требует разъяснения. Дело в том, что магниты ускорителя не могут быть изготовлены точно по расчету и всегда несколько отличаются друг от друга. Поэтому, строго говоря, в любом ускорителе $N_s \neq 1$, и должно выполняться условие $Q \neq k/2$. Его нарушение приводит к так называемому параметрическому резонансу бетатронных колебаний, который проявляется в виде безграничного роста их амплитуды. С этой точки зрения эффекты, возникающие при нарушении условия (44), также следует называть параметрическим резонансом. Такой ре-

зонанс - в отличие от обычного - называют структурным, т.к. он не связан с ошибками изготовления магнитов.

Главное различие обычных и структурных резонансов - в их силе. Опыт показывает, что влияние обычного параметрического резонанса становится несущественным при расстройке $\geq 0,1$ (здесь под расстройкой понимается разность $|Q - k/2|$). Структурные резонансы требуют, как правило, во много раз большей расстройки. Точный предел указать трудно ввиду разнообразия магнитных структур суперпериодов. Однако можно твердо сказать, что малые значения N_s допустимы только при принятии соответственных мер.

Докажем, что структурный параметрический резонанс не возникает, если матрица вставки может быть представлена в виде

$$\hat{T} = \begin{vmatrix} \cos \varphi + \alpha \sin \varphi & \beta \sin \varphi \\ -\frac{1}{\beta}(1 + \alpha^2) \sin \varphi & \cos \varphi - \alpha \sin \varphi \end{vmatrix}, \quad (45)$$

где фаза φ произвольна, а коэффициенты α и β такие же, как на краях нормальных периодов. Действительно, используя формулы (14)-(16), и свойство $\hat{S}^2 = -\hat{I}$, можно найти матрицу оборота:

$$\begin{aligned} \hat{M} &= (\hat{I} \cos N\mu + \hat{J} \sin N\mu)(\hat{I} \cos \varphi + \hat{J} \sin \varphi) = \\ &= \hat{I} \cos(N\mu + \varphi) + \hat{J} \sin(N\mu + \varphi) \end{aligned} \quad (46)$$

Отсюда следует, что набег фазы бетатронных колебаний за оборот равен $N\mu + \varphi$, β - функция в нормальной части структуры не меняется, а в пределах вставки ограничена. Такой промежуток называют согласованным.

Для дальнейшего необходимо коснуться влияния нелинейных добавок к магнитному полю, которые до сих пор никак не учитывались. Соответствующий анализ мы вынуждены опустить, ограничившись формулировкой некоторых выводов.

Разброс параметров магнитных блоков, понимаемый в самом широком смысле, приводит к сильным возмущениям бетатронных колебаний, вплоть до неограниченного роста их амплитуд, при выполнении любого из резонансных условий:

$$n_x Q_x + n_z Q_z = k, \quad (47)$$

где n_x, n_z, k - целые числа. Если же все однотипные магнитные блоки имеют одинаковую величину и конфигурацию магнитного поля, резонансы возникают только при условии

$$n_x Q_x + n_z Q_z = k N_s. \quad (48)$$

Такие резонансы называют структурными.

Для подавления всех структурных резонансов необходимо, чтобы матрица согласованного промежутка имела вид

$$\hat{T} = \hat{I}. \quad (49)$$

Координаты частицы на входе и выходе такого промежутка одинаковы, т.е. он никак не влияет на движение частиц в нормальной части структуры.

На таком принципе построена магнитная структура УНК, на примере которой мы рассмотрим назначение и конструкции согласованных промежутков различного типа.

9. Магнитная структура УНК

Основу УНК составляет двухступенчатый протонный синхротрон. Первая ступень - это ускоритель обычного типа на энергию 600 ГэВ. Вторая ступень представляет собой сверхпроводящий ускоритель-накопитель на энергию 3000 ГэВ. Обе ступени находятся в общем тоннеле длиной 20770 м. В дальнейшем в том же тоннеле предполагается разместить накопитель на энергию 3000 ГэВ (3 ступень) и получить встречные пучки с энергией 6000 ГэВ в системе центра масс.

Общий план УНК представлен на рис.7. Основу магнитной структуры составляют 160 нормальных периодов, разделенных на 8 одинаковых частей $cd, gh, \dots, n, o,$, между которыми находятся специальные участки.

Прямолинейные промежутки СПП 1,4 длиной по 800 м предназначены для размещения технологических систем: устройств ввода, вывода, ускоряющих станций и т.д. Промежутки СПП 2,3,5,6 длиной по 490 м предназначены для проведения экспериментов на встречных пучках. Здесь орбиты 2^й и 3^й ступеней меняются местами, пересекаясь в центрах промежутков. К каждому СПП справа и слева примыкают участки $bc, de, \dots, o, p,$ длиной по 164 м, предназначенные для подавления дисперсии орбит в прямолинейных промежутках. Это сделано, в первую очередь, для повышения светимости встречных пучков, а также для облегчения режима работы систем медленного вывода. Участки h_j и h_{j_1} введены для выравнивания длин орбит 1-2 и 3 ступеней.

Схема нормального периода показана на рис.5. Это симметричная ячейка типа ФОДО с разделенными функциями и набегам фаз бетатронных колебаний около $82,5^\circ$. Участки выравнивания длин орбит состоят из 4 одинаковых периодов типа ФОДО длиной по 69,6 м с набегам фаз бетатронных колебаний по 90° на период. Из соотношения (16) следует, что 4 таких периода имеют единичную матрицу. В СПП 2,3,5,6 на первом этапе будут установлены оптические системы, состоящие из 5 симметричных ячеек ФОДО (без диполей) длиной по 97,7 м с набегам фаз бетатронных колебаний по 72° . В дальнейшем эти системы будут заменяться в соответствии с требованиями эксперимента на встречных пучках. Ход β -функций на этих участках подобен показанному на рис.5.

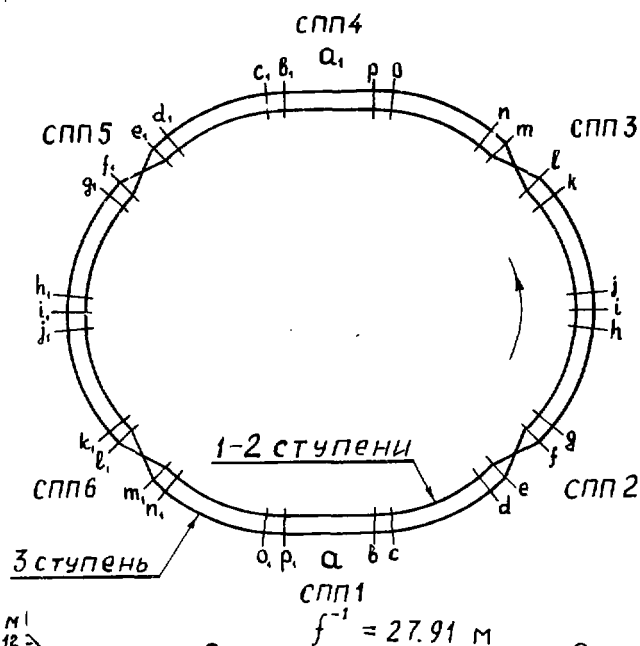


Рис. 7.
Общая
схема
магнитной
структуры
УНК.

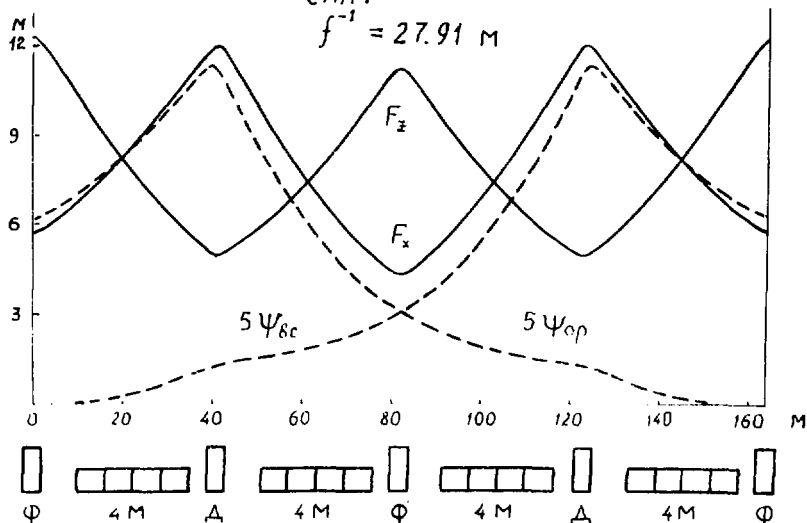


Рис. 8. Схема участков подавления/восстановления дисперсии магнитной структуры УНК.

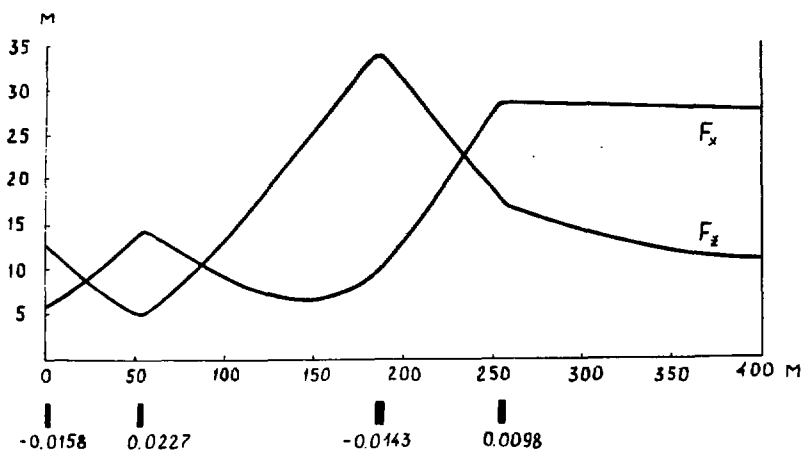


Рис.9. Схема технологического промежутка магнитной структуры УНК.

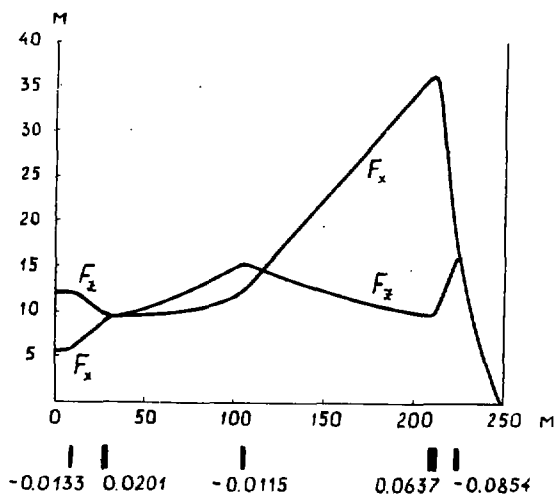


Рис.10. Схема участка для встречных пучков с малой амплитудной функцией.

Каждый участок подавления дисперсии строится на основе двух ячеек типа ФОДО длиной по 82 м с набегам фаз по 90° . Учитывая, что такие участки размещены попарно и разделены "невидимыми" промежутками СПП, можно заключить, что вносимый ими набег фаз также равен 2π . Схемы участков показаны на рис.8. Диполи расположены так, что участок, предшествующий СПП, подавляет дисперсионную функцию, а такой же участок, следующий за СПП, восстанавливает ее.

На рис.9 показана схема участков СПП I,4. Около каждой линзы обозначена ее оптическая сила f в м^{-1} . Знаки f относятся к горизонтальным бетатронным колебаниям; для вертикальных колебаний знаки обратные. Участок симметричен относительно центра, поэтому показана только его первая половина. В середине имеется свободный промежуток длиной около 280 м с увеличенной амплитудной функцией горизонтальных колебаний. Необходимость такого участка диктуется требованиями системы медленного вывода пучка. Этот участок имеет единичную матрицу перехода по обоим направлениям.

На рис.10 показана схема половины одного из участков для встречных пучков. В центре этого участка $\beta_x = \beta_z = 2$ м. Такое резкое уменьшение β - функций необходимо для повышения светимости. Этот участок также имеет единичную матрицу перехода.

Для неравновесных частиц специальные участки не являются идеально согласованными, вследствие чего у них будет возникать параметрический резонанс бетатронных колебаний. Однако его сила пропорциональна малому параметру $\frac{\Delta p}{p}$. Расчеты показали, что в коррекции нуждаются только резонансы, связанные с промежутком для встречных пучков, для чего в схему промежутка введены соответствующие корректирующие приспособления.

Литература

1. Курант Е.Д., Снайдер Г.С. ПСФ, 1958, №4, с.91.
2. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.
3. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. М., Атомиздат, 1970.
4. Штеффен К. Оптика пучков высоких энергий. М., МИР, 1969.
5. Коломенский А.А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц. Изд. Московского университета, 1980.
6. Понtryгин Л.С. Обыкновенные дифференциальные уравнения. М., Наука, 1965.
7. Балбеков В.И. и др. - Труды 8 Всесоюзного совещания по ускорителям. 1983, Дубна, том I, с.187.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ УСКОРИТЕЛЬНОГО РЕЖИМА

П. Т. Пашков

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Фазовое уравнение

Рассмотрим основные особенности продольного движения частиц в циклических ускорителях на примере протонного синхротрона, в котором продольное электрическое поле обычно создаётся с помощью резонаторов, расположенных вдоль орбиты ускорителя и соответствующим образом сфазированных. Данное поле может быть разложено на волны, бегущие вдоль азимута ускорителя. Систематический вклад в энергию частиц даётся так называемой резонансной волной, фазовая скорость которой примерно равна скорости частиц в ускорителе. Нерезонансные волны в среднем не оказывают влияния на движение частиц и при дальнейшем анализе учитываться не будут. Способ выделения резонансной бегущей волны продольного электрического поля позволяет использовать единый подход при описании продольного движения частиц в ускорителях независимо от конкретной конструкции ускоряющей системы.

Запишем резонансную волну продольного электрического поля в виде

$$E = E_0 \cos \varphi, \quad (1)$$

где E_0 - амплитуда волны, φ - фаза частицы по отношению к внешнему ускоряющему полю

$$\varphi = \int \omega_0 dt - q\psi. \quad (2)$$

В формуле (2) через ψ обозначен азимут ускорителя; целое число $q > 1$ называют кратностью ускорения - оно даётся отношением частоты внешнего ускоряющего поля (радиочастоты) к частоте обращения пучка. Вместо амплитуды волны E_0 более привычно пользоваться амплитудой ускоряющего напряжения V , связь между которыми легко найти, если рассмотреть максимальное значение прироста энергии частицы за оборот

$$eV = e\mathcal{E}_0 \cdot 2\pi R, \quad (3)$$

где R – средний радиус ускорителя.

Большую роль в теории продольного движения играет понятие синхронной или равновесной частицы, находящейся в процессе ускорения в синхронизме с резонансной волной продольного электрического поля. Импульс синхронной частицы P_s и магнитное поле ускорителя связаны известной формулой (см., например, [1])

$$P_s = \frac{e}{c} \langle H \rangle R, \quad (4)$$

где e – заряд частицы, c – скорость света, $\langle H \rangle$ – средняя величина магнитного поля на орбите. С другой стороны, согласно формулам (1) и (3), скорость изменения синхронного импульса зависит от амплитуды ускоряющего напряжения V и синхронной фазы φ_s ,

$$\dot{P}_s = e\mathcal{E}(\varphi_s) = \frac{eV}{2\pi R} \cos \varphi_s, \quad (5)$$

и, следовательно, для синхронной фазы получается формула

$$\cos \varphi_s = \frac{2\pi R^2 \langle H \rangle}{cV}. \quad (6)$$

Формула (6), в частности, показывает, что $\dot{H}$ и V не могут задаваться произвольным образом, так как необходимо выполнить условие: $\cos \varphi_s \leq 1$.

Рассмотрим произвольную частицу с импульсом $P = P_s + \Delta P$, движущуюся по орбите со средним радиусом $R + \Delta R$. Скорость изменения её импульса даётся формулой, аналогичной (5),

$$\dot{P} = \frac{eV}{2\pi(R + \Delta R)} \cos \varphi. \quad (7)$$

Составляя разность

$$(R + \Delta R) \dot{P} - R \dot{P}_s = \frac{eV}{2\pi} (\cos \varphi - \cos \varphi_s) \quad (8)$$

и преобразуя левую часть этого равенства (в линейном приближении по малым отклонениям $|\Delta R| \ll R$ и $|\Delta P| \ll P_s$) к виду

$$(R + \Delta R) \dot{P} - R \dot{P}_s \approx R \dot{\Delta P} + P_s \frac{dR}{dP} \Big|_{P=P_s} \Delta P, \quad (9)$$

получим

$$\frac{d}{dt}(R \Delta P) = \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta E}{\omega_s} \right) = \frac{eV}{2\pi} (\cos \varphi - \cos \varphi_s), \quad (10)$$

где ΔE — отклонение энергии частицы от равновесного значения, ω_s — частота обращения синхронной частицы. Формула (10) представляет собой первое из уравнений, описывающих продольное движение частиц в ускорителях. Второе уравнение можно получить, взяв производную по времени от соотношения (2),

$$\dot{\varphi} = \omega_0 - q\omega. \quad (11)$$

Учитывая, что по определению синхронной частицы, $\omega_0 = q\omega_s$, а также раскладывая ω в ряд вблизи значения ω_s , имеем

$$\dot{\varphi} = \frac{q\eta_a\omega_s}{\beta_s R}. \quad (12)$$

Параметр η_a дѣлѣт дисперсию частот обращения при малых отклонениях частоты от синхронного значения,

$$\eta_a = - \left. \frac{\beta_s}{\omega_s} \frac{d\omega}{d\beta} \right|_{\beta=\beta_s} = \alpha - \frac{1}{\gamma^2}, \quad (13)$$

где α — коэффициент расширения орбит, γ — релятивистский фактор. Сбавив уравнение (13) и (12) в одно дифференциальное уравнение второго порядка, получим классический вид фазового уравнения (см., например, [1]),

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{R\beta_s}{q\eta_a\omega_s} \frac{d\varphi}{dt} \right) = \frac{eV}{2\pi} (\cos\varphi - \cos\varphi_s). \quad (14)$$

Из уравнений (10) и (12) непосредственно видно, что имеются две особые точки с координатами $(0; \pm\varphi_s)$, в которых частицы неподвижны на плоскости переменных $(\Delta E/\omega_s, \varphi)$, и, следовательно, в реальном пространстве данные частицы находятся в синхронизме с ускоряющей волной продольного электрического поля. Покажем, что одна из этих точек является устойчивой, а другая — неустойчивой (особой точкой типа "седло").

Рассмотрим фазовое движение частиц вблизи синхронной фазы ($\varphi = \varphi_s + \eta$, $|\eta| \ll 1$) и вынесем коэффициент перед $\dot{\varphi}$ в (14) из-под знака производной (на большей части ускорительного цикла он изменяется достаточно медленно). В таком случае (14) переходит в уравнение

$$\ddot{\eta} + \frac{qeV\eta_a\omega_s \sin\varphi_s}{2\pi R\beta_s} \eta = 0, \quad (15)$$

которое описывает незатухающий колебательный процесс, если $\eta_a \sin\varphi_s > 0$, с частотой малых синхротронных колебаний Ω_0 ,

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{2eV\omega_s \eta_a \sin \varphi_s}{2\pi R \rho_s}}. \quad (16)$$

Следовательно, знак синхронной фазы должен совпадать со знаком η_a . Так, например, ниже критической энергии ($\gamma < \gamma_{кр} = \alpha^{-1/2}$; $\gamma_{кр}$ - критическая энергия ускорителя в единицах энергии покоя протона) $\sin \varphi_s < 0$, а за критической энергией знак синхронной фазы меняется на обратный ($\sin \varphi_s > 0$).

Вблизи второй особой точки фазовое движение описывается тем же уравнением (15), если в нём изменить знак плюс на минус. Тогда при $\eta_a \sin \varphi_s > 0$ решениями уравнения (15) являются гиперболические функции, и равновесие частицы в точке $(0, -\varphi_s)$ оказывается неустойчивым.

Фазовая плоскость

Продольное движение частиц удобно анализировать с помощью фазовой плоскости, по осям координат которой будем откладывать переменные Δp , φ , являющиеся канонически сопряжёнными в рассматриваемом случае ускорения частиц на постоянном радиусе. Вводя гамильтониан

$$\mathcal{H} = \frac{q\eta_a\omega_s}{2\rho_s} \Delta p^2 - \frac{eV}{2\pi R} (\sin \varphi - \varphi \cos \varphi_s), \quad (17)$$

запишем уравнения движения (10) и (11) в виде уравнений Гамильтона:

$$\dot{\Delta p} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \varphi}; \quad \dot{\varphi} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \Delta p}. \quad (18)$$

Следовательно, для анализа продольного движения частиц применим формализм аналитической механики. Каждой частице соответствует изображающая точка на фазовой плоскости, а линии $\mathcal{H} = \text{const}$ дают фазовые траектории частиц для не зависящего или слабо зависящего от времени гамильтониана, представляющего собой один из интегралов движения.

На рис. 1 схематически показаны фазовые траектории для одного из периодов ускоряющего поля и энергии частиц выше критического значения ($\gamma > \gamma_{кр}$, $\eta_a > 0$). Видно, что траектории частиц делятся на замкнутые (устойчивые) и разомкнутые (неустойчивые) линией, проходящей через точку $\Delta p = 0, \varphi = -\varphi_s$. Данная кривая называется сепаратрисой, а область фазовой плоскости, ограниченная ею, областью устойчивости. Стрелки показывают направления движения частиц - они обгоняют резонансную волну при $\Delta p < 0$, а при $\Delta p > 0$ - отстают от неё. Все частицы, попавшие в область устойчивости, ускоряются в среднем, совершая

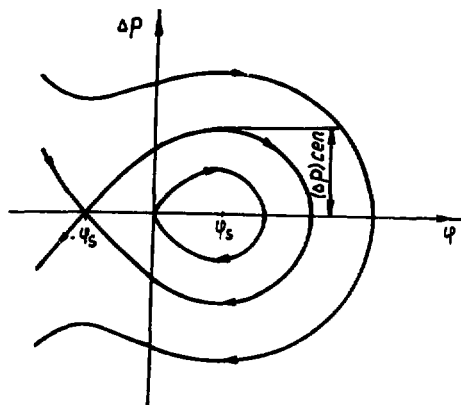


Рис. 1. Фазовые траектории частиц.

устойчивые колебания относительно синхронной частицы. В ускорителе одновременно существует q таких областей устойчивости, равномерно распределённых вдоль орбиты ускорителя и вращающихся с частотой ω_s . Такое ускорение частиц в среднем было названо принципом автофазировки. Он открыт В.И. Векслером в 1945 году.

Уравнение сепаратрисы даётся формулой, получающейся из (17) при $\mathcal{H} = (eV/2\pi R) \cdot (\sin\varphi_s - \varphi_s \cos\varphi_s)$,

$$\Delta p = \pm \frac{\Omega_0 p_s}{q \eta_a \omega_s} \sqrt{\frac{2}{\sin\varphi_s} [\sin\varphi + \sin\varphi_s - (\varphi + \varphi_s) \cos\varphi_s]}, \quad (19)$$

и, следовательно, максимальное отклонение импульса частицы, движущейся по сепаратрисе, от синхронного значения, равно

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{cen}} = 2 \frac{\Omega_0}{q |\eta_a| \omega_s} \sqrt{1 - \varphi_s \cotg \varphi_s}. \quad (20)$$

Отсюда видно, что наибольшие размеры области устойчивых фазовых колебаний достигаются при $\cos\varphi_s = 0$, что соответствует режиму циркуляции сгруппированного пучка. При максимальной скорости ускорения синхронной частицы ($\cos\varphi_s = 1$) сепаратриса стягивается в точку ($\varphi_s \cotg \varphi_s \rightarrow 1$), и режим автофазировки становится невозможным.

Важной характеристикой сгустков частиц является их продольный фазовый объём $S = \oint \frac{\Delta p}{m_0 c} d\varphi$, где m_0 — масса покоя частицы, c — скорость света, а интеграл берётся вдоль граничной фазовой траектории сгустка. Вычислим наибольшее значение фазового объёма S_0 , охватываемого сепаратрисой, уравнение которой даётся формулой (19). В результате получим

$$S_0 = 16 F(\cos \varphi_s) \sqrt{\frac{\gamma e V}{2 \pi q |\eta_a| m_0 c^2}}, \quad (21)$$

где множитель F изменяется в зависимости от значения $\cos \varphi_s$ в пределах от нуля до единицы. Он определен соотношением

$$F = \frac{1}{8\sqrt{2}} \oint \sqrt{\sin \varphi + \sin \varphi_s - (\varphi + \varphi_s) \cos \varphi_s} d\varphi \quad (22)$$

и представлен в виде графика на рис. 2; интегрирование в (22) ведётся вдоль сепаратрисы.

Продольный фазовый объём сгустков в случае малых фазовых колебаний даётся площадью эллипса

$$S = \pi \frac{\Delta p_m}{m_0 c} \cdot \eta_m. \quad (23)$$

Воспользовавшись связью между максимумом разброса частиц по импульсам Δp_m и фазовым полуразмером сгустков η_m , получающейся из формулы (17),

$$\Delta p_m = \frac{\Omega_0 p_s}{q |\eta_a| \omega_s} \cdot \eta_m, \quad (24)$$

имеем вместо (23)

$$S = \frac{\pi \Omega_0 p_s \eta_m^2}{m_0 c q |\eta_a| \omega_s}. \quad (25)$$

В силу теоремы Лиувилля фазовый объём, занятый частицами, ведёт себя подобно несжимаемой жидкости, то есть сохраняется в процессе ускорения частиц. Строго говоря, речь идёт о сохранении шестимерного фазового объёма, однако в большинстве случаев продольное движение может рассматриваться независимо от поперечного движения частиц. При адиабатическом изменении параметров фазового уравнения (медленно по сравнению с периодом фазовых колебаний) фазовый объём S является инвариантом, и $\eta_m \sim (|\eta_a|/\gamma)^{1/4}$ в соответствии с формулой (25). В частности, $\eta_a \approx \alpha$ при $\gamma \gg \gamma_{cr}$ и, следовательно, длина сгустков вдали от критической энергии затухает при ускорении частиц как корень четвёртой степени из их энергии.

Фазовое движение частиц вблизи критической энергии

Вблизи критической энергии ($\eta_a \rightarrow 0$) частота фазовых колебаний стремится к нулю, и параметры фазового уравнения изменяются неадиабатически. Продольный фазовый объём сгустков S перестаёт быть адиабатическим.

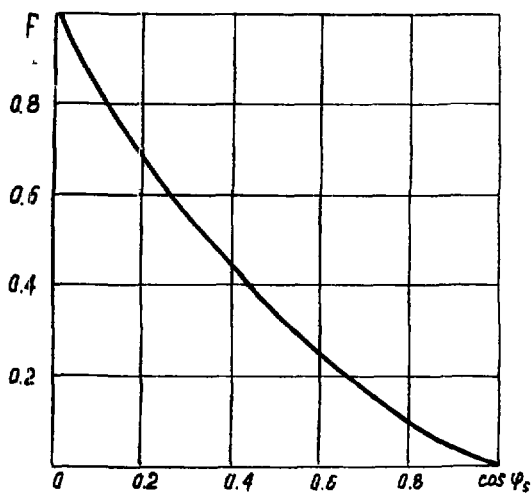


Рис. 2. К вычислению фазовой площади, ограниченной сепаратрисой.

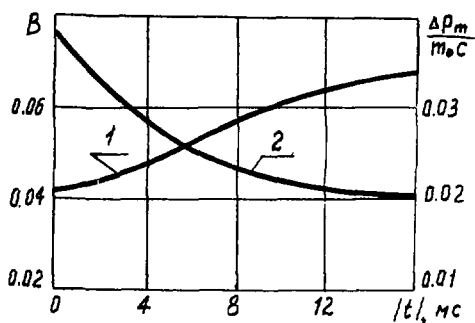


Рис. 3. Зависимость от времени фактора группировки B (кривая 1) и разброса частиц по импульсам $\Delta\rho_m$ (2) вблизи критической энергии в ускорителе ИФЭУ.

тическим инвариантом на этом участке ускорительного цикла, однако теорема Лиувилля остается применимой к сгусткам частиц на фазовой плоскости, так как фазовое уравнение можно по-прежнему представить парой канонических уравнений (18). Разлагая η_α в ряд вблизи критической энергии,

$$\eta_\alpha \approx \frac{2\dot{\gamma}t}{\gamma_{кр}^3}, \quad (26)$$

где время t отсчитывается от момента прохождения пучком критической энергии, а также считая фазовые колебания частиц малыми, запишем уравнения (18) в виде

$$\begin{aligned} \dot{\Delta p} &= -\frac{eV \sin \varphi_s}{2\pi R} \eta; \\ \dot{\eta} &= \frac{2q\dot{\gamma}t}{m_0\gamma_{кр}^4 R} \Delta p. \end{aligned} \quad (27)$$

В момент $t = 0$ знак коэффициента перед Δp во втором уравнении меняется на обратный. Для обеспечения устойчивости фазовых колебаний в этот момент времени производится переброс фазы ускоряющего напряжения на величину $2|\varphi_s|$, и знак $\sin \varphi_s$ также изменяется на обратный. На рис. 3 приведены результаты численного расчёта с помощью уравнений (27) фактора группировки частиц по фазе $B = \eta_m / \pi$ и максимума разброса частиц по импульсам $\Delta p_m / m_0 c$ для параметров ускорителя ИФВВ: $V \sin \varphi_s = 320$ кВ; $\dot{\gamma} = 30 \text{ с}^{-1}$; $\gamma_{кр} = 9,4$; $R = 236$ м. В качестве начальных условий в момент $t = -30$ мс брался эллипс, ограничивающий фазовую площадь $S = 14$ мрад, который фиксировался изображающими точками на фазовой плоскости. Результаты расчёта симметричны относительно момента времени $t = 0$, поэтому по оси абсцисс отложена абсолютная величина t . Из рис. 3 видно, что при подходе пучка к критической энергии наряду с уменьшением фазового размера сгустков происходит довольно резкое увеличение разброса по импульсам в пучке. Из симметрии решений относительно $t = 0$, являющейся следствием симметрии самих уравнений, следует, что рассогласование сгустков при быстром изменении η_α возникает лишь в непосредственной близости от критической энергии. В самом деле, если при $\gamma < \gamma_{кр}$ сгустки частиц согласованы с фазовыми траекториями вплоть до момента времени $t = t_1$, то за критической энергией они окажутся, в силу симметрии решений, согласованными при $t > |t_1|$.

Преобразуем теперь систему (27) в дифференциальное уравнение второго порядка, предварительно заменив независимую переменную t с помощью соотношения $\tau = t/t_0$, где параметр t_0 , характеризующий длительность неадиабатического участка цикла ускорения вблизи $\gamma = \gamma_{кр}$,

даётся формулой

$$t_0 = \sqrt[3]{\frac{\pi m_0 \gamma_{cr}^2 R^2}{q e V |\sin \varphi_s| \dot{\gamma}}} \quad (28)$$

В результате, вместо (27) получается уравнение

$$\frac{d}{d\tau} \frac{1}{\tau} \frac{d\eta}{d\tau} = \pm \eta, \quad (29)$$

где знаки плюс и минус относятся соответственно к районам ниже и выше критической энергии. Уравнение (29) не содержит конкретных параметров ускорителя, поэтому фазовое движение частиц вблизи критической энергии происходит одинаково во всех протонных синхротронах, различен только масштаб времени t_0 . Сделав далее ещё одну замену: $\eta = \tau \gamma$, $\tau = \frac{2}{3} |\tau|^{3/2}$, перейдём от (29) к уравнению Бесселя порядка $2/3$ для функции $\gamma(\tau)$. Следовательно, общее решение для фазы η можно записать в виде

$$\eta = \tau [C_1 J_{2/3}(\tau) + C_2 J_{-2/3}(\tau)], \quad (30)$$

где C_1 и C_2 — произвольные постоянные, определяемые из начальных условий. С помощью (30) и второго из уравнений (27), а также рекуррентных соотношений для функции Бесселя, получим решение для Δp ,

$$\Delta p = \frac{e V |\sin \varphi_s| t_0 \sqrt{|\tau|}}{2\pi R} [C_1 J_{-1/3}(\tau) - C_2 J_{1/3}(\tau)]. \quad (31)$$

Рассчитаем в заключение максимум разброса частиц по импульсам при $\delta = \delta_{cr}$. Воспользовавшись асимптотикой функций Бесселя при $\tau \rightarrow 0$, имеем из (31)

$$\Delta p(0) = C_1 \frac{e V |\sin \varphi_s| t_0}{2\pi R} \frac{3^{1/3}}{\Gamma(2/3)}. \quad (32)$$

Выражая значение Δp_m в адиабатическом районе с помощью формул (24) и (2) через фазовый объём сгустков S ,

$$\Delta p_m = \sqrt{\frac{m \cdot c p_s \Omega_0 S}{\pi q \eta_a \omega_s}}, \quad (33)$$

и приравнявая соотношения (31) и (33) в некоторый "момент" $\tau = \tau_1$, когда сгустки согласованы со своими фазовыми траекториями, получим с учётом разложения (32) и асимптотики функции Бесселя при больших значениях аргумента

$$c_1 \approx \sqrt{\frac{S}{\pi} \frac{2\hbar q c}{\gamma_{tr}^4 R}}. \quad (34)$$

И, наконец, подставляя (34) в (32), имеем окончательно

$$\frac{\Delta p_m(0)}{m_0 c} \approx \frac{3^{1/3}}{\alpha t_0 \Gamma(\frac{2}{3})} \sqrt{\frac{SR}{2\pi q c \hbar}}. \quad (35)$$

С разбросом частиц по импульсам, как известно, связана часть радиальной апертуры вакуумной камеры, необходимая для продольного движения частиц. Поэтому величина $\Delta p_m(0)$ не должна выходить за допустимые пределы. Реальный импульсный разброс обычно принимает значение, даваемое формулой (35). Это связано с не рассмотренными здесь различного рода возмущениями основных параметров ускорителя, а также с эффектами продольного объёмного заряда пучка. Последние начинают проявляться при сравнительно невысокой интенсивности пучка ($\sim 10^{11} \div 10^{12}$ протонов в импульсе). Для борьбы с ними используются различные способы, такие, например, как скачкообразное изменение значения критической энергии, при котором существенно увеличивается скорость прохождения пучком критической энергии, а максимум разброса частиц по импульсам в пучке может быть, в идеале, уменьшен до значения, даваемого формулой (35).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Соломоновский, А.Н.Лебедев. "Теория циклических ускорителей". М., Изматгиз, 1962.
2. Дж.Ливингуд. Принципы работы циклических ускорителей. М., Изд-во иностр. литературы, 1963.
3. Г.Брук. Циклические ускорители заряженных частиц. М., Атомиздат, 1960.
4. А.Н.Лебедев, А.В.Шальнов. Основы физики и техники ускорителей. т. I, М., Энергоиздат, 1981.

МЕТОД МОМЕНТОВ В ТЕОРИИ УСКОРИТЕЛЕЙ

Э.А.Перельштейн

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

Введение. В теории ускорителей и оптике пучков наиболее полно исследовано движение частиц в заданных внешних полях, когда собственными электромагнитными полями ускоряемых частиц можно пренебречь (см. например, монографии /1-5/). В общем случае движение заряженных частиц в ускорителях описывается системой самосогласованных уравнений Власова. Решение такой системы сопряжено с большими вычислительными трудностями, поэтому на практике используется небольшое число точно решаемых моделей пучков /1,2,5/ или привлекаются различные численные методы решения уравнений на ЭВМ /6,7/.

Учитывая современные тенденции к повышению интенсивности ускоряемых пучков, развитие техники сильноточных и коллективных ускорителей, необходимо разрабатывать методы анализа динамики пучков с большим собственным пространственным зарядом. Одним из новых подходов к проблеме является метод моментов. Главная задача метода моментов - дать сокращённое (по сравнению с уравнениями Власова) описание динамики пучков, позволяющее проследить основные физические закономерности и проводить с достаточной общностью расчёты ускорительных структур и каналов транспортировки пучков.

Система самосогласованных уравнений Власова. Движение частиц в фазовом пространстве координат $\vec{X}$ и импульсов $\vec{p}$ определяется функцией распределения $f(\vec{X}, \vec{p}, t)$, удовлетворяющей кинетическому уравнению /8/

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{X}} + e \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \vec{B}] \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = Stf, \quad (I)$$

где e - заряд частиц, $\vec{v}$ - их скорость, Stf - интеграл столкновений.

Напряжённость электрического поля $\vec{E}$ и индукция магнитного поля $\vec{B}$ находятся из уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad \operatorname{div} \vec{E} = 4\pi \rho$$

с соответствующими начальными и граничными условиями. Источники поля (плотность заряда ρ и тока $\vec{j}$) делится на внешние и связанные с частицами пучка, для которых

$$\rho = e \int f d^3\vec{p}, \quad \vec{j} = e \int \vec{v} f d^3\vec{p}. \quad (3)$$

В большинстве практически важных случаев время парных столкновений частиц между собой или с другими частицами, например, с молекулами остаточного газа в камере ускорителя, $\tau_{cm} = \frac{1}{n\sigma v_{cm}}$ (σ и v_{cm} — сечение рассеяния и характерная относительная скорость падающих и рассеивающих частиц, плотность которых равна n) превосходит время существования пучка. Тогда интегралом столкновений в (I) можно пренебречь, и полученное так называемое уравнение Лиувилля есть уравнение непрерывности в фазовом пространстве для гамильтоновых систем ($\frac{\partial}{\partial \vec{x}} (\frac{d\vec{x}}{dt}) + \frac{\partial}{\partial \vec{p}} (\frac{d\vec{p}}{dt}) = 0$). Для негамильтоновых систем используется уравнение непрерывности в виде /9/

$$\frac{df}{dt} + \frac{\partial}{\partial \vec{x}} \left(f \frac{d\vec{x}}{dt} \right) + \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \left(f \frac{d\vec{p}}{dt} \right) = 0. \quad (I')$$

Бесстолкновительное уравнение (I) пригодно и для релятивистского движения частиц. Кулоновские столкновения в релятивистском случае учитываются в кинетическом уравнении для релятивистской плазмы /6,8/. Модель Владимирского-Капчинского. В задачах ускорения и транспортировки сильнооточных прямолинейных пучков и динамики кольцевых пучков заряженных частиц широко используется уравнение для огибающей пучка, полученное в модели Владимирского-Капчинского /1,2,5,10/.

Модель — двумерная и построена для моноэнергетических пучков. При транспортировке чаще всего решается стационарная задача ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) для непрерывного пучка со скоростью всех частиц в направлении распространения пучка $\vec{z}$, равной $\vec{V}_0$. В плоскости $(\vec{x}_1, \vec{x}_2)$, перпендикулярной $\vec{V}_0$, пучок имеет эллиптическое сечение с полуосями $a_1(\vec{z})$, $a_2(\vec{z})$. При ускорении частиц в модели пренебрегают разбием пучка на сгустки и следят за сечением с координатой $\vec{z} = \int_0^t \vec{V}_0(t)/dt + \vec{z}_0$, скорости всех частиц в сечении равны.* Для коль-

* Об эффектах, обусловленных образованием сгустков см. /1,2,11/.

цевых пучков с азимутальной симметрией имеет смысл ставить задачу об изменении полуосей сечения кольца a_1 , a_2 со временем.

Поперечное движение частиц предполагается нерелятивистским и развязанным (постоянное магнитное поле вдоль пучка в модель не включено). Изменением массы частицы в уравнениях движения при ускорении ионов в линейных ускорителях можно пренебречь.

Решением бесстолкновительного уравнения (I) является произвольная функция от интегралов движения частицы. Один общий интеграл известен для движения частиц в линейных по отклонениям X_1 , X_2 полях при произвольной зависимости их от времени (продольной координаты z). Выпишем уравнения движения в этом случае: *)

$$\frac{dx_i}{d\tau} = v_i, \quad \frac{dv_i}{d\tau} = -\Omega_i^2(\tau)x_i, \quad i=1,2, \quad (4)$$

или, вводя матрицы

$$Y_i = \begin{pmatrix} x_i \\ v_i \end{pmatrix}, \quad P_i = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\Omega_i^2(\tau) & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

в матричном виде

$$\frac{dY_i}{d\tau} = P_i Y_i \quad (6)$$

с начальными условиями

$$Y_i|_{\tau=0} = \begin{pmatrix} x_{i0} \\ v_{i0} \end{pmatrix} = Y_{i0}. \quad (7)$$

Приведём важные для приложений примеры, когда уравнения движения частиц в заданных внешних полях имеют вид (4). Каналы с квадрупольной фокусировкой характеризуются приведенными уравнениями с

$$\Omega_{1xb}^2 = -\Omega_{2xb}^2 = \frac{eG(\tau)}{m\gamma v_0 c}, \quad (8)$$

где $m\gamma$ - релятивистская масса частиц, G - градиент магнитного поля в квадрупольях. В линейном ускорителе с аксиально-симметричным ускоряющим полем типа ТМ-волны и квадрупольной фокусировкой /2/

$$\Omega_i^2 = \Omega_{ixb}^2 + \frac{e}{2m v_0^2 \gamma} \left(\frac{\partial E_z}{\partial z} + \frac{v_0}{c^2} \frac{\partial E_z}{\partial t} \right). \quad (9)$$

Для кольцевого пучка в слабофокусирующем магнитном поле /3/:

$$\Omega_r^2 = \omega_o^2(1-n), \quad \Omega_z^2 = \omega_o^2 n, \quad (10)$$

где ω_o - частота обращения частиц, n - показатель магнитного поля.

*) Переменная τ в зависимости от задачи совпадает со временем t или связана с координатой сечения пучка z .

Решение задачи Коши (6-7) - линейная функция начальных условий:

$$Y_i(\tau) = R(\tau) Y_{i0}, \quad (II)$$

где матрица $R(\tau)$ удовлетворяет уравнению вида (6) с начальным условием $R(0) = I$, где I - единичная матрица.

Используем произвольную симметричную, квадратную матрицу A_0 . ($A_0 = \tilde{A}_0$, $\tilde{A}_0$ - транспонированная матрица A_0) размерности 2×2 и построим квадратичную форму /I2-I3/

$$F(Y_0) = Y_0 A_0 Y_0. \quad (I2)$$

Подставим матрицы начальных значений, найденные из (II) в (I2), тогда получим интеграл движения системы уравнений (4) в виде

$$F(Y) = \tilde{Y} A(\tau) Y = F(Y_0) = const, \quad (I3)$$

где

$$A(\tau) = \tilde{R}^{-1} A_0 R^{-1} \quad (I4)$$

а R^{-1} обозначает матрицу, обратную R .

Пусть в начальный момент времени все частицы на фазовой плоскости x , dx/dz расположены внутри эллипса $F(Y_0) = \epsilon$, где ϵ - деленный на π эмиттанс пучка (равный площади фазового эллипса). Тогда, в соответствии с (I3), граница пучка на фазовой плоскости остаётся всегда эллиптической. Матрица $A(\tau)$ выражается через так называемые параметры Твисса следующим образом:

$$A(\tau) = \begin{pmatrix} \gamma(\tau) & \alpha(\tau) \\ \alpha(\tau) & \beta(\tau) \end{pmatrix}. \quad (I5)$$

Для уравнений вида (5) детерминант матрицы $R - \det R = 1$.

Из определения матрицы $A(\tau)$ через $A(0)$ отсюда следует

$\det A = \det A_0 = const$ - равенство, отражающее в данном примере теорему Лиувилля - сохранение площади фазового эллипса. С учетом сделанного выбора константы в уравнении граничного эллипса

$$\det A = \gamma\beta - \alpha^2 = 1. \quad (I6)$$

По определению огибающей $a_{1,2} = \max(x_{1,2})$, где максимум ищется по всему фазовому множеству точек, занятых пучком. Рассматривая эллипс $F(Y) = \epsilon$ и находя экстремальные точки из условий $\frac{d\epsilon}{d\beta} = 0$, получаем значения огибающих через параметр β /4/ (называемый в теории ускорителей β - функцией);

$$a_i = (\epsilon \cdot \beta_i)^{1/2}. \quad (I7)$$

Выразим ещё значения $da_i/d\tau$ через параметры α и β , дифференцируя (I7) и пользуясь уравнением для $A(\tau)$. Это уравнение получим дифференцированием по τ равенства (I1) с учётом определения $R^{-1}R = I$ и уравнения для $R(\tau)$. В результате имеем

$$\frac{dA}{d\tau} = -\tilde{A}A - A\tilde{A}, \quad (I8)$$

откуда, в частности, следует $\frac{d\beta}{d\tau} = -2\alpha$ и далее

$$\frac{dq_i}{d\tau} = - \left(\frac{\varepsilon}{\beta} \right)^{1/2} \alpha = - \frac{\varepsilon \alpha}{a_i}. \quad (19)$$

Таким образом, матрица $A(\tau)$ выражается через значения огибающей и её производной (параметр γ находится из (16)):

$$A(\tau) = \begin{pmatrix} \frac{\varepsilon}{q^2} + \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{dq}{d\tau} \right)^2 & -\frac{q}{\varepsilon} \frac{dq}{d\tau} \\ -\frac{q}{\varepsilon} \frac{dq}{d\tau} & \frac{q^2}{\varepsilon} \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Из интеграла движения (13) и (20) нетрудно получить хорошо известное уравнение для огибающих /1,2,4,5/

$$\frac{d^2 a_i}{d\tau^2} + \Omega_i^2 a_i - \frac{\varepsilon_i}{a_i^3} = 0. \quad (21)$$

Это уравнение выводится и непосредственно из системы трёх линейных дифференциальных уравнений (18) с учетом (17) /12-14/. Уравнение (21) справедливо при движении частиц в линейных по X_1, X_2 внешних и собственных электромагнитных полях ($\Omega^2 = \Omega_{en}^2 - \Omega_e^2$).

Решение самосогласованной задачи с использованием интеграла движения (13) достигается выбором функции распределения

$$f = f_0 \delta(F(Y_1) + F(Y_2) - \varepsilon), \quad f_0 = \text{const}, \quad (22)$$

соответствующей микроканоническому распределению в четырёхмерном фазовом пространстве. Вычисление плотностей заряда и тока по формулам (3) даёт в результате распределения, ограниченные эллипсом с полуосями a_1 и a_2 и постоянные по сечению. Таким распределениям соответствуют линейные по координатам X_1, X_2 собственные электромагнитные поля, и уравнения движения частиц имеют вид (4), который использовался при нахождении интеграла (13). Выпишем в явном виде добавки к квадратам частот, так называемые кулоновские поправки

$$\Omega_{ci}^2 = \frac{4 \nu Z^2}{\beta^2 \gamma^3 a_i (a_1 + a_2) \omega_0^2 r_0^2} \begin{cases} 1 - & \text{прямолинейная} \\ & \text{геометрия,} \end{cases} \quad (23)$$

где $\nu = N_A r^*$ - параметр Будкера, N_A - линейная плотность частиц пучка, $r^* = e^2 / mc^2$, Z - зарядность частицы (иона), r_0 - радиус кольца. В формулах (23) фактор $1/\gamma^2$ учитывает релятивистское ослабление кулоновского расталкивания за счет токовых сил. Часто вместо (23) используется выражение для кулоновских поправок через ток пучка I , которое получается при замене $\frac{\nu Z^2}{\gamma} = \frac{I}{I_A}$, где

$I_A = \frac{mc^3}{2e} \beta \gamma$ (для электронов альфвеновский ток $I_A = 17 \beta \gamma \text{ кА}$).
Задача 1. Найти огибающую пучка в случае $\Omega_1 = \text{const.}$.

Решение: В результате интегрирования уравнения (21) получим

где $q_0 = \sqrt{\frac{\epsilon}{\Omega_1^2}}$ - размер согласованного пучка (здесь $\frac{dq_0}{dz} = 0$),
 а $E \geq 1$ и φ - произвольные постоянные.

Задача 2. Найти изменение огибающей при разлете в свободном пространстве пучка с круговым сечением из кроссовера /1/.

Решение: Первый интеграл уравнения (21) с учетом (23) есть

$$\left(\frac{da}{dz}\right)^2 = \left(-\frac{\epsilon}{a_0}\right)^2 \left(1 - \frac{a_0^2}{a^2}\right) + Q^2 \ln \frac{a}{a_0} + (a_0')^2,$$

где $Q^2 = \Omega_c^2 a^2 = \text{const}$, a_0 и a_0' - начальные значения огибающей и её производной. По определению кроссовера $a_0' = 0$, и огибающая находится из соотношения

$$z = \frac{a_0}{\epsilon} \int_0^a \frac{da}{\sqrt{1 - \frac{a_0^2}{a^2} + \frac{Q^2 a^2}{\epsilon^2} \ln \frac{a}{a_0}}}.$$

Для пучков с $\epsilon \rightarrow 0$ на начальной стадии разлета $\frac{a - a_0}{a_0} \approx \Omega_c^2 \frac{z^2}{2}$.
 Если зарядовым расталкиванием можно пренебречь ($\frac{Q^2 a_0^2}{\epsilon^2} \ll 1$), то

$$\frac{a}{a_0} = \sqrt{\left(1 + \frac{a_0'^2 z^2}{a_0^2}\right) + \left(\frac{\epsilon z}{a_0}\right)^2}.$$

Модель Ярковского. Интеграл движения (13), полученный в матричном виде, не зависит от размерности матриц, а определяется только линейностью преобразований фазовых переменных. Это обстоятельство позволило О.И.Ярковому построить модель, аналогичную предыдущей, однако учитывающую связь поперечных движений и силы трения (изменение массы частицы при ускорении) /15/. Используя эту модель, можно анализировать движение пучка с эллиптическим (круговым) сечением в продольном магнитном поле, вращение эллиптического поперечного сечения пучка, учесть изменение эмиттанса и т.д.

Матрица фазовых переменных имеет в модели вид $Y = \begin{pmatrix} \vec{x} \\ \vec{v} \end{pmatrix}$ и удовлетворяет уравнению движения (6) с четырехмерной матрицей P , равной

$$P = \begin{pmatrix} 0 & I \\ b & a \end{pmatrix}, \quad (24)$$

где a, b - матрицы размерности 2×2 . Ускоренному движению частиц в продольном магнитном поле соответствует матрица (здесь полагаем $\tau = t$)

$$a = \omega_c \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} - \frac{d\gamma}{\gamma} I, \quad (25)$$

где ω_c - циклотронная частота колебаний частицы во внешнем магнитном поле.

Чтобы найти самосогласованное решение, используется интеграл движения (13) с матрицей A , удовлетворяющей уравнению (18) и имеющей в блочной записи вид

$$A = \begin{pmatrix} Q & \tilde{L} \\ \tilde{L} & S \end{pmatrix} \quad (26)$$

где Q, L, S - матрицы размерности 2×2 . Решение бесстолкновительного кинетического уравнения (1)

$$f = f_0 \delta(\tilde{Y}AY - 1) \quad (27)$$

даёт постоянные плотности заряда и продольной компоненты тока по эллиптическому сечению с границей

$$\tilde{X}GX = 1, \quad (28)$$

где матрица $G = Q - \tilde{L}S^{-1}\tilde{L}$. Поперечные компоненты тока соответствуют вращению эллиптического сечения и выражаются через матрицу

$$\Omega = -S^{-1}\tilde{L}:$$

$$j_i = \sum_k \Omega_{ik} x_k \rho. \quad (29)$$

В результате самосогласованная задача сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений (18), причём вклад в матрицу $\tilde{b}$ от собственного поля пучка равен

$$\tilde{b}^S = - \frac{4VZ^2c^2 G^{1/2}}{y^3 S p G^{-1/2}}, \quad (30)$$

где, по определению, $G^{1/2} G^{1/2} = G$. Для адиабатических процессов (18) сводится к системе алгебраических уравнений ($\frac{d}{dt} = 0$).

Описание программы для численных расчетов на ЭВМ по модели Ярковского приведена в /16/. Обобщение модели на случай продольного ускоряющего стационарного электрического поля проведено независимо от /15/ В.А.Тепляковым /17/, где для поперечного движения используется интеграл (13), а в продольном направлении сохраняется продольная энергия, и пучок считается моноэнергетическим.

Трёхмерные самосогласованные модели - эллипсоидальные сгустки. При анализе динамики частиц в линейных ускорителях с учётом разбиения пучка на сгустки их собственные электромагнитные поля проще всего учесть, рассматривая равномерно заряженные эллипсоиды /1,2,18,19/. В работах /13,20/ показано, что в классе функций распределения, зависящих только от квадратичной формы (13), не существует точных решений, соответствующих равномерно заряженному эллипсоиду. В приближении эллипсоида с равномерной плотностью уравнения (18) использовались в /21/ для решения задачи о группировании сгустков в заворачивающем магнитном поле.

Точные решения самосогласованной трёхмерной задачи построены

А.С.Чихачёвым для случая шарового сгустка и эллипсоида вращения с постоянной плотностью с использованием двух интегралов движения: один из них совпадает с (13), другой связан с симметрией задачи (сохранение моментов количества движения) /22/. Полученное уравнение для граничного радиуса a заряженного с постоянной плотностью шара, разлетающегося под действием кулоновского расталкивания, имеет вид

$$\frac{d^2 a}{dt^2} - \frac{e^2 Z^2 N}{m a^2} - \frac{\epsilon}{a^3} = 0, \quad (31)$$

где N - число частиц в сгустке, ϵ - определённый выше эмиттанс.

В случае вытянутого эллипсоида вращения с соотношением полуосей $a_1 \ll a_{II}$, движущегося во внешнем поле, в сопутствующей системе координат уравнения изменения полуосей запишутся как

$$\frac{d^2 a_1}{dt^2} + \Omega_{1,II}^2(t) a_1 - \frac{3Ne^2 Z^2}{2m a_{II} a_1} = \frac{\epsilon_1}{a_1^3}, \quad (32)$$

$$\frac{d^2 a_{II}}{dt^2} + \Omega_{II,II}^2(t) a_{II} - \frac{3Ne^2 Z^2}{m a_{II}^2} \ln \frac{a_{II}}{a_1} = \frac{\epsilon_{II}}{a_{II}^3}.$$

Моменты функции распределения. При исследовании пучков заряженных частиц особенный практический интерес представляет усреднённые характеристики, такие, как положение центра масс сечения пучка и его скорость, огибающие или среднеквадратичные размеры и разбросы скоростей и т.д. На примере рассмотренных моделей мы видим, что основной результат для приложений заключается в выводе уравнений для огибающих пучков. Однако точное решение самосогласованной задачи всегда связано с необходимыми ограничениями (или допущениями), так что всегда остаётся открытым вопрос о том, насколько хорошо модель приближается к реальному пучку.

Чтобы частично освободиться от модельности задачи, с начала семидесятых годов развивается подход, в котором вместо огибающих используются среднеквадратичные размеры пучков для широкого класса фазовых распределений, и проблема самосогласования решается приближённо /23-25/. Особенно важный результат, полученный Ф.Сахерером /24/, состоит в том, что в двумерном случае при условии эллиптической симметрии (эллипсоидальной в трёхмерном случае) распределения заряда в сечении пучка уравнения для среднеквадратичных размеров не зависят от вида распределения.

В другом приближённом методе решения самосогласованной задачи (1-3), предложенном И.С.Мирером /26/, используется модельная (заданная) функция распределения, зависящая, в частности, от квадратичной

формы (13). Уравнения для элементов матрицы A получаются при минимизации функционала

$$\Phi(f) = \int \left(\frac{df}{dt} \right)^2 dY, \quad (33)$$

где интегрирование проводится по всему фазовому пространству. Точному решению соответствует $\Phi(f) = 0$.

В работе /12/ в классе функций распределения, интегрируемых с произвольным степенным весом, введены моменты функции распределения по всей совокупности фазовых координат. Заметим, что в газо-(гидро) динамике обычно имеют дело с пространственно неограниченными распределениями, поэтому используются лишь моменты по скоростям.

Рассмотрим первые моменты функции распределения. Момент нулевого порядка

$$N = \int f(Y, z) dY \quad (34)$$

есть, в силу (1), интеграл движения и равен полному числу в сгустке, если Y — вектор всех фазовых координат, и линейной плотности частиц в сгустке, если Y — вектор поперечных фазовых координат, и пучок моноэнергетический.

Моменты первого порядка образуют вектор

$$\bar{Y} = \frac{1}{N} \int Y f(Y, z) dY, \quad (35)$$

причём пространственные компоненты вектора $\bar{Y}$ дают положение центра масс, а скоростные компоненты определяют средние скорости. В линейных по фазовым координатам полях, когда уравнения движения частиц имеют вид типа (6), моменты первого порядка удовлетворяют уравнению

$$\frac{d\bar{Y}}{dt} = P \bar{Y}, \quad (36)$$

решение которого находится, как (II).

Центральные моменты второго порядка можно записать в виде симметричной квадратной матрицы

$$M = \frac{1}{N} \int (Y - \bar{Y})(\bar{Y} - \bar{Y}) f(Y, z) dY. \quad (37)$$

Диагональные элементы матрицы M дают среднеквадратичные размеры и среднеквадратичные разбросы скоростей пучка частиц. Дифференцируем (37) по z и используя уравнение непрерывности в фазовом пространстве в случае линейных по координатам полей, получим *

$$\frac{dM}{dt} = PM + M\tilde{P}. \quad (38)$$

*) Для негамильтоновых систем уравнение непрерывности берётся в виде (I). Уравнение для моментов второго порядка (38) остаётся неизменным, но $\det M \neq \text{const}/27$. Вид уравнения (38) не меняется и в релятивистском случае, когда вектор Y строится на четырёхвекторах координат и скоростей /12/.

Нетрудно показать, что уравнение (38) совпадает по виду с уравнением для так называемой огибающей матрицы $\mathcal{E} = A^{-1}/12$. Для этого продифференцируем равенство $\mathcal{E}A = I$ и воспользуемся уравнением (18) для матрицы A . Таким образом, матрицы M и $\mathcal{E}$ совпадают с точностью до численного множителя.

В случае одномерного движения (развязанные движения) для гамильтоновых систем матрица $\mathcal{E}$ выражается через параметры Твисса из (15) или через огибающую из (20), причем $\det \mathcal{E} = 1$. В результате имеем /25/

$$M = \begin{pmatrix} \bar{x}^2 & x \frac{dx}{dc} \\ x \frac{dx}{dc} & (\frac{dx}{dc})^2 \end{pmatrix} = \bar{\mathcal{E}} \mathcal{E} = \bar{\mathcal{E}} \begin{pmatrix} \beta & -\alpha \\ -\alpha & \gamma \end{pmatrix} = \quad (39)$$

$$= \bar{\mathcal{E}} \begin{pmatrix} \frac{q^2}{\mathcal{E}} & \frac{q}{\mathcal{E}} \frac{dq}{dc} \\ \frac{q}{\mathcal{E}} \frac{dq}{dc} & \frac{\mathcal{E}}{q^2} + \frac{1}{\mathcal{E}} \left(\frac{dq}{dc} \right)^2 \end{pmatrix},$$

где $\bar{\mathcal{E}} = \sqrt{\bar{x}^2 (\frac{dx}{dc})^2 - (x \frac{dx}{dc})^2}$ - среднеквадратичный эмиттанс пучка /23/. Заметим, что положительная определенность $\det M = \text{const} \geq 0$

обеспечивается неравенством Коши-Буняковского. Прямое вычисление среднеквадратичного эмиттанта для распределения Владимирского-Калчинского дает $\bar{\mathcal{E}} = \frac{\mathcal{E}}{4}$ (из (39) в этом случае получим $\bar{x}^2 = q^2/4$ и т.д. /14/). В общем случае отношение $\bar{\mathcal{E}}/\mathcal{E}$ зависит от вида фазового распределения, однако изменение среднеквадратичных величин соответствует изменению огибающей матрицы для гиперэллипсоида в фазовом пространстве.

Зная среднеквадратичные параметры пучка, можно грубо оценить число частиц в заданном объеме n -мерного фазового пространства для произвольной (интегрируемой со степенным весом) функции распределения, обладающей эллиптической симметрией:

$$f = \frac{N}{S_n |M|^{1/2}} f_0(\tilde{Y} M^{-1} Y), \quad (40)$$

где S_n - площадь n -мерной сферы единичного радиуса. Поверхность гиперэллипсоида $\tilde{Y} M^{-1} Y = \text{const}$ преобразуется в сферическую с радиусом r при линейном преобразовании координат $Y' = M^{-1/2} Y$. В новых координатах функция $f_0(r^2)$ нормирована на единицу, а средний квадрат радиуса

$$\bar{r}^2 = \int_0^\infty r^{n+1} f(r^2) dr = \sum_{i=1}^n \bar{y_i'^2} = n, \quad (41)$$

т.к. $\overline{y^2} = \frac{1}{N}$. Доля частиц, находящихся вне гиперэллипсоида $\sqrt{M^{-1}} y = k^2 r = k \hbar$ оценивается, так же, как и в одномерном случае, известным в теории вероятностей неравенством Чебышева [28/

$$\frac{N(\sqrt{M^{-1}} y > k^2 n)}{N} < \frac{1}{k^2}. \quad (42)$$

Отметим, что полученное неравенство дает сильно завышенное значение по сравнению с реальными (быстро спадающими) распределениями.

Одномерная нерелятивистская задача. Для большей наглядности рассмотрим нерелятивистский ленточный пучок частиц [12/]. Уравнения поперечного движения частиц в пучке представим в виде

$$\frac{dx_1}{dt} = x_2 = F_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = F_2(x_1, t). \quad (43)$$

Функция распределения удовлетворяет уравнению Лиувилля

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_0 \frac{\partial f}{\partial z} + \sum_i F_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = 0. \quad (44)$$

Построим бесконечную систему моментов, связанную с функцией распределения соотношениями

$$M^{p,q}(t, z) = N \overline{x_1^p x_2^q} = \int_{\Omega} x_1^p(t) x_2^q(t) f(t, z, x_1, x_2) dV(z), \quad (45)$$

где N — линейная плотность пучка, равная $M^{0,0}$; $dV(z)$ — элемент объема Ω фазовых координат пучка. Представим силу $F_2(x_1, t)$ в виде степенного разложения

$$F_2(x_1, t) = \sum_k a_k(t) x_1^k. \quad (46)$$

Дифференцируя равенство (45) по времени и пользуясь формулами (43, 44, 46), получим

$$\frac{dM^{p,q}}{dt} = p M^{p-1, q+1} + q \sum_k a_k(t) M^{p+k, q-1} \quad (47)$$

где производная по времени понимается как $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial z}$.

В случае линейных полей ($F_2 = -\Omega^2(t) x_1$) система (47) принимает вид

$$\frac{dM^{p,q}}{dt} = p M^{p-1, q+1} - q \Omega^2(t) M^{p+1, q-1}. \quad (48)$$

Таким образом, цепочка зацепляющихся уравнений (47) распадается на подсистемы уравнений для моментов одного порядка $n = p + q$. При $n = p + q = 0$ из уравнений (48) следует сохранение линейной плотности пучка — $\frac{dM^{0,0}}{dt} = 0$. Из системы уравнений для моментов первого порядка получается уравнение свободных колебаний центра масс пучка

$$\frac{d^2 M^{1,0}}{dt^2} + \Omega^2(t) M^{1,0} = 0. \quad (49)$$

Из системы уравнений для моментов второго порядка нетрудно вывести уравнение для среднего квадрата размера пучка $M^{2,0} = \bar{a}^2$

$$\frac{d^3 M^{2,0}}{dt^3} + 4 \Omega^2 \frac{d M^{2,0}}{dt} + 2 M^{2,0} \frac{d \Omega^2}{dt} = 0. \quad (50)$$

Это уравнение эквивалентно уравнению (21) для огибающей пучка в модели Владимирского-Калчинского и приводится к виду [12, 14/

$$\frac{d^2 \bar{a}}{dt^2} + \Omega^2 \bar{a} - \frac{\bar{\epsilon}^2}{\bar{a}^3} = 0, \quad (51)$$

где $\bar{\epsilon}^2 = \det M^{p,q}$, ($p+q=2$).

Рассмотрим задачу о спектре собственных колебаний системы (48) в случае постоянных полей ($\Omega^2 = \text{const.}$). Выразим текущие значения координат x_1, x_2 через начальные с помощью (II) и подставим результат в (45). Тогда непосредственно убеждаемся, что собственные частоты при нечётном $n = 2k+1$ равны $\lambda = \pm i \Omega (2j+1)$, а при чётном $n = 2k - \lambda = \pm 2i \Omega j$, где $j = 1, 2, 3, \dots, k$.

Двумерная нерелятивистская задача [14/. Пусть движение частиц пучка в поперечном сечении происходит в линейных внешних полях, которые, как в модели Ярковского, характеризуются матрицей P (формула (24)). Уравнения поперечного движения запишем в виде

$$\frac{dX}{d\tau} = V, \quad \frac{dV}{d\tau} = b^{\text{ext}} X + aV + F^s(X, \tau), \quad (52)$$

где X, V - двумерные векторы координат и скоростей, $F^s(X, \tau)$ - вектор, связанный с собственным электромагнитным полем пучка. Представим матрицу моментов второго порядка в блочном виде, аналогичном (26),

$$M = \begin{pmatrix} M_{xx} & M_{xv} \\ \tilde{M}_{xv} & M_{vv} \end{pmatrix}, \quad (53)$$

где матрице M_{xx} размерности 2×2 соответствуют моменты пространственных координат $M_{xx}^j = X_i X_j$ и т.д.

Моменты второго порядка удовлетворяют системе дифференциальных уравнений (38), которую перепишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{dM_{xx}}{d\tau} &= M_{xv} + \tilde{M}_{xv}, \\ \frac{dM_{xv}}{d\tau} &= M_{vv} + M_{xx} b^{\text{ext}} + M_{xv} \tilde{a} + \tilde{F}_{sx}, \\ \frac{dM_{vv}}{d\tau} &= b^{\text{ext}} M_{xv} + \tilde{M}_{xv} b^{\text{ext}} + a M_{vv} + M_{vv} \tilde{a} + F_{sv} + \tilde{F}_{sv}. \end{aligned} \quad (54)$$

Квадратные матрицы второго порядка F_{sx} и F_{sv} определяются через вектор $F^s(X, \tau)$:

$$F_{sx}^j = \overline{F_i^s x_j}, \quad \overline{F_{sv}^j} = \overline{F_i^s y_j}. \quad (55)$$

Система (54) будет замкнутой, если матрицы F_{sx} и F_{sv} выразить через моменты второго порядка. Для линейных собственных сил замыкание происходит автоматически, как и в одномерном случае ^{*}). Нелинейность собственных сил приводит к бесконечной цепочке уравнений для моментов. В работах /14,23,24/ проводится эффективная линеаризация собственных электромагнитных сил пучка с эллиптической симметрией плотности заряда при условии наименьшего среднеквадратичного отклонения линейных сил от истинных. В результате матрицы сил имеют вид

$$F_{sx} = \ell^s M_{xx}, \quad F_{sv} = \ell^s M_{xv}, \quad (56)$$

где матрица ℓ^s , эквивалентная (30) в модели Ярковского, выражается через матрицу M_{xx}

$$\ell^s = \frac{\sqrt{Z^2 M_{xx}^{-1/2}}}{\beta^2 \gamma^3 \text{sp} M_{xx}^{1/2}} \begin{cases} 1 & \text{— прямол. геом.} \\ \omega_e^2 r_0^2 & \text{— кольцевой пучок.} \end{cases} \quad (57)$$

Равенства (56) означают замену собственной электромагнитной силы на эффективную линейную

$$F^s(x, \tau) = \ell^s X. \quad (58)$$

Мы знаем, что для гамильтоновых систем с линейными силами среднеквадратичный фазовый объём (эмиттанс) — интеграл движения. Таким образом, при линеаризации сил теряется эффект увеличения среднеквадратичного фазового объёма, обусловленный нелинейностями. Задача о восстановлении нелинейного собственного электрического поля по первым моментам плотности заряда решалась для ленточного пучка и для заряженного цилиндра с круговым сечением в работе /29/.

После подстановки (56,57) в (54) получаем систему нелинейных обыкновенных уравнений для среднеквадратичных параметров пучков. В случае пучка с круговым сечением из системы следует уравнение для среднеквадратичного радиуса пучка R

$$\frac{d^2 R}{dt^2} + (\Omega_e^2 + \omega_1^2) R - \frac{I_c^2}{\gamma^2 I_A R} - \frac{F_1^2}{R^3} = 0, \quad (59)$$

^{*}) В трёхмерной задаче подобное замыкание проведено в работе /20/.

где Ω_e^2 - квадрат частоты, связанный с внешней, например, ионной для электронов, фокусировкой; $\omega_L = \frac{\omega_c}{2}$ - ларморовская частота. Постоянная F_1 определяется из соотношения /14/

$$F_1^2 = 4\bar{\mathcal{E}}^2 - \bar{J}^2 + M_3^2 = 4 \left\{ (\bar{x}_1 - \bar{x}_1)^2 (\bar{v}_1 - \bar{v}_1)^2 - (\bar{x}_1 - \bar{x}_1)(\bar{v}_1 - \bar{v}_1) \left\{ \bar{x}_1 - \bar{x}_1 \right\} \right\}_{\bar{v}=0} + M_3^2 \quad (60)$$

где $\bar{J}$ - среднее значение азимутального механического момента импульса, $M_3 = \bar{J} + \omega_L R^2 = \text{const}$ - обобщенный азимутальный момент количества движения (теорема Бунша).

Уравнение (59) было получено Ли и Купером в работе /30/. Распространение электронного пучка в продольном магнитном поле с учетом пространственного заряда накапливаемых ионов описывается уравнением

$$\frac{d^2 R}{dt^2} + \omega_L^2 R - \frac{I c^2}{I_A R} \left(\frac{1}{\gamma^2} - f \right) - \frac{F_1^2}{R^3} = 0, \quad (61)$$

где f - фактор нейтрализации пучка, равен отношению линейных плотностей зарядов ионов и электронов соответственно. Когда кулоновское расталкивание электронов скомпенсировано так, что $f > \frac{1}{\gamma^2}$, то, в соответствии с (61), проявляется самофокусировка пучка силами магнитного стягивания, и возможна транспортировка пучка без магнитного поля. Возвращаясь к формуле (60), заметим, что в случае связанного движения в продольном магнитном поле эффективный эмиттанс уже не является интегралом движения (если $\omega_c = 0$, то $M_3 = \bar{J}$ и $\bar{\mathcal{E}} = \text{const}$). Для брэгговских пучков с $\mathcal{E} = 0$ и $\bar{J} = 0$ уравнения (59-60) совпадают с уравнением для отгибающей пучка в магнитном поле, приведенным в /1,2/. В применении к электронным пучкам с немагнитным катодом $F_1 = 2\bar{\mathcal{E}}_0$, где $\bar{\mathcal{E}}_0$ - начальное значение эмиттанса пучка, уравнение (52) содержится в /4/. Изменение эмиттанса, в соответствии с (60), следует учитывать в задачах с фокусирующим соленоидальным магнитным полем.

Кроме задач магнитной оптики уравнение для отгибающей вида (61) широко используется в теории коллективного метода ускорения ионов в волнах пространственного заряда прямолинейных сильноточных релятивистских электронных пучков /31-36/. В работах исследуется ускорение ионов в продольном электрическом поле, возникающем при колебаниях среднеквадратичного радиуса электронного пучка и пропорциональном $\frac{dR}{dz}$.

Задача 3. Найти среднеквадратичный радиус согласованного электронного пучка с током I , распространяющегося в продольном магнитном поле при наличии ионной фокусировки.

Решение. Из (54) с учётом $\frac{dR}{dt} = 0$ получаем

$$R_c = \left[\frac{Q_f^2}{2\omega_n^2} + R_0^2 \left(1 + \frac{Q_f^2}{4\omega_n^2 R_0^4} \right)^{1/2} \right]^{1/2},$$

где $R_0 = \sqrt{\frac{E}{2\omega_n}}$ - среднеквадратичный радиус согласованного пучка без пространственного заряда, $Q_f^2 = \frac{I}{I_A} \left(\frac{1}{\gamma^2} - f \right) c^2$.

Применения метода моментов в задачах магнитной оптики пучков. Метод моментов применяется в различных задачах анализа и синтеза каналов транспортировки, формирования, фокусирующих структур при ускорении пучков заряженных частиц. В работе /25/ на основе метода моментов разработаны вычислительные методы и создан пакет программ для анализа периодической (или квазипериодической) фокусирующей структуры линейного ускорителя, канала транспортировки пучка, группирователя с учетом эффектов пространственного заряда. Эволюция среднеквадратичных параметров пучка прослеживается методами линейной матричной алгебры, что существенно сокращает счетное время на ЭВМ по сравнению с прямым решением дифференциальных матричных уравнений вида (38). Чтобы линейаризовать исходные уравнения, на достаточно малых промежутках по длине канала кулоновские поправки к частотам колебаний считают постоянными. В /25/ при расчете группирователя учтено разделение частиц на захваченные в сепаратрису и пролетные (см. также /37/). Дальнейшее развитие эти работы получили в /38/, где предложен метод расчета шестимерного согласования сильноточного пучка с ускоряюще-фокусирующим каналом линейного ускорителя. После оптимизации электромагнитных полей группирователя и фокусирующих элементов с использованием среднеквадратичных величин проведено моделирование формирования пучка методом укрупненных частиц. На примере пучка мезонной фабрики ИЛИ АН СССР /39/ (ток инжекции ~ 140 мА) показано, что шестимерное согласование существенно повышает эффективность инжекции.

Для этого же ускорителя методом моментов с последующим уточнением по методу укрупненных частиц рассчитаны два варианта канала инжекции от источника до группирователя /40-41/. Канал содержит квадрупольные линзы, фокусирующие соленоиды и поворотные магниты. Использование метода моментов позволило решить задачу синтеза для канала инжекции /42/, т.е. обеспечить заданную конфигурацию пучка на выходе, благодаря большому выигрышу во времени просчета варианта канала по сравнению с методом крупных частиц. Время расчета участка канала длиной 8,65 м составляло 2 мин на ЭВМ СДС-6500 при шаге интегрирования уравнений для моментов $\Delta z = 0,04$ см. Характерное время просчета данного участка методом укрупненных частиц при шаге интегрирования $\Delta z = 1$ см составляло 1 час 25 мин на ЭВМ БСМ-6 (быстродействие обеих машин примерно одинаковое).

Оптимизация канала транспортировки осуществлялась в режиме диалога "человек-машина", а также с использованием известных программ оптимизации для ЭВМ. В основу расчета положены уравнения (54) с учетом равенств (56-57), позволяющие практически в безмоделном подходе рассматривать изменение вдоль канала среднеквадратичных размеров пучка в линейных внешних электромагнитных полях. Элементы матрицы a и b^{ext} определяются внешними электромагнитными полями:

1) фокусирующий соленоид (краевое поле соленоида берётся в линейном приближении)

$$b^{ext} = \frac{e}{mc v_0 \gamma} \frac{\partial B_z}{\partial z} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (62)$$

матрица a совпадает с (25);

2) квадрупольная линза

$$b^{ext} = \begin{pmatrix} \Omega_{xk}^2 & 0 \\ 0 & \Omega_{yk}^2 \end{pmatrix}, \quad a=0, \quad (63)$$

где Ω_i^2 - определены формулой (8);

3) поворотный магнит (поворот в плоскости xz)

$$b^{ext} = -\frac{\omega_c^2}{v_0^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad a=0, \quad (64)$$

где ω_c соответствует индукции магнитного поля B_y .

В качестве укрупнённых частиц выбирались бесконечные вдоль пучка равномерно заряженные цилиндры кругового сечения $/42/$. Начальные условия для укрупнённых частиц задавались по микроканоническому (модель Ярковского) и гауссовому распределению в четырёхмерном фазовом пространстве согласно заданию среднеквадратичных размеров.

Сравнение результатов расчетов среднеквадратичных размеров пучка при отсутствии кулоновского взаимодействия между частицами, полученных методом укрупнённых частиц и методом моментов, показало их совпадение с относительной погрешностью $\sim 10^{-3}$. Методом укрупнённых частиц было исследовано влияние нелинейностей сил пространственного заряда на среднеквадратичные размеры пучка, транспортируемого в канале с выбранными параметрами. Графики зависимости размеров от продольной координаты, рассчитанных различными методами приведены на рис.1,2. Из рисунков видно, что качественно поведение среднеквадратичных огибающих пучка, полученных методом моментов и методом укрупнённых частиц, совпадает, количественное отличие среднеквадратичных размеров не превышает 30%. Различие в случае микроканонического распределения связано с малым числом укрупнённых частиц, что искажает линейный характер собственных полей пучка. Для гауссовского распределения собственные поля нелинейны в силу распределения.

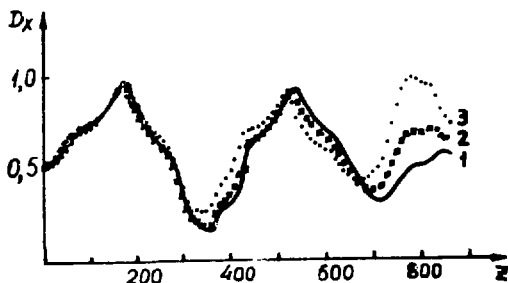


Рис.1. Зависимость среднеквадратичного размера D_x пучка от продольной координаты z . Кривая 1 - результат расчета методом моментов, кривые 2 и 3 - результаты расчета методом укрупненных частиц для пучков с микроканоническим и гауссовым распределениями соответственно.

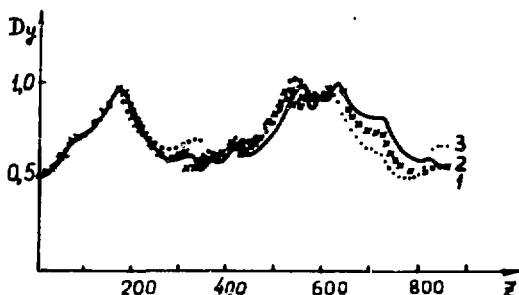


Рис.2. Зависимость среднеквадратичного размера D_y пучка от продольной координаты z . Обозначения те же, что и на рис.1.

Метод моментов оказывается полезным и для решения задач магнитной оптики, когда пространственный заряд пучка несущественен. Так, в работе /27/ в общем случае n -мерного фазового пространства решается проблема согласования эмиттанса пучка с аксептансом канала, т.е. по заданным начальным и конечным значениям матрицы моментов второго порядка определена матрица преобразования согласующей системы.

Примером использования метода моментов в обратном предельном случае, когда динамика частиц в основном определяется собственным электромагнитным полем, являются работы /43,44/. В /43/ решается задача о магнитной компрессии сильнооточного релятивистского электронного пучка ($\frac{I}{A} \sim 10^{-2}$), распространяющегося в газе низкого давления. В результате ударной ионизации молекул газа электронами образуется плазменный канал транспортировки, в котором осуществляется полная за-

рядовая компенсация пучка ($f=1$). Радиус согласованного с каналом пучка ($\frac{dR_c}{dt}=0$) в отсутствие внешнего магнитного поля (равный по (61) $R_c = \sqrt{\frac{5}{3} \frac{I_c}{I_0}}$) за счёт сильного магнитного самосжатия может быть гораздо меньше радиуса инжектируемого пучка. Для согласования пучка с каналом в /43/ применяется магнитное поле соленоида. Сравнение расчетов с использованием уравнения (61) и метода укрупненных частиц показало, что расхождение результатов обнаруживается в области за первым кроссовером пучка, где проявляются нелинейные эффекты собственного магнитного поля. В результате происходит бесстолкновительная релаксация фазового распределения частиц к беннетовскому /45/. Заметим, что для распределения Беннета /5,46/ высшие степенные моменты по всему фазовому пространству не существуют, т.к. в координатном пространстве радиальная зависимость плотности заряда имеет вид

$$\rho_0 = \rho_0 \frac{1}{(1 + \frac{r^2}{a^2})^2}, \quad a = \text{const.} \quad (65)$$

В работе /47/ показано, что в случае, когда связь продольного и поперечного движения в пучке можно пренебречь, распределение Беннета является наиболее вероятным предельным во времени (по длине канала) распределением. Таким образом, метод степенных моментов пригоден лишь на начальной стадии эволюции функции распределения.

В /44/ расчеты по методам моментов и укрупнённых частиц проводились в связи с фокусировкой пучка на мишень в проблеме ионного инерциального термоядерного синтеза /48/. На входе в камеру реактора среднеквадратичная огибающая имеет угол $\frac{dR}{dz} < 0$, в кроссовере располагается мишень, динамика пучка задаётся уравнением (61) без внешнего магнитного поля и при слабой зарядовой нейтрализации ($\omega_\lambda = f=0$). В результате сравнительных расчётов в /44/ установлено, что метод среднеквадратичных с эффективной линеаризацией полей применим при значениях параметров

$$(\max \Omega_c)^2 L^2 \lesssim 2 \frac{R_0}{R_{cr}}, \quad \frac{R_0}{R_{cr}} \lesssim 100, \quad (66)$$

где L - пролётная база пучка, R_0 и R_{cr} - значения среднеквадратичного радиуса на входе в реактор и на мишени.

Определение эмиттанта пучка по измеренным среднеквадратичным размерам. На возможность найти эмиттанс по измерениям огибающей вдоль пучка указывалось в /1/. Среднеквадратичный размер естественно использовать для определения среднеквадратичного эмиттанта. Такие измерения проводились в ОИЯИ на линейном индукционном ускорителе СИЛУНД /49/.

В эксперименте эмиттанс и начальное угловое расхождение пучка восстанавливались по измеренному среднеквадратичному размеру в нескольких точках участка дрейфа /50/. Изменение размера на участке дрейфа описывается уравнением (21) с заменой эмиттанса его среднеквадратичным значением. Ток пучка и энергия электронов, необходимые для вычисления кулоновской поправки к частоте, определялись в ходе эксперимента. Для численного определения эмиттанса $\bar{\epsilon}$ и начальной угловой расходимости Q_0' (производной размера по z), как видно из решения задачи 2, необходимо измерить величину среднеквадратичного размера, по крайней мере, в трех точках по z . Значения $\bar{\epsilon}$ и Q_0' находились по методу наименьших квадратов с использованием измеренных и вычисленных значений среднеквадратичных размеров в различных точках участка дрейфа. В качестве начального приближения использовалось решение для отгибающей при $Q = 0$.

Сравнение результатов измерений с полученными методом последовательного диафрагмирования пучка /1/ показало, что точность определения эмиттанса по среднеквадратичным размерам невысока. Когда значения размера находятся в трех точках с ошибкой измерения ΔQ , относительная ошибка измерения эмиттанса $\sim 5 \frac{\Delta Q}{Q}$. При большем числе точек измерения найденный в эксперименте эмиттанс отличался от полученного методом диафрагмирования не более, чем на 25%. Преимущество излагаемого метода по сравнению с методом диафрагмирования в малых затратах времени на измерения.

Увеличение эмиттанса при прохождении электронного пучка через газ и тонкие твердотельные пленки. Атомы (молекулы) газа ионизируются электронами проходящего через него пучка. Образовавшиеся ионы захватываются собственным электрическим полем электронов, и заряд пучка частично компенсируется, что отражено в уравнении для среднеквадратичного радиуса (61) введением фактора нейтрализации. Вопросы накопления ионов в релятивистских электронных пучках - скорость накопления ионов, последовательная ионизация и образование многозарядных ионов, среднеквадратичные размеры электронного и ионных пучков различных зарядностей рассматривались с помощью метода моментов в работах /51-53/.

Метод моментов позволяет учесть также основные эффекты, обусловленные упругими столкновениями электронов с атомами газа или накопленными в пучке ионами, - торможение пучка и увеличение эффективного эмиттанса. Для этого удобно вместо интеграла столкновений в исходном кинетическом уравнении (1) использовать случайные силы, связанные со столкновениями /30/. Уменьшение направленной скорости пучка, пропорциональное среднему квадрату угла рассеяния, учитывается в уравнении

ях для моментов второго порядка (54), членом $\sim \frac{1}{\gamma} \frac{d\gamma}{dt}$ в матрице a (формула (25)). Рост эмиттанта определяется двумя факторами: уменьшением релятивистской продольной массы и увеличением среднеквадратичной поперечной компоненты скорости частиц. Уравнение для изменения среднеквадратичного радиуса пучка (61) с учетом эффектов рассеяния приобретает вид /30/

$$\frac{d^2 R}{dt^2} + \omega_A^2 R - \frac{Ic^2(\frac{1}{\gamma^2} - f)}{I_A R} + \frac{1}{\gamma} \frac{d\gamma}{dt} R - \frac{E^2}{\gamma^2 R^3} = 0. \quad (67)$$

Квадрат фазового объема находится из уравнения

$$\frac{dE^2}{dt} = \frac{8\pi n R^2 Z^2 r_e^2 c^3}{\beta} \ln \frac{137\gamma}{Z^{1/3}} \quad (68)$$

с начальным условием $E^2|_{t=0} = \gamma_0^2 F_1^2$. В формуле (68) n - плотность числа частиц газа, $r_e = e/mc^2$ - классический радиус электрона. В адиабатическом приближении, когда все параметры мало меняются за период колебаний электронов, из (67) получаем выражение для фазового объема через среднеквадратичный радиус R

$$E = \gamma R^2 \left[\omega_A^2 - \frac{Ic^2}{I_A R^2} \left(\frac{1}{\gamma^2} - f \right) \right]^{1/2} \quad (69)$$

и после подстановки (69) в (68) - уравнение для изменения среднеквадратичного радиуса. В случае, когда пространственным зарядом пучка можно пренебречь, это уравнение запишется как

$$\frac{d}{dt} (\gamma \omega_A R^2) = \frac{4\pi n Z^2 r_e^2 c^3}{\beta \omega_A \gamma} \ln \frac{137\gamma}{Z^{1/3}}. \quad (70)$$

При распространении пучка в газе с полной зарядовой нейтрализацией и в отсутствие внешнего магнитного поля из (68-69) следует:

$$\frac{d}{dt} \left(\beta \gamma R \sqrt{\frac{I}{I_A}} \right) = \frac{4\pi n R Z^2 r_e^2 c}{\beta^2 \gamma \sqrt{I/I_A}} \ln \frac{137\gamma}{Z^{1/3}}. \quad (71)$$

Эксперименты, проведенные Р.Бриггсом и др. /54/, по распространению пучка в газе показали хорошее согласие измеренных и рассчитанных по методу моментов значений среднеквадратичного радиуса /47/.

Уравнение, аналогичное (70,71), для изменения полуразмеров эллиптического сечения релятивистского электронного кольца a_r, a_z за счет столкновений с атомами остаточного газа в камере ускорителя и с захваченными ионами (при невысокой степени ионизации) имеет вид /55/

$$\frac{d}{dt} (\gamma \omega_{r,z} a_{r,z}^2) = \frac{r_e^2 Z^2 c^3 (N_0 + N_i)}{4\pi a_r a_z R \gamma \omega_{r,z}} \ln \frac{137\gamma}{Z^{1/3}}, \quad (72)$$

где N_0 и N_i - числа атомов и ионов в объёме кольца со средним радиусом R , $\omega_{r,z}$ - частоты радиальных и аксиальных бетатронных колебаний.

При прохождении электронного пучка через тонкие твердотельные пленки, когда изменением энергии и поперечных размеров пучка можно пренебречь, конечный среднеквадратичный эмиттанс пучка определяется формулой $\bar{E} = \sqrt{E_0^2 + \Delta E^2}$, где E_0 - начальное значение эмиттанса. Приращение $\Delta E^2 = \frac{4\pi q^2 r_e^2 n Z^2 d}{\beta^3 \gamma^2} \ln \frac{137\gamma}{2\pi\alpha}$; α - среднеквадратичный размер сечения пучка; $\beta\gamma^2$ - число атомов с зарядом ядра Z в единице объёма пленки; d - её толщина.

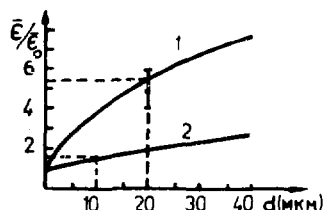


Рис.3

На рис.3 приведены расчетные результаты относительного увеличения эмиттанса $\bar{E}/E_0$ для пучка с параметрами $\alpha = 1$ см, $\gamma = 4,3$ при прохождении через титановую фольгу (кривая 1) и лавсановую пленку (кривая 2) в зависимости от толщины пленки, а также результаты экспериментальных измерений эмиттанса, которые, как видно из рисунка, удовлетворительно согласуются с расчетами /50/.

Увеличение эмиттанса, обусловленное нелинейностью внешнего электромагнитного поля. Изменение среднеквадратичных характеристик пучка легко проследить, если известно начальное распределение частиц в фазовом пространстве $f(x_0, v_0, t=0)$ и фазовые траектории: $\vec{x} = \vec{x}(x_0, v_0, t)$ $\vec{v} = \vec{v}(x_0, v_0, t)$. Например, для среднеквадратичного размера имеем

$$\bar{x}^2 = \int x^2 f(\vec{x}, \vec{v}, t) d\vec{x} d\vec{v} = \int x^2(\vec{x}_0, \vec{v}_0, t) f(\vec{x}_0, \vec{v}_0, t=0) d\vec{x}_0 d\vec{v}_0 \quad (73)$$

Для колебательных систем со слабой нелинейностью сил имеется хорошо разработанный метод интегрирования уравнений движения - метод усреднения Крылова-Боголюбова /56/. Таким образом, в этом случае можно аналитически изучать усредненные характеристики пучков.

Остановимся на примере осциллятора со слабой статической нелинейностью /14,57/. Метод усреднения дает тогда гармонические колебания с частотой $\omega(E_0)$, зависящей от энергии $E_0 = \frac{\omega_0^2 x_0^2}{2} + \frac{v_0^2}{2} = \text{const}$,

$$\omega(E_0) = \omega_0 + \Delta\omega(E_0), \quad (74)$$

где ω_0 - частота колебаний в линейном приближении. Подстановка найденного методом усреднения значения x^2 в (73) приводит к результату

$$\bar{x}^2 = \int f(x, v, t=0) \left[\frac{x^2}{2} (1 + \cos 2\omega(E_0)t) + \frac{xv}{\omega(E_0)} \sin 2\omega(E_0)t + \right.$$

$$+ \frac{v^2}{2\omega^2(E_0)} (1 - \cos 2\omega(E_0)t)] dx dv. \quad (75)$$

При интегрировании в (76) с различными функциями распределения осциллирующие члены стремятся к нулю за счет неизохронности колебаний на временах, больших характерного времени $\tau = (\Delta\omega(E_0))^{-1}$, равного обратному значению среднего нелинейного сдвига частоты колебаний. Асимптотическое значение среднего квадрата размера

$$\overline{X^2} = \frac{1}{2} \left(X_0^2 + \frac{v_0^2}{\omega^2(E_0)} \right) \approx \frac{1}{2} (\overline{X_{max}^2} + \overline{X_{min}^2}).$$

Значения $\overline{X_{min}^2}$ и $\overline{X_{max}^2}$ соответствуют минимальным и максимальным значениям $\overline{X^2}$ в линейном приближении. Асимптотическое значение среднеквадратичного эмиттанса равно $\overline{\varepsilon} \approx \frac{\omega_0}{2} (\overline{X_{max}^2} + \overline{X_{min}^2})$, а приращение эмиттанса $\Delta\overline{\varepsilon} \approx \frac{\omega_0}{2} (\overline{X_{max}^2} - \overline{X_{min}^2})$. Таким образом, наименьший рост эмиттанса и среднеквадратичного размера должен наблюдаться для согласованного пучка ($\overline{X_{max}^2} = \overline{X_{min}^2}$); аналогичный результат известен из численных расчетов динамики в каналах транспортировки, где проявлялась нелинейность собственного поля пучка /23,58/.

Метод моментов в теории многокомпонентных пучков. При анализе динамики многокомпонентных пучков часто возникает ситуация, когда локальные центры масс компонент расходятся, и различаются размеры сечений. Например, расхождение центров масс необходимо учитывать при ускорении электронно-ионных колец в коллективных ускорителях /49,59/, при транспортировке пучка многозарядных ионов в канале с поворотными магнитами /60/, несовпадающие размеры сечений компонент - в задачах о накоплении ионов в электронных пучках /49,59,61,62/, в расчетах каналов транспортировки многозарядных ионов /60/, в теории коллективного ускорения ионов в сильноточных электронных пучках /33,34/ и др.

Собственные поля пучков в таких задачах существенно нелинейные, и использовать результаты, следующие из линейных строгих моделей, нельзя. Поэтому здесь эффективно применяется метод моментов. Для замыкания системы уравнений (54) во втором порядке предполагают, что плотность числа частиц различных компонент, по которым находятся собственные поля, имеет гауссовский вид

$$\rho_\alpha = \frac{N_\alpha}{2\pi a_\alpha b_\alpha} \exp \left[-\frac{(x - \bar{x}_\alpha)^2}{2a_\alpha^2} - \frac{(y - \bar{y}_\alpha)^2}{2b_\alpha^2} \right], \quad (76)$$

где a_α и b_α - среднеквадратичные размеры сечения компоненты α .

Рассмотрим подробнее задачу о транспортировке пучка многозарядных ионов с продольным импульсным разбросом в канале с квадрупольной фокусировкой и поворотными магнитами /60/. Уравнения движения центров масс в горизонтальной плоскости представим в виде

$$\frac{d\bar{Y}_i}{ds} = \rho \bar{Y}_i + Y_{0i} + Y_{si}, \quad (77)$$

где $S = v_0 t$ - продольная координата; v_0 - средняя продольная скорость пучка; $\bar{Y}_i = \begin{pmatrix} \bar{X}_i \\ \bar{Z}_i \end{pmatrix}$ - вектор, построенный из горизонтальной координаты $\bar{X}_i$ центра масс пучка i -ой зарядности, отсчитываемой от средней зарядности $\bar{Z}$, и её производной по $S - \bar{X}_i'$. Матрица второго порядка $\rho = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_{rel}^2 \\ -\Omega_{rel}^2 & 0 \end{pmatrix}$ задает действие внешних магнитных полей на центры масс:

$$\rho_{xi}^{ext} = \begin{cases} 1/R_0^2 & \text{в магните,} \\ \Omega_{rel}^2 & \text{в квадруполе,} \end{cases} \quad (78)$$

где $R_0 = -\frac{AMv_0 c}{ZeB_z}$ - радиус орбиты средней зарядности в поворотном магните с индукцией B_z , Z_i и A - зарядность и массовое число ионов i -го пучка, M - масса нуклона, e - заряд электрона, Ω_{rel} определена формулой (8) с соответствующим значением отношения заряда иона к массовому числу. Векторы-столбцы Y_{0i} и Y_{si} учитывают соответственно дисперсию по зарядам и взаимодействия пучков с разными зарядностями:

$$Y_{0i} = \begin{pmatrix} 0 \\ y_{0i} \end{pmatrix}, \quad Y_{si} = \begin{pmatrix} 0 \\ y_{si} \end{pmatrix}, \quad (79)$$

где

$$y_{0i} = \begin{cases} \frac{Z_i - \bar{Z}}{R_0^2} & \text{в магните,} \\ 0 & \text{в квадруполе.} \end{cases} \quad (80)$$

Вычисление y_{si} с использованием (76) дает в результате

$$y_{si} = \frac{Z_i e^2}{AM v_0^2 \gamma^3} \sum_j Z_j N_j \frac{\bar{X}_i - \bar{X}_j}{a_i^2 + a_j^2} I_{1ij}(\bar{x}_i, \bar{x}_j, a_i, a_j), \quad (81)$$

где N_j - линейная плотность ионного пучка с зарядностью Z_j ,

$$I_{1ij} = \int_0^1 \frac{e^{\beta_{ij} u} du}{\sqrt{1 + \alpha_{ij} u}}, \quad (82)$$

$$\alpha_{ij} = \frac{b_i^2 + b_j^2}{a_i^2 + a_j^2} - 1, \quad \beta_{ij} = \frac{(\bar{x}_i - \bar{x}_j)^2}{2(a_i^2 + a_j^2)}.$$

При $\alpha_{ij} > 0$ интеграл I_{1ij} выражается через интеграл вероятности

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt.$$

$$I_{1ij} = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha_{ij} \beta_{ij}}} e^{\frac{\beta_{ij}}{\alpha_{ij}}} \left[\operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{1 + \alpha_{ij}}{\alpha_{ij} \beta_{ij}}}\right) - \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{\beta_{ij}}{\alpha_{ij}}}\right) \right],$$

а при $-1 < \alpha_{ij} < 0$ - через интеграл Дуусона [63] $F(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{t^2} dt$.

$$I_{2ij} = \frac{2}{\sqrt{|\alpha_{ij}|} \beta_{ij}} \left[F\left(\sqrt{\frac{\beta_{ij}}{|\alpha_{ij}|}}\right) - e^{T\beta_{ij}} F\left(\sqrt{\frac{1-|\alpha_{ij}|}{|\alpha_{ij}|}} \beta_{ij}\right) \right].$$

Изменение среднеквадратичных горизонтальных размеров ионных пучков описывается матричным уравнением вида (38)

$$\frac{dM_{xi}}{ds} = P_{xi} M_{xi} + M_{xi} \tilde{P}_{xi}. \quad (83)$$

С учетом импульсного разброса в пучке $\frac{d\rho}{\rho}$ матрица центральных моментов второго порядка M_{xi} для i -го пучка представляется как

$$M_{xi} = \begin{pmatrix} \overline{(x_i - \bar{x}_i)^2} & \overline{(x_i - \bar{x}_i)(x'_i - \bar{x}'_i)} & \overline{(x_i - \bar{x}_i) \frac{\Delta\rho}{\rho}} \\ \overline{(x'_i - \bar{x}'_i)(x_i - \bar{x}_i)} & \overline{(x'_i - \bar{x}'_i)^2} & \overline{(x'_i - \bar{x}'_i) \frac{\Delta\rho}{\rho}} \\ \overline{(x_i - \bar{x}_i) \frac{\Delta\rho}{\rho}} & \overline{(x'_i - \bar{x}'_i) \frac{\Delta\rho}{\rho}} & \overline{\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^2} \end{pmatrix}. \quad (84)$$

Матрица третьего порядка P_{xi} имеет вид

$$P_{xi} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -b_{xi}^{ext} & -b_{xi}^s & 0 \\ 0 & 0 & a_i \end{pmatrix},$$

где $a_i = \frac{Z_i}{2} \frac{1}{\rho_i}$ - в магните, $a_i = 0$ - в квадруполе. Величина b_{xi}^s , определяющая кулоновскую поправку к квадратам частот колебаний в горизонтальной плоскости, равна

$$b_{xi}^s = \frac{-Z_i e^2}{AM v_0^2 \gamma^3} \sum_j Z_j N_j \frac{1}{a_i^2 + a_j^2} I_{2ij}, \quad (86)$$

$$I_{2ij} = \frac{2}{\alpha_{ij}} \left[\sqrt{1 + \alpha_{ij}} e^{-\beta_{ij}} - 1 + \beta_{ij} I_{1ij} \right].$$

Вертикальный среднеквадратичный размер пучка i -й зарядности b_i находится в результате решения системы уравнений

$$\frac{d^2 b_i}{ds^2} + (b_{yi}^{ext} + b_{yi}^s) b_i - \frac{\bar{E}_{yi}}{b_i^3} = 0, \quad (87)$$

где $\bar{E}_{yi}$ - среднеквадратичный вертикальный эмиттанс, $b_{yi}^{ext} = 0$ - в магните и $b_{yi}^{ext} = -b_{xi}^{ext}$ - в квадруполе, а

$$b_{yi}^s = \frac{-Z_i e^2}{AM v_0^2 \gamma^3} \sum_j Z_j N_j \frac{1}{a_i^2 + a_j^2} I_{3ij}, \quad (88)$$

$$I_{3ij} = \frac{2}{\alpha_{ij}} \left[1 - \frac{e^{-\beta_{ij}}}{\sqrt{1 + \alpha_{ij}}} - \beta_{ij} I_{1ij} \right].$$

Моменты второго порядка для кольцевых пучков. Используя метод моментов в случае кольцевых пучков, можно получить уравнения для средне-квадратичных размеров, которые определяются эмиттансом, импульсным разбросом частиц и собственным пространственным зарядом, рассмотреть влияние радиационных эффектов и рассеяния на остаточном газе в камере ускорителя на размеры /62/, для синхротронов с периодической структурой рассчитать характеристические функции с учетом собственных электромагнитных полей /64/ и т.д.

Выпишем уравнения для моментов второго порядка в горизонтальной плоскости (матрица M_x - формула (84)) в отсутствие азимутального электрического поля:

$$\frac{d\overline{x^2}}{ds} = 2\overline{xv_x}, \quad \frac{d\overline{xv_x}}{ds} = \overline{v_x^2} - \frac{\omega_x^2}{v_0^2} \overline{x^2} + \frac{1}{\rho} \overline{x\Delta p}, \quad (89)$$

$$\frac{d\overline{v_x^2}}{ds} = -2\frac{\omega_x^2}{v_0^2} \overline{xv_x} + \frac{2}{\rho} \overline{v_x\Delta p}, \quad \frac{d}{ds} \left(\overline{\frac{x\Delta p}{\rho}} \right) = \overline{\frac{v_x\Delta p}{\rho}},$$

$$\frac{d}{ds} \left(\overline{\frac{v_x\Delta p}{\rho}} \right) = -\frac{\omega_x^2}{v_0^2} \overline{\frac{x\Delta p}{\rho}} + \frac{1}{\rho} \left(\overline{\frac{\Delta p}{\rho}} \right)^2, \quad \frac{d}{ds} \left(\overline{\frac{\Delta p}{\rho}} \right)^2 = 0.$$

В формулах (89) x - горизонтальное отклонение от равновесной орбиты, $v_x = dx/ds$, s - координата частицы вдоль орбиты с кривизной $\rho(s)$, $\Delta p/\rho$ - относительное отклонение импульса от равновесного значения, ω_x - частота горизонтальных бетатронных колебаний с кулоновской поправкой.

Моменты второго порядка для кольцевых пучков связаны с параметрами Твисса и дисперсионной функцией ψ , удовлетворяющей уравнению

$$\frac{d^2\psi}{ds^2} + \frac{\omega_x^2}{v_0^2} \psi = \frac{1}{\rho}, \quad (90)$$

соотношениями /65/

$$\overline{x^2} = \overline{\epsilon_x} \beta_x + \psi^2 \left(\overline{\frac{\Delta p}{\rho}} \right)^2, \quad \overline{xv_x} = -\overline{\epsilon_x} \alpha_x + \psi \frac{d\psi}{ds} \left(\overline{\frac{\Delta p}{\rho}} \right)^2, \quad (91)$$

$\overline{v_x^2} = \overline{\epsilon_x} \gamma_x + \left(\frac{d\psi}{ds} \right)^2 \left(\overline{\frac{\Delta p}{\rho}} \right)^2$, $\overline{x \frac{\Delta p}{\rho}} = \psi \left(\overline{\frac{\Delta p}{\rho}} \right)^2$, $\overline{v_x \frac{\Delta p}{\rho}} = \frac{d\psi}{ds} \left(\overline{\frac{\Delta p}{\rho}} \right)^2$.
Первое из равенств в (91) отражает очевидный факт для статистически независимых событий: полный средний квадрат размера есть сумма среднего квадрата, обусловленного бетатронным движением, и среднего квадрата размера, определяемого синхротронным движением. Соответственно, при адиабатическом изменении азимутально-однородного внешнего магнитного поля сохраняется величина /62/

$$\gamma \omega_x [\bar{x}^2 - \psi^2 (\frac{\Delta p}{p})^2] = \text{const.} \quad (92)$$

Для электронного кольца, находящегося в слабофокусирующем стационарном магнитном поле, когда электроны теряют энергию только на синхротронное излучение, в работе /62/ получены адиабатические инварианты

$$\omega_z \bar{z}^2 = \text{const.},$$

$$\frac{\Delta p^2 \omega_x}{\gamma^2} [\bar{x}^2 - \psi^2 (\frac{\Delta p}{p})^2] = \text{const.}, \quad (93)$$

где изменение $\frac{\Delta p^2}{\gamma^2}$ дается уравнением

$$\frac{d \Delta p^2}{dt} = \frac{2}{\gamma} \frac{d\gamma}{dt} \left[(1-2n) \frac{\omega_x^2}{\omega_z^2} + 2 \right] \Delta p^2, \quad (94)$$

а изменение энергии электрона - известной формулой /3/

$$\frac{d\gamma}{dt} = - \frac{2}{3} \frac{e^4 B_z^2 \gamma^2}{m^3 c^6}. \quad (95)$$

Замыкание цепочки уравнений для моментов в высших порядках. Уравнения для моментов второго порядка, рассмотренные выше, соответствуют определенному способу линеаризации внешних и собственных электромагнитных полей по отклонениям от оси пучка. Таким образом, опускаются нелинейные эффекты; в частности, изменение среднеквадратичного эмиттанта пучка в нелинейных полях. Чтобы правильно учитывать это важное для приложений явление, необходимо найти процедуру обрыва бесконечной системы зацепляющихся уравнений для моментов в высших порядках и выразить усредненные со степенными весами значения собственной силы Лоренца через используемые моменты.

Проблему обрыва цепочки можно просто решить, считая все моменты с порядком, выше определенного, нулевыми /66-68/. Однако ограниченность такого подхода видна, например, для периодического движения частиц. Если в рассмотренном выше примере нерелятивистского одномерного движения в постоянном внешнем поле пренебречь моментами высоких порядков в цепочке (47), то в решении появляются секулярные члены (со степенным ростом во времени), точно так же, как при решении соответствующего нелинейного уравнения движения одной частицы методом последовательных приближений.

Для достаточно узких распределений в фазовом пространстве цепочку уравнений для моментов можно оборвать, вводя ослабление корреляцией, т.е. заменяя моменты высших порядков соответствующей суммой произведений учитываемых моментов /68/.

По-видимому, наиболее перспективным способом обрыва цепочки является применение к рассматриваемой проблеме метода Града /69/, в

результате чего получается конечная замкнутая система уравнений для приближённых значений моментов.

Задача о представлении степенных моментов собственной силы Лоренца через моменты низших порядков так же, как и задача обрыва цепочки, имеет бесконечное множество решений. Для выбора определенного представления необходимы дополнительные условия. В работе /29/, например, требуется аппроксимация плотности заряда полиномами с наивысшей алгебраической точностью (механические квадратуры). Представление плотности заряда специального вида используется и в /68/. Применение метода Грёда для обрыва цепочки /69/ естественно связано с нахождением приближённых значений источников поля и с вычислением по ним собственной силы Лоренца.

Заключение. К сегодняшнему дню метод моментов широко применяется для решения различных физических и расчетных задач теории ускорителей, магнитной оптики и динамики сильноточных пучков. Наиболее разработана методика с использованием моментов второго порядка - среднеквадратичных характеристик пучков. Хотя уравнения для моментов второго порядка получают при эффективной линеаризации электромагнитных полей (параксиальное приближение), и они совпадают по виду с уравнениями, известными из строгих самосогласованных моделей пучков, уравнения для моментов пригодны для широкого класса распределений частиц в фазовом пространстве и обладают большой общностью.

Кроме того, метод моментов во втором порядке позволяет учесть такие физические явления, как рассеяние пучка при прохождении через газ или твердотельные плёнки, ионизацию атомов (молекул) газа и накопление ионов в пучке, взаимодействие многокомпонентных пучков с несовпадающими поперечными размерами и различными зарядностями для пучков тяжёлых ионов, синхротронное излучение для кольцевых пучков электронов и т.д.

Метод моментов является удобным, а иногда и единственным аппаратом, пригодным для решения на ЭВМ задач оптимизации ускорительных структур, каналов транспортировки, согласующих и других систем с учетом пространственного заряда пучка, т.к. требует на просчёт варианта структуры намного меньше времени, чем метод укрупнённых частиц, который используют для контроля и уточнения оптимального выбора.

Применимость метода моментов во втором порядке ограничена тем, что теряются важные эффекты, обусловленные нарушением параксиальности электромагнитных сил, действующих на частицы, например, рост среднеквадратичного эмиттанса пучка. Для устранения этого недостатка необходимо дальнейшее развитие теории по пути обоснованного обрыва бесконечной цепочки зацепляющихся уравнений для моментов и получения

приближенных самосогласованных уравнений для моментов в высших порядках.

Л и т е р а т у р а

1. Капчинский И.М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. Атомиздат, М., 1966.
2. Капчинский И.М. Теория линейных резонансных ускорителей, Энергоиздат, М., 1982.
3. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. Физматгиз, М., 1962.
4. Лихтенберг А. Динамика частиц в фазовом пространстве. Атомиздат, М., 1972.
5. Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. Мир, М., 1980.
6. Вычислительные методы в физике плазмы. Сб. статей под редакцией Б.Олдера, С.Фернбаха и М.Ротенберга. Мир, М., 1974.
7. Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. Атомиздат, М., 1979.
8. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. Наука, М., 1979.
9. Власов А.А. Статистические функции распределения. Наука, М., 1966.
10. Karchinsky I.M., Vladimirovsky V.V. In Proceedings of the Internat. Conf on High Energy Accelerat. and Instrum., CERN. Geneva, 1959, p.274.
11. Буданов Ю.А. ЖТФ, 1984, 54, 1068.
12. Dymnikov A.D., Perelshtein E.A. Nucl. Instr. a. Meth, 1978, 148, 567 ; ОИЯИ, Р9-10620, Дубна, 1977.
13. Sachser F.J. Preprint LRL, UCRL-18454, Berkeley, California, 1968
14. Kazarinov N.Yu., Perelshtein E.A., Schevtsov V.F. Particle Accelerat. 1980, 10, 1 ; ОИЯИ, Р9-10985, Дубна, 1977.
15. Ярковой О.И. ЖТФ, 1962, 32, 1285; ОИЯИ, 2183, Дубна, 1965.
16. Казаринов Н.К., Перельштейн Э.А., Шевцов В.Ф., Шинов Б.Г. Труды совещания по программированию и математическим методам решения физических задач, Д 10, II - II264, Дубна, 1978, с.313.
17. Тепляков В.А. ПТЭ, 1968, 6, 13.
18. Власов А.Д. Теория линейных ускорителей. М., Атомиздат, 1965.
19. Ахмезер А.И. и др. В кн. Теория и расчет линейных ускорителей. М., Госатомиздат, 1962, с.114.
20. Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. ЖТФ, 1978, 48, 249; ОИЯИ, Р9-10468, Дубна, 1977.
21. Рогинский Л.А. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, II. Дубна, 1979, 260.
22. Чихачев А.С. ЖТФ, 1984, 54, 1694.
23. Lepostolle P.M. Proc. of Particle Accelerator Conf., Chicago,

- IEEE Trans. Nucl.Sci., 1971, NS-18, 3, p.1101.
24. Sacherer F.J. Proc. of Particle Accelerator Conf., Chicago, IEEE Trans., Nucl. Sci., 1971, NS-18, 3, p.1105; CERN/SI/Int., 70-12, 1970.
 25. Bru B., Weiss M. CERN/MPS/LIN, 72-4, 1972.
 26. Мирер И.С. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, II. Наука, М., 1975, с.87; Труды Радиотехнического института, 1973, I4, с.26.
 27. Гаркуша В.И., Карташов В.П., Котов В.И., Сахаров В.П. ЖТФ, 1980, 50, I6.
 28. Брандт Б. Статические методы анализа наблюдений. Мир, М., 1975.
 29. Бобылева Л.В., Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, РИ-81-796, Дубна, 1981.
 30. Lee E.P., Cooper R.K. Particle Accelerators. 1976, 7, 83.
 31. Ходатаев К.В. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. 1978, II, с.43.
 32. Рудяк Ю.В., Ходатаев К.В., там же, с.47.
 33. Розанов Н.Е., Ходатаев К.В., там же, с.51.
 34. Розанов Н.Е. Труды Радиотехнического института, 1980, 39, с.118.
 35. Розанов Н.Е. ЖТФ, 1983, 53, I293.
 36. Капчинский М.И., Розанов Н.Е. Физика плазмы. 1982, 8, 339.
 37. Weiss M. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-20, 1979, p.877.
 38. Остроумов П.Н., Романов Г.В., Фатеев А.П. ЖТФ, 1980, 50, I237.
 39. Мурин Б.П. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, I. Наука, М., 1974, с.123.
 40. Вялов Г.Н., Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. и др. ОИЯИ, Р9-11672, Дубна, 1978.
 41. Остроумов П.Н., Романов Г.В., Фатеев А.П. Письма ЖТФ, 1978, 4, 804.
 42. Перельштейн Э.А., Шевцов В.Ф., Щинов Б.Г. ОИЯИ, Р9-10060, Дубна, 1976.
 43. Власов А.М., Коваленко Ю.А., Малофеев О.А., Никонов С.В. Р и Э, 1981, 26, 2370.
 44. Воробьева Е.Я., Зенкевич П.Р. ИТЭФ - 38, М., 1982.
 45. Власов М.А., Никонов С.В. Р и Э, 1983, 28, 965.
 46. Bennett W.N. Phys. Rev. 1934, 45, 890.
 47. Lee E.P. Phys. Fluids. 1976, 19, 60.
 48. Keefe D., Sessler A.M. Proc. of XI Internat. Conf. on High Energy Accelerat. Geneva, 1980, p.201.
 49. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.

50. Александров В.С., Долбилов Г.В., Перельштейн Э.А. и др. ОИЯИ , 9-82-709, Дубна, 1982.
51. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. ЖТФ, 1980, 50 , 1722 ; ОИЯИ, Р9-12719, Дубна, 1979.
52. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. ЖТФ, 1980, 50, 101 ; ОИЯИ , Р9-12441, Дубна, 1979.
53. Перельштейн Э.А., Шевцов В.Ф., Ширков Г.Д., Щинов Б.Г. ЖТФ, 1984, 54, 270 .
54. Priggs R.J., Hester R.E., Lamb W.A. et.al. Bull. Am. Phys. Soc., 1974, 19, 902.
55. Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. ОИЯИ, 9-80-124, Дубна, 1980.
56. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Физматгиз, М., 1963.
57. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, Р9-11337, Дубна, 1978.
58. Кузнецов В.С. и др. Proc. of the 8th Internat. Conf. on High Energy Accelerat. CERN, 1971, p.384.
59. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. ЖТФ, 1980, 50, 101; ОИЯИ , Р9-12441, Дубна, 1979.
60. Казаринов Н.Ю., Кузнецов А.Б., Перельштейн Э.А. и др. ОИЯИ , Р9-83-238, Дубна, 1983.
61. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. ЖТФ, 1980, 50 , 1722; ОИЯИ, Р9-12719, Дубна, 1979.
62. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. ЖТФ, 1980, 50, 549.
63. Справочник по специальным функциям /под ред. Абрамовица М. и Стиган И./. Наука, М., 1979.
64. Александров В.С., Белошицкий П.Ф., Беляев Л.Н. и др. Ускоритель-ный комплекс тяжелых ионов в ОИЯИ, ОИЯИ , Р9-83-613, Дубна, 1983.
65. Казаринов Н.Ю., Шеулин А.С. ОИЯИ, Р9-83-920, Дубна, 1983.
66. Дымников А.Д. Совещание по программированию и математическим методам решения физических задач, ОИЯИ Д10, II-11264, Дубна, 1978 , с.300.
67. Андрианов С.Н., Дымников А.Д., Осетинский Г.М. ОИЯИ, Р9-12873, Дубна, 1979.
68. Channel P.J. IEEE Trans. Nucl. Sci, NS-30, 4, 1983, p.2607.
69. Вялов Г.Н. ИЯИ АН СССР, П-0163, Москва, 1980.

МЕТОДЫ РАСЧЕТА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

С.Б.Ворожцов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Из большого количества известных в настоящее время численных методов расчета магнитостатических полей будем рассматривать лишь те, которые по современным понятиям наиболее близки к наилучшему или "идеальному" методу, характеризуемому следующими чертами:

- 1) относительная легкость представления для численной реализации сложной конфигурации магнитопровода и токовой обмотки магнита в, например, ускорителях с пространственной вариацией магнитного поля;
- 2) технологичность при программировании;
- 3) предопределенное получение численного решения задачи за минимальное число шагов;

4) обеспеченность требуемой точности решения, отсутствие ложных численных решений;

5) возможность реализации алгоритма в пределах тех ограничений на затрачиваемое время центрального процессора и занимаемой оперативной памяти, которые существуют у современных ЭМ.

В настоящее время можно выделить две группы методов расчета полей: дифференциальные и интегральные.

Рассматривается возможность комбинации этих двух методов в одном алгоритме (гибридные методы).

§ 1. Дифференциальные методы

а) Постановка задачи

Уравнения Максвелла для статических магнитных полей имеют следующий вид:

$$\operatorname{rot} \vec{B} = 0, \quad \operatorname{div} \vec{H} = \vec{j}, \quad (I)$$

где $B = \mu_0 \mu(H)$, H — известная функция для рассматриваемой изотропной среды, $\vec{B}$ — магнитная индукция, $\vec{H}$ — напряженность магнитного поля, $\vec{j}$ — плотность тока, μ_0 — абсолютная магнитная проницаемость вакуума. На границе двух сред с различными характеристиками $\mu(H)$ уравнения (I) переходит в следующие:

$$\vec{n}(\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0, \quad \vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0, \quad (2)$$

где $\vec{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности раздела сред 1 и 2. Если источники поля находятся в области с конечными размерами, то при бесконечном удалении от этой области магнитное поле исчезает мало,

$$B = H = 0. \quad (3)$$

Обычный подход при решении (1) + (3) заключается во введении векторного или скалярного потенциала, согласно одному из следующих соотношений:

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A}, \quad \vec{H} = \vec{T} - \text{grad } \varphi, \quad \vec{H} = -\text{grad } \psi, \quad (4,5,6)$$

где $\vec{A}$ — магнитостатический векторный потенциал, φ — магнитостатический скалярный потенциал, $\vec{T}$ — электрический векторный потенциал, обусловленный своим появлением наличием токовых обмоток, ψ — полный магнитостатический скалярный потенциал.

При использовании векторного потенциала для расчета пространственных полей встает задача отыскания трех неизвестных компонент потенциала. В этом случае предпочтительным оказывается применение комбинации скалярных потенциалов φ, ψ [2]. Для областей расчета с постоянным значением $\mu = 1$ выбирается потенциал φ . В этом случае вместо (1) с учетом (5) получим

$$\text{div}(\mu \cdot \text{grad } \varphi) = \text{div}(\mu \vec{T}), \quad (7)$$

где $\vec{T}$ определяется исходя из уравнения

$$\text{rot } \vec{T} = \vec{j}, \quad (8)$$

а также некоторых дополнительных условий, выбираемых из условия наиболее простой функциональной зависимости вектора $\vec{T}$ от координат [3,4]. В областях с большим значением магнитной проницаемости ($\mu \gg 1$) напряженность магнитного поля $\vec{H}$ близка к нулю, что ведет к численной неустойчивости алгоритма. Для таких областей, где обычно $\vec{j} = 0$, используют полный скалярный потенциал ψ . В результате получим вместо (1) с учетом (6) уравнение

$$\text{div}(\mu \cdot \text{grad } \psi) = 0. \quad (9)$$

Условия сопряжения (2) на границе сред с различной магнитной проницаемостью имеют в этом случае вид

$$\mu_1 \frac{\partial \psi}{\partial n} = \mu_2 \left[\frac{\partial \psi}{\partial n} - (\vec{n} \cdot \vec{T}) \right], \quad (10)$$

$$\psi = \varphi - \int \vec{T} \cdot d\vec{s}, \quad (11)$$

где интегрирование в (11) ведется вдоль любой линии, принадлежащей целиком поверхности разделения сред. Полагая в некоторой выбранной точке границы сред $\varphi = \psi$, видим, что условие (11) определяет скачок скалярного потенциала на этой границе. Условие (3) может быть обеспечено в рассматриваемой постановке задачи, если положить

$$\psi = 0 \quad (12)$$

в бесконечно удаленной точке. Таким образом, для трехмерного случая вместо задачи (1) — (3) имеем задачу (7) — (12).

б) Дискретизация задачи

Для численного решения задачи необходимо использовать один из двух методов: — конечных разностей (МКР) и конечных элементов (МКЭ).

В случае МКР дифференциальные операторы аппроксимируются конечно-разностными, базирующимися на некоторой сетке из координатных поверхностей. Искомая функция заменяется сеточной, определенной лишь в отдельных точках области расчета. Этот метод очень удобен, если все под-области задачи ограничены сеточными поверхностями. Однако для сложных конфигураций магнита аппроксимация условий сопряжения на границе сред вызывает значительные трудности. Кроме того, современные эффективные методы решения больших матричных уравнений, получаемых после дискретизации задачи, обычно базируются на симметричных и положительно определенных матрицах. В МКР эти свойства не гарантируются даже если оператор исходной задачи симметричен и положительно определен /5/.

В противоположность вынесказанному МКЭ (или проекционно-сеточный метод) обладает рядом привлекательных свойств:

- 1) искомая функция заменяется на аппроксимирующую функцию, определенную всюду в области расчета;
- 2) геометрически более гибок, позволяя моделировать границы сред как в виде многогранной, так и криволинейной поверхности;
- 3) получающаяся алгебраическая система обычно меньше по размеру, чем для МКР за счет варьирования эффективного диаметра конечных элементов в различных областях задачи;
- 4) матрица задачи обычно симметричная и положительно определенная;
- 5) при необходимости повышения точности решения переход к сетке более высокого порядка естественен и не вызывает особых трудностей при программировании (технологичность).

Использование МКР позволило добиться значительных успехов при численном моделировании магнитостатических полей /6/, однако современные комплексы программы по расчету полей ориентируются на МКЭ. В связи с этим рассмотрим аппроксимацию поставленной задачи методом конечных элементов. В этом методе область расчета рассматривается как совокупность элементарных объемов — "конечных элементов". В пределах каждого такого элемента искомая функция представляется в виде

$$U = \sum_{i=1}^N N_i U_i, \quad (13)$$

где U_i — значение искомой функции в i -й точке, принадлежащей элементу, $N_i(x, y, z)$ — базисная функция, выбираемая так, чтобы ее значение было равно 1 в i -й точке и нулю — в остальных узловых точках элемента. Для задачи (7) — (12) применение МКЭ дает следующую систему уравнений:

$$\int_{\Omega_1} \mu \cdot \text{grad } N_i \cdot \text{grad } \varphi \, d\Omega + \int_{\Omega_2} \mu \cdot \text{grad } N_i \cdot \text{grad } \varphi \, d\Omega = - \int_{S_i} N_i \cdot (\vec{r} \cdot \vec{n}_i) \, dS, \quad (14)$$

где S_i - граничная поверхность нелинейной области Ω_i ; $\vec{n}_i$ - внешняя нормаль к ней; Ω_2 - линейная область ($\mu = 1$). В правой части использованы условия (10) и (12) для упрощения поверхностного интеграла. Подставляя (13) при $U = \varphi$ в области Ω_1 и $U = \varphi$ в области Ω_2 в (14) для каждой i -й узловой точки получим уравнение

$$\sum_i \left\{ \sum_{\omega_k} [\varphi_i \int_{\omega_k} \mu (\nabla N_i \cdot \nabla N_j) \, d\omega + \varphi_j \int_{\omega_k} (\nabla N_i \cdot \nabla N_j) \, d\omega] - \int_{S_i} N_i (\vec{n}_i \cdot \vec{r}) \, dS \right\} = 0, \quad (15)$$

где $\sum_i$ - берется по всем элементам ω_k , содержащим i -ю точку; $\sum_j$ - берется по всем j -м точкам такого элемента. Для точек, лежащих на границе орада S_i , используется (11) для исключения в (15) одной из неизвестных φ_i или φ_j . Таким образом, (15) представляет из себя систему нелинейных (μ - зависит от решения) алгебраических уравнений с симметричной ленточной матрицей. Размерность матрицы соответствует числу узловых точек, в которых определяются значения искомой функции.

в) Решение матричного уравнения

Для решения нелинейной системы (15) на каждом шаге итерационного процесса по магнитной проницаемости будем предполагать, что $\mu(x, y, z)$ - заданная функцией координат, обновляемая после получения решения линейной системы. Известно большое число методов решения линейных алгебраических систем, однако нас будут интересовать такие, которые лучше всего отвечают характерным свойствам матрицы в (15): большой размер ($n > 1000$), незаполненность, ленточная структура, симметричность, в некоторых случаях положительная определенность^{18, 19}.

Одним из эффективных современных методов решения линейризованной системы (15) является неполный метод Холецкого (метод квадратного корня) с последующим применением метода сопряжения градиентов¹⁰. Для матричного уравнения

$$Mu + b = 0 \quad (16)$$

с эрмитовой матрицей можно записать в случае $M > 0$ следующее представление матрицы

$$M \approx LL^T, \quad (17)$$

где L - правая треугольная матрица, а L^T - сопряженная к ней. Неполнота декомпозиции M заключается в том, что в матрицах L и L^T отличны от нуля только те элементы, которые были ненулевыми и в исходной матрице. Поскольку матрица M - симметричная, то исходное уравнение (16) можно представить в виде

$$(L^T M L^{-T})(L^T u) + (L^T b) = Ax + cl = 0, \quad (18)$$

где в силу (17) матрица A имеет гораздо меньшее число обусловленности.

Кроме того, эта матрица симметричная, и применение метода сопряженных градиентов к (18) приводит к гораздо более быстрой сходимости, чем для многих других известных методов. Для применения этого метода к модифицированной системе (18) рассмотрим вектор навязки на K -й итерации

$$z^{(K)} = A x^{(K)} + d \quad (19)$$

и построим итерационный процесс

$$x^{(K+1)} = x^{(K)} + [z^{(K)} + e_K (x^{(K)} - x^{(K-1)})] / q_K. \quad (20)$$

Для того, чтобы обеспечить при всех $i \leq K$ условие

$$(z^{(K+1)}, z^{(i)}) = 0, \quad (21)$$

выбираем параметры процесса так, чтобы

$$e_0 = 0, q_K = (z^{(K)}, A z^{(K)}) / (z^{(K)}, z^{(K)}) - e_K, e_{K+1} = q_K (z^{(K+1)}, z^{(K+1)}) / (z^{(K)}, z^{(K)}). \quad (22)$$

Краткое описание других перспективных методов решения больших линейных алгебраических систем с незаполненной матрицей можно найти в обзоре [1].

§ 2. Интегральные методы

а) Постановка задачи

Существует большое разнообразие различных формулировок магнитостатических задач в виде интегральных уравнений [11, 12, 16, 17]. Однако будем рассматривать лишь те постановки, которые явились основой для создания широко используемых пакетов прикладных программ, либо являются перспективными с точки зрения современных представлений. В связи с этим выделим метод объемных интегральных уравнений, одна из формулировок которого для векторной искомой функции заключается в следующем: представим напряженность магнитного поля в виде суммы векторов

$$\vec{H} = \vec{H}_m + \vec{T}, \quad \text{где} \quad (23)$$

$$\vec{T} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_3} \frac{d\vec{x} \wedge \vec{R}}{R^3} d\Omega, \quad (24)$$

т.е. $\vec{T}$ — напряженность магнитного поля в вакууме от токовой обмотки, занимающей объем Ω_3 ,

$$\vec{H}_m = -\frac{1}{4\pi} \operatorname{grad} \int_{\Omega_1} \frac{(\vec{M} \cdot \vec{R})}{R^3} d\Omega, \quad (25)$$

т.е. $\vec{H}_m$ — напряженность магнитного поля от намагниченной среды ($\vec{M} \neq 0$), занимающей объем Ω_1 . Уравнения (23) с учетом (24) и (25), а также соотношения $\vec{M} = (\mu - 1) \vec{H}$ можно представить в виде интегрального уравнения относительно вектора намагниченности $\vec{M}$

$$\frac{1}{\mu - 1} \vec{M} = -\frac{1}{4\pi} \operatorname{grad} \int_{\Omega_1} \frac{(\vec{M} \cdot \vec{R})}{R^3} d\Omega + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_3} \frac{d\vec{x} \wedge \vec{R}}{R^3} d\Omega. \quad (26)$$

Возможна альтернативная формулировка интегрального уравнения (26) относительно индукции магнитного поля $\vec{B}$ [13].

Достоинство данной формы интегрального уравнения заключается в том, что результат расчета сразу получается в виде напряженности магнитного поля. Однако при построении алгебраической системы необходимо учитывать три компонента $\vec{M}$. Кроме того, при решении системы, так же, как и для случая магнитоэстатического скалярного потенциала в нелинейной среде, может возникать численная неустойчивость. В результате появляется необходимость в модификации матрицы (регуляризация) /14/.

Также, как и в дифференциальных методах, в случае интегральных методов помимо постановки задачи с векторной искомой функцией возможна постановка оо скалярной искомой функцией. Наиболее численно устойчивой оказалась при этом постановка с использованием полного магнитоэстатического скалярного потенциала /2,15/, согласно формуле (6), где

$$\psi = \psi_T + \psi; \quad (27)$$

ψ_T — скалярный потенциал токовых обмоток в вакууме, вычисляемый в области $\mathcal{L}$, свободной от токов; ψ — магнитоэстатический скалярный потенциал. В соответствии с данными определениями имеем

$$\psi_T = \int (\vec{T} \cdot d\vec{e}), \quad (28)$$

где $\vec{T}$ — определяется по (24), а контур $\mathcal{L}$ выбран так, чтобы потенциал ψ_T был однозначен (т.е. не содержал бы внутри себя токовых обмоток, например, находясь целиком внутри $\mathcal{L}$). Магнитоэстатический потенциал на основании (6) и (25) определяется по формуле

$$\psi = -\frac{1}{4\pi} \int_{\mathcal{L}} \chi \cdot \text{grad} \psi \cdot \text{grad} \frac{1}{R} d\mathcal{L}, \quad (29)$$

где магнитная восприимчивость $\chi = \mu - 1$.

Подставляя (28) и (29) в (27) и применяя формулу Грина, получим интегральное уравнение относительно полного потенциала ψ

$$\mu \psi = \psi_T - \frac{1}{4\pi} \oint_{S_i} \chi \psi \cdot \frac{\partial (\frac{1}{R})}{\partial n} ds + \frac{1}{4\pi} \int_{\mathcal{L}} \psi \cdot (\nabla \chi \cdot \nabla \frac{1}{R}) d\mathcal{L}. \quad (30)$$

Если в объеме $\mathcal{L}$ магнитная восприимчивость тождественно равна константе, то вместо (30) получим поверхностное интегральное уравнение

$$\mu \chi = \psi_T - \frac{\chi}{4\pi} \oint_{S_i} \psi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R} \right) ds. \quad (31)$$

Преимущества постановки (30), а также (31) перед (26) не только в численной устойчивости, но и в том, что определяется одна искомая скалярная функция ψ вместо векторной функции в (26).

Преимущества интегральной формулировки задачи перед дифференциальной заключаются в следующем:

- 1) граничные условия в бесконечно удаленных точках естественно вставлены в самом уравнении. Таким образом, не требуется устанавливать искусственную граничную поверхность с заданием на ней соответствующих условий, как это необходимо в дифференциальных методах;
- 2) для решения задачи достаточно найти искомую функцию лишь в

области Ω_μ , ($\mu > 1$). Т.е. делению на конечные элементы подвергается лишь часть объема, в котором определяется поле, что сокращает число независимых переменных в алгебраической системе;

3) полученное решение точно удовлетворяет уравнениям Максвелла (аппроксимируются лишь граничные условия на поверхности конечных элементов). Для дифференциального метода решение лишь приближенно удовлетворяет уравнениям Максвелла;

4) граничные условия на разделе сред не требуют специального рассмотрения и включены естественно в постановку задачи.

б) Дискретизация

Так же, как и для дифференциальных методов, область определения искомой функции (в данном случае $\vec{M}$) представляется в виде совокупности конечных элементов. Для интегрального уравнения (26) принимается $\vec{M} = \text{const}$ в каждом элементе ω_k , в результате чего имеем вместо (26) приближенное уравнение

$$\frac{1}{4\pi} \sum_{k=1}^N \vec{M}_k \left(\frac{4\pi}{\lambda} \delta_{km} + G_{km} \right) = \vec{T}_m, \quad (32)$$

где $m = 1, 2, \dots, N$, δ_{km} - дельта-функции Дирака, G_{km} - для конечных элементов в виде многогранника может быть вычислено аналитически. Из (32) видно, что необходимо решить нелинейную алгебраическую систему с полностью заполненной матрицей размерностью $(3N \times 3N)$. Случай линейной зависимости искомой векторной функции от координат в пределах конечных элементов рассмотрен в работах [18, 19].

Для интегрального уравнения в формуле (30) область расчета также представляется в виде совокупности конечных элементов, что приводит к аппроксимации типа (13), как и для дифференциального метода. В результате получим вместо (30)

$$\vec{M}_k \cdot \vec{Y}_k = - \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \vec{Y}_j \sum_{k \in S_{kj}} \vec{r}_k \int_{S_{kj}} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R} \right) dS + Y_{T_k}, \quad (33)$$

где S_{kj} - граничная поверхность элемента ω_k , содержащая вершину. Интегралы в (33) для многогранных элементов вычисляются аналитически. Комбинируя все такие уравнения, получим алгебраическую систему, матрица которой полностью заполнена и несимметрична.

Суммируя рассмотрение интегрального метода, можно прийти к выводу, что кроме уже перечисленных достоинств этого подхода существуют определенные ограничения при его численной реализации, а именно:

1) матрица задачи полностью заполненная, и требуются более трудоемкие методы решения алгебраической системы, чем это было в дифференциальном методе;

2) вычисление коэффициентов матрицы требует гораздо больше памяти ЭВМ, чем в дифференциальном случае и зависит от наличия симметрии задачи;

3) определение поля в заданной области на основании полученного решения требует значительных затрат времени ЭВМ;

4) в некоторых случаях возникают вычислительные трудности с оценкой сингулярных интегралов.

в) Решение алгебраической системы

Поскольку в интегральных методах матрица системы полностью заполненная, то наилучшие результаты достигаются при решении матричного уравнения методом исключения Гаусса с выбором главного элемента ^{/21/}. Однако размерность матрицы может быть слишком большой, чтобы она целиком помещалась в оперативной памяти ЭВМ. Поэтому матрица делится на блоки так, чтобы в каждый момент в оперативной памяти находилась лишь та часть матрицы, которая нужна для вычислений. Вся же матрица хранится на дисках прямого доступа ^{/22/}. Итерационные методы решения линейных и нелинейных алгебраических систем, возникающих в методе вторичных источников, изложены в работе ^{/23/}.

§ 3. Смешанные интегродифференциальные методы

Как видно из предыдущего рассмотрения, оба подхода: дифференциальный и интегральный имеют свои преимущества и недостатки, причем выбор метода сильно зависит от класса решаемой задачи. Решение геометрически сложной трехмерной нелинейной задачи предпочтительнее вести дифференциальным методом при условии, что затраты на генерацию сетки не превалируют над экономией времени ЭВМ при решении. В некоторых случаях трудности с генерацией сетки могут заставить перейти на более дорогие по времени решения на ЭВМ интегральные методы. Для линейных задач, где достаточно решить поверхностные интегральные уравнения, преимущества интегрального метода неоспоримы. Одним из перспективных методов в настоящее время является так называемый смешанный метод, где делается попытка объединить достоинства интегрального и дифференциального подхода в единой вычислительной схеме ^{/24,25,26,27/}. Действительно, в дифференциальном методе при попытке аппроксимировать магнитные поля вне нелинейной среды вплоть до бесконечно удаленных точек возникает проблема возрастания числа неизвестных в алгебраической системе. С другой стороны, описание поля в линейной среде вплоть до бесконечно удаленных точек может быть выполнено в интегральном методе при минимальном числе неизвестных.

В рамках дифференциального метода развивается два направления для решения проблемы удаленных точек. Одно из них связано с конструированием специальных бесконечных элементов, простирающихся от границы не-

линейной среды до бесконечности /29,30/. Базисные функции этих элементов выбираются так, чтобы они удовлетворяли граничным условиям на бесконечности.

Второе направление связано с конструированием вне нелинейной среды концентрических слоев внешних конечных элементов, простирающихся настолько далеко от границы сред, чтобы на поверхности самого крайнего слоя можно было установить граничное условие на бесконечности /31/. При этом число неизвестных не увеличивается, так как все внутренние узлы сетки в линейной среде устраняются из рассмотрения до начала вычислений в нелинейной среде.

Заключивая анализ современных методов расчета магнитостатических полей, необходимо отметить, что многие вопросы, такие, например, как:

1) подготовка исходных данных задачи (конструирование конечно-элементной сетки, описание геометрии магнитной системы, тестирование исходных данных с привлечением графических средств, преобразование задаваемой пользователем исходной информации в машинно-ориентированную информацию и т.д.);

2) анализ полученных результатов (вычисление ponderomotorных сил, запасенной энергии, различных интегральных характеристик поля, обзор получаемых полей, графическое представление результатов и т.д.) не могли быть включены в рассмотрение из-за ограничений на объем работы. Некоторые примеры применения описанных методов расчета к ускорителям заряженных частиц и экспериментальным установкам можно найти в работах /32,4/37/. Обзор существующих программ для ЭВМ и новых направлений содержится в работах /38,39/.

Автор хотел бы выразить благодарность П.Г.Акишину и М.Б.Калинкиной за помощь при работе над обзором.

Литература

1. Iselin Chr.F. IEEE Trans.on Mag. v. Mag-17, No 5, 1981, p. 2168-2177.
2. Armstrong A.G., Collie C.J., Simkin J., Trowbridge C.W. RI-78-088, 1978 .
3. Дойников Н.И. НИИЭФА, обзор ОБ-8, Ленинград, 1976.
4. Сакумаех S. CERN ISR-MA/70-19, 1970 .
5. Марчук Г.И., Агашков В.И. Введение в проекционно-сеточные методы. "Наука", М., 1981, стр. 14-20.
6. Дойников Н.И. НИИЭФА, обзор ОБ-42, Ленинград, 1981.
7. Winslow A.M. UCRL-7784-T, 1964.
8. Young D. Trans.Amer.Math.Soc. v.76, pp.92-111, 1954 .
9. Бахвалов Н.С. Численные методы. "Наука", М., 1973, стр. 388-391.
10. Meijerink J.A., Van der Vorst H.A. Math.of Comput. vol. 31, 137, 1977 , p. 148-162.

11. Тозони О.В. Метод вторичных источников в электротехнике. "Энергия", М., 1975.
12. Zaky S.G., Robertson S.D.T. Proc.of the 3-rd Reno Conf.on Mag. Fields, Reno, Nevada, 1971, p. 142-171.
13. Akiashin P.G., Vorozhtsov S.B., Zhidkov E.P. Proc.of Computmag. Grenoble, 1978, paper 1.3.
14. Алексеев А.Н., Дзюба В.А., Карлинер М.М., Лисянский П.Б., Томель Б.М. Препринт ИЯФ, 75-95, Новосибирск, 1975.
15. Hannalla A.Y., Simkin J. RL-79-077, 1979 .
16. Chow S.K., Lee Y.T., Owen B.A. IEEE Trans.on Mag. vol. Mag-18, No 2, 1982, pp. 340-345.
17. McWhirter J.H., Groves J.J., Haach R.W. IEEE Trans.on Mag, vol. Mag-18, No 2, 1982, pp. 373-378.
18. Collie C.J., Trowbridge. RL-74-132, 1974.
19. Акишин П.Г., Жидков Е.П. ОИЯИ, РИ-81-826, Дубна, 1981.
20. Simkin J. IEEE Trans.on Mag. vol. Mag-18, No2, 1982, pp.401-405.
21. Edberg E. CERN 76-22, 1976 .
22. Newman M.J. RL-76-018, 1976.
23. Маергойз И.Д. Итерационные методы расчета статических полей в неоднородных анизотропных и нелинейных средах. "Наукова думка", Киев, 1979.
24. Zienkiewicz O.C., Kelly D.W., Bettess P. Int.J.Num.Meth.Eng. 11, 1977, pp. 355-376.
25. Zienkiewicz O.C. Proc.of COMPUTMAG, Grenoble, 1978, paper 1.1.
26. Дайковский А.Г., Ершов С.Д., Португалов Д.И., Рябов А.Д. ИФВЗ, ОМБТ, 80-81, Серпухов 1981.
27. Абрамов А.Г. и др. ИФВЗ, ОМБТ, 82-87, Серпухов, 1982.
28. Friedman M.J., Colonias J.S. IEEE Trans.on Mag. vol. Mag-18, No 2, 1982, pp. 336-339.
29. Bettess P. Int.J.Num.Meth.Eng. v. 11, p. 53-64, 1977 .
30. Pissanetzky S. IEEE Trans.on Mag. vol. Mag-18, No 2, 1982, pp. 346-390.
31. Sylvester P.P., Carpenter C.J. Proc.IEEE, vol. 124, pp.1267-1270
32. Ворожцов С.Б. ОИЯИ, Р9-9216, Дубна, 1975.
33. Ворожцов С.Б. ОИЯИ, Р9-83-90, Дубна, 1983.
34. Акишин П.Г., Ворожцов С.Б., Шакун Н.Г. ОИЯИ, 9-83-2, Дубна, 1983.
35. Борисовская З.В., Ворожцов С.Б., Лударева Т.Н. ОИЯИ, Р9-83-753, Дубна, 1983.
36. Борисовская З.В. и др. ОИЯИ, 9-84-523, Дубна, 1984.
37. Vorozhtsov S.B. et al. Journal de Physique, C1, No 1, v. 45, 1984, pp. 893-896.
38. Trowbridge C.W. RL-83-092, 1983.
39. Simkin J. Journal de Physique, C1, No 1, v. 45, 1984.

RECENT PROGRESS IN ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE (E.C.R.) ION SOURCES

Y. Jongen

Laboratoire du Cyclotron
2, Chemin du Cyclotron
B - 1348 Louvain-la-Neuve, Belgium

1. INTRODUCTION

Single stage sources using the E.C.R. to heat a plasma confined in a simple magnetic mirror have been developed in the late sixties in France : Geller et al.^{/1/} and in Germany : Wieseman et al.^{/2/}. Such sources have also been developed in Japan and Soviet-Union : Golovanisky et al.^{/3/}. A major step was made when Geller transformed a large mirror device used for fusion plasma research (CIRCE, 1973) into an extremely successful ion source : SUPERMAFIOS. The basic design features of this source : two stage configuration with the second stage stabilized by a hexapole, have been used in all subsequent sources designed for high charge state production. The main drawback of SUPERMAFIOS was the large energy consumption of the hexapole. Two technical solutions were developed to solve this problem. Some sources have used superconducting coils. Some other sources have used hexapoles made of rare earth permanent magnets. During the last five years, at least 12 E.C.R. sources for high charge state production have been built and tested. Essentially all those sources have been successful in producing stable and reliable beams of high charge state ions. E.C.R. source beams have been successfully injected in cyclotrons in Karlsruhe, Louvain-la-Neuve, Groningen and Grenoble, and are now extensively used, suppressing completely the use of P.I.G. sources for high charge state beams. In addition to cyclotron injection, some sources are used for atomic physics research.

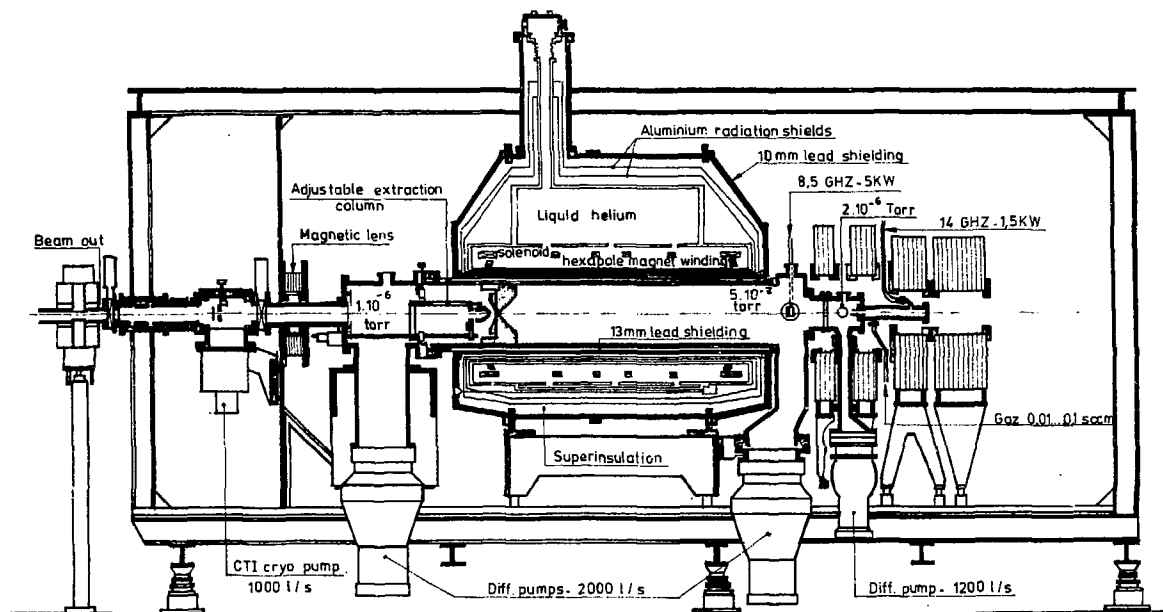
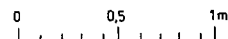


Figure 1 . ECREVIS source design.



As compared to the old P.I.G. sources, E.C.R. sources have the following advantages :

- no cathodes to replace
- infinite lifetime
- higher currents of high charge state ions
- continuous beam
- high stability beam.

Those characteristics, when used with cyclotron acceleration, result in substantial gains in research data collection time. When adjusted on target, cyclotron beams produced with an E.C.R. source remain stable within 10 % for extended periods of time.

Figure 1 shows the design of a recent, high performance ion source : the source ECREVIS installed in Louvain-la-Neuve (Belgium). In this source, the plasma is confined by a large superconducting coil system including solenoids and an hexapole. The electrons are heated at the E.C.R. using microwave at 8.5 Ghz, with a maximum power of 5 kW. Cold plasma is injected from a first stage using conventional copper coils. This cold plasma is generated by a first E.C.R. at 14.36 Ghz, with a power of 150 W typically.

Smaller sources like the MINIMAFIOS source of Geller (France) have also been very successful, and we show in Figure 2 beam currents obtained with the source recently completed in Berkeley (U.S.A.). It is worth noting that those currents are actual electrical beam currents obtained after the magnetic analyzer, without any normalization for the analyzer transmission factor. Current extracted from the cyclotron and transported to the physicist target can be 10 .. 15 % of those values.

Figure 2 . Ion Currents from the LBL ECR source in μA

	^{14}N	^{16}O	^{20}Ne	^{40}Ar
1^+	43.	28.		
2^+	47.	75.	24.	
3^+	47.	80.	28.	28.
4^+	42.	72.	35.	27.
5^+	21.	58.	11.	34.
6^+	1.5	38.	15.	36.
7^+		2.0	3.6	33.
8^+			.65	42.
9^+			.006	13.
10^+				3.0
11^+				1.2
12^+				.28

Recently, the Berkeley source has been upgraded by replacing the now classical hexapole by an octupole. The improved currents and charge state distribution (C.S.D.) are shown in Figure 3.

Figure 3 . Argon (electrical microamperes continuous operation)

	8 ⁺	9 ⁺	10 ⁺	11 ⁺	12 ⁺	13 ⁺	14 ⁺
Hexapole	42	13	*	1.2	.28	.02	.001
Octupole	92	52	*	9.4	2.6	.39	.047

2. COMPUTER SIMULATIONS OF AN E.C.R. PLASMA

One possible way to try to understand the experimental observations made on actual sources is to simulate the plasma equilibrium with a computer code.

Such computer simulation codes have been developed by Chan-Tung ^{/4/}, Jongen ^{/5/}, West ^{/6/} and more recently by Jongen in Berkeley. Such codes are quite useful to understand the influence of various parameters on the C.S.D. They have shown, for instance, that small sources like MINIMAFIOS or the Berkeley source were limited by too low an electron energy. However, all those simulations have a common weakness : they are quite insensitive to the hypotheses made on the plasma confinement mechanisms, as long as the confinement times are in the right range. Therefore they are useless to prove the validity of confinement models.

3. IONIZATION CROSS-SECTION AND PRODUCTION RATE

In E.C.R. sources, high charge states are produced mainly by step-by-step ionizations. Experimental ionization cross-section data are still scarce and incomplete. Formulas fitting the existing data have been proposed by Salzborn et al. ^{/7/} and Lotz ^{/8/}. An excellent compilation has been made by Crandall ^{/9/}. The formula of Lotz is more involved, including ionizations in different sub-shells, and is generally considered more accurate. However, actual c.s.d. of E.C.R. sources agree much better with the Salzborn formula.

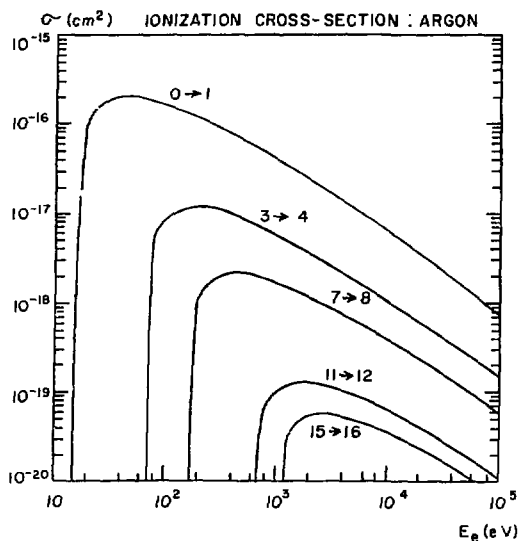


Figure 4 . Computer calculation of some Argon ionization cross-sections using the Salzborn formula.

The rate of ionization of an ion from charge state i to $i+1$, by electrons of energy E is :

$$v_{\text{ION } I \rightarrow I+1} = \sigma_{\text{ION } I \rightarrow I+1}(E) v(E) n(E).$$

Where :

- σ is the cross-section
- v is the electron speed
- n is the electron density.

As the electrons are not monoenergetic, but have some energy distribution, an integration must be performed on all possible energies. For simplicity a Maxwell-Boltzmann distribution is generally assumed. However, we show later that this hypothesis is hardly valid. It is important to note that, although the cross-section decreases with energy, the product of the cross-section by the electron velocity is quite constant for energies above the ionization threshold.

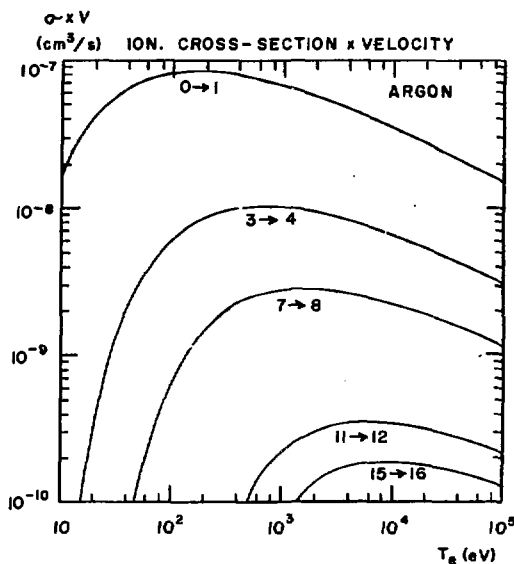


Figure 5 . Ionization rates for various Argon ions versus electron temperature.

4. THE $n\tau$ PRODUCT : A DIFFERENCE WITH E.B.I.S. SOURCES

If we try to compute the c.s.d. from the ionization cross-section and production rates described above, we find that an essential parameter describing the system is the product $n\tau$, where n is the electron density in the plasma and τ is the time during which one ion is exposed to the ionizing electrons. If there is no loss mechanism, τ will be the confinement time. In the general case τ will be a lifetime, resulting from the combination of all loss mechanisms. There is some similarity between the $n\tau$ product described here and the well known $n\tau$ product of the Lawson criterion for nuclear fusion. Actually reactors designed for nuclear fusion are excellent, although somewhat unpractical, sources of highly stripped heavy ions. In simple cases, where all ions have the same confinement time and there is no other loss mechanism, the $n\tau$ product is all that is needed to compute the c.s.d. Figure 6 shows such a calculation for Argon. Fortunately, the $n\tau$ products needed to get an acceptable c.s.d. are a few orders of magnitude lower than the Lawson

criterion ($10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$). Typical plasma densities in E.C.R. sources range from 2. to $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, with confinement times from 10^{-3} to 10^{-2} s , resulting in $n\tau$ products around $10^9 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$.

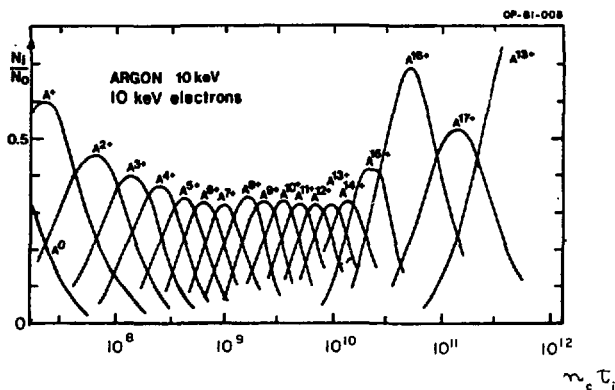


Figure 6 . Computed c.s.d. versus $n\tau$ product for Argon.

It should however be noted that such a simple representation is not appropriate for an E.C.R. source, and the c.s.d. represented on Figure 6 are never observed in actual E.C.R. sources. The first reason is that the confinement time is not an arbitrary parameter like in EBIS sources : in an E.C.R. source the confinement time is a function of the charge state. In an E.C.R. source, the extracted ions are a fraction of the plasma leaking out of the main confinement region. The leaking flux is the ratio of the number of confined ions divided by the confinement time of those ions. Ions which are too well confined scarcely appear in the extracted beam, although they may be present in significant proportion inside the plasma. Generally, in E.C.R. sources, the c.s.d. in the extracted beam is very different from the c.s.d. in the plasma. Other reasons that make the simple $n\tau$ description inaccurate is the existence of charge exchange losses and the fact that the electrons are not monoenergetic but have

a quite broad energy distribution. However, the general philosophy of the $n\tau$ product remains valid : in a source, to improve the c.s.d., one should increase the electron density and the lifetime of the ions.

5. CHARGE EXCHANGE

The cross-sections for charge exchange between highly stripped ions and neutrals are extremely large. An empirical formula has been proposed by Muller and Salzborn to compute charge exchange cross-sections between ions and neutrals.

$$\sigma_{\text{EXCH } I \rightarrow I-1} = 1.5 \cdot 10^{-12} I^{1.17} P_0^{-2.76} \text{ cm}^2.$$

Where :
 - I is the ionization state
 - P is the ionization potential of the +1 ion.

Typical charge exchange cross-sections are three to four orders of magnitude larger than ionization cross-sections. Fortunately, the rate is proportional to the product of the cross-section times the velocity and cold ions are much slower than electrons. Even so, the rates are such that all existing E.C.R. sources are charge exchange dominated.

6. INJECTOR STAGES

To keep the charge exchange rate at a reasonably low value, it is necessary to keep a very low neutral pressure in the plasma (5×10^{-7} to 5×10^{-6} Torr). However, it is quite difficult to start a plasma at those low pressures. For this reason, most E.C.R. sources are built as two stages devices. The first stage is a cold plasma generator, operating at higher pressure. The plasma produced in the first stage diffuses into the second stage, following the magnetic field lines. This diffusion is essentially governed by the gradient of density between first and second stage. Magnetic field gradients were found to have little influence on this diffusion, because the cold plasma is highly collisional. It is generally observed that the first stage operates at plasma densities close to the maximum density allowed by the microwave frequency. For this reason, the first stages are often operated at an higher E.C.R. frequency than the second stage, to allow a large density gradient between the two stages. The gradient is also increased by locating the first stage as close as possible to the second stage.

7. GAS RECIRCULATION

Due to the imperfect nature of the plasma confinement, ions escape from the plasma and get neutralized when they hit the wall. A small fraction (5 to 10 %) ends up in the extraction system and gets accelerated. The neutrals generated at the wall are reionized by the plasma or are pumped by the system vacuum pumps.

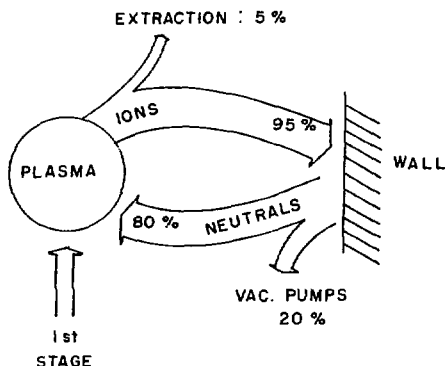


Figure 7 . Gas recirculation in an E.C.R. source.

In all the existing sources, the pumping speed of the plasma is much larger than the pumping speed of the vacuum pumps. This means that each ion undergoes several plasma-wall cycles before escaping the system through the extraction or into the vacuum pumps. The role of the first stage is to provide a flow of ions equal to the flow lost through the extraction and the vacuum pumps : the higher the external pumping speed is, the larger the flux needed from the first stage. This recirculation of gas is the origin of the relation observed in E.C.R. sources between plasma density and neutral pressure : it was found experimentally impossible to raise the plasma density without raising the neutral pressure at the same time, or to lower the neutral pressure without starving the plasma. Therefore, the best $n\tau$ product was not obtained at the highest possible plasma density. This optimum plasma density corresponds to a neutral pressure such that the lifetime of the ions for charge exchange is approximately equal to their confinement time. If a source is operated at a plasma density higher than this optimum, the charge exchange losses cause the ion lifetime to decrease faster than the density increases. Because the external pumping speed adds to the plasma pumping speed, the external pumping speed value becomes

irrelevant when it is very small compared to the plasma pumping speed. Actually, when the first stage is performing marginally, an improvement of the c.s.d. may be obtained by partially closing the pumps. However, increasing the plasma density by increasing the first stage flux remains preferable.

8. MAGNETIC CONFINEMENT AND ELECTRONS MOTION

E.C.R. sources use a magnetic mirror geometry to trap charged particles. The motion of a charged particle in a simple mirror can be decomposed in three parts :

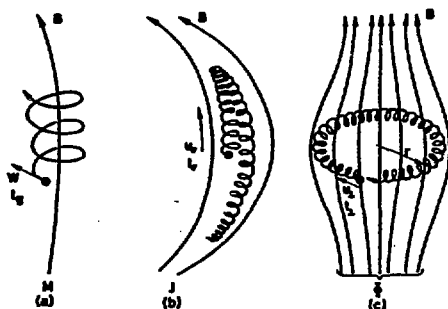


Figure 8 . Motion in a simple mirror geometry (repr. from /10/).

- the cyclotron or Larmor rotation around a field line. The associated period τ_1 is independent of energy for non relativistic particles.
- an oscillation along a field line, by reflection between field maxima. The associated period τ_2 is inversely proportional to the particle speed.
- an azimuthal drift caused by the radial gradient of the field. The associated period τ_3 is inversely proportional to the particle energy.

Normally, $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$.

A particle may escape the magnetic confinement when it undergoes a large angle scattering. The scattering time scales as

$$\tau_{coll} = k E^{-1.5}.$$

For hot electrons

$$\tau_1 < \tau_2 < \tau_3 < \tau_{coll}$$

in a simple mirror geometry. Energetic electrons are very well confined magnetically and the confinement time scales as

$$\tau_{\text{cont}} \approx \tau_{\text{coll}} = k E^{-1.5}.$$

For low energy ions, on the other hand

$$\tau_{\text{coll}} \approx \tau_1 \ll \tau_2 \ll \tau_3.$$

Therefore, low energy ions do follow the magnetic field lines, but are not confined magnetically.

Unfortunately, plasma confinement in a simple mirror geometry is unstable. It can be shown ^{/10/} that the plasma boundary is stable if the magnetic field is convex toward the plasma. It becomes unstable if the opposite is true, as in a mirror geometry.

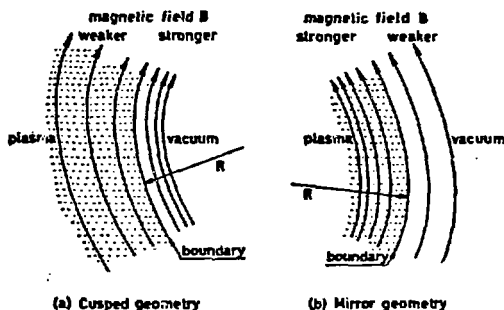


Figure 9 . Stability of a plasma boundary (repr. from /10/).

To improve the stability of open mirrors, Ioffe ^{/11/} has introduced the use of conductors, located around the circumference, parallel to the axis and carrying current in alternating directions.

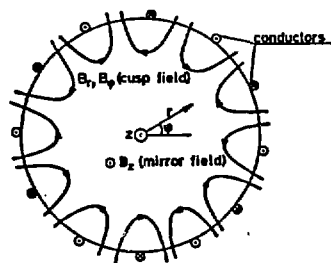


Figure 10 . Ioffe bars (repr. from /10/).

The same multipole field can be generated by rare earth permanent magnets, as originally proposed by Geller and Pauthenet. In such a geometry, the magnetic field increases when going from the center to the wall in any direction. It is therefore called a "minimum B" geometry. It is worth noting that the stability is obtained with any order of multipole, although most E.C.R. sources built up to now (1984), have used hexapoles. The three-dimensional field pattern resulting from the combination of the mirror field and the hexapole is somewhat difficult to visualize. However, it is possible ^{/5/} to compute the shape of the plasma in the source. Such calculations agree very well with the axial aspect of the plasma and with the traces left by the plasma on the wall.

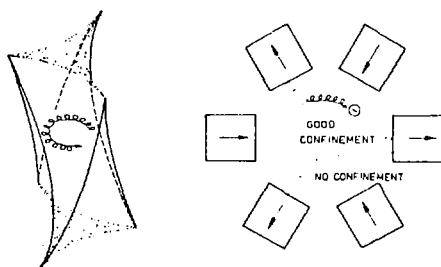


Figure 11 . Azimuthal electron drift in a solenoid plus hexapole magnetic configuration.

The multipole field allows a stable plasma confinement, but has also some negative features :

- radial plasma losses are introduced. A smaller proportion of the highly stripped ions escapes on the axis, where the extraction device is located.
- a new loss mechanism is introduced for energetic electrons. An azimuthal drift caused by the radial gradient of the field is still present. In this case the field increases radially, so the direction of the drift is reversed. Energetic electrons drift azimuthally out of the plasma, on field lines where the magnetic confinement is impossible and are lost. The loss rate is proportional to the electron energy and to the field line curvature. The field line curvature increases with radius : for this reason, one expects to find few high energy electrons at large radii. It is also obvious that for similar designs, the radius increases with the size of the source. This explains the observed scaling of electron energy with the source size. A reduction of the field line curvature close to the axis could also be obtained by the use of a higher order multipole such as an octupole. This configuration would give higher electron energies, and therefore better c.s.d. for the same R.F. power. Such an octupole has been tested on the Berkeley source. Figure 12 shows a comparison of the c.s.d. The improvement observed in the higher charge states seems to confirm the above-mentioned theory.

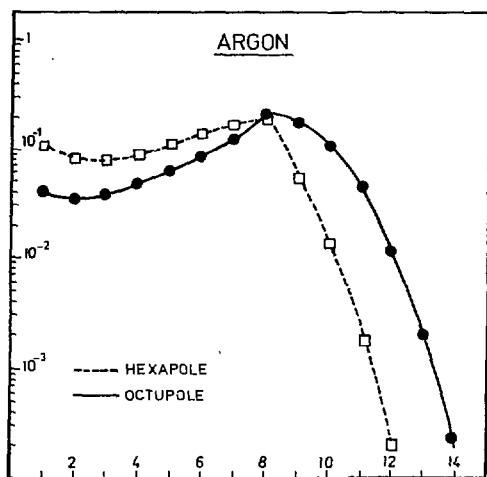


Figure 12

9. PLASMA POTENTIAL AND SOURCE TUNING

It is well known that the flux of ions and electrons leaving a plasma must be equal, to maintain the plasma neutrality. If one of the species has a tendency to escape faster, a plasma potential will appear, which will attract the escaping species and expel the others. In the E.C.R. sources the ions are extremely collisional and therefore are not confined by the magnetic field. But because they are so collisional, the ions take a long time to diffuse through the plasma. Also, due to their low energy, the ions will be very sensitive to any plasma potential. Data from beam bunching on ECREVIS have shown that the source energy dispersion was less than 5 eV. Obviously, this puts an upper limit of 5 eV on the ion energy. A plasma potential will be added to or subtracted from the extraction voltage, and could be detected by a careful measurement of the energy of the beam. Such measurements have been made on ECREVIS and on the E.C.R. source in Berkeley. In the latter case, the resolution obtained was ± 10 eV. No evidence of plasma potential of that size was found on well tuned beams, although plasma potential variations were unambiguously seen during beam tuning and during beam turn-on period with pulsed R.F. Computer simulations of the plasma show clearly that any plasma potential comparable with the ion energy would have a very detrimental effect on the higher charge states. It is obvious that positive potentials would rapidly expel high charge state ions, drastically reducing the n_i product. But negative plasma potentials are detrimental as well. It takes a very small negative potential to almost stop the flux of higher charge state ions. The ions are still produced, and are present in large amounts in the plasma, but are trapped by a potential well proportional to their charge state and are mostly lost by charge exchange. This explains why E.C.R. sources must be tuned: when optimizing for the best beam, the operator actually tunes the plasma potential, equalizing the ion and electron fluxes. The physical parameters that tune the plasma are: the first stage tuning (determining the cold plasma flux and, consequently, the plasma density), the microwave power (changing simultaneously the electron temperature and lifetime), and the magnetic field (changing the electron confinement and the E.C.R. zone positions).

10. CONCLUSIONS

E.C.R. sources are uncritical, stable and reproducible devices, extremely successful in producing intense beams of highly charged ions. However, the physics underlying their operation is more involved than originally thought. For this reason, we expect future improvements to come more from a better understanding of the source, resulting in better operating conditions, than from the construction of larger, higher field sources.

ACKNOWLEDGEMENTS

Such a paper obviously reflects the work of numerous groups. The author wishes to thank the many people who supplied the information. Numerous discussions with R. Geller, G. Ryckewaert and C. Lyneis were essential in formulating the ideas presented here.

REFERENCES

1. P. Briand, R. Geller, B. Jacquot and C. Jacquot, Nucl. Instr. and Meth. 131 (1975) 407.
2. K. Bernhardt, K. Wieseman et al., Plasma Physics 14 (1972) 1073.
3. V. Dugar-Zhabov, K. Golovanivsky and S. Safonov, Nucl. Instr. and Meth. 219 (1984) 263-268.
4. Chan-Tung, CEA int. rep. ref. EUR-CEA-FC-950, March 1978.
5. Y. Jungen, int. rep. ref. LC8001 Laboratoire du Cyclotron, Univ. Cath. de Louvain (Belgium) 1980.
6. H. West, int. rep. ref. UCRL-53391 Lawrence Livermore Nat. Lab., Dec. 1982.
7. A. Müller, E. Salzbořn et al., Atom. Molec. Phys. 13, 1877 (1980).
8. W. Lotz, Z. Physik 216, 241 (1968).
9. D. Crandall, Physical Scripta 23, 153 (1981).
10. Dynamics of Charged Particles, B. Lehnert, North-Holland pub. comp. Amsterdam 1964, pp. 68, 174, 183-195.
11. Yu.V. Gott, M.S. Ioffe and Telkovsky, Nuclear Fusion, Suppl. Part 3, (1962) 1045.

ЗЕРКАЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ ЛОВУШКА С ЭЦР-НАГРЕВОМ ПЛАЗМЫ КАК ИСТОЧНИК МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

К.С. Головановский

Университет дружбы народов им. П.Лумумбы, Москва

1. Введение

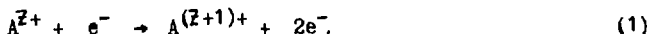
Быстро растущий интерес привлекают к себе источники многозарядных ионов, в которых используется электронно-горячая плазма, получаемая путем нагрева на электронном циклотронном резонансе (ЭЦР) и удерживаемая в открытой ловушке с магнитными пробками (зеркалами). Первые пригодные для практического использования источники этого типа были созданы группой Р. Желлера в Гренобле в конце семидесятых годов ^{/1/}. В Советском Союзе работы по созданию ЭЦР-источника многозарядных ионов были начаты в 1981 году ^{/2/}.

Идея использования зеркальной ловушки с ЭЦР-нагревом плазмы заимствована из арсенала идей, на которых базируются исследования по проблеме управляемого термоядерного синтеза. В ходе этих исследований физические аспекты удержания и нагрева плазмы в зеркальных магнитных ловушках были разработаны достаточно подробно. Важно отметить, однако, что физические условия в плазме термоядерного реактора и в плазме источника многозарядных ионов существенно различны, хотя в некоторых отношениях эти условия сходны. Различия обусловлены прежде всего тем, что ионная компонента в термоядерной плазме представляет собой горячий газ, состоящий из легких голых ядер, тогда как в плазме ионного источника положительно заряженными частицами являются холодные тяжелые ионы со значительным электронным остовом, что делает условия удержания частиц и энергии в обоих случаях совершенно различными. Существуют и другие важные отличия, создающие сильно отличающиеся физические ситуации и выдвигающие новые физические задачи и необходимость в новых технических решениях.

В данной лекции делается попытка с единой точки зрения рассмотреть физические принципы удержания и нагрева плазмы в зеркальной магнитной ловушке с учетом специфики условий, которые должны быть соблюдены для обеспечения интенсивной наработки ионов в высоком зарядовом состоянии, и в этом контексте выяснить, насколько условия удержания электронно-горячей плазмы в зеркальной ловушке сопрягаются с требованиями для многократной ионизации.

2. Многократная ионизация в плазме

Наиболее простой канал ионизации атома или иона электронным ударом — прямая однократная ионизация с удалением одного внешнего электрона:



Другой важный канал однократной ионизации — возбуждение и последующий распад автоионизационного состояния:



Многократная ионизация одним электронным ударом возможна по двум каналам: оже-ионизация и ионизация через "стряхивание" (shake-off). Оба процесса начинаются с выбивания электронным ударом электрона с внутренней оболочки. Вылетающий электрон производит резкое возмущение электронных оболочек, последующая неадиабатическая реорганизация которых сопровождается выбросом новых электронов ("стряхивание"). Образовавшаяся на внутренней оболочке вакансия заполняется электроном из внешних оболочек, при этом освободившаяся энергия переводит в континуум еще один или несколько электронов (оже).

Каждый из каналов ионизации характеризуется эффективным сечением реакции $\sigma_{Z_1, Z_2}^{(k)}(v_e)$, которое определяет временной масштаб $\tau_{Z_1, Z_2}^{(k)}$ перевода иона по каналу "к" из зарядового состояния Z_1 в зарядовое состояние

$$Z_2 : \quad \tau_{Z_1, Z_2}^{(k)} = [n_e \cdot \sigma_{Z_1, Z_2}^{(k)}(v_e) \cdot v_e]^{-1} \quad (3)$$

где v_e — скорость ионизирующего электрона, n_e — плотность электронной компоненты плазмы. Реальный временной масштаб получается усреднением (3) по распределению электронов по скоростям (в простейшем случае — максвелловское распределение с температурой T_e). Тогда реакция $Z_1 \rightarrow Z_2$ по каналу "к" произойдет за время

$$\tau_{Z_1, Z_2}^{(k)} = [n_e \cdot \xi_{Z_1, Z_2}^{(k)}(T_e)]^{-1} \quad (4)$$

где

$$\xi_{Z_1, Z_2}^{(k)}(T_e) \equiv \langle \sigma_{Z_1, Z_2}^{(k)}(v_e) \cdot v_e \rangle_{T_e} \quad (5)$$

(угловые скобки означают вышеуказанное усреднение). Если время удержания ионов в плазме τ_i больше, чем $\tau_{Z_1, Z_2}^{(k)}$, то переход $Z_1 \rightarrow Z_2$ по каналу "к" гарантирован. Отсюда необходимое и достаточное условие для реакции $Z_1 \rightarrow Z_2$ в плазме с заданными n_e , T_e и τ_i :

$$n_e \tau_i \geq [\xi_{Z_1, Z_2}^{(k)}(T_e)]^{-1} \quad (6)$$

Величину $n_e \tau_i$ будем в дальнейшем называть параметром удержания.

Для простейшего случая ионизации по каналу (1), когда $Z_1 = Z$, $Z_2 = Z + 1$, функция $\xi_{Z,Z+1}^{(k)}(T_e)$ была предложена Лотцем ^{/3/} в форме

$$\xi_{Z,Z+1}(T_e) = 3 \cdot 10^{-6} \cdot T_e^{-3/2} \cdot \sum_{j=1}^N (q_j / R_j) |Ei(-R_j)|. \quad (7)$$

Здесь индекс "к" опущен, т.к. канал ионизации определен, $\xi_{Z,Z+1}(T_e)$ выражена в $\text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$, T_e - в эВ, $R_j = W_j / T_e$ - отношение энергии связи в j -й подоболочке к T_e , Ei - интегральная показательная функция, q_j - число эквивалентных электронов в j -й подоболочке, j - номер подоболочки во внешней оболочке, N - число подоболочек во внешней оболочке. Расчеты, выполненные Лотцем по формуле (7), показывают две особенности функции $\xi_{Z,Z+1}(T_e)$. Во-первых, эта функция достигает максимума при T_e , превышающей энергию связи данного электрона в 4+6 раз. Во-вторых, сам максимум резко уменьшается по величине по мере обдирки так, что требуемые по (6) величины параметра удержания резко возрастают с ростом кратности заряда. Из этих особенностей следует, что для достижения заданной зарядности нужно выбирать оптимальную температуру электронов $T_e^{(opt)}$, соответствующую максимуму функции $\xi_{Z,Z+1}(T_e)$ для последнего шага ионизации, характеризуемого максимальной энергией связи электрона $W_j^{(max)}$. Таким образом, полагая приближенно в (7)

$$T_e^{(opt)} = 5 W_j^{(max)} \quad (8)$$

получаем удобную для практических оценок формулу, определяющую минимальную требуемую для достижения данной кратности заряда величину параметра удержания при оптимальной электронной температуре

$$n_e \tau_i = 5,5 \cdot 10^4 \cdot Q^{-1} \cdot [T_e^{(opt)}]^{3/2}, \quad (9)$$

где $Q = \sum_{i=1}^N q_i$ - полное число электронов во внешней оболочке. Для определения $T_e^{(opt)}$ нужно знать энергию связи $W_j^{(max)}$ последнего электрона, который должен быть удален из иона. Эта величина находится из боровской формулы

$$W_j^{(max)} = R \cdot (Z_A - a)^2 \cdot n^{-2}, \quad (10)$$

где R - постоянная Ридберга; Z_A - заряд ядра; a - параметр экранировки, зависящий от квантовых чисел последнего электрона n, ℓ , значения которого известны ^{/4/}. На рис. 1 представлены рассчитанные по формулам (10), (9) и (8) значения $T_e^{(opt)}$ и минимальные требуемые значения $n_e \tau_i$ для полной обдирки ($Q = 1$) некоторых атомов. Для ориентировки там же указаны другие ионы, которые могут быть получены при данных $n_e \tau_i$ и $T_e^{(opt)}$. Как видно из рис. 1, представляющие интерес параметры плазмы лежат в области $n_e \tau_i \approx (10^9 + 10^{13}) \text{ см}^3 \cdot \text{с}$ и $T_e \approx (1 + 500) \text{ кэВ}$.

Данные рис. 1 в сущности представляют собой верхний предел требо-

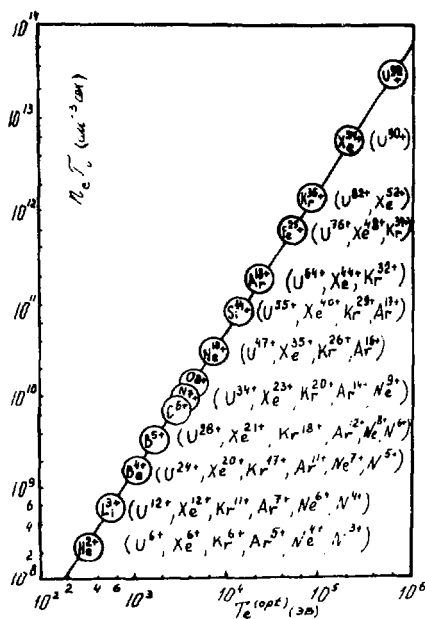


Рис.1. Оптимальное соотношение между $n_e T_e$ и T_e для полной обдирки.

ными авторами [6], показывают, что этот канал может сокращать время ионизации на порядок величины.

Ясно, однако, что каналы ионизации, связанные с выбиванием электрона с внутренней оболочки (оже, "стряхивание", автоионизационные состояния) могут быть эффективными только при наличии внешней оболочки с $\eta > 1$. Поэтому последние шаги ионизации вплоть до голых ядер идут через механизм прямой ионизации, и требуемые для завершения обдирки параметры плазмы приближаются к данным рис.1.

3. Рекомбинация многозарядных ионов в плазме

Рекомбинация представляет собой процесс, обратный ионизации, и заключается в захвате ионом свободного электрона из плазмы или связанного электрона из нейтрального атома, что ведет к ограничению T_e для ионов данной кратности.

При захвате ионом свободного электрона в связанное состояние за-

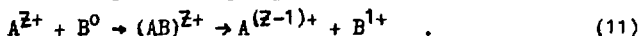
ваний к параметру удержания, так как там учтен только один канал ионизации. В реальности для получения частично ободранных ионов требования к $n_e T_e$ могут быть мягче из-за ионизации по другим каналам, темп которой может конкурировать с темпом прямой однократной ионизации. Оценка вклада оже-ионизации в обдирку ионов аргона показывает [5], что подключение этого канала при энергии электронов 20 кэВ сокращает время достижения восьмикратной зарядности в 4-5 раз, однако по мере обдирки L-оболочки вклад оже-процесса резко уменьшается. Вклад в ионизацию промежуточных автоионизационных состояний также может существенно сократить время ионизации при наличии достаточного электронного остова.

Расчеты, выполненные различ-

конс сохранения требуют присутствия третьего тела, способного унести избыток энергии, равный сумме энергии свободного электрона и энергии связи. Роль третьего тела может играть рождающийся в процессе рекомбинации фотон (излучательная рекомбинация), третья свободная частица (рекомбинация в тройном соударении) и, если исходный ион ободран не полностью, его электронный остов (дизлектронная рекомбинация). В случае захвата ионом связанного в другой частице электрона (перезарядка) участие третьего тела не требуется.

Простые оценки на основе данных, содержащихся в [7,8,9], показывают, что в условиях плазмы с параметрами, представляющими интерес с точки зрения генерации многозарядных ионов, первые три типа рекомбинации характеризуются типичными временами, значительно превышающими времена обдувки, и поэтому могут не приниматься в расчет. Что же касается перезарядки многозарядных ионов на нейтральных атомах, то этот процесс представляет собой опасный механизм снижения зарядности ионов.

Суть процесса перезарядки состоит в том, что ион и нейтральный атом, притягиваясь друг к другу благодаря поляризации атома в поле иона, образуют молекулярный ион, который затем распадается на два атомарных иона. Схема процесса перезарядки:



Наилучшим образом к настоящему времени изучена перезарядка многозарядных ионов на атомах водорода. Перезарядка на других атомах, как правило, мало отличается от перезарядки на водороде, и поэтому для численных оценок мы будем пользоваться данными по водороду. Сечение перезарядки иона в зарядовом состоянии Z , движущегося относительно атома водорода со скоростью v_i , согласно [10], равно

$$\sigma_{\text{пер}} = 1,32 \cdot 10^{-16} \cdot Z \cdot \ln \left[\frac{23 \cdot Z^{1/2}}{v_i \cdot v_0} \cdot \ln \frac{23 \cdot Z^{1/2}}{v_i \cdot v_0} \right], \quad (\text{см}^2) \quad (12)$$

где $v_0 = 2,2 \cdot 10^8$ см/с - т.н. атомная скорость. Для энергии ионов ~ 1 эВ величина логарифма выражения в квадратных скобках составляет 11 + 15 для всей периодической системы. Полагая его равным в среднем 13, получаем простое выражение для оценки сечения перезарядки многозарядных ионов, выраженного в см^2 ,

$$\sigma_{\text{пер}} = 1,7 \cdot 10^{-15} \cdot Z \quad (13)$$

Таким образом, перезарядка ограничивает время удержания иона с энергией ~ 1 эВ в данном зарядовом состоянии величиной (в сек)

$$\tau_i^{(\text{пер})} = [n_a \cdot v_i \cdot \sigma_{\text{пер}}]^{-1} \approx 4,2 \cdot 10^8 \cdot A^{1/2} \cdot (Z \cdot n_a)^{-1}, \quad (14)$$

где n_a - плотность нейтральных атомов в см^{-3} , A - массовое число. Для достижения кратности заряда Z нужно, чтобы $\tau_i^{(\text{пер})}$ было больше, чем требуемая для данного Z величина времени ионизации (при данной плотности

электронов). Это условие совместно с критерием (9) дает верхний предел допустимой концентрации нейтральных атомов в плазме n_a при данной ее плотности,

$$n_a n_e \leq 7,6 \cdot 10^3 \cdot Q \cdot [T_e^{(opt)}]^{-3/2} \cdot A^{1/2} \cdot Z^{-1} \quad (15)$$

Из формулы (15) видно, что перезарядка накладывает весьма жесткие ограничения на допустимую концентрацию нейтралов в плазме. Например, для полной ионизации аргона в плазме с плотностью электронов $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ следует обеспечить нейтральный фон с давлением не выше 10^{-8} торр.

Проблема перезарядки может быть решена двумя путями. Во-первых, это интенсивная откачка вакуумной камеры и инжекция в нее готовой форплазмы. В этом варианте ионный источник должен быть двухступенчатым, т.е. содержать генератор плазмы (инжектор) и высоковакуумную камеру обдирки. Во-вторых, это создание условий, когда нейтральные атомы, поступающие в плазму извне, настолько быстро ионизируются, что не успевают проникнуть глубоко в плазму (режим "выгорания" нейтралов). Второй путь представляется более привлекательным, т.к. исключает необходимость в двухступенчатости источника и в обеспечении сверхвысокого вакуума.

Для осуществления режима выгорания необходимо, чтобы пробег нейтрального атома до его ионизации d_a был меньше минимального размера плазмы, например, ее радиуса r , если плазма имеет форму цилиндра,

$$d_a < r. \quad (16)$$

Этот пробег равен

$$d_a = v_a \cdot \tau_a = v_a \cdot n_e^{-1} \cdot \langle \sigma_a \cdot v_e \rangle_{T_e}^{-1}, \quad (17)$$

где v_a - тепловая скорость нейтралов, σ_a - сечение ионизации нейтрала, угловые скобки означают усреднение по максвелловскому распределению с электронной температурой T_e . Если ионизация осуществляется по каналу прямой ионизации с отрывом одного внешнего электрона, то $\langle \sigma_a \cdot v_e \rangle_{T_e}$ слабо зависит от T_e , так как с ростом v_e сечение σ_a убывает и в конечном счете $\langle \sigma_a \cdot v_e \rangle_{T_e}$ представляет собой слабо убывающую функцию T_e . Учитывая, что с ростом T_e подключаются новые каналы ионизации, можно для грубой оценки положить, что $\langle \sigma_a \cdot v_e \rangle_{T_e}$ практически не зависит от T_e и равна примерно $5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$. Далее, полагая, что температура нейтрального фона равна температуре стенок ($3 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$), находим из (16) и (17)

$$r \cdot n_e > 4,8 \cdot 10^{12} \cdot A^{-1/2}. \quad (18)$$

Формула (18) дает представление о том, какую плотность плазмы нужно обеспечить для данного массового числа и данного радиуса плазмы, чтобы достигнуть режима выгорания. На рис.2 представлены на плоскости $(r \cdot n_e, A)$ области, в которых доминируют режимы перезарядки и выгорания. Из рисунка можно заключить, что при радиусе плазмы ~ 1 см режим

выгорания реализуется уже при плотности плазмы около $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для средних и тяжелых элементов и при $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ – для легких элементов. При плотностях ниже чем $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в плазме радиусом 1 см всегда доминирует перезарядка. Таким образом, для достижения высокой зарядности

ионной компоненты в плазме необходимо обеспечить не только оптимальное соотношение между электронной температурой и параметром удержания, но также достаточно высокое значение параметра $\gamma \cdot n_e$, гарантирующее осуществление режима выгорания нейтралов. Последнее требование означает, что плазма источника многозарядных ионов должна быть не только достаточно плотной, горячей и долгоживущей, но также и достаточно протяженной.

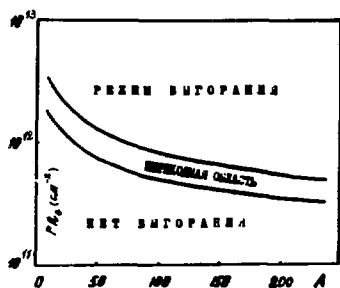


Рис. 2. Режимы выгорания и перезарядки на диаграмме $(\gamma \cdot n_e, A)$.

4. Удержание плазмы в зеркальной магнитной ловушке

4.1. Удержание отдельных частиц в разреженной плазме

Простейшая конфигурация магнитного поля зеркальной ловушки представлена на рис. 3. Ступенчатая силовое

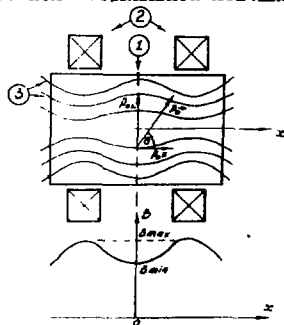


Рис. 3. Магнитная структура простой зеркальной ловушки. Вверху – форма силовых линий, внизу – распределение магнитной индукции вдоль оси ловушки. 1 – вакуумная камера, 2 – соленоиды, 3 – силовые линии.

вых линии вблизи торцов представляют собой магнитные зеркала или пробки. Движение заряженной частицы, стартующей в центральной плоскости ($x=0$) с начальным импульсом $\vec{p}_0$ под углом θ к силовой линии, называемым обычно питч-углом, можно представить себе как вращение по ларморовской окружности с радиусом $r_L = p_{\perp} / qB$ (q – заряд частицы, поперечная компонента импульса $p_{\perp}$ и магнитная индукция B суть функции x) и движение вдоль силовых линий. Очевидно, что при этом сохра-

няется абсолютная величина полного импульса $p^2(x) = p_0^2 = \text{const}$, поскольку статическое магнитное поле не совершает работы. Кроме того, если магнитное поле изменяется в пространстве достаточно плавно, магнитный поток через ларморовскую орбиту также сохраняется, что, как легко видеть, эквивалентно тождеству $p_\perp^2(x)/B(x) = p_{0\perp}^2/B_{\min} = \text{const}$. Комбинируя эти соотношения и учитывая, что $p^2 = p_\perp^2 + p_\parallel^2$, нетрудно получить выражение для продольной компоненты импульса частицы в виде

$$p_\parallel(x) = p_0 \left(1 - \frac{B(x)}{B_{\min}} \sin^2 \theta \right)^{1/2}, \quad (19)$$

из чего видно, что частица не может продвинуться в пробку глубже, чем до некоторого x^* , в котором $B(x^*) = B_{\min} / \sin^2 \theta$. Таким образом, пробками удерживаются все частицы, питч-углы которых превышают некоторый нижний предел, равный $\theta = \arcsin(B_{\min}/B_{\max})^{1/2}$. Это значит, что в пространстве импульсов имеется два т.н. конуса потерь, в которых частицы не удерживаются ловушкой. Частицы же, находящиеся в импульсном пространстве вне этих конусов, удерживаются магнитными зеркалами до тех пор, пока по какой-либо причине их импульс не изменится настолько, что они окажутся внутри конуса потерь и сразу же будут потеряны.

Если в ловушку запущено много частиц (разреженная плазма), то после ухода из ловушки частиц с малыми питч-углами оставшиеся захваченные частицы будут из-за кулоновского рассеяния друг на друге попадать в конус потерь и уходить из ловушки. Этот процесс, представляющий собой диффузию в пространстве импульсов, имеет в качестве временного масштаба время рассеяния электронов на ионах и ионов друг на друге ^{/11/},

$$\tau_{ei} \approx 5.6 \cdot 10^4 \cdot T_e^{3/2} \cdot \bar{Z}^{-1} \cdot n_e^{-1} \quad (\text{с}), \quad (20)$$

$$\tau_{ii} \approx 2.4 \cdot 10^6 \cdot T_i^{3/2} \cdot \bar{Z}^{-3} \cdot n_i^{-1} \cdot A^{1/2} \quad (\text{с}), \quad (21)$$

где $\bar{Z}$ — средняя зарядность ионов, $n_e = \bar{Z} \cdot n_i$ выражена в см^{-3} , T_e и T_i выражены в эВ. В плазме источника многозарядных ионов $T_e \gg T_i$ и поэтому, как легко видеть из (20) и (21), даже для однократных ионов ура на $\tau_{ei} > \tau_{ii}$ уже при $T_e > 76$ эВ, если $T_i = 1$ эВ. Из этой оценки следует, что ионы быстрее электронов рассеиваются в конус потерь, при этом плазма принимает отрицательный потенциал порядка нескольких ионных температур (т.е. масштаба нескольких вольт), который препятствует дальнейшей утечке ионов из ловушки, практически не влияя на удержание электронов из-за малой высокой температуры. Иными словами, в противоположность термоядерной плазме, плазма ионного источника, удерживаемая в зеркальной ловушке, имеет отрицательный амбиполярный потенциал в несколько вольт; время удержания плазмы определяется кулоновским рассеянием электронов на ионах (20); магнитными пробками удержи-

вается электронная компонента плазмы, которая, следовательно, обладает анизотропным распределением по скоростям (типа конуса потерь), тогда как ионная компонента удерживается главным образом отрицательным пространственным потенциалом удерживаемых магнитным полем электронов и поэтому имеет распределение по скоростям, близкое к равновесному. Параметр удержания может быть определен, таким образом, из формулы (20) и оказывается равным

$$n_e \cdot \tau_i \approx 5,6 \cdot 10^4 \cdot T_e^{3/2} \cdot \bar{Z}^{-1}. \quad (22)$$

Сравнение формулы (9), определяющей требования к плазме источника многозарядных ионов независимо от принципа его действия, с формулой (22), характеризующей возможности зеркальной ловушки в условиях, когда потери частиц определяются утечкой их через зеркала благодаря диффузии в пространстве импульсов, показывает, что зеркальная ловушка обеспечивает оптимальное соотношение между $n_e \cdot \tau_i$ и T_e только в случае водорода ($Q=1, \bar{Z}=1$). Для получения ядер урана требуется, согласно (9), $n_e \cdot \tau_i = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ при $T_e^{(opt)} = 500 \text{ кэВ}$, тогда как указанное значение параметра удержания в зеркальной ловушке достигается при $T_e = 8,5 \text{ МэВ}$. Для элементов средней части периодической таблицы расхождение менее сильное, чем в случае урана, однако T_e все же превосходит $T_e^{(opt)}$ в несколько раз.

Снижения требуемой для обеспечения заданного $n_e \cdot \tau_i$ электронной температуры можно достигнуть, если создать условия, когда потери частиц из ловушки определяются не диффузией в пространстве импульсов (уход частиц вдоль магнитных силовых линий), а диффузией в координатном пространстве (уход поперек силовых линий). Временной шаг диффузии в обоих случаях одинаков, однако в случае координатной диффузии существует пространственный шаг, равный ларморовскому радиусу электрона. Если вдоль магнитного поля частица тернется через конус потерь за время одного кулоновского столкновения, то за это же время она смещается поперек магнитного поля на r_L , то есть потеряна она будет спустя время в r/r_L раз большее. Таким образом, при $r/r_L \gg 1$ в этом режиме удержания T_e может быть снижено до оптимального уровня без снижения величины параметра удержания.

Итак, переход в режим удержания, когда поперечная диффузия, а не рассеяние в конусы потерь определяет время удержания плазмы, представляет большой интерес, поскольку именно этот режим определяет предельные возможности источника многозарядных ионов на основе зеркальной магнитной ловушки. Для осуществления этого режима, однако, требуется принятие специальных мер для эффективного ограничения доли потерь частиц через магнитные зеркала в общем балансе потерь, о чем речь будет идти ниже.

Все вышесказанное относится к плазме низкой плотности, когда коллективные движения частиц не влияют на их кинетику. С ростом плотности плазмы (к чему необходимо стремиться для увеличения темпа наработки высокозарядных ионов и обеспечения режима выгорания) ситуация меняется из-за возникновения плазменных неустойчивостей, которые способны сделать время удержания, и, следовательно, $n_e \tau$, непереносимо малыми.

4.2 Неустойчивости плазмы в зеркальной ловушке

Существуют два класса плазменных неустойчивостей в магнитных ловушках, проявляющихся различным образом и имеющих различную природу: макро- и микронеустойчивости.

Причиной макронеустойчивостей являются градиенты плотности частиц в координатном пространстве, и они проявляются в периодическом или аperiodическом возмущении пространственной конфигурации плазмы, что, как правило, имеет следствием быстрый уход всей плазмы на стенки вакуумной камеры.

Микронеустойчивости имеют кинетическое происхождение и возникают из-за наличия неравновесных градиентов плотности частиц в пространстве импульсов. Они проявляются в резком увеличении транспортных коэффициентов при сохранении формы плазменного образования стабильной. Механизм увеличения потоков частиц и энергии состоит в возбуждении в плазме собственных коротковолновых электромагнитных колебаний, приводящих к сильному сокращению временного шага диффузии и, следовательно, к ускорению ее темпа как в координатном пространстве, так и в пространстве импульсов.

Единственной опасной макронеустойчивостью плазмы в магнитной конфигурации, изображенной на рис.3, является т.н. желобковая неустойчивость, природа которой состоит в стремлении диамагнетика перемещаться в направлении против градиента магнитной индукции. Как видно из рис.3, в центральной части ловушки индукция на оси больше, чем на периферии (силовые линии имеют положительную кривизну по отношению к плазме), поэтому аксиально-симметричная плазма в такой магнитной конфигурации находится в состоянии неустойчивого равновесия.

Одним из наиболее простых и эффективных способов борьбы с этой неустойчивостью, ограничивающей время удержания очень малой величины, является такая реорганизация распределения поля магнитной ловушки, чтобы магнитная индукция нарастала от центра не только в направлениях торцов, но и вдоль радиуса, т.е. чтобы магнитные силовые линии везде имели отрицательную по отношению к плазме кривизну. Такая конфигурация (называемая обычно магнитной ямой или конфигурацией "минимум В") может быть получена путем наложения на поле простой

зеркальной конфигурации дополнительного мультипольного поперечного магнитного поля, создаваемого специальными проводниками с током ^{/12/} или постоянными магнитами ^{/13/}. Существуют различные токовые системы, формирующие конфигурацию "минимум В", в частности катушки, имеющие форму шва теннисного мяча (т.н. магнитная катушка "Бейсбол") ^{/14/}, или комбинация двух таких немного асимметричных катушек (т.н. система "Инь-Янь") ^{/15/}. В зеркальных ловушках малых размеров удобно формировать магнитную яму, используя бестоковые мультиполи на постоянных магнитах ^{/16/}. Основное поле зеркальной ловушки малых размеров также может создаваться с помощью постоянных магнитов ^{/17/}, что приводит к исключительной экономичности и стабильности в работе всего устройства.

Другой эффективный способ стабилизации плазмы против желобковой неустойчивости не требует создания магнитного мультиполя, однако он применим лишь в том случае, если амбиоплярное поле в плазме не слишком мало. При наличии у амбиоплярного поля осевой симметрии возникает азимутальный дрейф плазмы как целого в скрещенных магнитном поле ловушки и электрическом амбиоплярном поле (плазма вращается, как веретено) ^{/18,19/}. Стабилизация амбиоплярным дрейфом особенно эффективна, если максимум или минимум амбиоплярного потенциала находится на некоторой аксиально-симметричной поверхности, охватывающей ось плазмы ^{/20/}.

Источником микронеустойчивостей плазмы в зеркальной ловушке является конусное искажение функции распределения электронов, делающее это распределение анизотропным (ионы, как уже отмечалось, имеют практически равновесную функцию распределения). Так как при этом поперечно-быстрых электронов больше, чем поперечно-медленных, имеет место инверсная заселенность энергетических состояний (как в лазере), и в плазме начинают раскачиваться собственные волны (собственные в том смысле, что их частоты определяются характерными плазменными частотами, а фазовые скорости — характерными скоростями частиц). Естественно, что из всего множества типов волн раскачиваться могут лишь те, которые имеют частоту, близкую к циклотронной частоте электронов, и электрический вектор, лежащий в плоскости электронных орбит (т.е. в плоскости, перпендикулярной к оси ловушки). Такими волнами являются продольная электростатическая волна, распространяющаяся поперек магнитного поля и поперечная электромагнитная (правополяризованная) волна, распространяющаяся вдоль магнитного поля. Неустойчивости этих волн называются соответственно электростатической и электромагнитной неустойчивостями плазмы с анизотропной электронной температурой. Микронеустойчивости этого типа были подробно изучены Жакино ^{/21/}, который показал, что как электростатическая, так и электромагнитная неустойчивости возникают в области плотностей электронов, когда

$$0,1 < \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 < 20, \quad \omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e / m)^{1/2}. \quad (23)$$

Большинство действующих в настоящее время ЭЦР-источников многозарядных ионов характеризуется соотношением $0,1 < \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 < 1$ и, следовательно, плазма в них должна быть микроскопически неустойчивой. Тем не менее, пока нет достаточных данных, чтобы однозначно судить о том, проявляются ли микроустойчивости в этих источниках. Сообщения о достижениях в некоторых случаях весьма высоких времен удержания ^{/22/} позволяют думать, что эти неустойчивости в некоторых специальных условиях могут подавляться неким неизвестным механизмом. Внесение ясности в этот вопрос представляется одной из ключевых физических задач, требующей неосторожного решения.

4.3 Как ограничить конусные потери?

Если макро- и микроустойчивость плазмы обеспечена, то, как мы видели, возникает возможность создания практически идеальных условий для генерации многозарядных ионов. Для этого нужно осуществить режим столкновительного удержания, контролируемого поперечной диффузией, а не конусными потерями, которые, следовательно, должны быть каким-либо способом ограничены.

Решение задачи ограничения конусных потерь имеет принципиальное значение в проблеме создания термоядерного реактора на основе зеркальной ловушки. Надежды на решение этой задачи связаны с концепцией тандемных магнитных зеркал ^{/23/}. К сожалению, эта концепция совершенно бесполезна применительно к проблеме создания источника многозарядных ионов на основе зеркальной ловушки из-за огромной разницы в температурах электронов и ионов. Более эффективным здесь представляется подход, основанный на введении в область магнитных зеркал дополнительных высокочастотных полей. Эта идея рассматривалась как альтернативный вариант еще на ранних стадиях термоядерных исследований ^{/24/}, однако большого развития не получила из-за опасности перегрева электронной компоненты (в термоядерной плазме высокая электронная температура нежелательна). Наибольший эффект введение ВЧ-полей в область зеркал имеет место, если их частота близка к локальной циклотронной частоте электронов ^{/25/}. В этом случае электроны, рассеянные в конус потерь, встречают на своем пути резонансное поперечное относительно оси ловушки электрическое поле, которое сообщает им большой поперечный импульс, чем и выводит их из конуса потерь. Экспериментальная проверка этой концепции как в импульсном, ^{/26/} так и в непрерывном ^{/27/} режимах продемонстрировала высокую

эффективность этого подхода и позволила осуществить захват и накопление плазмы в ловушке с двумя такими комбинированными пробками при практически полностью подавленных конусных потерях ^{/28/}. Существенно, что выведенные из конуса потерь электроны при отражении от комбинированной пробки возвращают ВЧ – полю набранную энергию, так что отражение носит практически адиабатический характер ^{/29/}. Это обстоятельство может служить существенным средством улучшения микроустойчивости плазмы, так как упругое отражение электронов от пробок снижает анизотропию функции распределения.

5. Нагрев плазмы на электронном циклотронном резонансе

Цель нагрева плазмы в источнике многозарядных ионов – обеспечить высокую температуру электронов, оставляя температуру ионов на уровне как можно более низком, чтобы их фазовый объем был достаточно малым. Идея нагрева плазмы ВЧ – полями заимствована из термоядерных исследований, где в этой области накоплен большой опыт.

Для того, чтобы электромагнитная волна с высокой эффективностью передавала свою энергию электронам плазмы, она должна претерпеть в плазме замедление до скорости порядка тепловой скорости электронов. Такое замедление, как следует из линейной теории распространения электромагнитных волн в холодной бесстолкновительной ($\omega \gg \tau_e^{-1}$), магнитоактивной ($\omega_e \gg \tau_e^{-1}$) плазме, осуществляется на резонансных частотах

$$\omega^2 = (1/2)(\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2) \pm [(1/4)(\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2)^2 - \omega_{pe}^2 \cdot \omega_{ce}^2 \cdot \cos^2 \alpha]^{1/2}, \quad (24)$$

где знаки "+" и "-" соответствуют необыкновенной и обыкновенной волне. В случае распространения волны строго вдоль магнитного поля знак "+" соответствует правовращающейся поляризации волны, а знак "-" – левовращающейся поляризации.

Так как волну, распространяющуюся под произвольным углом α к направлению магнитного поля, можно представить как сумму двух волн с углами распространения соответственно $\alpha = \pi/2$ и $\alpha = 0$, представляют интерес именно эти два случая. Легко видеть из (24), что для перпендикулярного к магнитному полю распространения резонанс наступает при

$$\omega = (\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2)^{1/2} \quad \text{– для необыкновенной волны} \quad (25)$$

и при

$$\omega = 0 \quad \text{– для обыкновенной волны} \quad (26)$$

При распространении вдоль магнитного поля резонанс реализуется при

$$\omega = \omega_{ce} \quad \text{– для правополяризованной волны} \quad (27)$$

и при

$$\omega = \omega_{pe} \quad \text{– для левополяризованной волны} \quad (28)$$

Видно, что обыкновенная и левополяризованная волны не представляют интереса для нагрева плазмы, так как первая из них вообще не имеет резонанса, а вторая испытывает резонанс при строго определенной плотности плазмы, которая является довольно трудно контролируемым параметром. Два других резонанса позволяют осуществлять нагрев электронов, причем настройка обоих резонансов может производиться подбором нужной величины магнитного поля - параметра, который легко управляется. Именно эти два резонанса, а именно $\omega = \omega_{ce}$ (электронный циклотронный резонанс) и $\omega = (\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2)^{1/2}$ (т.н. верхний гибридный резонанс) лежат в основе ЭЦР-нагрева плазмы.

Как видно из (25), верхний гибридный резонанс (ВГР) при малой плотности переходит в ЭЦР то есть по своей физической природе он есть по существу ЭЦР, возмущенный коллективными колебаниями плазмы. Это казалось бы небольшое различие между ЭЦР и ВГР делает механизмы диссипации внешней волны в плазме совершенно различными. Так, в основе ЭЦР-поглощения лежит синхронизм между циклотронным вращением электронов и вращением электрического вектора бегущей вдоль магнитного поля электромагнитной волны. В основе ВГР-поглощения лежит сильная связь между бегущей в плазме поперек магнитного поля электромагнитной волной и собственными высокочастотными плазменными (продольными) волнами, которые раскачиваются за счет энергии, принесенной внешней волной. Этот механизм, называемый линейной трансформацией волн /30/, весьма эффективно перекачивает энергию необыкновенной волны в электронную компоненту, поскольку продольные волны, будучи медленными, очень быстро затухают на электронах, и темп диссипации энергии оказывается сравнимым с темпом нагрева на ЭЦР /31/.

6. Параметры плазмы действующих и будущих ЭЦР-источников многозарядных ионов

В настоящее время существует два семейства ЭЦР-источников на основе зеркальной ловушки. Первое семейство основано на принципе стабилизации макронеустойчивости плазмы магнитной ямой. Прародителем семейства был источник МАГИОС /32/, поэтому для краткости будем именовать все источники такого типа ЭЦР-М. Второе семейство основано на принципе обеспечения макроустойчивости вращением плазмы в скрещенных магнитном и амбиполярном полях. Первый источник этого типа получил название ГЕЛИОС, поэтому это семейство будем кратко именовать ЭЦР-Г.

6.1 Источники ЭЦР-М

Принципиальная схема источника ЭЦР-М представлена на рис.4. Устройство состоит из цилиндрической вакуумной камеры, помещенной в магнитную структуру, состоящую из катушек 2, создающих поле зеркаль-

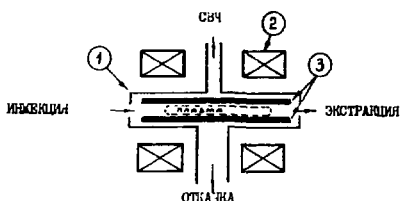


Рис. 4. Схема источника ЭЦР-М.
1 - вакуумная камера-резонатор,
2 - магнитные катушки,
3 - стержни из SmCo_5 .

ной ловушки, и набора магнитных стержней 3 из SmCo_5 , формирующих мультипольную (обычно - гексапольную) магнитную яму. В камеру, являющуюся одновременно многомодовым резонатором, подается микроволновая мощность ($1 + 3$ кВт, $\lambda \approx 1 + 3$ см), и инжeksiруется предварительная холодная плазма, в которой после нагрева на ЭЦР в условиях высокого вакуума ($\sim 10^{-6}$ торр) производятся многозарядные ионы.

Типичные параметры плазмы в существующих источниках ЭЦР-М:

таблица 1						
n_e см ⁻³	T_e кэВ	r см	B кГс	$n_e \tau_e$ см ⁻³ с	r/r_0	$r n_e$ см ⁻²
$3 \cdot 10^{11}$	5	1	4	$\sim 10^9$	10	$3 \cdot 10^{11}$

Сравнивая значения $n_e \tau_e$ и T_e с данными рис.1, видим, что соотношение между электронной температурой и параметром удержания довольно близко к оптимальному ($T_e^{(opt)} = 1$ кэВ), и при оптимальном соотношении должны генерироваться ионы Ne^{8+} , Ar^{11+} , Kr^{17+} , Xe^{20+} . В реальности это и наблюдается. Например, в источнике MINIMAFIOS /33/ получают токи указанных ионов ~ 1 мкА при напряжении экстракции 10 кВ и апертуре 8 мм. Интересно, что, как следует из сравнения величины $r n_e$ с данными рис.2, источники ЭЦР-М успешно функционируют, несмотря на то, что перезарядка должна доминировать в ионизационном балансе. Этот факт пока не находит объяснения.

6.2 Источники ЭЦР-Г

Источники этого типа представляют собой цилиндрический одномодовый резонатор (обычно TE_{111}), помещенный между полюсами постоянно-го магнита, формирующего поле зеркальной ловушки. Резонатор запитывается микроволновой мощностью (100+300 Вт, $\lambda \approx 12$ см) таким образом, чтобы стоячая волна в резонаторе имела правовращающуюся поляризацию. Внутри резонатора (рис.5) помещается вакуумная камера из кварцевого стекла, в которой содержится и нагревается плазма. При соответствую-

шей настройке магнитного поля и давления газа в камере нагрев осуществляется за счет ВГР преимущественно в кольцевой зоне, охватывающей центральную часть плазмы [34]. В результате такого локального нагрева формируется трехмерная потенциальная яма [35] глубиной $Z\varphi$ для ионов, обеспечивающая сепарацию и длительное удержание ионов, причем время удержания τ_z ионов зарядности Z растет экспоненциально с ростом Z , обеспечивая наработку многозарядных ионов. Локальный нагрев обуславливает наличие двух групп электронов с различной температурой T_{es} и T_{eh} и концентрацией n_{es} и n_{eh} . Типичные параметры плазмы в источнике ЭЦР-Г:

таблица 2								
n_{es}	n_{eh}	r	$n_e \tau_z$	r/r_L	$r n_e$	T_{es}	T_{eh}	φ
см ⁻³	см ⁻³	см	см ⁻³ сек		см ⁻²	кэВ	кэВ	В
$6 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{10}$	3	$(4,48) \cdot 10^6$	10	$2 \cdot 10^{11}$	0,1	4	40

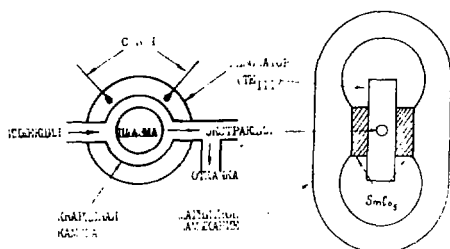


Рис.5. Схема источника ЭЦР-Г. Слева - вид сбоку (разрез, магнитная система не показана), справа - вид спереди.

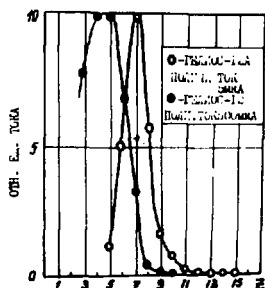


Рис.6. Зарядовое распределение ионов аргона в источнике ЭЦР-Г в плазме и в экстрагированном пучке с полным током 0,5 мА.

Зависимость параметра удержания от $\bar{Z}$ делает трудным предсказание достижимых зарядовых состояний, которые, по-видимому, должны ограничиваться перезарядкой. Значения n_e , как видно из таблиц, в ЭПР-М и ЭПР-Г близки и в обоих случаях соответствуют режиму перезарядки, однако, как и в ЭПР-М, было замечено, что влияние перезарядки на зарядовое распределение не слишком велико. На рис.6 представлено зарядовое распределение ионов аргона в плазме физической модели источника ГЕЛИОС-12А [20], полученное путем экстракции ионного пучка с очень малой интенсивностью (~ 5 мкА), так что экстракция мало влияла на ионизационный баланс. Как видно из рис.6, в плазме присутствуют ионы в весьма высоком зарядовом состоянии. Однако повышение тока экстракции до сотен мкА путем увеличения апертуры ионно-оптической системы привело к обрезанию наиболее высокозарядной части ионной компоненты и смещению максимума распределения в область меньших Z (рис.6). Такое ухудшение зарядового распределения связано с тем, что экстракция тока ~ 1 мА уже сильно влияет на ионизационное равновесие в плазме, заметно снижая эффективное время удержания ионов. Тем не менее, результаты по зарядностям и интенсивностям ионных пучков, извлекаемых из источников ЭПР-Г, близки к результатам, типичным для ЭПР-М, в то время как стоимость и энергопотребление последних в десятки раз выше (из-за более сложной магнитной системы и всей конструкции в целом).

6.3 Можно ли получить ядра урана из ЭПР-источника?

Посмотрим теперь, какими параметрами должна обладать плазма в парах урана, чтобы в ней содержалось заметное количество голых ядер U^{92+} .

Как видно из графика рис.1, для получения ядер урана нужно обеспечить $n_e \tau_e \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$, что имеет место, например, при $\tau_e = 3 \text{ с}$ и $n_e = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Выбрать большую плотность плазмы, чтобы уменьшить требуемое τ_e , нецелесообразно, так как в ЭПР-источниках плотность плазмы внутри резонатора должна быть, как правило, меньше плотности отсечки, т.е. $\omega_{pe} < \omega_{ce}$. Если учесть, что современные мощные источники микроволнового излучения работают в области длин волн $\lambda > 1 \text{ мм}$, то, выбирая $\lambda = 3 \text{ мм}$, мы обеспечиваем требуемое условие $\omega_{pe} = 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} < \omega_{ce} = 6 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Магнитное поле, удовлетворяющее условию ЭПР при $\lambda = 3 \text{ мм}$, равно 35 кГс. Как следует из рис.1, требуемая электронная температура равна 500 кэВ. При такой температуре ларморовский радиус электрона в поле 500 кГс равен в среднем, с учетом релятивистского изменения массы, 0,6 мм, а время электрон-ионного рассеяния $\tau_{ei} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}$ (мы приняли $\bar{Z} = Z_A/2 = 46$). Чтобы обеспечить $\tau_e = \tau_{ei} (r/r_L) = 3 \text{ с}$, нужно иметь радиус плазмы $r = 5 \text{ см}$. Принимая для

оценки форму плазмы цилиндрической с длиной L , равной пяти диаметрам, получаем, что общий запас частиц в плазме $N_e = 5 \cdot 10^{16}$. На каждый электрон каждые 3 с нужно вводить в плазму в среднем 500 кэВ энергии, что дает минимальную требуемую мощность нагрева $P_{вч} \approx 1,5$ кВт. Реальная мощность $P_{вч}$, по-видимому, будет на порядок выше из-за потерь на все виды излучения плазмы и нагрев стенок резонатора, поэтому примем ориентировочно $P_{вч} \approx 15$ кВт. Давление плазмы $n_e T_e$ при этом остается значительно меньше, чем давление магнитного поля $B^2/8\pi$.

Итак, ЭЦР-источник ядер урана должен иметь примерно следующие параметры:

таблица 3									
r см	L см	$n_e \cdot 10^{-13}$ см $^{-3}$	T_e кэВ	τ_e сек	B кГс	λ см	$P_{вч}$ кВт	$r \cdot n_e^{-2} \frac{r}{L}$ см	$\frac{8\pi n_e T_e}{B^2}$
5	50	$1 \cdot 10^{13}$	500	3	35	0,3	15	$5 \cdot 10^{13}$	80

Источник подобного масштаба представляется реально осуществимым, так как в техническом отношении он эквивалентен термоядерной установке среднего масштаба. Магнитная система такого устройства не может быть создана на основе постоянных магнитов, однако использование сверхпроводящих катушек, например, типа "Бейсбол" или "Инь-Янь" может быть одним из возможных решений.

7. Заключение

Зеркальная ловушка с ЭЦР-нагревом плазмы по своим свойствам практически идеально соответствует требованиям, предъявляемым к устройствам, способным генерировать стационарные или импульсные пучки ионов любой зарядности всей периодической системы. Главным физическим препятствием для реализации такого устройства являются микронеустойчивости плазмы, обусловленные анизотропией функции распределения горячей электронной компоненты. Нынешняя стадия развития этого направления является начальной. Простые, экономичные, надежные и достаточно дешевые устройства этого типа уже сейчас могут с успехом использоваться в ускорительной технике, атомных исследованиях, физике поверхности, ионной технологии. Развитие ЭЦР-источников на основе зеркальной ловушки будет идти в направлении увеличения магнитных полей, частот и мощностей ЭЦР-нагрева, плотностей, температур и размеров плазмы. Уровень современной экспериментальной техники позволяет серьезно рассматривать проекты ЭЦР-источников, позволяющих генерировать ядра тяжелых элементов вплоть до урана в количествах, обеспечивающих потребности ускорительной техники.

Л и т е р а т у р а

1. Geller R., Jacquot B., Nucl. Instr. Meth., 184, 293, 1981
2. Dugar-Zhabon V.D. et al. Phys. Scr., 25, 639, 1982
3. Lotz M. Zeit. fur Phys., 216, 241, 1968.
4. Фриш С.Э. "Оптические спектры атомов", Физматгиз, М.-Л., 1963
5. Salop A. Phys. Rev., 49, 2496, 1974
6. Лисица В.С., Коган В.И. В сб.: "Итоги науки и техн.", физика плазмы, 3, 5, 1982.
7. Гордеев Ю.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 25, 223, 1977.
8. Гонтис В. и др. Препринт ИАЭ-3353-6, М., 1980.
9. Wiese W.L. Phys. Scr., 23, 194, 1981
10. Чибисов М.И. Письма в ЖЭТФ, 24, 56, 1976.
11. Spitzer L. Phys. of fully ion. gases, Inters. Publ. NY, 1956
12. Байбородов Ю. и др. Атомн. энергия, 14, 443, 1963.
13. Geller R. et al. Rev. Phys. Appl., 15, 995, 1980
14. Dann C. et al. PPCNFR, IAEA, Vienna, 2, 266, 1969
15. Moir R.W., Post R.F. Nucl. Fus., 9, 253, 1969
16. Geller R., Jacquot B. 4 Int. Work. ECR Ion Sources, Grenoble, 1982.
17. Головановский К.С., Дугар-Жабонов В.Д., Сафонов С.А. Письма в ЖЭТФ, 9, 443, 1983.
18. Dugar-Zhabon et al. 5 Int. Work. ECR Ion Sources, Grenoble, 1982
19. Ikegami H. et al. Preprint IPPJ-655, Nagoya, Oct. 1983
20. Dugar-Zhabon et al. Nucl. Instr. Meth., 219, 263, 1984
21. Jacquinet J. Reprint EUR. CEA. FC. 664, FAR, 1972
22. Jongen Y., Ruckewaerd G. 5 Int. Work. ECR Ion Sources, Louvain, 1983
23. Димов Г.И. и др. Физ. плазмы, 2, 597, 1976.
24. Арцемович Л.А. "Управл. термояд. реакции", Физматгиз, М., 1961.
25. Consoli T., Hall R. Fusion Nucl., 3, 227, 1963
26. Bardet R. et al. Fusion Nucl., 5, 7, 1965
27. Головановский К.С., Дугар-Жабон В.Д., Похмельных Л.А. ЖТФ, 44, 2407, 1974.
28. Dugar-Zhabon V.D. et al. Phys. Lett., 55A, 149, 1975
29. Golovanivsky K.S. IEEE Trans. Pl. Sci., PS-11, 28, 1983
30. Golant V.E. 2 Col. Int. Ch. Osc. Pl., Saclay, 1, 11, 1968
31. Golovanivsky K.S. et al. Phys. Lett., 39A, 368, 1972
32. Apard P. et al. Phys. Lett., 44A, 432, 1973
33. Bourg F. et al. 4 Int. Work. ECR Ion Sources, Grenoble, 1982
34. Dugar-Zhabon et al. Phys. Scr., 18, 506, 1978
35. Dugar-Zhabon et al. 8 Eur. Conf. Contr. Nucl. Fus., Prague, 1977

РАСЧЕТ И КОНСТРУИРОВАНИЕ ВАКУУМНЫХ СИСТЕМ УСКОРИТЕЛЕЙ

А.А.Глазков

Московский инженерно-физический институт

Построение вакуумной системы любого ускорителя предопределяется верхним допустимым пределом давления остаточного газа в его камере^{1/}. Взаимодействия пучка с остаточным газом и камерой как правило являются вредными: они ухудшают качество пучка или вовсе разрушают пучок, или приносят помехи в физические эксперименты с пучком. Различные эффекты могут приводить к неодинаковым требованиям к давлению, и тогда приходится руководствоваться наименьшим давлением.

Эффекты взаимодействия пучка и газа специфичны в зависимости от вида частиц пучка и от типа ускорителя. Основную роль играет кулоновское рассеяние на ядрах атомов остаточного газа. В ускорителях многозарядных ионов существенна перезарядка ионов пучка при столкновениях с атомами остаточного газа.

При многократном кулоновском рассеянии на малые углы на промежуточных стадиях процесса происходит увеличение эмиттанса пучка, а заключительная стадия приводит к потерям частиц из пучка.

Определенную опасность представляет нейтрализация положительного объемного заряда протонного пучка вторичными электронами, которые захватываются потенциальной ямой пучка. Наиболее строгие требования к низкому давлению предъявляют ядерные взаимодействия пучков с остаточным газом в областях столкновения двух встречных пучков.

В электронных накопителях мощное синхротронное излучение вызывает интенсивную десорбцию молекул со стенок камеры. В электронных накопителях реальное время жизни пучка может быть определено по формуле $\tau^{-1} = \sum \tau_i^{-1}$, где суммирование ведется по всем однократным процессам, ограничивающим время жизни пучка. К таким процессам относятся единичные акты рассеяния электронов и/или позитронов на ядрах атомов остаточного газа. Основной процесс, который доминирующим образом определяет потери частиц пучка в электронных накопителях, — это тормозное излучение электронов пучка в кулоновском поле ядер остаточного газа.

Упругое рассеяние частиц пучка на ядрах атомов остаточного газа приводит к монотонной раскачке бетатронных колебаний. Для описания этого процесса вводится безразмерный параметр η , равный отношению среднего квадрата амплитуды колебаний к квадрату полуапертуры камеры в ^{1/2}:

$$\eta = 4,4 \cdot 10^{-2} \frac{R^3 \langle |f|^2 \rangle |f|_{\text{max}}^2 \cdot P}{B W_{\text{пик}} e U \cos \varphi_c} \quad (1)$$

Здесь R (радиус ускорителя) и B в см; амплитуда ускоряющего напряжения U в кВ; f - функция Флоке; P - давление в Па; $\langle \rangle$ - усреднение по замкнутой орбите; кинетическая энергия протона W в кэВ; предполагается, что $W \gg W_{\text{пик}}$ и что остаточный газ является эквивалентом воздуха при 300 К.

Таблица I

Минимальные средние давления в камерах ускорителей и накопителей (Па) (знаком * обозначены проекты)

Ускоритель	Давление	Ускоритель	Давление
ВЭП 3,4	$4 \cdot 10^{-8}$	SPS-Sync	$3 \cdot 10^{-5}$
PEP	$2,6 \cdot 10^{-6}$	SPS-Coll	$7 \cdot 10^{-8}$
PETRA	$1,3 \cdot 10^{-6}$	LEP*	$4 \cdot 10^{-7}$
ISR	$9 \cdot 10^{-9}$	CERN-LA	$1 \cdot 10^{-8}$
УНК*	$2 \cdot 10^{-7}$	У-400	$2 \cdot 10^{-5}$
FNAL-PS	$5 \cdot 10^{-6}$	TRIUMF	$7 \cdot 10^{-6}$
TEVATRON	$1 \cdot 10^{-8}$	LAMPF	$4 \cdot 10^{-6}$
ТИС*	$3 \cdot 10^{-7}$	МЕГАН*	$7 \cdot 10^{-6}$

Многократное рассеяние протонов относится к малым, но долгодействующим факторам; потери из-за него описываются с помощью уравнения Эйнштейна-Хоккера, учитывающего статистическую независимость актов рассеяния. Без учета адиабатического затухания бетатронных колебаний получаем пессимистическую оценку доли сохранившихся частиц ξ для случая нулевых начальных амплитуд:

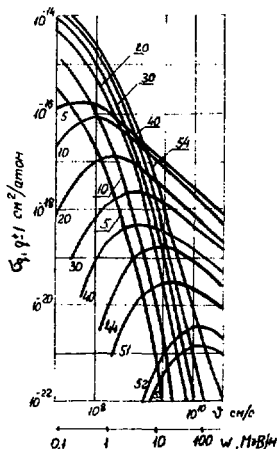
$$\xi(\eta) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\exp(-\mu_i \eta)}{\sqrt{\mu_i} J_i(2\sqrt{\mu_i})} \quad (2)$$

где μ_i - корни уравнения $J_0(2\sqrt{\mu_i}) = 0$. Для сохранения не менее 90% пучка необходимо $\eta < 0,2+0,3$. Задаваясь для данного ускорителя допустимой величиной потерь пучка, мы можем определить по ур. (2) относительную амплитуду бетатронных колебаний при их раскачке и затем по ур. (1) вычислить верхний предел давления в ускорителе.

Потери частиц при однократном рассеянии происходят при условии, когда частица отклоняется на угол, больший некоторого критического $\theta_c = B/R |f|_{\text{max}} < |f|$. В этом случае доля сохранившихся в пучке частиц удовлетворяет условию

$$\xi(t) = \frac{2\pi n_a R}{e U \cos \varphi_c} \int_{\theta_{\text{пик}}}^{\pi} \int_{\theta_c}^{\pi} \sigma(E, \theta) dE d\theta \quad (3)$$

Здесь N_a - число атомов газа в единице объема; E - полная энергия; σ - сечение однократного рассеяния на угол, больше допустимого θ_0 . Ур.(3) может быть использовано не только при однократном упругом рассеянии, но и при других видах однократного взаимодействия частиц пучка с остаточным газом, приводящих к потере частицы, например, при изменении зарядового состояния (перезарядке) ускоряемого иона в результате его неупругого взаимодействия с атомом остаточного газа. На рис. 1 показаны сечения потери и захвата одного электрона (кривые с максимумом и спадающие) ионами ксенона различной зарядности в среде азота в зависимости от энергии иона ^{13/}.



В электрон-позитронных накопителях важны однократные акты тормозного излучения, когда электроны испускают фотоны с энергией, большей допустимой величины $E_{\text{макс.}}$ ^{14/}. Вероятность потери электрона в накопителе на протяжении одной радиационной единицы длины $W = \frac{4}{3} \beta_1 (E/E_{\text{макс.}}) \cdot \frac{Z}{A}$. Время жизни пучка относительно испускания тормозного излучения может быть выражено как $\tau_{\text{r.}} = X_{\text{r.}} / \omega p c$, где $X_{\text{r.}}$ - радиационная единица длины i -го компонента остаточного газа (г/см^2); ρ - парциальная плотность газа (г/см^3):

$$\tau_{\text{r.}} (\text{час}) = 2,82 \cdot 10^{-6} X_{\text{r.}} / M_i \rho_i. \quad (4)$$

Рис. 1 Здесь M_i и ρ_i - молекулярная масса и парциальное давление i -го компонента остаточного газа.

В накопительных кольцах сталкивающиеся пучки могут испытывать взаимодействия типа пучок - пучок (ПП) и пучок - газ (ПГ). Число соответствующих событий в 1 см^3 за 1 с равно

$$\dot{N}_{\text{nn}} = C \sigma_{\text{nn}} n_n^2; \quad \dot{N}_{\text{ng}} = C \sigma_{\text{ng}} n_n n_g. \quad (5)$$

Здесь n_n , n_g - концентрации частиц в пучке и в газе; σ_{nn} и σ_{ng} - сечения соответствующих эффектов; C - константа, зависящая от конструкции накопителя. Примем для протон-нуклонного взаимодействия $\sigma = 4 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$. Считая N_g равным числу нуклонов в 1 см^3 , получим для протонного накопителя

$$\dot{N}_{nn}/\dot{N}_{nr} \cong n_n/A \cdot 2,4 \cdot 10^{14} p. \quad (6)$$

Здесь A - число нуклонов в ядрах атомов остаточного газа. При $A = 15$ и $p = 1,3 \cdot 10^{-7}$ Па это отношение превышает единицу для $n_n > 3 \cdot 10^8$ прот/см³, что соответствует току пучка релятивистских протонов 11 мА. Задаваясь допустимым отношением полезного сигнала и фона, по ур. (6) мы можем определить верхний предел давления в протонном накопителе по этому критерию.

На рис. 2 показана зависимость частоты событий в столкновителе SPS и светимости от времени (сплошные линии) при постоянном давлении $1 \cdot 10^{-8}$ Па, основных и фоновых событий от давления (пунктир). Наглядно видно, что только давление $1 \cdot 10^{-8}$ Па в экспериментальном

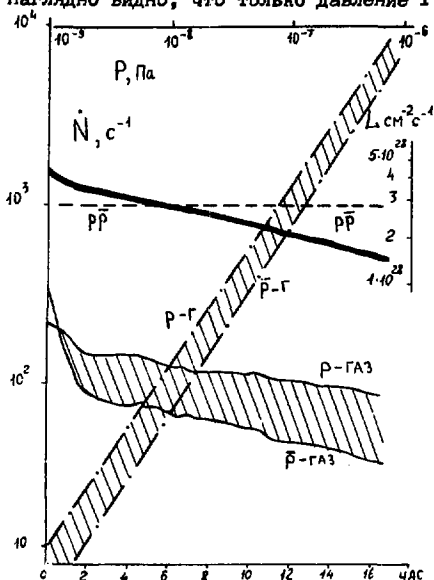


Рис. 2

ного (вдоль длины камеры) потока синхротронно-стимулированного газо-выделения имеет вид

$$Q_{scr} = 0,49 E I \epsilon / R, \quad \text{Вт/м}^2. \quad (7)$$

Здесь E - в ГэВ, ток пучка I - в А, ϵ - эффективный эмпирический коэффициент фотонно-стимулированной десорбции. Единица измерения Вт

участке столкновителя SPS обеспечивает значительное превышение скорости регистрации полезных pp-событий над скоростью счета фоновых событий пучок-газ. В электронных накопителях фотодесорбция молекул со стенок камеры под действием синхротронного излучения имеет двухэтапный характер: фотоны имеют малое сечение десорбции, но выбивают с поверхности камеры фотоэлектроны, сечение десорбции которыми значительно выше. Синхротронно-стимулированная десорбция приводит к повышению давления в электронном накопителе, пропорциональному току пучка ($dp/dI = \text{const}$). Приближенное выражение для погон-

здесь относится к потоку газа: $V_t = m^3 \cdot \text{Па}/\text{с}$, где $m^3 \cdot \text{Па}$ - единица количества газа.

Тепловое обезгаживание камер приводит к десорбции со стенок молекул с энергией связи порядка $(T/500)$ эВ, где T - температура прогрева. Обычно $T \cong (500+600)\text{K}$, т.е. со стенок удаляются молекулы со слабой связью ~ 1 эВ, характерной для физической адсорбции. Хемосорбированные молекулы с более прочной связью (10-20 эВ) не поддаются тепловой очистке (CO , C_2H_4 , O_2 , CH_4). Однако эти молекулы могут быть освобождены при соударении со стенкой камеры ионами, ускоренными потенциалом интенсивного пучка протонов в поперечном направлении. В этом случае распределение концентрации $n = P/kT$ (мол/см³) остаточного газа вдоль камеры описывается выражением

$$\left\{ n(x) = \frac{Q_{nr}}{g_{nn} \omega^2} \left[\frac{\cos \omega x}{\cos(\omega L/2) - (2\omega g_{nn}/S) \sin(\omega L/2)} - 1 \right] \right. \quad (8a)$$

$$\left. \omega^2 = \frac{1}{g_{nn}} \left(\eta_{nd} \frac{1}{e} \sigma - \frac{1}{4} \nu \alpha_{nr} \beta - S_p \right) \right\} \quad (8б)$$

Здесь Q_{nr} (мол/с см) - погонная плотность газовыделения со стенок камеры; g_{nn} (см³/с/см) - газовая проводимость единицы длины камеры; L - период размещения внешних насосов вдоль камеры; S (см³/с) - быстрота откачки одного внешнего насоса; начало отсчета x - посередине между насосами; η_{nd} (мол/ион) - коэффициент ионно-стимулированной десорбции; I - ток пучка протонов; σ - сечение ионизации; ν - тепловая скорость молекул; α_{nr} - "коэффициент прилипания", равный вероятности сорбции молекулы при ее соударении со стенкой ($0 \leq \alpha_{nr} \leq 1$); β (см) - периметр сечения камеры; S_p (см³/с/см) - погонная быстрота откачки внутрикамерного встроенного распределенного насоса. Если знаменатель в ур.(8) обращается в нуль, то давление растет неограниченно. В этом заключается эффект неустойчивости вакуума в сильноточных протонных накопителях. Условие устойчивости имеет вид

$$\omega \tan(\omega L/2) < S/2g_{nn} \quad (9)$$

Отсюда с использованием ур.(8б) можно определить критический ток пучка I_{cr} , при превышении которого устойчивость теряется.

Очевидно, что I_{cr} тем меньше, чем больше коэффициент ионно-стимулированной десорбции η_{nd} . В ИВВЗ/Б/ было выполнено исследование ионно-стимулированной десорбции на модели камеры УНК. На рис. 3 показана зависимость η_{nd} : а - от интегральной дозы ионов при различных анодных напряжениях (числа у кривых в кВ); б - от анодного напряжения. Поведение η_{nd} в этих опытах можно объяснить эффектом очистки

поверхности камеры ионной бомбардировкой и десорбцией газа, растворенного в приповерхностном слое металла, внедряемыми ионами. Значение $\eta_{\text{ид}} < 0$ при 77 К может быть связано с реадсорбцией освобожденных атомов на холодной стенке и с внедрением ионов в толщу стенки.

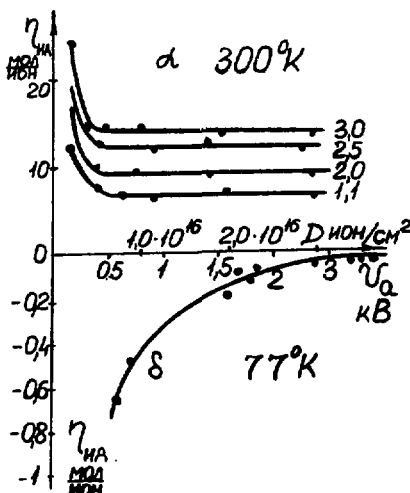


Рис.3

В СЕРИ была найдена весьма эффективная технология очистки камер для сверхвысокого вакуума с помощью тлеющего разряда, вводимого в камеру. В качестве газовой среды разряда используется смесь 90% Ar и 10% O₂ при давлении 3 Па; На рис.4 показан типичный пример эволюционной динамики парциальных давлений в камере в процессе ее очистки тлеющим разрядом (t - длительность процесса, D - доза ионов). Интеграл под кривой для CO соответствует 28 монослоям этого газа, которые сохранились при прогреве до 600 К. Равномерно распределенное вдоль камеры газоотделение с поверхностной плотностью q_r - основная газовая нагрузка в уско-

рителе. Будем камеру считать круглой с диаметром канала d . Допустим, что $P_{\text{макс}} \gg P_{\text{мин}}$; $P_{\text{макс}} \leq P_0$, где P_0 - разрешенное давление по условию сохранения пучка. На отрезке камеры между насосами выделяется поток газа $q_r L (\pi d)$ Па; считаем условно, что весь этот поток прогоняется через участок камеры разностью давлений $P_{\text{макс}} - P_{\text{мин}} \approx P_0$. Отсюда имеем

$$q_r L (\pi d) = G_{\text{нсосх}} \cdot P_0, \quad (10)$$

где $G_{\text{нсосх}}$ - проводимость трубы камеры длиной L , необходимая для обеспечения прогонки через трубу всего газа и непревышения в ней давления P_0 . С другой стороны, заданные размеры трубы d и L полностью определяют ее проводимость по известной формуле для молекулярного режима:

$$G_{\text{нсосх}} = G_0 / L; \quad G_0 = 1,21 \cdot 10^{-2} d^3 \text{ [м}^3/\text{с} \cdot \text{м}]. \quad (11)$$

Из условия $G_{\text{необх}} = G_{\text{факт}}$ получаем необходимое и оптимальное расстояние между насосами (рис.5):

$$L_0 = d \left(1,21 \cdot 10^{-2} p_0 / \pi q_r \right)^{1/2} \quad (12)$$

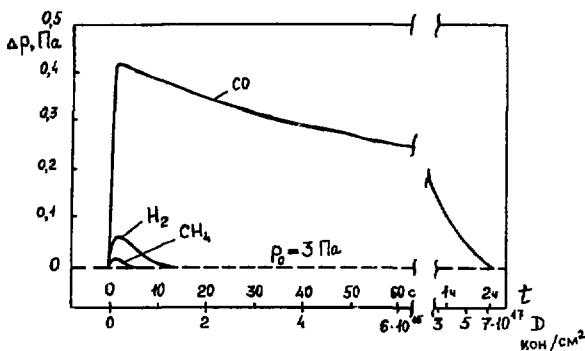


Рис.4

$$N_n = L_{\text{кам}} / L_0, \quad \text{где } L_{\text{кам}} - \text{полная длина камеры.}$$

Камеры большинства электронных накопителей, например PETRA, выполнены из алюминия из-за его дешевизны, технологичности экструзионного метода изготовления камер сложного профиля, хорошей теплопроводности [6]. Камера электронных накопителей в зазоре магнита обычно имеет три продольных канала. На рис.6 показано сечение вакуумной камеры накопителя PETRA: 1 – нагреватель; 2 – канал водяного охлаждения; 3 – полюс магнита; 4 – титановый катод; 5 – анод в форме вертикальных цилиндрических ячеек; 6 – радиационные экраны; 7 – откачные отверстия.

Наиболее распространенный материал вакуумных камер протонных синхротронов – нержавеющая сталь. Применение алюминиевых сплавов ограничено из-за мультипакторного разряда, инициируемого сгруппирован-

Быстрота откачки каждой камеры должна выбираться из условия удаления насосом всего приходящего к нему газового потока:

$$S_{p_{\text{мин}}} = \pi q_r d L_0.$$

(13)

Наконец, необходимое число насосов N_n определяется как

ным протонным пучком и возникающего вследствие малой энергии выхода вторичных электронов из окисной пленки на поверхности алюминия.

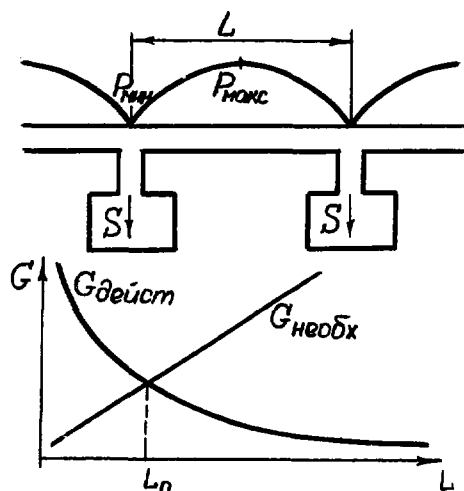


Рис.5

магнит в крестате: 1 - сверхпроводящая обмотка; 2 - опорный винт; 3 - азотный экран; 4 - коллектор гелия; 5 - вакуумный кожух; 6 - труба жидкого гелия; 7 - труба охлаждения сердечника; 8 - гибкий проводник; 9 - опора магнита.

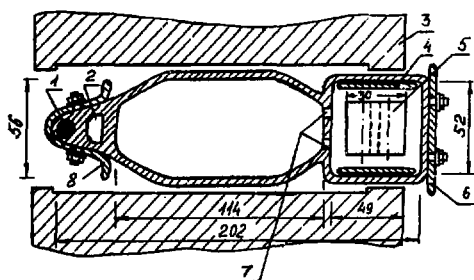


Рис.6

магниты соединяются вакуумно-плотно; их ядра герметизированы против про-

Конструкции вакуумных систем синхротронных ускорителей протонов и многозарядных ионов аналогичны. В последних иногда используются локальные перезарядные газовые ишени; в этом случае возле них должны быть расположены специальные насосы.

В ОИЯИ проектируется ускоритель тяжелых ядер нуклотрон^{16/}. Особенность его сверхпроводящих магнитов состоит в применении железного сердечника и в отсутствии внутренней вакуумной камеры. На рис.7 показан дипольный

Пространство для ускорения пучка ограничено внутренними стенками магнитов при температуре (4+5) К. В этой области остаточный газ состоит в основном из водорода и гелия. Для их избирательной откачки устанавливаются патроны с активированным углем. Маг-

Таблица 2

Вакуумные параметры крупнейших ускорителей
и накопителей

Параметр	ВЭПП-4	PETRA	УНК-3000	SPS
Ток пучка, А	0,01	0,02	1,5	0,19
Сечение камеры, мм ²	60x27	114x56	70x60	146x32
Тип насосов предварительной откачки	МРН*	ТМН*	ТМН	ТМН
Количество клапанов вдоль камеры	50	32	251	
Тип внешних выс. вак. насосов	МРН/ГИН*	МРН	МРН	МРН
Количество внешних насосов	100/40	120	915	800
Быстрота откачки внешних насосов м ³ /с	0,15	0,03	0,2	0,035
Погонная быстрота откачки встроенных распредел. насосов м ³ /с м	0,2	0,11	-	-

*ТМН - турбомолекулярный насос; МРН - магниторазрядный насос; ГИН - геттерно-испарительный насос.

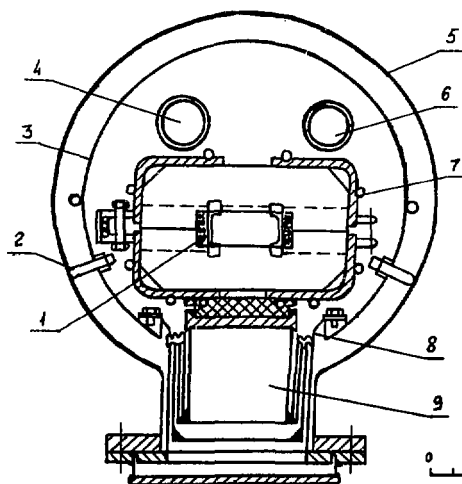


Рис. 7

никновения молекул из теплоизоляционного вакуумного объема. Эти камеры позволяют получить в пучковом пространстве нуклотрона вакуум порядка $1 \cdot 10^{-8}$ Па.

В состав столкновительного комплекса SPS лаборатории CERN входит малое кольцо AA диаметром 157 м для накопления и охлаждения антипротонов. Для захвата пучка с разбросом импульсов в 6% нужна широкая по радиусу камера (700 мм). Она вмещает ферритовые датчики, ударные магниты, быстроподвижные большие экраны и другое

сильно газящее оборудование. Необходимое давление в АА по критерию времени жизни пучка 10^{-8} Па. Откачка осуществляется 11 турбомолекулярными насосами (по $0,27 \text{ м}^3/\text{с}$), 48 магниторазрядными (по $0,45 \text{ м}^3/\text{с}$) и 108 геттерно-испарительными (по $1,5 \text{ м}^3/\text{с}$).

Первоначально вакуумная система ускорителя SPS с окружностью камеры длиной 6,9 км была рассчитана на давление $3 \cdot 10^{-8}$ Па, а при переводе его в режим столкновителя потребовалось давление $7 \cdot 10^{-8}$ Па. При этом оказалось, что камера плотно прилегает к полюсам магнитов и что не остается места для нагревательных элементов и теплоизоляции. В большей части кольца вакуум мог быть улучшен только добавлением новых дополнительных насосов. В прежней структуре ускорителя насосы располагались между магнитами в каждом втором промежутке. Модификация вакуумной системы заключалась в добавлении разрядного насоса в каждый незанятый промежуток и в присоединении геттерного насоса к каждому разрядному вокруг всего кольца. Всего в SPS было добавлено 1300 геттерных насосов. В экспериментальных участках SPS давление снижено до $1 \cdot 10^{-8}$ Па за счет прогрева камеры здесь до 450 К.

Литература

1. Глазков А.А., Малышев И.Ф., Саксаганский Г.Л. Вакуумные системы электрофизических установок. М., Атомиздат, 1975. - 192с.
2. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962. - 352с.
3. Ершов Б.Д., Саксаганский Г.Л., Филиппова Л.В. Обзор НИИЭФА ОА-49, Л., 1982 - 102с.
4. Kouptsidis J. Proc. 7th Intern. Vac. Congress, Vienna 1977, vol. 1, 341-345.
5. Калинин Ю.Ж., Рогозинский В.Г., Ушков В.Л. Труды УИ Всес. Сов. по ускорителям, Дубна 1980, т. 1, с. 133-135.
6. Baldin A.M. IEEE Trans. On Nucl. Sci., 1983. vol. NS-30, N 4, 3247-3249.

ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

В.С.Николаев

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

При движении многозарядных ионов в ускорителях в результате соударений их с атомами остаточного газа и перезарядных мишеней происходит рассеяние, торможение и изменение зарядов быстрых частиц. В связи с большой вероятностью потери или захвата электронов быстрыми многозарядными частицами ниже будут рассмотрены вопросы, относящиеся к этим процессам при скоростях ионов v , превышающих единицу атомной скорости $v_0 = c/137 = 2.19 \cdot 10^8$ см/с.

Уравнения для зарядовых фракций. Равновесное распределение зарядов. Изменение зарядового состава ионного пучка при прохождении его через газ описывается системой дифференциальных уравнений

$$d\Phi_k/dt = \sum_j \Phi_j b_{jk}, \quad (I)$$

где Φ_j - относительное количество ионов с зарядом j в ионном пучке ($\sum_j \Phi_j = 1$); t - толщина мишени в атом/см²; b_{jk} при $j \neq k$ - сечение процесса, в результате которого ион с зарядом j превращается в ион с зарядом k ; $b_{kk} = -\sum_{j \neq k} b_{kj}$ - взятое с обратным знаком полное сечение изменения заряда ионов с зарядом k . При прохождении ионов через разреженный газ за время между столкновениями возбужденные ионы в большинстве случаев успевают перейти в основное состояние, и поэтому сечения b_{jk} относятся, как правило, к невозбужденным частицам. При прохождении же ионов через твердые мишени за время между соударениями состояние иона не изменяется, и поэтому величины b_{jk} представляют собой сечения, усредненные по различным состояниям возбуждения частиц и, вообще говоря, зависят от t .

Сечения потери электронов всегда уменьшаются, а сечения захвата электронов - увеличиваются с повышением начального заряда ионов. С увеличением числа теряемых и захватываемых электронов сечения уменьшаются. Благодаря таким свойствам сечений при каждой скорости ионов v существует равновесное распределение зарядов, к которому приближается зарядовый состав пучка по мере прохождения его через вещество и которое не зависит от начального заряда ионов и полностью определяется соотношениями между сечениями потери и захвата электро-

нов σ_{jk} . Равновесное распределение зарядов в ионных пучках, как показывает опыт, достигается практически раньше, чем произойдет заметное торможение быстрых частиц в среде.

Равновесные значения зарядовых компонент F_j равны предельным значениям ϕ_j при $t \rightarrow \infty$ и определяются системой алгебраических уравнений $\sum_j F_j \sigma_{jk} = 0$. (2)

Для случаев, когда потерей и захватом более одного электрона в одном соударении можно пренебречь, из (2) следует соотношение, которое приближенно выполняется для наиболее интенсивных зарядовых групп

$$F_{i+1}/F_i = \sigma_{i,i+1}/\sigma_{i+1,i}. \quad (3)$$

Опыт показывает, что, если средний равновесный заряд $\bar{i} = \sum i F_i$ не слишком близок к нулю или заряду ядер ионов Z : $1 < \bar{i} < Z - 1$, то равновесное распределение зарядов среди наиболее интенсивных зарядовых групп близко к гауссовскому^{1,2/}

$$F_i = (2\pi d^2)^{-1/2} \exp[-(i - \bar{i})^2 / 2d^2], \quad (4)$$

которое зависит от двух параметров: среднего заряда $\bar{i}$ и полуширины распределения $d = [\sum (i - \bar{i})^2 F_i]^{1/2}$ (рис. 1).

Для ионов с числом электронов $N = Z - i > 10$ при прохождении их через газ наблюдаются систематические отклонения от гауссовского распределения, вызванные большой вероятностью потери более одного электрона в одном соударении. Для ионов с зарядом ядер $Z \geq 16$ при прохождении их через разреженные газы равновесные фракции неплохо описываются асимметричным распределением^{3/}

$$F_i = F_m^0 \exp[-t^2/2(1 + \epsilon t)] \quad \text{при} \quad t = (q - q_0)/p. \quad (5)$$

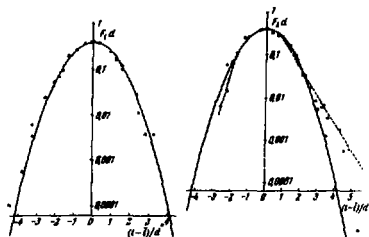


Рис. 1. Значения $F_i d$ в зависимости от $(i - \bar{i})/d$: слева - для ионов азота, прошедших через азот ($\bullet, \circ$) и целлюлозу ($\blacktriangle, \triangle$) при $v \approx 6.10^8$ ($\circ, \triangle$) и $1.2.10^9$ см/с ($\bullet, \blacktriangle$), справа - для ионов Li ($\triangle$), B ($\square$), Ne ($\circ$), Na (+), P (x) и Ar ($\bullet$) в азоте при $v = 2.6.10^8$ см/с. Сплошная линия - распределение Гаусса. Рисунок из^{1/}.

которое при $\epsilon \rightarrow 0$ переходит в гауссово $q_0 \rightarrow \bar{q}$, $\rho \rightarrow d$ (рис.2).

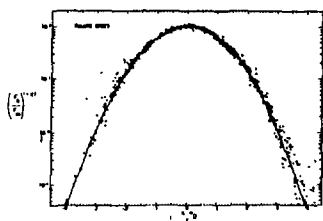


Рис.2. Значения $(F_{i+1}/F_i)^{1+\epsilon i}$ в зависимости от i для 58 зарядовых распределений ионов с $Z \geq 16$ в разреженных газах. Кривая соответствует распределению (5).
Рисунок из [3].

Гауссово распределение соответствует линейному приближению для зависимости логарифма отношения двух соседних зарядовых компонент $L(i + \frac{1}{2}) \equiv \ln(F_{i+1}/F_i)$ от i : $L(i) = -(i - \bar{i})/d^2$, то есть экспоненциальной зависимости отношения соседних зарядовых компонент F_{i+1}/F_i от i . Невозможность строгого соблюдения такой зависимости очевидна. Скорее следует удивляться тому, что она выполняется хотя бы приближенно.

Простейший способ оценки равновесных значений F_i , $\bar{i}$ и d состоит в использовании полуэмпирических формул. При выводе некоторых из них кроме экспериментальных данных использовались критерии, близкие к критерию Бора [1], согласно которому проходящие через вещество ионы удерживают только те электроны, орбитальная скорость которых u больше скорости иона v . Критерии такого типа лучше согласуются с экспериментом, если при описании ионов применяется статистическая модель атомной частицы, в результате чего получается соотношение [5,6]

$$\bar{i}/Z = f(v/Z^d), \quad (6)$$

где f — монотонно возрастающая функция, $1/3 \leq d \leq 2/3$. Значения f и d подбираются на основе экспериментальных данных о $\bar{i}$. Таким путем были найдены формулы для $\bar{i}$ в азоте и аргоне [5]:

$$\bar{i}/Z = 0,18 v/Z \quad \text{при } \bar{i}/Z < 0,3, \\ \bar{i}/Z = 0,97(v/0,97^{0,4})/0,97(7Z^{0,3}) \quad \text{при } 0,3 < \bar{i}/Z < 0,9 \quad (7)$$

и для ионов с $Z > 20$ в углероде и формваре [6]:

$$\bar{i}/Z = [1 + (v/3,6 Z^{0,43})^{-1/0,6}]^{-0,6}, \quad (8)$$

где значения v выражены в единицах 10^8 см/с. Существуют и другие приближенные формулы. В частности, одна из них [7] уточняет (8) и описывает значения $\bar{i}$ для ионов с $Z > 14$ в семи твердых средах с зарядом атомных ядер Z_e от 4 до 79 (рис.3 и (4)), другие [3] дают приближенные значения параметров q_0 , ρ и ϵ распределения (5) (рис.5).

В развитие идей упомянутых выше критериев в работе [6] было принято, что величина $L(i)$ является функцией отношения $x = v/v_i$, где

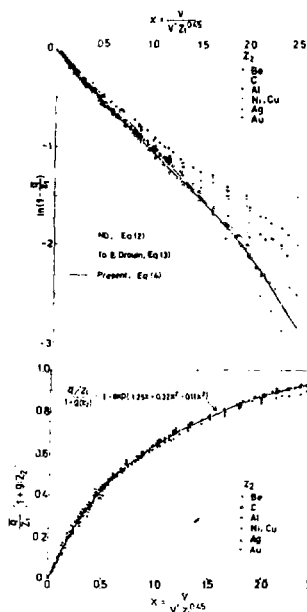


Рис.3. Средний равновесный заряд $\bar{q}$, представленный в виде зависимости $\ln(1 - \bar{q}/Z)$ от $x = v/v' Z^{0.45}$ при $v' = 3,6 \cdot 10^8$ см/с для ионов с $Z \geq 14$, прошедших через твердые пленки от Be до Au. Пунктирная линия соответствует формуле (8), сплошная - формуле для углерода, предложенной в [7]. Рисунок из [7].

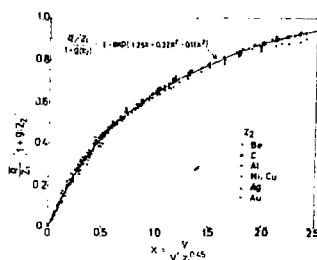


Рис.4. Значения $\bar{q}/[Z(1+g)]$ для ионов с $Z \geq 14$ в твердых средах в зависимости от $x = v/v' Z^{0.45}$ при $g = 1 - 0,0019 \cdot (Z_2 - 6)\sqrt{x} + 10^{-5} (Z_2 - 6)^2 x$. Рисунок из [7].

v' - скорость ионов, при которой их средний заряд становится равным $\bar{q}$. На основе этого получено соотношение между значениями $\bar{q}$ и d :

$$d^2 = d_0^2 v d\bar{q}/dv, \quad \text{где} \quad d_0^2 = (dL/dx)_{x=1}^{-1}. \quad (9)$$

Из (8) и (9) для ионов с $Z \geq 20$ в углероде следует, что

$$d^2 = d_0^2 \bar{q} [1 - (\bar{q}/Z)^{1/0.4}], \quad (10)$$

где коэффициент d_0 , как показывает опыт, равен 0,5.

Оболочечное строение ионов приводит к закономерным отклонениям экспериментальных значений $\bar{q}$ и d от величин, даваемых приближенными формулами (7)-(10). Для ионов с $Z \geq 20$ отклонения величин $\bar{q}$ не превышают, как правило, 10%, отклонения же величин d , которые, согласно (9), пропорциональны $(d\bar{q}/d \ln v)^{1/2}$, доходят до 20-25%. Для ионов с полностью заполненными оболочками, то есть числом электронов $N = Z - i = 2, 10$ и 28, из-за более резкой зависимости сечений потери электрона от i при переходе от одной оболочки к другой значения d оказываются минимальными (рис.6).

Для получения более детальных сведений о зарядовом составе пучков необходимо решать систему дифференциальных уравнений (1), для чего надо иметь сечения потери и захвата различного числа электронов.

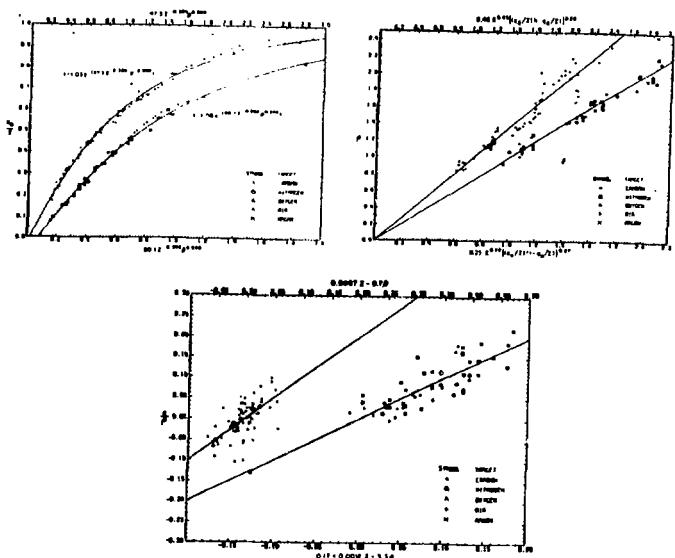


Рис.5. Параметры q_0/Z , ρ и ϵ/ρ распределения (5) для ионов с $Z \geq 16$ в зависимости от приведенных скоростей ионов типа $AZ^{-1}\beta^2$, $AZ^{-1}[q_0 Z^{-1}(1-\beta^2)]^2$ и $A + BZ + C\beta$ соответственно ($\beta = v/c$). Нижние точки, линии и абсциссы - для разреженных газов, верхние - для углеродных мишеней. Линии получены методом наименьших квадратов. Рисунки из [17].

Сечения потери электронов. Потеря электрона быстрыми ионами в соударениях с атомами среды является по существу дальнейшей ионизацией их под действием атомов и характеризуется примерно теми же закономерностями, что и ионизация ядрами [18]. Поскольку ионизация много-

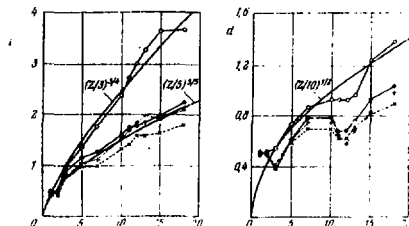


Рис.6. Равновесные значения $\bar{i}$ и d для ионов с $Z \leq 18$ при $v = 2,6 \cdot 10^8$ см/с в He (+), K_2 (x) и целлюлозе (O) в зависимости от заряда ядер ионов Z . Рисунки из [17].

электронных частиц определяется прежде всего процессами удаления его отдельных $n\ell$ электронов, рассмотрим прежде всего ионизацию одноэлектронных водородоподобных систем с произвольным зарядом ядер Z . В борновском приближении сечения ионизации b_{iB} таких невозбужденных систем ядрами с зарядом Z_2 , умноженные на $Z^4 Z_2^{-2}$, представляются в зависимости от v/u , где $u = Zv_0$ — средняя орбитальная скорость электрона, в виде единственной кривой с максимумом при относительной скорости сталкивающихся частиц v , равной средней орбитальной скорости удаляемого электрона u (рис.7). При замене ионизирующих ядер атомами с теми же зарядами ядер Z_2 из-за экранировки кулоновского поля ядра электронами сечения ионизации в соударениях, в результате которых состояние атома не изменяется, понижаются. Но к этому уменьшенному псевдоупругому сечению ионизации добавляется теперь псевдонеупругая часть, которая соответствует ионизации атомными электронами в соударениях, оканчивающихся возбуждением или ионизацией атомов среды. В итоге сечения ионизации ионов с небольшими зарядами будут понижены, а ионов с высокими зарядами — повышены (рис.8). Вследствие этих эффектов экранировки и антиэкранировки зависимость сечений ионизации от энергии связи I_{iB} теряемых электронов (при фиксированной скорости ионов v) ослабляется (рис.9). Для водородоподобных частиц с большими зарядами ядер $Z \gg Z_2$ борновское приближение дает практически правильное сечение ионизации в довольно широкой области скоростей $v \gg 0,22Zv_0$, захватывающей максимум сечений, а для частиц с небольшими за-

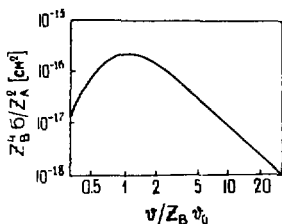


Рис.7. Борновские значения $b_{iB} Z_B^4 Z_A^{-2}$ в зависимости от приведенной скорости $v / Z_B v_0$ для ионизации водородоподобных систем B ядрами с зарядом Z_A . Рисунок из [8].

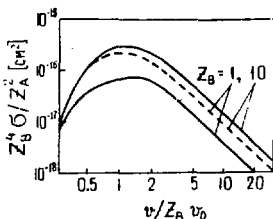


Рис.8. Борновские значения $b_{iB} Z_B^4 / Z_A^2$ в зависимости от $v / Z_B v_0$ при ионизации водородоподобных систем B протонами (---) и атомами водорода (—). Рисунок из [8].

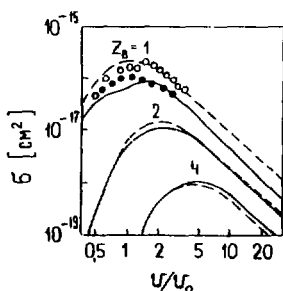


Рис. 9. Борновские сечения ионизации σ_i водородоподобных частиц с $Z_B = 1, 2$ и 4 протонами (---) и атомами водорода (—). Светлые и зачерненные кружки — соответствующие экспериментальные данные. Рисунок из [8].

рядами ядер $Z < Z_c$ только в области достаточно высоких скоростей $v \gg Z_c v_0$, куда максимум сечений не входит [9, 10]. При меньших скоростях, а именно при $v < Z_c v_0$ для $Z < Z_c$, к удовлетворительному согласию с экспериментом приводит метод Левангана и Уолтерса [11], в котором вместо борновских используются более реалистические амплитуды упругого и неупругого рассеяния электрона атомами (рис. 10).

Сказанное выше относилось к ионизации невозбужденных водородоподобных систем. Результаты борновских расчетов сечений ионизации возбужденных водородоподобных систем показали, что при скоростях ионов $v > u_{nl}/2$, где $u_{nl} = Z v_0/n$, сечения потери электрона σ_{nl} из различных nl состояний с одинаковой энергией связи электронов I_{nl} различаются не более, чем на 20–25%, в то время как в области меньших скоростей

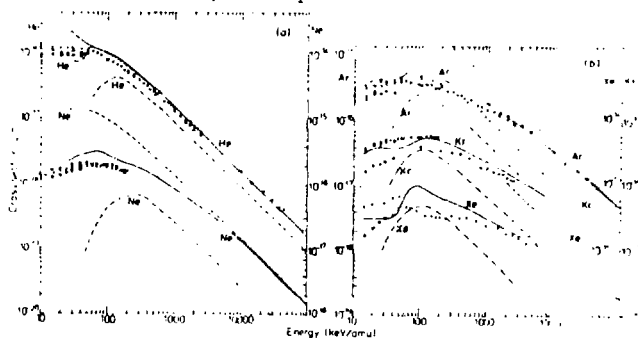


Рис. 10. Сечения потери электрона атомами водорода в He, Ne, Ar, Kr и Xe в зависимости от их энергии (в кэВ/нуклон), вычисленные Леванганом и Уолтерсом [11] по их методу (—) и в приближении свободных столкновений (---), которое дает сечения, близкие к борновским [9]. Значки — экспериментальные данные. Рисунок из [11].

σ они существенно зависят также от квантовых чисел nl начального состояния (рис. II)^{12,13/}. Из экспериментальных данных о сечениях по-

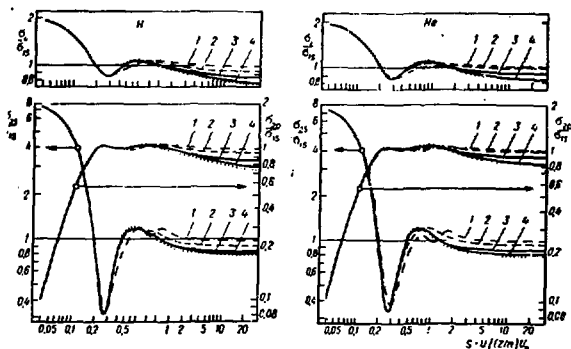


Рис. II. Отношение борновских сечений потери электрона b_{nl} из водородоподобных состояний $nl = 1s, 2s$ и $2p$ с одинаковыми значениями Z/n в соударениях с атомами водорода (слева) и гелия (справа) в зависимости от приведенной скорости частиц $s = v/(Z/n)v_0$. Кривые 1, 2, 3 и 4 относятся соответственно к $Z/n = 1, 3, 10$ и 30 . Рисунок из^{12/}.

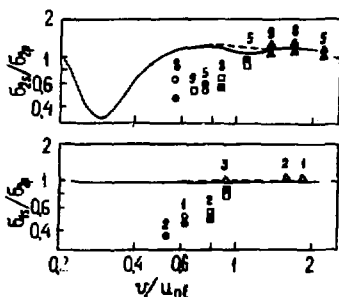


Рис. I2. Отношения экспериментальных сечений потери внешнего nl электрона из состояний $nl = 1s, 2s$ и $2p$ с одинаковыми энергиями связи I_{nl} в гелии ($\circ, \square, \triangle$) и азоте ($\bullet, \blacksquare, \blacktriangle$) в зависимости от $s = v/u_{nl}$, где $u_{nl} = (2I_{nl}/\mu)^{1/2}$. Кружки, квадраты и треугольники относятся к $v = 2, 7; 4$ и $8 \cdot 10^8$ см/с соответственно. Числа около точек указывают ионы: $\text{He}^+(1), \text{Li}^{2+}(2), \text{Be}^{3+}(3), \text{B}^+(4), \text{B}^{2+}(4,5), \text{N}^+-\text{N}^+(6-9)$. Сплошные линии - борновские значения из^{12/} при $v = 2, 7$ и $4 \cdot 10^8$ см/с, штриховые - при $v = 8 \cdot 10^8$ см/с. Рисунок из^{14/}.

тери электронов различными ионами в гелии, азоте, неоне, аргоне следует, что сечения потери электрона из различных $n\ell$ состояний с $n < 3$ не зависят от $n\ell$ в области $v > u_{n\ell}$ (рис.12)^{/14/}. Многочисленные расчеты и эксперименты, относящиеся к ионизации внутренних оболочек атомов легкими ядрами, показали, что при $v < u_{n\ell}/2$ соотношение между сечениями потери электронов из различных $n\ell$ состояний с одинаковыми энергиями связи сильно изменяется при изменении относительной скорости сталкивающихся частиц v ^{/15/} (рис.13), образуя минимумы и максимумы, структура которых отражает структуру распределения импульсов электронов в начальных состояниях^{/13,16/} (рис.14).

Потеря каждого из электронов многоэлектронных ионов в ионно-атомных столкновениях происходит в значительной степени независимо друг от друга и ведет не только к однократной ионизации, но и к потере двух и более электронов в одном столкновении^{/1,17/}. В результате этого наблюдаемые в эксперименте сечения потери одного электрона $\sigma_{i,i+1}$ всегда меньше суммы сечений потери отдельных электронов $\sum_{n\ell} N_{n\ell} \sigma_{n\ell}$, где $N_{n\ell}$ число $n\ell$ электронов в ионе. Если бы не было оже-переходов и ионизации

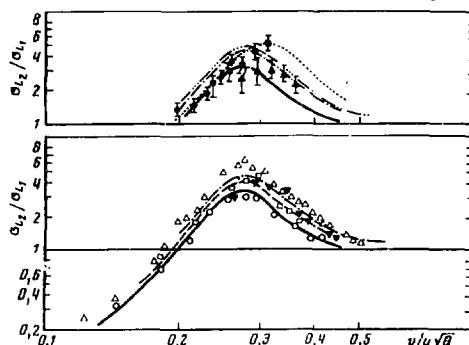


Рис.13. Отношение сечений освобождения L_2 и L_1 электронов различных атомов от Pd до Bi протонами в зависимости от $v/u\sqrt{b}$, при $u = \frac{1}{2}(\sqrt{2I_{L2}}/\mu + \sqrt{2I_{L1}}/\mu)$ и $\theta = [L_{L2}/(Z_{L2}/2)^2 + I_{L1}/(Z_{L1}/2)^2]/2Ry$, где Z_{L2} и Z_{L1} - эффективные заряды ядер для L_2 и L_1 электронов. Значки - экспериментальные данные для $Z = 46$ ($\blacktriangle$), 51 ($\blacksquare$), 57 ($\bullet$), 73 ($\blacktriangledown$), 79 ($\triangle$), 82 ($\square$) и 83 ($\circ$). Линии - результаты различных вариантов борновских расчетов: сплошные - для любых Z при $Z_{L2} = Z_{L1} = 1$, штриховая - для $Z = 82$ (Pb) при $Z_{L1} = 78,35$, $Z_{L2} = 77,35$, $\theta_{L1} = 0,76$, $\theta_{L2} = 0,75$, штрих-пунктирные - для $Z = 51$ (Sb) при $Z_{L1} = 47,35$, $Z_{L2} = 46,35$, $\theta_{L1} = 0,62$, $\theta_{L2} = 0,60$, штрих-трипунктирная - для $Z = 51$ при $Z_{L1} = Z_{L2} = 46,85$, $\theta_{L1} = 0,63$, $\theta_{L2} = 0,59$ из^{/15/}, пунктирная - для $Z = 51$ при $Z_{L1} = Z_{L2} = 46,85$, $\theta_{L1} = 0,63$, $\theta_{L2} = 0,59$ по таблицам Чоя и др. Рисунок из^{/15/}.

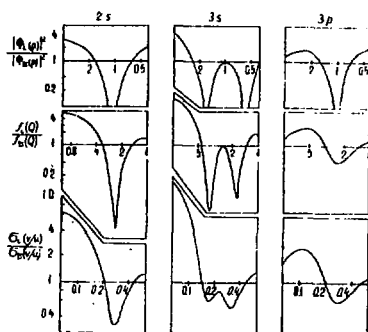


Рис. 14. Отношение квадратов модуля $|\varphi_{nl}(r)|^2$ волновой функции nl электрона в импульсном представлении, обобщенных сил осциллятора $f_{nl}(Q)$ и борновских сечений потери электрона σ_{nl} к аналогичным величинам для $1s$ электрона при одинаковых значениях Z_{nl}/n в зависимости от приведенных значений соответственно импульса электрона p , переданного импульса Q и скорости частиц $v/(Z/n)v_0$ для различных водородоподобных состояний с $n \leq 3$. Рисунок из [18].

вследствие встряски, то эта сумма равнялась бы полному сечению потери электронов $S_i = \sum_m m \sigma_{i,i+m}$, которое при ионизации ядрами совпадает с сечением образования свободных электронов. При учете этих процессов имеем [19]

$$S_i \equiv \sum_m m \sigma_{i,i+m} = \sum_{nl} N_{nl} \sigma_{nl} (1 + \nu_{nl}), \quad (II)$$

где N_{nl} — среднее число электронов, освобожденных в результате переходов Оже и встряски после потери электрона в соударении с атомом. Формула (II) может быть использована как для определения сечений потери отдельных электронов σ_{nl} из экспериментальных значений $\sigma_{i,i+m}$ [14], так и для нахождения значений S_i по известным сечениям потери nl электрона. В работе Дмитриева с сотр. [20] для определения S_i при небольших скоростях ионов v в качестве значений σ_{nl} брались величины, полученные из эксперимента, а при высоких скоростях — борновские значения σ_{nl} . Для нахождения величин ν_{nl} использовались экспериментальные данные и полуэмпирические правила. Сечения потери заданного числа m электронов $\sigma_{i,i+m}$ связаны с S_i очевидным соотношением

$$\sigma_{i,i+m} = S_i P_m / m \quad \left(\sum_m P_m = 1 \right), \quad (I2)$$

так что для определения этих сечений необходимо знать величины P_m . При скоростях ионов v , близких к орбитальной скорости его внешних

электронов u , многократная ионизация происходит преимущественно в результате независимого удаления внешних электронов^{/17/}, поэтому вероятности двух и трехкратной ионизации P_2 и P_3 ведут себя подобно сечениям однократной ионизации, достигая максимальных значений при $v \sim u$. При высоких скоростях ионов многократная ионизация происходит главным образом в результате оже-процессов, сопровождающих ионизацию внутренних оболочек, и за счет встряски при ионизации и возбуждении ионов, в связи с чем величины P_m практически не зависят от v . В работе^{/20/} сделана попытка свести экспериментальные значения P_m для ионов с высокими скоростями $v \ll u$ к зависимости их от приведенной скорости $\alpha = \kappa^2 (N/N_n)^{2.5} v / u_{nl}(m)$, где $u_{nl}(m)$ — средняя орбитальная скорость удаленных электронов, определенная из их энергии связи, κ — главное квантовое число электронов внешней оболочки, $N = Z - i$, $N_n = \sum_{l=1}^n 2\kappa^2$. Однако даже для $m = 2$ и 3 экспериментальные значения нередко отклоняются от принятых усредненных значений на величину порядка 100% (рис. 15). Поэтому тщательный анализ сечений $\sigma_{i,l,m}$ и вероятностей P_m потери различного числа электронов для установления более точных закономерностей представляется весьма актуальным.

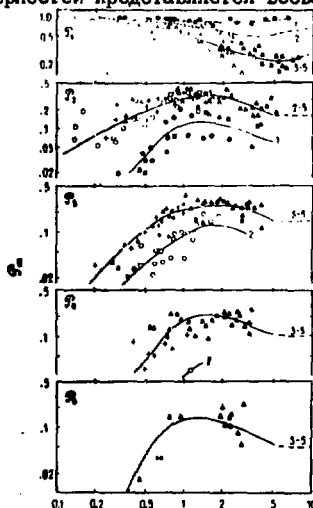


Рис. 15. Вероятности P_m одновременной потери m электронов различными ионами в азоте в зависимости от приведенной скорости α . Точки — экспериментальные данные, линии — значения P_m , принятые в^{/20/}. Около кривых указаны главные квантовые числа n начальных состояний электрона. Рисунок из^{/20/}.

В заключение отметим два эффекта в сечениях потери электронов, которые заслуживают внимания. Первый заключается в том, что для ионов с большим числом электронов из-за большой вероятности ионизации вероятность потери одного электрона P_1 может быть меньше вероятности потери двух P_2 и даже трех электронов P_3 ^{/20/} (рис. 16). Второй заключается в

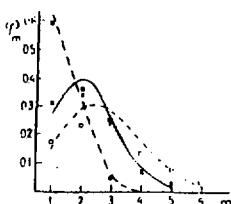


Рис.16. Значения P_m в азоте в зависимости от m для ионов N^+ при $v = 4 \cdot 10^8$ см/с (●), ионов Ar^+ при $v = 2,6 \cdot 10^8$ см/с (x) и ионов J^+ при $v = 8,3 \cdot 10^8$ см/с (○). Кривые – статистическое распределение при вероятностях потери отдельного электрона, равных 0,15, 0,2 и 0,13, и числах активных электронов, равных 4, 7 и 13 для указанных ионов соответственно. Рисунок из /20/.

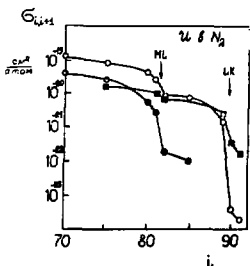


Рис.17. Сечения потери одного электрона $\sigma_{i,i+1}$ ионами урана в азоте, рассчитанные полуэмпирическим методом /20/, в зависимости от заряда ионов i при $v = 2 \cdot 10^9$ (●), $5 \cdot 10^9$ (○) и $2 \cdot 10^{10}$ см/с (■). Стрелками указаны переходы от M к L и от L к K оболочкам. Рисунок из доклада /21/.

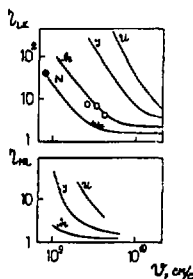


Рис.18. Отношения сечений потери электронов на границах LK и ML оболочек $\gamma_{LK} = \sigma_{2-3,2-2} / \sigma_{2-2,2-1}$ и $\gamma_{ML} = \sigma_{2-11,2-10} / \sigma_{2-10,2-9}$ для ионов N , Ar , J и U в азоте в зависимости от скорости ионов v . Знаки – экспериментальные данные, линии – результаты, полученные полуэмпирическим методом /20/. Рисунок из доклада /21/.

том, что для ионов данного элемента с уменьшением их заряда при переходе от заполнения одной электронной оболочки (с главным квантовым числом n) к заполнению другой при скоростях ионов $v \leq u$ в сечениях потери одного электрона $\sigma_{i,i+1}$ и полных сечениях ионизации S_i происходит

скачок, который может достигать двух и даже трех порядков^{/21/} (рис. 17 и 18).

Сечения электронного захвата. Захват электрона быстрым ионом или перезарядка представляет для теории несравненно более трудную задачу чем ионизация, так как является задачей трех тел, которая не сводится к одночастичной. В то же время результаты экспериментального и теоретического изучения перезарядки качественно соответствуют результатам, полученным в простейшем приближении Оппенгеймера-Бринкмана-Краммерса (ОВК)^{/8,22,23/}. Наибольший вклад в сечения перезарядки вносят электроны атомов среды, имеющие импульс порядка переносного импульса электрона μv , где μ - масса электрона, и захват электронов происходит преимущественно в состоянии со средним импульсом электронов порядка переносного. В связи с этим в случаях перезарядки в инертных газах, водороде и азоте при $v \leq 5v_0$ основной вклад в сечения вносят электроны внешних оболочек атомов среды, а при более высоких скоростях по мере увеличения скорости - электроны все более глубоких оболочек. Поэтому при $v \geq 2v_0$ с увеличением скорости ионов v сечения перезарядки быстро уменьшаются, но в более тяжелых средах это уменьшение происходит медленнее. Быстрее всего падают сечения перезарядки протонов в водороде: при $v/v_0 = 2, 8$ и 20 логарифмический показатель уменьшения сечений $\kappa = -d \ln b_{10} / d \ln v = 7, 11$ и 12 ; для протонов в азоте при тех же скоростях имеем $\kappa = 4, 6$ и 10 ^{/24/} (рис. 19).

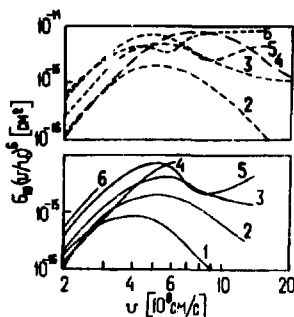


Рис. 19. Сечения перезарядки протонов b_{10} в H_2 (1), He (2), N_2 (3), Ne (4), Ar (5), Kr (6), умноженные на $(v/v_0)^6$, в зависимости от скорости протонов. В верхней части рисунка - экспериментальные сечения из^{/24/}, в нижней части - найденные полуэмпирическим методом^{/22/}. Рисунок из^{/18/}.

При $v \geq 2v_0$ протоны захватывают электроны преимущественно в низшее энергетическое состояние образующегося атома водорода, а высокозарядные ионы - главным образом в возбужденные состояния с энергией связи порядка переносной энергии $I_v = \mu v^2/2$. В связи с этим сечения перезарядки $b_{2,2-1}$ ядер с зарядом $2 > 1$ связаны с сечениями $b_{10}(H^+)$ для протонов приближенными соотношениями^{/1/}

$$\begin{aligned} \sigma_{z,2-1} &\approx Z^5 \sigma_0 (H') & \text{при } Z < v/2v_0, \\ \sigma_{z,2-1} &\approx Z^2 (v/2v_0)^3 \sigma_0 (H') & \text{при } Z > v/2v_0. \end{aligned} \quad (13)$$

Первое из этих соотношений соответствует захвату электронов преимущественно в основное состояние образующихся водородоподобных ионов, а второе – преимущественному захвату электрона в возбужденные состояния и поэтому при замене Z на i выполняется для любых ионов с достаточно высокими зарядами i . Для ионов с малыми зарядами при изменении Z значения $\sigma_{i,i-1}$ изменяются немонотонно в соответствии с периодическим изменением числа вакансий и средней энергии связи электрона в низших вакантных состояниях (рис.20). Для ионов же с большими зарядами сечения перезарядки $\sigma_{i,i-1}$ почти не зависят от количества находящихся в них электронов $N=Z-1$ и заряда их ядер Z [8,25].

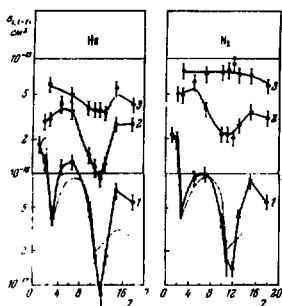


Рис.20. Сечения захвата одного электрона $\sigma_{i,i-1}$ различными ионами в He и Ne при $v = 2,6 \cdot 10^8$ см/с в зависимости от заряда ядер ионов Z . Числа около кривых указывают заряд ионов i . Точечная кривая – результат простейшего расчета, учитывающего зависимость сечений от энергии связи электрона в низших конечных состояниях и от числа таких вакантных состояний. Рисунок из [1].

Однако даже для ионов с довольно высокими зарядами в зависимости сечений $\sigma_{i,i-1}$ от i зафиксированы небольшие, но систематические отклонения от плавной средней зависимости $\sigma_{i,i-1}$ от i [26]. Во-первых, несколько пониженные сечения наблюдались во многих случаях для ионов, электроны которых образуют полностью заполненные n оболочки (рис.21). Такие ионы обладают повышенными вероятностями образования метастабильных состояний [27], так что понижение сечений для них, по крайней мере в ряде случаев, могло быть вызвано присутствием в ионных пучках метастабильных частиц с пониженными сечениями перезарядки [28–30]. При малых v значения $\sigma_{i,i-1}$ для метастабильных ионов могут быть больше, чем для невозбужденных частиц (с теми же зарядами i) [28–30], поэтому присутствие метастабильных частиц в ионном пучке может приводить, вообще говоря, как к понижению, так и к повышению экспериментальных величин $\sigma_{i,i-1}$. Во-вторых, для довольно тяжелых многозарядных ионов при $v \sim 2v_0$ наблюдались осцилляции сечений относительно

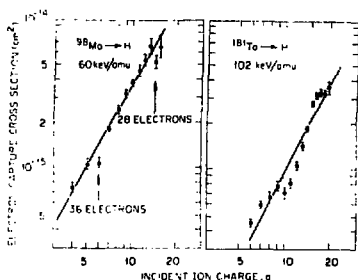


Рис.21. Сечения захвата одного электрона $b_{q,q-1}$ ионами Mo^{+q} и Ta^{+q} в Н в зависимости от заряда ионов q . Прямые дают среднюю зависимость сечений от q . Рисунок из [26].

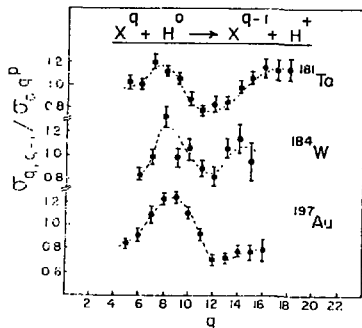
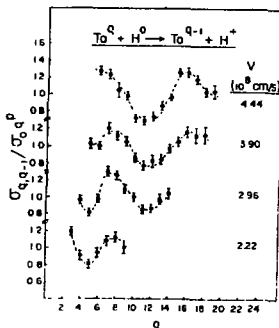


Рис.22. Отношения экспериментальных сечений перезарядки $b_{q,q-1}$ в Н к величинам, пропорциональным q^P , в зависимости от q для ионов Ta^{+q} при скоростях v от 2,22 до 4,44 $\cdot 10^8$ см/с (слева) и для ионов Ta^{+q} при $v = 3,9 \cdot 10^8$ см/с и ионов W^{+q} и Au^{+q} при $v = 3,4 \cdot 10^8$ см/с (справа). Рисунок из [26].

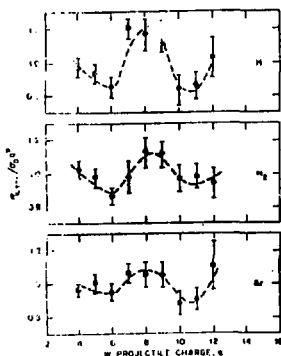


Рис.23. Те же отношения, что и на рис.22, для ионов W^{+q} при $v = 3 \cdot 10^8$ см/с в Н, H_2 и Аг. Рисунок из [26].

средней монотонной зависимости их от i (рис.21), которые никак не коррелировали с числом электронов в ионах (рис.22), но уменьшались при увеличении заряда ядер атомов среды (рис.23). Авторы эффекта объясняли эти осцилляции интерференцией амплитуд рассеяния, вызванных дальнедействующим кулоновским и короткодействующим экранированным кулоновским полями, в которых находится активный электрон. Непростота этих осцилляций видна на рис.24^{/31/}.

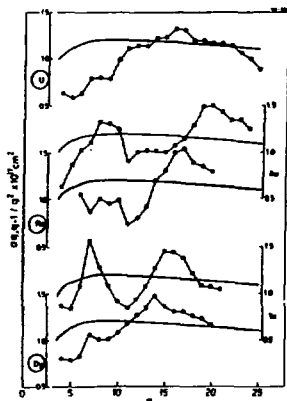


Рис.24. Те же отношения, что и на рис.22 и 23, для ионов U , Au , Re , Ta и Dy в H при $v = 2v_0$ в зависимости от заряда ионов q . Точки - результаты эксперимента, линии - по теории Бора-Линдхарда. Рисунок из ^{/31/}.

Последнее время в результате расчетов и анализа экспериментальных данных установлено^{/23/}, что при скоростях ионов $v = (1-10)v_0$ сечения перезарядки осциллируют и при изменении заряда ядер атомов среды Z_e в области $Z_e > v/2v_0$ (рис.25). Осцилляция происходит около средних значений, пропорциональных Z_e^κ , где $\kappa \approx 0,5-1,5$, в то время как при $Z_e < v/2v_0$ сечения монотонно возрастают с увеличением Z_e с логарифмическим показателем $\kappa \approx 4+4,5$. При $v \geq 3v_0$ максимумы сечений приходятся на атомы среды, у которых энергия связи электронов одной из оболочек с главным квантовым числом n оказывается близкой к $\frac{1}{2} I_n$, где

$I_n = \mu v^2/2$. Захват электронов из состояний с другими n в этих случаях вносит небольшой вклад в сечения, так что каждый из пяти (при $v = 5v_0$) последовательных максимумов в зависимости $b_{i,l-1}$ от Z_e обусловлен максимумом парциальных сечений захвата электрона соответственно из оболочек атомов K , L , M , N и O . Наибольшие понижения до трех раз в сечениях при переходе от максимума к ближайшему минимуму при больших Z_e должны наблюдаться при $v = (4+6)v_0$. При более высоких скоростях, как показывают результаты расчетов, размах осцилляций уменьшается, в результате чего при $v \approx 20v_0$ зависимость $b_{i,l-1}$ от Z_e должна быть близка к ступенчатой, а при $v \geq 35v_0$ - практиче-

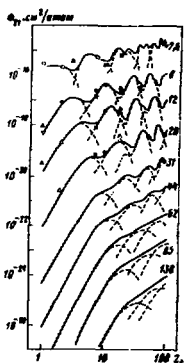


Рис.25.Сечения перезарядки ядер гелия He^2+ , в зависимости от заряда ядер атомов среды Z_2 . Значки - экспериментальные данные, линии - сечения в приближении ОВК, умноженные на 0,04 при $v = 2,6 \cdot 10^8$ см/с и на 0,18 при $v > 8 \cdot 10^8$ см/с. Сплошные линии - полные сечения перезарядки, пунктирные - сечения захвата электрона из K, L, M, N и O оболочек атомов среды. Скорость ионов в единицах 10^8 см/с указана около кривых. Рисунок из ^{/23/}.

ски гладкой. Эти осцилляции возникают из-за того, что экранировка кулоновского поля ядер атомов среды атомными электронами приводит к сильному возрастанию относительной разницы между средними орбитальными скоростями электронов в состояниях с соседними значениями главного квантового числа n . С приближением атомного поля к кулоновскому эти осцилляции исчезают. Осцилляции сечений перезарядки ведут к осцилляции равновесных зарядовых фракций и среднего равновесного заряда ионов в различных средах ^{/23,32,33/} (рис.26 и 27).

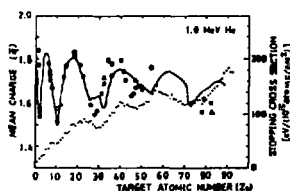


Рис.26. Средний равновесный заряд ионов гелия с энергией 1 МэВ в зависимости от атомного номера мишеней Z_2 . Значки - результаты экспериментов, сплошная линия - расчет. Точечная линия дает сечение торможения. Рисунок из ^{/32/}.

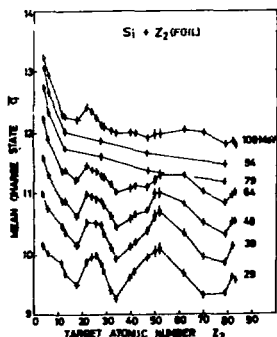


Рис.27. Средний равновесный заряд ионов Si , прошедших через твердые фольги с атомным номером Z_2 . Около кривых указана энергия ионов. Рисунок из ^{/33/}.

При скоростях ядер v , приближающихся к скорости света, существенный вклад в сечения перезарядки вносит процесс радиационного захвата свободных электронов, обратный фотоэффекту. Сечения $\sigma_{z,z-1}^Z$ этого процесса пропорциональны $Z^2 Z_e$, в то время как сечения обычной перезарядки при $v \gg Z_e$ и $v \gg Z_e v_e$ пропорциональны $Z^2 Z_e^5$.

Отмеченные закономерности и приближенные соотношения между сечениями перезарядки для различных частиц, и в частности формулы (13), а также соотношения между экспериментальными сечениями захвата электрона в различные l -состояния ионов^{/25/} могут быть использованы для оценок необходимых сечений^{/34/}. В тех же целях в работах^{/22,35/} на основе экспериментальных^{/22/} или теоретических данных^{/35/} предложены функции, корректирующие сечения, вычисленные в приближении ОВК. В работе^{/36/} на основе упрощенных классических представлений об электронном захвате, справедливых для ионов с зарядами $q \geq 4$ при $v \ll 2q v_e$, найдено, что во всех средах приведенные значения сечений $\sigma_{q,q-1}/q$ должны быть функциями параметра $v^2/q^{4/3}$, и установлено, что экспериментальные сечения в инертных газах представляются в таком виде с точностью до коэффициентов ~ 2 (рис.28). Недавно^{/36/} экспериментальные сечения для различных ионов в пяти газах были представлены примерно с тем же разбросом в виде единой зависимости приведенных сечений $\tilde{\sigma}_{q,q-1} =$

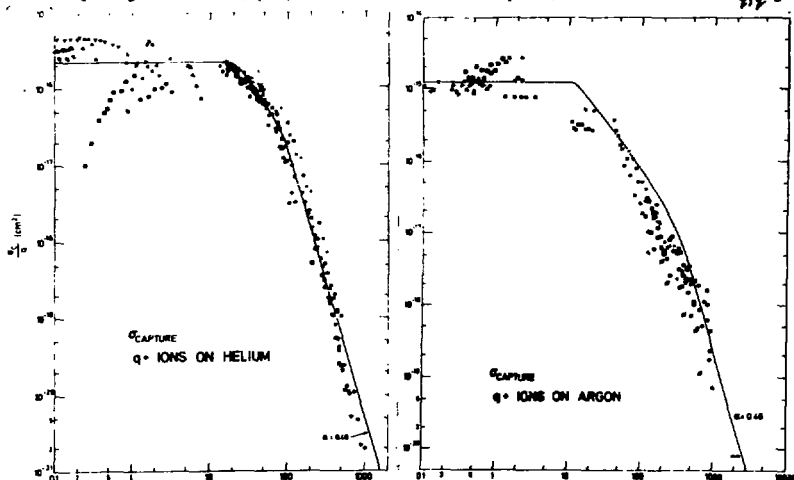


Рис.28. Значения $\sigma_{q,q-1}/q$ в зависимости от $F(\text{каВ/нуклон})/q^{4/3}$ для ионов с $q = 4-24$ в гелии и аргоне. Значки - экспериментальные данные, линия - теоретические сечения по классической модели из^{/36/}. Рисунок из^{/36/}.

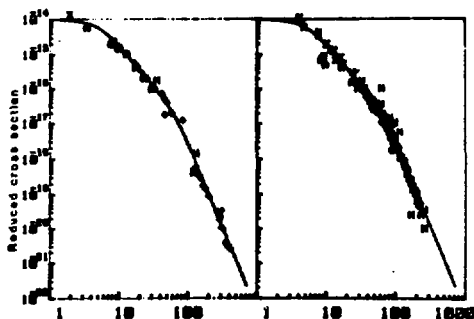


Рис.29. Приведенные сечения перезарядки $\bar{\sigma}_{z,z-1} = \sigma_{z,z-1} z^{1/8} / q^{0.5}$ для высокозарядных ионов в газах в зависимости от приведенной энергии $\tilde{E} = E / (z^{1.25} q^{0.7})$, где E в кэВ/нуклон. Значки - экспериментальные результаты: слева - из [37], справа - из других работ. Линии - по предложенной в [37] эмпирической формуле. Рисунок из [37].

$= \sigma_{z,z-1} z^{1/8} / q^{0.5}$ от приведенной энергии $\tilde{E} = E / (z^{1.25} q^{0.7})$, где E - энергия в кэВ на единицу атомной массы (рис.29).

Особенности установления зарядового равновесия при прохождении ионов через твердые вещества. В связи с тем, что сечения потери электронов возбужденными ионами больше, чем для невозбужденных частиц, средний равновесный заряд быстрых ионов в твердой среде больше, чем в газе. Однако опыт показывает, что при прохождении ионов через твердое вещество кроме увеличения сечений потери электрона имеет место также уменьшение сечений электронного захвата [38] (рис.30), которое естественно считать следствием повышенных сечений потери электрона из возбужденных состояний и отсутствия у ионов возбужденных состояний, размеры которых превышают среднее расстояние между атомами среды. Если для ионов с небольшими зарядами, которые захватывают электроны преимущественно в основное состояние, это ведет к небольшому уменьшению

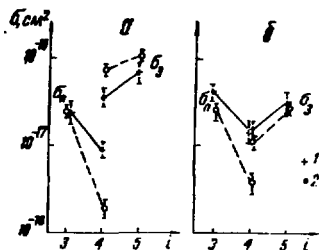


Рис.30. Сечения потери $\sigma_h \approx \sigma_{z,i+1}$ и захвата электрона $\sigma_z \approx \sigma_{z,i-1}$ ионами бора в целлюлоиде (+) и азоте (O) при $v = 8 \cdot 10^8$ (а) и $1,1 \cdot 10^9$ см/с (б) в зависимости от заряда ионов z . Рисунок из [38].

сечений перезарядки, то для ионов с большими зарядами, которые захватывают электроны преимущественно в высоковозбужденные состояния, значительное повышение сечений ионизации при возбуждении ионов и отсутствие у них многих возбужденных состояний с неизбежностью должно приводить к значительному уменьшению сечений перезарядки.

Уменьшение сечений перезарядки, так же, как и увеличение сечений ионизации ионов, ведет к увеличению среднего равновесного заряда частиц, что не облегчает отделение одного эффекта от другого. Но скорость установления равновесного распределения зарядов ионов или величина равновесной толщины мишени T , необходимой для установления в ионном пучке зарядового равновесия, в этих случаях изменяются по-разному: увеличение сечений ионизации ведет к уменьшению равновесной толщины T , а уменьшение сечений перезарядки - к увеличению последней. Анализ экспериментальных данных о равновесных толщинах газовых и твердых мишеней показывает, что для ионов с зарядом ядер $Z=7-15$ при $E \approx 0,03 \pm 0,3$ МэВ/нуклон равновесные толщины твердых мишеней превышают равновесные толщины газа до 10 раз^{/39/} (рис.31). Это свидетельствует о значительном уменьшении сечений перезарядки в твердом веществе. В последнее время в ИЛИЯФ МГУ проведены первые модельные расчеты изменения зарядового состава ионных пучков при прохождении их через твердое вещество, результаты которых на ходятся в хорошем качественном согласии с экспериментами^{/39/} (рис.31). Актуальной задачей сейчас является создание модели, которая бы коли-

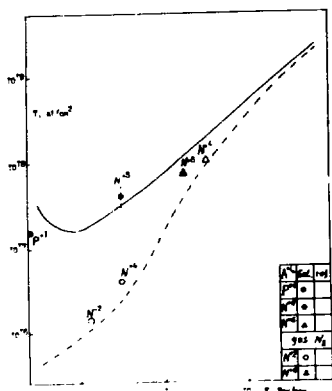


Рис.31. Равновесные толщины T твердых и газовых мишеней в зависимости от энергии ионов на нуклон. Значки - экспериментальные данные: зачерненные - для ионов фосфора P^{+1} в углеороде и ионов азота N^{+7} , N^{+8} в целлулоиде, светлые - в азоте. Линии - результаты расчетов для ионов азота: сплошная - в углеороде, штриховая - в азоте. Рисунок из^{/39/}.

чественно описывала экспериментальные зарядовые фракции ионов, прошедших через твердые пленки.

Литература

1. В.С.Николаев.УФН, 85 (1965), 674.
2. H.D.Betz. Rev. Mod.Phys., 44, (1972), 465.
3. R.O.Sayer. Rev. Phys. Appl., 12, (1977), 1543.
4. Ч.Бор. Прохождение атомных частиц через вещество, ИЛ.М., 1930.
5. И.С.Дмитриев, В.С.Николаев. ЖЭТФ, 47 (1964), 615.
6. В.С.Николаев, И.С.Дмитриев. ЖТФ 40, (1970), 1773.
7. K.Shima, T.Ishihara, T.Mikumo. Nucl.Instr.Meth.200, (1982), 605.
8. В.С.Николаев, И.С.Дмитриев, Я.А.Теплова. Сб. "Физика электронных и атомных столкновений" Лекции IV Всесоюзной школы, Из-во МГУ, М., 1978, с.139.
9. И.С.Дмитриев, Я.М.Жилейкин, В.С.Николаев. ЖЭТФ, 49, (1965), 500.
10. В.С.Сенашенко, В.С.Николаев, В.Д.Шафер, И.С.Дмитриев. Вестник МГУ, сер"физика, астрономия", 1970, № 2, 136.
11. D.P.Dewangan, M.R.J.Walters. J. Phys., BII, (1978), 3983.
12. В.С.Николаев, В.С.Сенашенко, В.Д.Шафер. Вестник МГУ, серия "физика, астрономия" 1973, № 3, 357.
13. I.M.Kruglova, V.S.Nikolaev, V.A.Sergeev. Phys.Lett.64A (1978), 384.
14. Yu.A.Tashaev, I.S.Dmitriev, V.S.Nikolaev, Ya.A.Teplova. J.Phys., BII, (1978), 223.
15. В.Л.Тетухов, В.С.Николаев, Р.А.Романовский, В.А.Сергеев. ЖЭТФ, 71, (1976), 968.
16. I.M.Kruglova, V.S.Nikolaev, V.I.Shulga. J.Phys B10 (1977), 2971.
17. V.A.Sidorovich, V.S.Nikolaev. J. Phys., B16, (1983), 3243.
18. V.S.Nikolaev, V.P.Petukhov, E.A.Romanovsky, V.A.Sergeev, I.M.Kruglova, V.V.Beloshitsky. "The Physics of Electronic and Atomic Collisions". Invited Lectures of IX ICPEAC, Seattle, 1975, p.419.
19. V.A.Sergeev, V.S.Nikolaev. Int.Conf. on X-Ray and Inner Shell Processes, Abstracts, 1984, p.418. Leipzig.
20. I.S.Dmitriev, V.P.Zaikov, Yu.A.Tashaev. Nucl.Inst.Meth. 164, (1979), 329.
21. И.С.Дмитриев, В.П.Зайков, Тезисы УШ ВКТОАС. Изд. ДИФ, Л., 1981, с.38.
22. В.С.Николаев. ЖЭТФ 51, (1966), 1263.
23. И.С.Дмитриев, Н.Ф.Воробьев, Ж.Н.Коновалова, В.С.Николаев, В.Н.Новожилова, Я.А.Теплова, Ю.А.Файнберг. ЖЭТФ, 84 (1983), 1987.
24. H.Tawara, A.Russek. Rev. Mod. Phys., 45, (1973), 178.
25. И.С.Дмитриев, Ю.А.Ташаев, В.С.Николаев, Я.А.Теплова, Б.М.Топов. ЖЭТФ, 73, (1977), 1684.

26. F.W.Meyer, R.A.Phaneuf, H.J.Kim, P.Hvelplund, P.H.Stelson. Phys. Rev. A19 (1979), 515.
27. И.С.Дмитриев, В.С.Николаев, В.С.Сенашенко, Ю.А.Ташаев. Сб. "Автоионизационные явления в атомах". Труды семинара. Из-во МГУ, М., 1976, с.18.
28. И.С.Дмитриев, Я.А.Теплова, В.С.Николаев. Экспериментальные исследования с быстрыми метастабильными атомами и ионами. Из-во МГУ, 1977.
29. Ya.A.Teplova, I.S.Dmitriev, V.S.Nikolaev. Abstracts of XI ICPEAC, Kyoto, Japan, 1979, p.38.
30. I.S.Dmitriev, N.F.Vorobiev, E.A.Kralkina, V.F.Zaikov, V.S.Nikolaev, Ya.A.Teplova, Int.Conf. on X-Ray and Inner-Shell Processes Abstr., 1981, p.113. Leipzig.
31. P.Hvelplund, H.Knudsen, L.A.Andersen, S.K.Björnelund, L.Liljeby. Abstracts of XIII ICPEAC, Berlin 1983, p.64.
32. F.Fukuzawa, Y.Haruyama, Y.Kanamori, A.Itoh. Abstracts of XIII ICPEAC, Berlin, 1983, p.581.
33. K.Shima, T.Ishihara, T.Momoi, T.Miyoshi, K.Numata, T.Mikomo, Phys. Lett., 98A, (1983), 106.
34. I.S.Dmitriev, V.S.Nikolaev, Ya.A.Teplova. Abstracts of SPIG-80, Beograd, 1980, p.90.
35. G.Lapicki, W.Losonsky, Phys.Rev. A15 (1977), 896.
36. H.Khundsén, H.K.Haugen, P.Hvelplund, Phys. Rev., A23 (1981) 597.
37. A.S.Schlaether, J.W.Stearns, W.G.Graham, K.H.Berkner, R.Vipyle, J.A.Tanis. Abstracts of XIII ICPEAC, Berlin, 1983, p.525.
38. И.С.Дмитриев, В.С.Николаев, Я.А.Теплова. Сб. "Взаимодействие атомных частиц в веществе и на поверхности твердого тела". Из-во ФАН, Ташкент, 1978, с.114.
39. V.P.Zaikov, N.F.Vorobiev, E.A.Kralkina, V.S.Nikolaev, Ya.A.Teplova. Nucl.Inst.Meth. 235 (1981), 171.

СИСТЕМЫ ДИАГНОСТИКИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

НА УСКОРИТЕЛЯХ

В.Ф.Сиколенко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Оставаясь, в основном, традиционными, датчики и диагностическая аппаратура ускорителей тяжелых ионов имеют некоторые особенности, которые будут отмечены ниже.

Будут рассмотрены наиболее употребительные средства оперативной диагностики с возможностью вывода информации на ЭВМ.

В рамках допустимого объема нет возможности рассмотреть все вопросы детально. Необходимые подробности могут быть почерпнуты из приведенной литературы.

Условно датчики параметров пучков на ускорителях можно разделить на три группы: 1-прозрачные (не содержащие вещества на пути пучка); 2-полупрозрачные (содержащие некоторое количество вещества), не вносящие изменений в параметры пучка больше допустимых; 3-непрозрачные датчики (содержащие такое количество вещества, которое приводит к перезарядке ионов, разрушению или поглощению пучка). Ясно, что понятия "полупрозрачный" и "непрозрачный" датчик весьма относительны, ибо в зависимости от места установки один и тот же датчик может быть полупрозрачным или непрозрачным. Ниже будут рассмотрены только первые две группы датчиков.

Прозрачные датчики

Сигнальные электроды преобразуют электрическое поле пучка ионов в электрический сигнал (рис.1). Этот вид датчиков, ставший уже классическим [1,2], используется для измерений интенсивности циркулирующего пучка и, в случае применения разрезанных (в вертикальной или в горизонтальной плоскости) электродов, - для определения положения его центра тяжести [3].

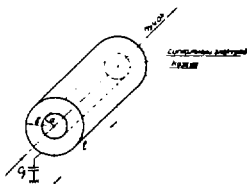


Рис.1. Сигнальный электрод.

Выходной сигнал с датчика будет возрастать пропорционально зарядности иона, что обуславливает возможность производить измерения при меньших интенсивностях циркулирующих пучков, чем при уско-

рении протонов (при тех же отношениях сигнал/шум).

Выходное напряжение датчика

$$U = \frac{Neq\ell_2}{\pi \cdot C_g} [B], \quad (I)$$

где N - число ускоренных ионов;
 $e = 1,6 \cdot 10^{-19} [A \cdot c]$ - заряд электрона;
 q - зарядность ускоренного иона;
 ℓ_2 - физическая длина датчика^{/2/} (см);
 π - периметр ускорителя (см);
 C_g - емкость датчика (пФ).

Как следует из (I), для получения максимального выходного сигнала необходимо по возможности приблизить входной усилитель к сигнальному электроду^{/2/} (минимальная емкость линии связи). Это условие тяжело выполнить в "холодных" ускорителях (или в ускорителях с "холодными" камерами для получения высокого вакуума, исключающего перезарядку ионов), поскольку вывод коммуникаций из криостата возможен лишь в определенных местах.

Одним из решений этой проблемы является помещение входного усилителя в жидкий гелий^{/3/}. Работа электронных компонент при температуре 4,2K рассмотрена в^{/4/}. Выходные характеристики полевых транзисторов при гелиевых температурах приведены на рис.2, принципиальная схема усилителя сигнальных электродов при рабочей температуре 4,2K на рис.3.

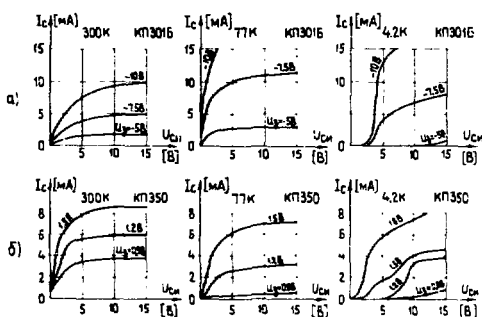


Рис.2. Выходные характеристики полевых транзисторов при 300, 77 и 4,2K:
 а) типа KP301B, б) типа KP350.

Магнитоиндукционные датчики работают на принципе регистрации магнитного поля, создаваемого пучком ионов при их движении. Используются для измерений интенсивности и положения центра тяжести циркулирующего пучка.

В общем виде магнитоиндукционный датчик представляет собой тороидальный импульсный трансформатор с одной или несколькими вторичными обмотками (поле "первичной обмотки" образуется током пучка).

Основные сведения об этом типе датчика приведены в^{/1,2,5,6/}.

Существует несколько схем построения измерителей: с обратной связью (рис.4), импульсного трансформатора (ИТ) с интегратором или в

режиме трансформации тока, магнитного усилителя (рис.5).

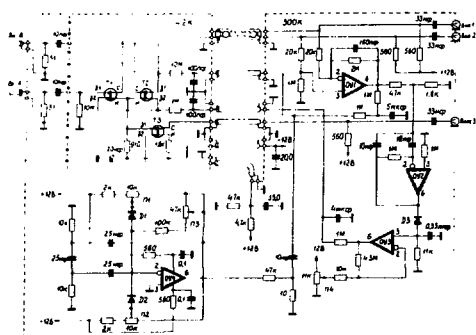


Рис.3. Принципиальная схема усилителя, предназначенного для работы с сигнальными электродами при 4,2К, Т1...Т3 типа КД350; Д1...Д3 типа КД513; ОУ1...ОУ4 типа 140УД7.

а ферритов в 5...6 раз (в зависимости от марки) ^{4/5}.

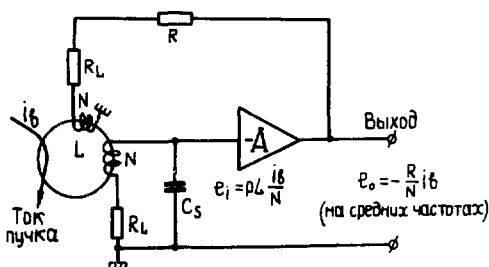


Рис.4. Принцип работы магнитоэлектрического датчика с обратной связью.

Число витков ИГ можно определить:

$$W = \sqrt{\frac{5 \cdot 10^8 m t_u R}{2 \mu_k S}}, \quad (2)$$

где μ_k - начальная магнитная проницаемость магнитопровода;
 S - сечение магнитопровода (см²).

Анализ первых трех схем измерителей показал ^{5/6}, что режим трансформации тока предпочтителен, поскольку он обеспечивает наименьшее время нарастания и хорошую чувствительность.

Сердечники магнитоиндукционных датчиков следует изготавливать из пермаллоев с большим значением магнитной проницаемости в малых полях: (5...50), 10³ Тс/э (типа 80 НХС, 79Н4М). Возможно использование ферритов (6000 НМ...2000НМ), однако следует учитывать, что при гелиевых температурах магнитная проницаемость пермаллоев уменьшается приблизительно на 30%, а ферритов в 5...6 раз (в зависимости от марки) ^{4/5}.

Наиболее простыми и надежными являются измерители, содержащие ИГ в режиме трансформации тока. Условием неискаженной передачи формы импульса является существенное превышение постоянной времени измерителя τ над длительностью импульса t_u , т.е.

$$\tau = \frac{L}{R} = m t_u,$$

где L - индуктивность ИГ;
 R - входное сопротивление усилителя. Обычно выбирают $m = 10 \pm 20$.

Выходное напряжение измерителя пропорционально зарядности иона:

$$U_{\text{вых}} = \frac{R N e q G}{W t_{\text{обр}}}, \quad (3)$$

где N - число циркулирующих ионов;

$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ (А.с) - заряд электрона;

q - зарядность иона;

$t_{\text{обр}}$ - время одного оборота ускоряемого сгустка (с);

G - коэффициент усиления усилителя (В/А).

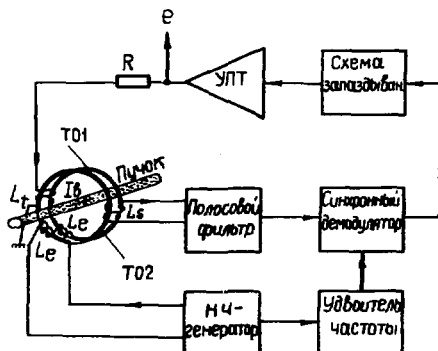


Рис.5. Блок-схема измерителя с трансформатором постоянного тока.

При измерении токов циркулирующих пучков большой длительности (режим накопления или циркуляции) используются схемы трансформаторов постоянного тока (магнитных усилителей). На рис.5 приведена схема такого измерителя, работающего в полосе частот от 0 до 200 мегагерц^{/6/}. В работе^{/7/} приводятся данные измерителя, работающего в диапазоне токов пучка от 0,1 мА до 30 мА. Расчет магнитных усилителей приведен в^{/8/}.

Следует отметить, что магнетоиндукционные датчики весьма

подвержены воздействию магнитных полей и требуют тщательной экранировки^{/1,2/}. Недостатком конструкции такого датчика является размещение его на изоляционной вставке в ионопроводе ускорителя, поскольку безразрывность последнего является средством наводок на датчик интенсивных помех (образует виток большой площади, воспринимающий помехи от внешних магнитных полей).

Если обмотку магнетоиндукционного датчика выполнить из двух (или четырех) частей, он может быть использован для определения положения центра тяжести пучка (измеряются разности наведенных в частях обмотки ЭДС)^{/2/}.

В заключение необходимо отметить, что некоторые авторы^{/1/} отдают предпочтение магнетоиндукционным датчикам перед сигнальными электродами в части отношения сигнал/шум и чувствительности. Что же касается "холодных" ускорителей, то построение магнетоиндукционных измерителей значительно проще, чем с применением сигнальных электродов, поскольку параметры последних решающим образом зависят от емкости соединительной

линии между сигнальным электродом и входным усилителем.

Измерители на основе ионизации остаточного газа с успехом используются как прозрачные при его давлении в монопроводе не менее 10^{-4} Па ... 10^{-5} Па (10^{-6} ... 10^{-7} Торр).

Число пар ионов, созданных прохождением ускоренных ионов с зарядностью q при давлении P на 1 см пути за время Δt (время измерения):

$$n_p = n_{\epsilon} \frac{P}{P_{\epsilon}} q^2 N f_{обр} \Delta t, \quad (4)$$

где $n_{\epsilon} = 0,5 \cdot 10^{-7}$ - число пар ионов, созданных при однократном прохождении протона при давлении $P_{\epsilon} = 10^{-6}$ Торр;

$f_{обр}$ - частота обращения сгустка (Гц).

Для примера рассмотрим измеритель интенсивности циркулирующего пучка на синхрофазотроне ЛВЭ, нижний порог работы которого составляет $10^3 \dots 10^8$ ионов в цикле (в зависимости от зарядности)^{/14/}. Схематичное изображение датчика приведено на рис. 6. На дне вакуумной камеры 1 синхрофазотрона установлены с шагом 50 мм 24 вторично-электронных умножителя (ВЭУ) 2 , регистрирующих электроны, образовавшиеся в результате ионизации остаточного газа пучком 3 . Электроны перемещаются и фокусируются на входные окна ВЭУ, находящиеся под высоким потенциалом, с помощью ионооптической системы, состоящей из ускоряющего электрода 4 , фокусирующих электродов 5 и сеток 6 .

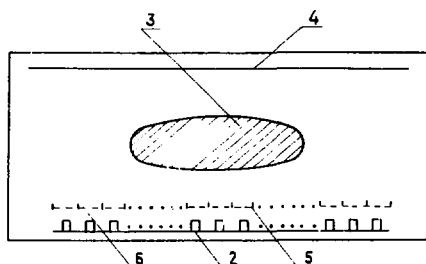


Рис. 6. Схематическое устройство измерителя профиля циркулирующего пучка ионов в синхрофазотроне ЛВЭ.

Моделирование движения электронов в оптической системе показало, что между ВЭУ нет неконтролируемых промежутков, и регистрация осуществляется во всей рабочей зоне камеры ускорителя.

Выходные сигналы ВЭУ формируются электронной аппаратурой, обрабатываются ЭВМ и представляются на экране дисплея в виде зависимости интенсивности циркулирующего пучка от времени.

Вообще, проблема получения информации со всего контролируемого пространства типична для рассматриваемых датчиков. Одно из ее решений, предложенное в^{/15/} (защищено авторским свидетельством, теоретическое обоснование приведено в^{/18/}), состоит в использовании фокусирующих свойств неоднородного в пространстве электрического поля, проникающего в область движения пучка через отверстие в электроде (заземленном

или находясь под низким потенциалом), расположенным между пучком и высокопотенциальным коллектором вторичных частиц (рис.7). Контролируемое пространство составляет приблизительно $2000 \times 400 \text{ мм}^2$. Измеритель используется как монитор интенсивности в режиме инжекции и накопления частиц в синхрофазотроне. Порог чувствительности составляет $3 \cdot 10^6$ зарядов при давлении $2 \cdot 10^{-6}$ торр. Это обеспечивает надежную работу в диапазоне интенсивностей от 10^5 ионов/цикл при ускорении углерода до 10^{14} при работе на протонах.

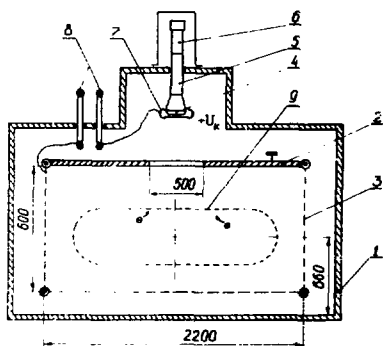


Рис.7. Ионизационный монитор циркулирующих пучков. 1-корпус прямоугольного промежутка синхрофазотрона; 2-заземленный электрод; 3-сетка; 4-коллектор; 5-световод; 6-ФЭУ; 7-охранный электрод коллектора; 8-высоковольтные вводы.

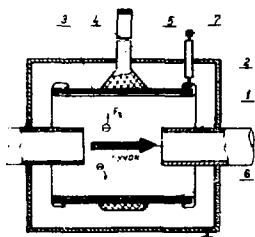


Рис.8. Ионизационный монитор с азимутально-симметричным электрическим полем. 1-заземленные электроды; 2-вакуумный кожух; 3-коллектор вторичных электронов; 4-ФЭУ; 5-световод; 6-экран коллектора; 7-высоковольтный ввод.

Интересный датчик, основанный на явлении ионизации остаточного газа, использован в тракте инжекции в синхрофазотрон^{/15/}. Конструкция его такова (рис.8), что он практически не оказывает воздействия на проходящий пучок, что особенно важно ввиду низкой энергии ускоряемых ядер. Благодаря системе цилиндрических concentрично расположенных электродов датчик влияет на пучок лишь как очень слабая линза^{/16,18/}. Для ионов с зарядностью более 6 чувствительность составляет $200 \varphi^2$ (В/мА) при давлении в монопроходе 10^{-6} торр.

При большом разнообразии измерителей с применением датчиков ионизации остаточного газа^{/2,9,10,11/} кратко рассмотрим один из них, используемый в ЦЕРНе^{/10/} для мгновенных измерений профиля циркулирующего и выведенного пучков. Измеритель получил название IBS (The Ionization Beam Scanner).

Пучок ускоренных частиц проходит между двумя электродами, к которым приложено электрическое поле, изме-

вращающееся во времени по пилообразному закону (рис.9). Под воздействием пересекающихся электрического и магнитного (направленного вдоль пучка) полей электроны, возникающие

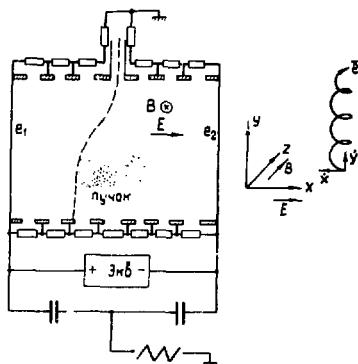


Рис.9. Схематическое устройство сканирующего датчика измерителя профиля пучка.

в результате ионизации остаточного газа, движутся по циклоидной траектории в плоскости, перпендикулярной вектору B . Собранные электроны направляются в электронный умножитель, информация с которого поступает на ЭВМ.

Завершая рассмотрение датчиков на основе ионизации остаточного газа, следует отметить, что в монопроводах вновь проектируемых ускорителей тяжелых ионов (или "холодных" ускорителях) давление остаточного газа ниже 10^{-8} Па... 10^{-9} Па, что обуславливает проблематичность использования описанных датчиков. Однако в некоторых случаях (в зависимости от энергии ионов) возможно создание локального повышения давления по значению, обеспечивающего приемлемую величину сигнала с датчика ^{19/}.

Полупрозрачные датчики

Датчики этого вида целесообразно применять на выведенных пучках при допустимом количестве вещества на пути пучка.

Ионизационные многопроводочные камеры — один из наиболее широко применяемых видов датчиков измерителей профиля на выведенных пучках. Информация легко обрабатывается ЭВМ. Конструкция и газовое наполнение многопроводочных камер достаточно подробно описаны в литературе.

В устройствах диагностической аппаратуры выведенных пучков в широком диапазоне интенсивностей предпочтителен токовый режим камер ^{12,13/} с использованием пропорционального режима при интенсивности 10^6 частиц/цикл с переходом в режим без газового усиления при интенсивностях 10^{10} ... 10^{12} частиц/цикл.

Малые значения выходных токов многопроводочных камер обуславливают потребность в электрометрических усилителях с чувствительностью около 10 нА. Это определяет возможность измерений нижнего уровня интенсивности 10^6 частиц/цикл с зарядом электрона (на протонах) в режиме газового усиления. С учетом соотношения (4) это позволило получить информацию о профиле выведенного пучка из синхрофазотрона при ускорении Mg_{24} интенсивностью $8 \cdot 10^3$ ионов/цикл.

Электронная аппаратура измерителей такого рода содержит электрометрические усилители (по числу проволок в горизонтальной и вертикальной плоскости), выходы которых через мультимплексор (рис.10) связаны с ЭВМ. Аппаратура позволяет производить многократные (через 10 мс) измерения профиля в течение вывода пучка с дальнейшим построением т.н. "интегрального" профиля (усредненного за время вывода) ^{13/}.

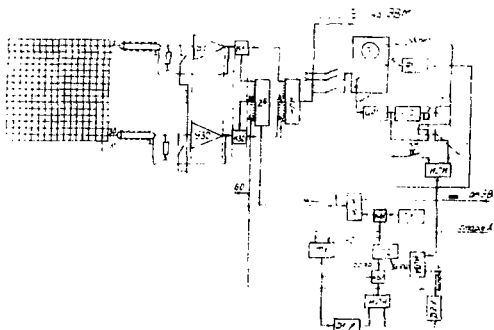


Рис.10.Блок-схема измерителя профиля на основе многопроволочной ионизационной камеры.

к величине проходной емкости закрытого ключа (сотые доли пикофарады).

С помощью подобных измерителей ^{13/}, установленных в семи точках трассы и включенных на линию с ЭВМ, определяются все пространственные характеристики пучка медленного вывода из синхрофазотрона ЛБЭ, включая автоматическую коррекцию размеров и положения пучка.

Заключение

Настоящая лекция далеко не исчерпывает все диагностические средства, которые возможно применять на ускорителях тяжелых ионов. Основное внимание было обращено на измерители, принцип работы и построение которых позволяют легко совместить их с ЭВМ для систем представления информации, автоматической коррекции и управления ускорителем.

Автор выражает глубокую признательность своим коллегам В.И.Волкову, М.А.Воеводину, А.Д.Коваленко, П.К.Маньякову за любезно предоставленные материалы и И.Б.Исинскому за обсуждение и полезные рекомендации.

Литература

1. Zulliger. CERN MPS/Int. DI-64-21, 1964.
2. В.А.Москалев, Г.И.Сергеев, В.Г.Шестаков. "Измерение параметров пучков заряженных частиц", Атомиздат, М., 1980.
3. П.К.Маньяков, В.Тлачала, Л.Тыкарски. Препринт ОИЯИ I3-83-70, Дубна, 1983.
4. Ю.Д.Видинеев, В.И.Кабанов "Элементы радиотехнических устройств при низких температурах". Связь, М. 1980.
5. R.Yamada. Japanese Journal of Applied Physics, v.1, N 2, August, 1962 (92-100).
6. K.Unser. Transactions on Nucl. Science, v. NS-16, N 3, 1967 (934-938).
7. Б.А.Бакланов, В.Ф.Веретенко и др. Препринт ИНФ СОАН СССР, 74-70, Новосибирск, 1974 .
8. М.А.Розенблат "Магнитные усилители", Советское радио, М., 1956 .
 9. L.Thorndahl. CERN MPS/Int. C068-13 (July, 1968).
10. C.D.Johnson, L.Thorndahl. IEEE Transactions on Nucl. Science, v. NS-16, N 3(909-913), June 1969.
11. R.Alforque, E.Gill, P.Ingrassia et al. BNL 32007, August, 1982.
12. C.K.Hargrove, J.P.Legaut et al. Nucl.Instr. and Meth., 113, (141-145), 1973.
13. В.И.Волков, П.А.Елисеєва, Л.А.Леонов, В.Ф.Сиколенко, ПТЭ № I (16-19), 1978 .
14. В.И.Волков, И.Ф.Колпаков, И.И.Куликов, В.М.Слепнев. Препринт ОИЯИ, IO-I2273, Дубна, 1979 .
15. Ю.Д.Безногих, М.А.Воеводин, Л.П.Зиновьев, А.Д.Коваленко. Препринт ОИЯИ, P9-II858, Дубна, 1978 .
16. М.А.Воеводин, А.Д.Коваленко, А.А.Ларин а.с. № 7I4545. Бюлл . ОИПОТЭ, 1980, № 5.
17. М.А.Воеводин, А.Д.Коваленко, а.с. № 745293. Бюлл. ОИПОТЭ, 1980, № 24.
18. А.Д.Коваленко, Автореферат диссертации, 9-8I-687, Дубна, 1981г.
19. B.Vosincki, K.Zankel. The Sodium Curtain Beam Profile Monitor of the ISR-IEEE Trans.Nucl.Scienc. 1975, v. NS-22, N 3, (1475-1478).

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

С.М. Лукьянов, Ю.Э. Пенионжkevич, Г.Г. Чубарян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С возможностью изучения свойств ядерной материи при облучении тяжелыми ионами увеличилось число возможных выходных каналов реакций с образованием более чем двух продуктов.

Основные типы взаимодействия тяжелых ионов с ядрами приведены на рис. I. При наибольших параметрах, а, следовательно, наибольших входных угловых моментах, происходит преимущественно упругое и неупругое рассеяние. Траектории частиц соответствуют в основном чисто кулоновскому взаимодействию. При орбитальных моментах, близких к некоторому значению ℓ_0 , соответствующих касательному взаимодействию, наряду с рассеянием происходят квазиупругие реакции передачи небольшого числа нуклонов.

С уменьшением прицельного параметра происходит рост числа переданных нуклонов; этот процесс называется глубоконеупругим. Число переданных нуклонов растет вплоть до полного слияния ядра снаряда с ядром мишени и образования составного ядра (компаунд). Чтобы иметь полное понимание происходящего процесса, присущего реакциям с тяжелыми ионами, необходима не только регистрация продуктов реакций, но и определение различных их параметров и характеристик. Более того, необходимо экспрессное получение информации. Эти требования определили основные принципы, по которым ведется регистрация и извлечение основных физических параметров (массы M , заряда Z , энергии E):

- измерение полной ионизации, созданной регистрируемой частицей при полной остановке в чувствительном объеме детектора;
- измерение удельных ионизационных потерь в тонких детекторах;
- измерение времени пролета частицы известного расстояния при независимом измерении энергии позволяет идентифицировать продукты по массе;
- отклонение заряженных частиц в магнитном поле.

Другие физические явления (эффекты), которые связывают зависимость Z , M и E , могут быть использованы для идентификации тяжелых ионов; так, например, отклонение частицы в электрическом поле. Но это слишком маленькая величина из-за высоких скоростей и не имеет практического применения.

В свою очередь, каждый используемый для регистрации детектор может быть охарактеризован по типу взаимодействия (например, с образованием электронов или светового излучения), а также по веществу или материалу, подставленному под облучение.

Желание получить максимум информации о происходящем процессе делает необходимым использование комплекса различных типов детекторов с применением различных методических принципов регистрации. Поэтому развитие экспериментальных установок пошло по пути сооружения все более усложненных детекторных систем. Экспериментальная техника позволяет в настоящее время с помощью электронных методов не только достаточно надежно идентифицировать заряд и массу образовавшихся продуктов, выделить канал реакции, но и получить информацию об изучаемых процессах во время эксперимента.

Измерение полной ионизации осуществляется газонаполненными ионизационными камерами, полупроводниковыми детекторами, сцинтилляторами.

Для этих целей самыми старыми и совершенными по настоящее время являются газонаполненные ионизационные детекторы. Их широкое распространение объясняется тем фактом, что число освободившихся электронов с высокой степенью точности есть линейная функция энергетических потерь в газе. Это справедливо для большой области зарядов и скоростей частиц. Только при очень низких энергиях ($\sim$ нескольких КэВ) неионизирующие столкновения имеют место. Линейная характеристика этих детекторов обусловлена тем, что средняя энергия ω , необходимая на образование одной пары, есть постоянная величина. Она обычно равна 25 эВ для газов, а кремниевых детекторов на порядок меньше. Последние эксперименты показали, что ω не зависит (практически) от типа и энергии изучаемого излучения. Преимущество газонаполненных источников над всеми другими — линейность характеристик, отсутствие радиационного повреждения. Эффективная толщина газового детектора легко варьируется сменой газа или регулировкой давления. Вероятно, главным достоинством газонаполненных детекторов является возможность регистрации продуктов реакций в больших телесных углах. Использование ППД для таких углов, например, потребовало бы применения методики из нескольких сотен детекторов.

Принцип работы газонаполненных ионизационных камер основан на явлении возникновения электрического тока при ионизации газа регистрируемой частицы за счет приложенного напряжения.

Скорость дрейфа электронов обычно $5 \cdot 10^6$ см/с и является функцией E/p , где E — электрическое поле, p — давление. В грубом

приближении для положительных ионов скорость дрейфа $\sim 10^3$ см/с, поэтому компонента сигнала от электронов в 1000 раз быстрее, так что для обеспечения максимального быстродействия используют электронную составляющую специальным выбором входной емкости и сопротивления, используемого для усиления сигналов предусилителя.

Существуют два различных типа ионизационных камер: с электрическим полем, перпендикулярным траектории частицы /1/ и параллельным /2/. Необходимо отметить, что второй случай, хотя и не нашел широкого распространения, может обеспечить лучшее разрешение по энергии при большей площади входного окна.

В детекторах с перпендикулярным полем возникают всевозможные краевые эффекты из-за входного окна. По этой причине может происходить неполный сбор зарядов. В аксиальной камере более однородное электрическое поле по всей площади входного окна может быть относительно легко создано, в то время как в "нормальной" камере получение однородного поля требует использования специальных резистивных полосок для уменьшения краевых эффектов /2/. Использование аксиальной ионизационной камеры дает еще одно преимущество. Анодный ток $I_A(t)$ в этой камере пропорционален общему числу электронов, распределенных вдоль трека для каждого времени t . Запись значений величины $I_A(t)$ дает сведения о распределении удельных ионизационных потерь вдоль трека. Поэтому эти примеры получили также название брегговских /3/. Воспроизведение кривой Брегга позволяет производить идентификацию по Z при одновременном измерении полной энергии. Для этого сигнал с анода раздваивается и поступает на спектрометрический усилитель, а другой — через дискриминатор на "стоп-сигнал" времяамплитудного конвертора. "Старт" можно взять с какого-то другого детектора, например, временного отметчика на основе микроканальных пластин. Таким образом, во-первых, снимается временное распределение импульсов с анода с запуском от временного детектора, во-вторых, спектрометрический импульс с анода для определения энергии. В первом случае можно запускать конвертор от одного и того же импульса, только выставив разные пороги на "старт"- и "стоп"-дискриминаторах.

Амплитудное разрешение для детекторов с газовым наполнением обуславливается тремя факторами:

- а) флуктуациями первоначальной ионизации;
- б) флуктуацией в процессе образования зарядов;
- в) стрейтлингом.

Последний фактор является доминирующим для тяжелых ионов, его влияние ослабляется уменьшением толщин пленок, используемых для входных окон. Реальная величина толщины, при которой не происходит

утечка газа за счет диффузии, составляет величину нескольких десятков микрограмм/см². Влияние второго фактора определяется самой статистической природой процесса образования зарядов при движении частицы в газе, а также эффектом рекомбинации образовавшихся зарядов. Образовавшийся электрон и положительный ион могут рекомбинировать, образуя нейтральную молекулу. Различают различные виды рекомбинации: объемную и кулоновскую. Вообще рекомбинация более выражена при высоких давлениях и при больших плотностях ионизации. Для минимизации этого процесса используют более быстрое рассасывание зарядов (либо повышением E/p , либо выбором газа с большой скоростью дрейфа электронов) и обеспечение низкой плотности ионизации, например, за счет уменьшения давления газа.

Наличие всевозможных примесей сильно влияет на амплитудное разрешение за счет объемной рекомбинации. Электроотрицательные молекулы, такие, как кислород, захватывают ионизированные электроны, образуя медленно двигающиеся отрицательные ионы. Необходимо очищаться от этих примесей. Обычно достаточно длительного обезгаживания объема камеры, после чего напущенный газ может служить долгое время (≤ 10 часов). Иногда используют режим газового потока, очистку газа в горячем Са, криогенную очистку.

Лучшее амплитудное разрешение составляет величину $\Delta E/E \sim 0,6\%^{5/}$.

В последние десятилетия широко использовались полупроводниковые детекторы (ППД) /4/. Однако в настоящее время их применение заметно ограничивается ввиду небольших размеров (несколько см²), амплитудного дефекта, радиационного повреждения. Поэтому ППД имеют недостаточно высокое энергетическое разрешение, обычно величина $\Delta E/E$ составляет величину ~ 20 эВ для альфа-частиц с энергией 5 МэВ и ухудшается до 5% для тяжелых ионов. В связи с этим сейчас ППД используются в основном для грубого мониторинга интенсивности пучка по упругому рассеянию на тонкой мишени или же для $\Delta E-E$ методики измерения удельных ионизационных потерь.

При работе с ППД следует помнить о их быстром выходе из строя за счет радиационного повреждения. В большинстве случаев повреждение обуславливается смещением атомов Si или Ge из кристаллической решетки (для этого требуется ~ 22 эВ).

Метод измерения удельных ионизационных потерь

Согласно уравнению Бете-Блоха в нерелятивистском случае, удельные потери прямо пропорциональны квадрату ионного заряда и массе осколка и обратно пропорциональны кинетической энергии $\frac{dE}{dx} \sim q^2 M/E$.

Значит, произведение энергии и удельных потерь энергии зависит только от заряда и массового числа фрагмента: $E \frac{\Delta E}{\Delta x} \sim Mq^2 \sim AZ^2$, так как равновесный ионный заряд в веществе определяется его ядерным зарядом, а массу можно заменить массовым числом.

Таким образом, одновременное измерение потерь энергии в тонком детекторе $\Delta E = \left(\frac{dE}{dx}\right) \Delta x$, остаточной энергии $E_{ост}$ в толстом детекторе позволяет судить о ядерном заряде частицы. Вследствие этого вводят параметр идентификации $PI \sim (\Delta E + E_{ост}) \cdot \Delta E / 4$, на основании которого каждую пару импульсов относят к какому-либо значению ядерного заряда. В качестве иллюстрации на рис.2 показан ΔE - E спектр, полученный с использованием ППД. Видно четкое разделение продуктов (p, d, t, He). Для этих целей используются сцинтилляторы с оптически связанными ФЭУ, полупроводниковые ΔE - E телескопы, комбинации ΔE -газовый, E -ППД.

Точность определения заряда этим способом составляет величину $\Delta Z/Z \sim 30+50$. Для повышения разрешающей способности используют больше двух ΔE -детекторов, либо подключают для идентификации дополнительные параметры, например, измерение времени пролета, размещением ΔE - E телескопа в магнитное поле.

Другим методом получения сведений о заряде является регистрация вторичных электронов. Число вторичных электронов N_e , испущенных на один ион при прохождении через тонкий слой вещества, связано также с энергетическими потерями. В работе /6/ описывается экспериментальная установка, где разделенные по массам продукты пересекают стопку тонких фольг. Электроны, испущенные из них, регистрируются поверхностно-барьерными детекторами, амплитуда импульсов в которых пропорциональна числу N_e . Эффект эмиссии вторичных электронов нашел большее применение для получения временных отметок, так как эмиссия происходит мгновенно с прохождением иона через адсорбент, и время, которое тратится на диффузию из материала - очень короткое и постоянное. Величина $\Delta Z/Z = 35$ все же достигается.

Времяпролетная методика

Измерение масс тяжелых ионов с помощью времяпролетных спектрометров является широко распространенным методом (например, /7/), позволяющим непосредственно определять массу частицы, измеряя скорость и кинетическую энергию. Разрешающая способность в этом случае определяется в основном энергетическим и временным разрешением, если пренебречь погрешностью в измерении пролетной базы

$$\frac{\Delta M}{M} = \left[\left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Так, например, для частиц с энергией МэВ/нуклон для получения разрешения $\Delta M/M=1\%$ при $\Delta E/E=0,5\%$ необходимо иметь временное разрешение ≤ 250 пкс (для пролетной базы 1м) (Рис.3)

Существуют несколько различных методов получения временной отметки при измерении скоростей. Одним из наиболее совершенным является регистрация электронов, образующихся при прохождении заряженной частицы через тонкую фольгу. Число N_e зависит от материала фольги, от эффективного заряда q , массы и энергии регистрируемого продукта. Исследования показывают, что при прохождении α -частицы с энергией 5,5 МэВ из фольги выбиваются 5 электронов, в то время как осколки деления выбивают 100+200 электронов.

Согласно [9], процесс эмиссии вторичных электронов может быть рассмотрен как состоящий из двух:

- 1) образование электронов;
- 2) последующее испарение.

Последний процесс рассматривается как диффузионный процесс. В этом случае электроны испытывают упругие и неупругие столкновения. В результате чего они могут уменьшить свою энергию ниже определенной величины, необходимой для преодоления некоего поверхностного барьера. Энергия этих электронов лежит в пределах до 15 эВ, и они утрачивают способность испаряться после 2-5 столкновений. Вероятность испарения $P(x)$ с глубины адсорбента x описывается

$$P(x) = 0,5 \exp(-x/L_s),$$
 где L_s - диффузионная длина, приблизительно равная среднему пробегу неупругого столкновения. Для металлов $L_s \sim 10^{-7}$ см, а для изоляторов - на порядок больше. Функция выхода и проводимость материала или его кристаллическая структура не влияет заметно на вероятность испарения, но для изоляторов она выше из-за большей величины диффузионной величины.

Выход вторичных электронов происходит с глубины несколько сотен $\text{\AA}$, что позволяет использовать в качестве эмиттера очень тонкие пленки, толщина которых ограничена только механической прочностью. Этот факт является очень существенным, особенно при регистрации тяжелых частиц, поскольку позволяет сделать минимальными потери энергии при прохождении частиц через фольгу.

Высокая эффективность регистрации электронов, большой коэффициент усиления и хорошие временные характеристики делают незаменимым использование микроканальных пластин [9]. Имеется несколько вариантов детекторов, отличающихся способом транспортировки электронов от фольги-эмиттера до М.К.П. Обычно электроны ускоряют до нескольких КэВ по двум причинам:

- а) эффективность регистрации электронных детекторов достигает величины 100% для электронов с энергиями в несколько кэВ.
- б) ускорение снижает угловой и энергетический разброс, минимизируя разброс во времени собирания.

Для получения временных отметок до создания детекторов на основе микроканальных пластин широко использовались тонкие ППД. Когда измеряется время пролета с помощью ППД как временного детектора, необходимо учитывать влияние плазменных эффектов. Эти эффекты достаточно специфичны для тяжелых ионов из-за высокой ионизации в материалах детектора. Плазма, созданная при прохождении иона, задерживает появление электрического импульса на электродах детектора. Поэтому существует задержка между моментом прохождения частицы и появлением сигнала. Влияние плазменного эффекта сильно зависит от величины приложенного электрического поля. Временная задержка будет различной для ионов с различной массой и энергией, поэтому необходимо дополнительная поправка.

Дальнейшее ухудшение временного разрешения ожидается для ППД большой площади. Обычно удельное сопротивление по сечению полупроводника имеет форму $\propto \sqrt{x}$ из-за определенной технологии изготовления. Различное сопротивление приводит к неоднородному электрическому полю. Это означает, что плазменный эффект будет изменяться локально. Оптимальное разрешение — с использованием ППД ≥ 250 пкс. Если принять во внимание временное разрешение электроники 140 пкс, то получается 170 пкс для рекомбинации за счет влияния плазмы.

Перечисленные детекторы (со вторичной эмиссией, ППД) могут использоваться как "стартовые", т.е. для инициализации стартовых импульсов. Детектор, дающий временную отметку "стоп", должен иметь возможность детектирования тяжелых ионов в большом телесном угле с целью достижения высокой эффективности регистрации. Этому требованию могут удовлетворять газонаполненные детекторы, например, лавинные счетчики /IQ/ или многопроволочные пропорциональные счетчики низкого давления /II/.

Плоскопараллельный лавинный счетчик (ППЛС) — это конденсатор, тонкие пластины-электроды которого монтируются строго параллельно друг другу. Проходящая через газ, наполняющий этот конденсатор, частица создает на своем пути первичные электроны, которые в сильном электрическом поле вызывают ударную ионизацию. Основная часть электронов в ППЛС образуется на расстоянии $1/\alpha$ от анода, где α — первый коэффициент Таунсенда. Поэтому время нарастания электронной компоненты можно оценить по формуле $T \sim \frac{1}{\alpha v_e}$, где v_e — скорость

дрейфа электронов; принимая $V_e \approx 5 \text{ см/нс}$ и $\alpha \approx 100 \text{ см}^{-1}$, получаем $T \approx 2 \text{ нс}$. Реальная величина фронта нарастания электронной компоненты лежит в пределах 1,5–6 нс, завися от геометрических размеров детектора, поскольку ионная составляющая имеет более пологий фронт, а для временной привязки используется только быстроэлектронная компонента импульса. Типичный выходной импульс с усилителя имеет амплитуду мВ и требует усиления ~ 200 для дальнейшей обработки сигнала дискриминатором со следящим порогом.

Многопроволочные пропорциональные камеры (МППК) широко используются в физике высоких энергий, перспективно их применение для тяжелых ионов. Так как эти частицы имеют высокую плотность ионизации и, следовательно, эти детекторы могут работать при давлениях ниже атмосферного, что имеет еще одно преимущество – уменьшение толщины входного окна. МППК состоят из набора тонких анодных проволочек, помещенных в зазор между катодными плоскостями – обычно майларовые фольги.

Каждая проволочка действует как индивидуальный пропсчетчик. В работе /1/ описывается работа МППК, работающей с низким давлением 0,5–3 торр, временное разрешение 100 пкс, позиционное разрешение 100 мкм. Благодаря очень низкому рабочему давлению эти детекторы имеют общую толщину 100+200 мкг/см². Работа отличается от режима при больших давлениях. Развитие лавины начинается сразу с образованием электронов вблизи катода; здесь величина E/p достигает величины нескольких сотен В/см.торр. В последующем происходит усиление в области анода, где E/p на два порядка выше, таким образом, чувствительная зона вокруг каждой проволочки уменьшается, и, следовательно, время дрейфа, а значит и фронт нарастания импульса, уменьшается.

Загрузочная способность сильно зависит от распределения образовавшихся положительных ионов. Они искажают поле вблизи анодных проволочек. При низком давлении время собирания положительных ионов уменьшается до величины 1 мкс. Измерения показывают, что нагрузка может достигать величины 5×10^4 шт/с·мм².

Локализация излучения может быть измерена специальными полосками на катоде, на которые наводится электрический сигнал. Все полоски связываются в линию задержки.

Вопрос точной локализации излучения особенно принципиален при изучении отклонения тяжелых ионов в магнитном поле.

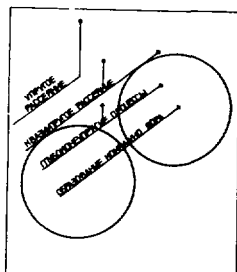


Рис.1. Схематическое представление различных каналов ядерных реакций с тяжелыми ионами.

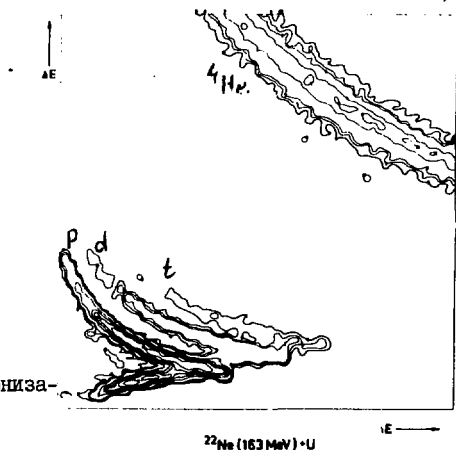


Рис.2. Зависимость удельных ионизационных потерь от энергии для протонов, дейтронов, тритонов и альфа-частиц.

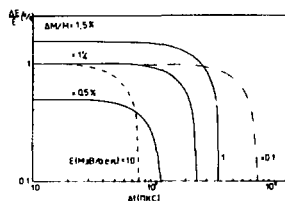


Рис.3. Зависимость относительного массового разрешения времяпролетного спектрометра от относительного энергетического разрешения и абсолютного временного ($\Delta E/E$, Δt соответственно).

Идентификация с помощью магнитного анализатора

Движение частицы с массой M , ионным зарядом q и энергией E в магнитном поле B по траектории с радиусом кривизны ρ подчинено закону

$$E = (M/q^2) B^2 \rho^2.$$

Детекторная система с магнитным полем имеет несколько преимуществ над детекторными системами "прямого" видения мишени: благодаря

различию в магнитных жесткостях продукты реакции и упругорассеянные ионы разделяются пространственно. Подбором магнитного поля можно добиться таких условий регистрации продуктов реакций, при которых упругорассеянные ионы не попадают в детектор и не загружают детекторы. Это позволяет использовать максимальные интенсивности пучков и проводить регистрацию продуктов под малыми углами. Обычно используют комбинацию измерения удельных ионизационных потерь и движения заряженных частиц в магнитном поле либо измерение времени пролета частицы в магнитном поле.

Литература

1. В. Зайдель, Х. Зодан, С. М. Лукьянов и др., Препринт ОИЯИ Р7-818807, Дубна 1981.
2. K. Kimura. Nucl. Instr. and Methods, v. 212, (1983), p. 227.
3. Macdonald et. al. Nucl. Instr. and Methods, v. 219, (1984), p. 598.
4. F. S. Goulding, B. G. Harvey. Ann. Rev. Nucl. Sci., v. 25, (1975), p. 167.
5. G. Quade et al. Nucl. Instr. and Methods, v. 169, (1979), p. 435.
6. Clerc H. G., Schmitt K. H. Nucl. Phys., A247, (1975), p. 74.
7. В. Д. Дмитриев и др. Препринт ОИЯИ, 7-13006, Дубна, 1980.
8. E. G. Sternglass. Phys. Rev., v. 108, (1957), v. I, p. I.
9. В. Д. Дмитриев и др. ПТЭ, №2, 1982, стр. 8.
10. H. Stelzer. Nucl. Instr. and Methods, v. 133, (1976), p. 409.
11. A. Breskin. Nucl. Instr. and Methods, v. 141, (1977), p. 505.

ДИАГНОСТИКА ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО СИНХРОТРОННОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

Панасюк В.С., Аневский С.И.

Государственный комитет СССР по стандартам, Москва

Кольцевые электронные пучки успешно применяются для коллективного ускорения тяжелых ионов. Характерной особенностью кольцевого электронного пучка является малый радиус и, следовательно, большие относительные поперечные размеры пучка. Оптические методы диагностики пучков отличаются высокой точностью, оперативностью и не влияют на поведение пучка.

В лекции рассмотрены оптические методы измерения числа ускоренных электронов и энергии электронов E по синхротронному излучению (СИ) пучка, а также особенности характеристик СИ пучков с малым радиусом орбиты.

1. Определение числа ускоренных частиц

Сигнал I на выходе фотоприемника, регистрирующего СИ (рис.1), можно записать в виде

$$I = N \Delta \varphi \int_{-\Delta \varphi/2}^{\Delta \varphi/2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda, E, R, \varphi) S d\lambda d\varphi, \quad (1)$$

где $\Delta \varphi, \Delta \psi$ - апертурные углы в плоскости орбиты и в перпендикулярной плоскости соответственно;

λ - длина волны;

E - энергия электронов;

R - радиус орбиты;

P - спектральная плотность силы СИ;

S - чувствительность фотоприемника;

λ_1, λ_2 - границы спектрального интервала, определяемого условием: $P \cdot S \approx 0$.

Возможны три способа определения I оптическими методами:

а) измерение сигнала фотоприемника от одного электрона;

б) использование калиброванного источника;

в) использование калиброванного приемника.

Первый способ используется в накопителях электронов и заключа-

ется в регистрации СИ от небольшого числа электронов, когда изменение интенсивности СИ имеет дискретный характер, связанный с выбыванием из пучка отдельных электронов. При этом необходимо измерять сигналы, сравнимые с уровнем темнового тока ФЭУ. При регистрации сигнала СИ от пучка с большим N перед фотоприемником устанавливаются калиброванные ослабители.

Основные источники погрешностей данного способа:

1. Погрешности калибровки ослабителей излучения в широком спектральном диапазоне с коэффициентом ослабления $10^6 + 10^8$.

2. Нелинейность и нестабильность фотоприемника.

3. Малая величина отношения сигнал/шум при регистрации сигналов от небольшого числа электронов.

Второй способ определения числа частиц, основанный на использовании калиброванного источника, предложенный Питцем, более универсален и пригоден также для импульсных излучателей СИ. Способ основан на сравнении спектральной яркости излучения СИ и излучения вольфрамовой ленточной лампы, калиброванной по модели АЧТ (рис.2). При этом сигнал фотоприемника описывается выражением

$$I_{cu} = N \cdot r_{сф} \cdot K_{\lambda}^{cu} \cdot S_{\lambda} \cdot \Delta \lambda \int_{-\Delta \psi/2}^{+\Delta \psi/2} P(\lambda, E, R, \psi) d\psi, \quad (2)$$

где K_{λ}^{cu} - коэффициент пропускания монохроматора для СИ;

$r_{сф}$ - коэффициент отражения сферического зеркала.

При использовании вольфрамовой лампы сигнала фотоприемника записывается в виде

$$I_{\lambda} = L(\lambda) \Delta \psi \Delta \lambda r_{сф} K_{\lambda} S_{\lambda}, \quad (3)$$

где K_{λ} - коэффициент пропускания монохроматора для излучения лампы.

Из (2) и (3) получаем

$$N = \frac{I_{cu}}{I_{\lambda}} = \frac{L(\lambda) \Delta \psi}{\int_{-\Delta \psi/2}^{+\Delta \psi/2} P(\lambda, E, R, \psi) d\psi} \cdot \frac{K_{\lambda}^{\wedge}}{K_{\lambda}^{cu}}. \quad (4)$$

В настоящее время второй метод используется на синхротронах "DESY" и "Тролл". Достоинства способа состоят в исключении геометрических факторов, чувствительности приемника и абсолютного пропускания монохроматора.

Основными источниками погрешности определения числа частиц вторым методом являются:

1. Искажения углового распределения спектральной плотности потока СИ и поляризации СИ вследствие конечных осевых размеров электронного пучка;

2. Погрешность калибровки вольфрамовой лампы ;
3. Нелинейность фотоприемников ;
4. Погрешность определения относительного коэффициента пропускания спектрального прибора для СИ и излучения лампы, требующего проведения поляризационных измерений.

Для синхротрона "Троль" оценка суммарной предельной погрешности определения составляет 3,5 %.

Третий способ определения N – использование калиброванного приемника. В этом случае выделенный апертурной диафрагмой поток СИ поступает на монохроматор, на выходе которого установлен калиброванный приемник. Сигнал приемника записывается следующим образом:

$$I = N_{\Delta} \varphi_{\Delta} \lambda \kappa(\lambda) S(\lambda) \int_{-\psi/2}^{+\psi/2} P(\lambda, E, R, \psi) d\psi. \quad (5)$$

По сравнению с предыдущим способом появляются дополнительные источники погрешностей, связанные с необходимостью абсолютных измерений значений $\kappa(\lambda)$, $\Delta \varphi_{\Delta}$, $\Delta \psi_{\Delta} \lambda$, определение которых связано с большими трудностями.

2. Определение энергии электронов

Для определения энергии частиц используется нелинейная зависимость $P(E)$. В сочетании с относительными магнитными измерениями спектральные измерения потока СИ использовались впервые на накопительном кольце ВЭПП-2М.

В синхротроне "Троль", имеющем азимутально симметричное магнитное поле радиус орбиты определяется частотой ускоряющего поля. Это позволяет использовать для определения энергии частиц только относительные спектральные измерения СИ. В первом способе используются измерения на трех длинах волн при двух значениях E . Причем измерения при одной величине E на двух длинах волн производятся одновременно, для того, чтобы исключить число электронов :

$$\frac{I(\lambda_i, E)}{I(\lambda_o, E)} = \frac{P(\lambda_i, E)}{P(\lambda_o, E)} \cdot \frac{S_{\kappa}(\lambda_i)}{S_{\kappa}(\lambda_o)} \cdot \frac{\kappa(\lambda_i)}{\kappa(\lambda_o)} \cdot \frac{\Delta \lambda_i}{\Delta \lambda_o}. \quad (6)$$

Обозначим отношение сигналов фотоприемника $\frac{I(\lambda_i, E)}{I(\lambda_o, E)}$ через $\rho(\lambda_i, \lambda_o, E)$, а относительный спектральный поток СИ $\frac{P(\lambda_i, E)}{P(\lambda_o, E)}$ через $\eta(\lambda_i, \lambda_o, E)$. Тогда можно составить систему уравнений:

$$\frac{\rho(\lambda_i, \lambda_o, E_1)}{\rho(\lambda_i, \lambda_o, E_2)} = \frac{\eta(\lambda_i, \lambda_o, E_1)}{\eta(\lambda_i, \lambda_o, E_2)} = T_i, \quad i = 1, 2. \quad (7)$$

Система уравнений (7) решается либо путем расчетов на ЭВМ, либо графическим методом по диаграмме зависимости $T_{I,2}$ от E_I и E_2 при заданных $\lambda_{0,1,2}$.

Во втором способе используются измерения на двух длинах волн и при трех значениях энергии электронов. Дополнительно применяется линейная зависимость энергии частиц от напряжения U заряда батареи генератора импульсов тока синхротрона: $E = \alpha_0 + \alpha_1 U$. Тогда система уравнений записывается следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{\rho(\lambda_2, \lambda_0, E_1)}{\rho(\lambda_2, \lambda_0, E_2)} = \frac{\eta(\lambda_2, \lambda_0, E_1)}{\eta(\lambda_2, \lambda_0, E_2)}, & i = 2, 3, \\ \frac{\rho(\lambda_2, \lambda_0, E_1)}{\rho(\lambda_2, \lambda_0, E_3)} = \frac{\eta(\lambda_2, \lambda_0, E_1)}{\eta(\lambda_2, \lambda_0, E_3)}, \\ \frac{E_3 - E_1}{E_2 - E_1} = \frac{U_3 - U_1}{U_2 - U_1}. \end{cases} \quad (8)$$

Система уравнений (8) рассчитывается на ЭВМ.

Этот способ позволяет определять значения $E_{I,2,3}$ с суммарной СКО результата измерений менее 0,5%.

Для того, чтобы учесть отклонения зависимости $E(U)$ от линейной, $E(U)$ представляется в виде степенного ряда с неизвестными коэффициентами.

Измерения $\rho(\lambda_2, \lambda_0, E_i)$ производятся при различных значениях $U_i = (i-1)U_0$, что позволяет составить систему уравнений

$$\begin{cases} E_i = \alpha_0 + \alpha_1 U_i + \alpha_2 U_i^2 + \alpha_3 U_i^3 + \alpha_4 U_i^4, \\ \eta(E_i) = \frac{\kappa \lambda}{\kappa \lambda_0} \rho(U_i); \quad i = 1-6. \end{cases} \quad (9)$$

Решение системы уравнений (9) позволяет определить рабочие значения E_i , коэффициенты степенного ряда и относительную спектральную чувствительность используемых спектральных приборов.

Энергию электронов можно менять не только путем изменения потенциала, но и путем изменения радиуса орбиты R за счет изменения частоты ускоряющего поля. Это позволяет составить систему уравнений, подобную (9), представив $E(R)$ в виде степенного ряда с неизвестными коэффициентами:

$$\begin{cases} E_i = \beta_0 + \beta_1 R_i + \beta_2 R_i^2 + \beta_3 R_i^3 + \beta_4 R_i^4, \\ \eta(E_i) = \kappa \lambda / \kappa \lambda_0 \rho(R_i). \end{cases} \quad (10)$$

Последний способ характеризуется существенно меньшей точностью измерений, полученной методом (9), однако представляет интерес для независимой проверки результата.

3. Влияние осевых размеров электронного пучка на спектр СИ

Наличие осевых бетатронных колебаний электронов сгустка приводит к появлению поперечной составляющей скорости частиц и распределению частиц по углам отклонения от медианной плоскости. Максимальный угол отклонения ψ_m' определяется относительной величиной амплитуды осевых колебаний в соответствии с выражением

$$\psi_m' = \frac{k_z \sqrt{r}}{R} \quad (II)$$

где r — показатель спада магнитного поля.

Спектральная плотность потока СИ, выделяемого апертурной диафрагмой оптической системы, имеющей угловой размер $\Delta\psi$, описывается сверткой функции углового распределения СИ отдельного электрона и функции распределения электронов по углам отклонения от медианной плоскости

$$Q(\lambda) = \Delta\psi \int_{-\Delta\psi/2}^{\Delta\psi/2} \int_{-\psi_m'}^{\psi_m'} P(\lambda, \psi - \psi') f(\psi') d\psi' d\psi \quad (I2)$$

Так как $f(\psi')$ не может быть измерена с высокой точностью определение абсолютного значения спектрального потока СИ для источника с большими осевыми размерами оказывается сложной задачей. Функция распределения $f(\psi')$ измеряется путем фотографирования сгустка. Поскольку осевые размеры сгустка в синхротроне изменяются с изменением энергии частиц в течение цикла ускорения фотографирование сгустка производится с высоким временным разрешением. Для синхротрона "Тролль" период обращения сгустка составляет около 300 пс. Для определения $f(\psi')$ используется скоростной фоторегистратор Агат ЭС-1, имеющий временное разрешение не хуже 5 пс.

При определении энергии частиц оптическими методами, а также при расчете спектра СИ с привлечением оптического метода измерения числа ускоренных частиц в расчетные формулы входит относительный поток СИ

$$\eta(\lambda) = \frac{\int_{-\Delta\psi/2}^{\Delta\psi/2} \int_{-\psi_m'}^{\psi_m'} P(\lambda, \psi - \psi') f(\psi') d\psi' d\psi}{\int_{-\Delta\psi/2}^{\Delta\psi/2} \int_{-\psi_m'}^{\psi_m'} P(\lambda_0, \psi - \psi') f(\psi') d\psi' d\psi} \quad (I3)$$

Результаты расчета изменения относительного потока СИ с увеличением осевых размеров сгустка синхротрона "Тролль" ($E=50$ МэВ, $R=17$ мм)

представлены на рис.3. При этом θ - полуширина углового распределения электронов сгустка $f(\psi')$. Как видно из рис.3, с ростом θ функция $\eta(\lambda)$ стремится к пределу, так же, как при $\theta \rightarrow 0$. Для определения $\eta(\lambda)$ в случае большого сгустка преобразуем выражение (12) в соответствии с теоремой о среднем

$$Q(\lambda) = \mu(\lambda) \int_{-\Delta\psi/2}^{\Delta\psi/2} d\psi \int_{-\psi_m}^{\psi_m'} P(\psi - \psi', \lambda) d\psi', \quad (14)$$

где

$$\mu(\lambda) = \frac{\int_{-\psi_m}^{\psi_m'} P(\lambda, \psi - \psi') f(\psi') d\psi'}{\int_{-\psi_m}^{\psi_m'} P(\lambda, \psi - \psi') d\psi'}. \quad (15)$$

В случае $\psi_m' \gg \psi_m$ $\mu = \mu(0)$ не зависит от длины волны и рассчитывается по формуле

$$\eta(\lambda) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P(\lambda, \psi) d\psi}{\int_{-\infty}^{\infty} P(\lambda_0, \psi) d\psi}. \quad (16)$$

Таким образом, $\eta(\lambda)$ определяется отношением полных потоков СИ на рабочих длинах волн.

Для реального сгустка относительный поток СИ описывается выражением (13). Рассмотрим влияние погрешности определения характерного углового размера сгустка θ на погрешность расчета $\eta(\lambda)$, которое описывается выражением

$$\gamma_\eta = \frac{d\eta}{d\theta} \frac{\theta}{\eta}. \quad (17)$$

Результаты расчета $\gamma_\eta(\theta)$ для синхротрона "Троль" приведены на рис.4. В случае $\psi_m' \gg \psi_m$ точность расчета $\eta(\lambda)$ увеличивается с ростом осевых размеров. Режим "большого" осевого размера электронного пучка удобен для радиометрических работ с СИ, так как результирующее угловое распределение СИ в пределах апертурной диафрагмы характеризуется высокой степенью однородности. Угловое распределение СИ синхротрона "Троль" на длине волны 40 нм в режиме большого сгустка приведено на рис.5. Для сравнения на том же рисунке приведено угловое распределение СИ накопительного кольца АСО.

Результат, подобный рассмотренному выше, получается и для отношения поляризационных компонентов СИ:

$$\theta(\lambda) = \frac{\int_{-\Delta\psi/2}^{\Delta\psi/2} d\psi \int_{-\psi_m}^{\psi_m'} P_\sigma(\psi - \psi') f(\psi') d\psi'}{\int_{-\Delta\psi/2}^{\Delta\psi/2} d\psi \int_{-\psi_m}^{\psi_m'} P_\pi(\psi - \psi') f(\psi') d\psi'}. \quad (18)$$

В случае "большого" сгустка $\psi_m' \gg \psi_m$ выражение (18) упрощается,

$$\theta(\lambda) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P_0(\psi) d\psi}{\int_{-\infty}^{\infty} P_f(\psi) d\psi} \quad (19)$$

Влияние погрешности определения θ на погрешность расчета $\theta(\lambda)$ описывается выражением

$$\gamma_\theta = \frac{\partial \theta}{\partial \theta} \cdot \frac{\theta}{\theta} \quad (20)$$

Результаты расчета $\gamma_\theta(\theta)$ для синхротрона "Троль" представлены на рис.6. Для $\theta = 15$ мрад в рабочей спектральной области 40-250 нм $\theta(\lambda)$ может быть рассчитано по формуле (19). Угловое распределение отношения поляризационных компонентов СИ источника с большими осевыми размерами электронного пучка характеризуется высокой степенью однородности.

Зависимость $\theta(\psi)$ на длине волны 40 нм, полученная на синхротроне "Троль", приведена на рис.7. Для сравнения на том же рисунке приведены результаты расчета $\theta(\psi)$ для накопительного кольца АСО. Высокая однородность $\theta(\psi)$ синхротрона "Троль" чрезвычайно удобна при определении влияния коэффициента пропускания спектрального прибора на результаты радиометрических работ с СИ.

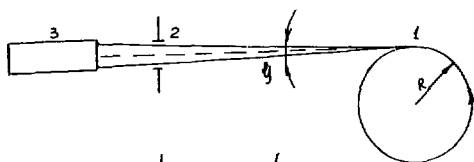


Рис.1

- 1 - излучающая точка орбиты
- 2 - апертурная диафрагма
- 3 - фотоприемник

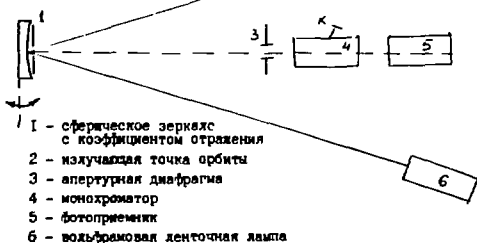


Рис.2

- 1 - сферическое зеркало с коэффициентом отражения
- 2 - излучающая точка орбиты
- 3 - апертурная диафрагма
- 4 - монохроматор
- 5 - фотоприемник
- 6 - вольфрамовая ленточная лампа

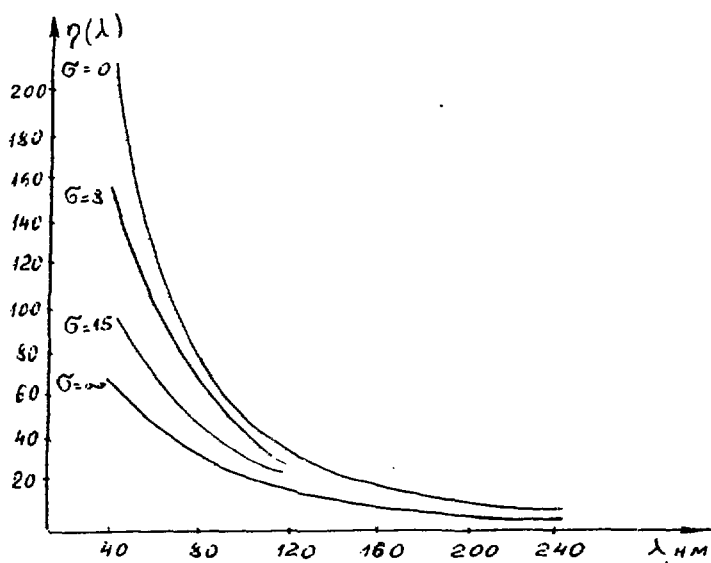


Рис.3

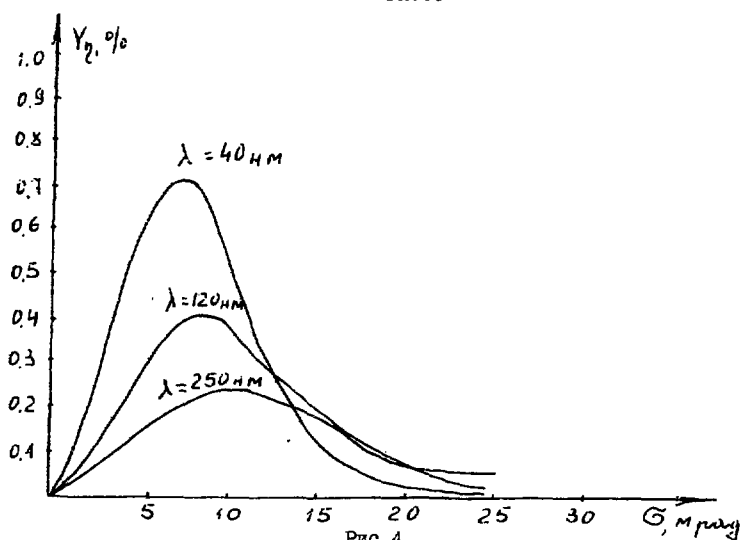


Рис.4

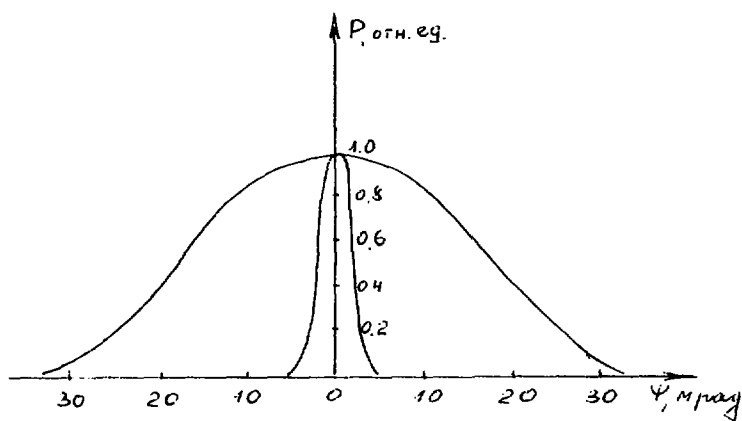


Рис.5

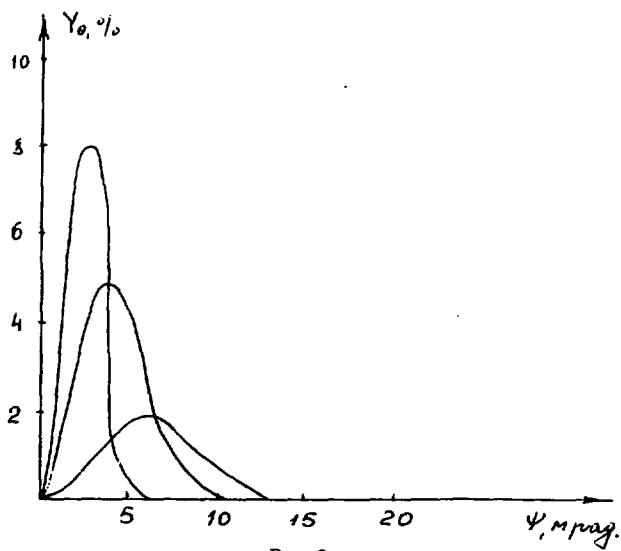


Рис.6

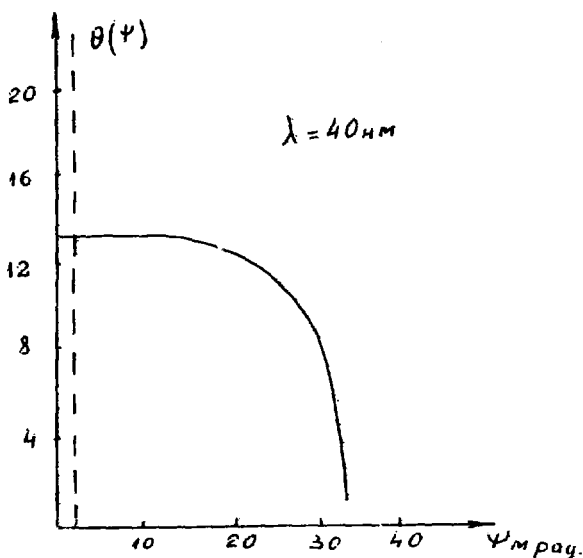


Рис.7

Заключение

Оптические методы диагностики пучка заряженных частиц обеспечивают оперативное и точное измерение числа и энергии частиц. Источники СИ с большими осевыми размерами электронного пучка имеют специфические спектральные, угловые и поляризационные характеристики. При условии, что распределение электронов по углам отклонения от медленной плоскости существенно шире углового распределения СИ отдельного электрона, относительные характеристики СИ таких источников рассчитываются с высокой точностью.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 декабря 1984 года.

Редакторы М.И.Зарубина, Макет Н.А.Киселевой.
Э.В.Ивашкевич.

Подписано в печать 15.02.85.
Формат 60х90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 14,19.
Тираж 200. Заказ 35787.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.