

Ордена Ленина

ИАЭ-3217

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

SV 800 8903

Н. И. Веников

# Источники ионов для ускорителей

Москва 1979

ОРДЕНА ЛЕНИНА  
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И. В. КУРЧАТОВА

Н. И. Венников

ИСТОЧНИКИ ИОНОВ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ

Москва

1979

**Ключевые слова:** источник многозарядных ионов, ускоритель, дуоплазматрон, перезарядка.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Важнейшим элементом любого ускорителя ионов является его источник. Параметры используемого источника ионов определяют параметры пучка ускорителя, эффективность его работы, а очень часто — и стоимость его сооружения. Например, стоимость тяжелоионного циклотрона, предназначенного для ускорения ионов с массой  $A$  до энергии  $E$ , уменьшается как  $q^{2,5}$ , где  $q$  — заряд ускоряемого иона. Для линейного ускорителя при тех же условиях стоимость уменьшается линейно с  $q$ .

В настоящее время разработано и исследовано много различных типов источников ионов. Этой проблеме посвящаются специальные сессии конференций по ускорителям и конференции. По некоторым типам источников опубликованы обзоры, в частности, по газоразрядным источникам имеется хорошая монография Габовича [1], где очень подробно рассмотрены процессы, протекающие в плазменных источниках, и дано описание различных видов плазменных источников и их параметров. Однако, на наш взгляд, пока нет краткого и вместе с тем достаточно полного обзора с рассмотрением основных принципов действия, достигнутых параметров пучков, главных проблем и перспектив практически всех основных источников ионов для различных типов ускорителей. Мы попытаемся коснуться всех этих вопросов скорее с точки зрения "ускорительщиков", а не раз-

работчиков источников ионов. Из-за ограниченного объема данной работы мы очень кратко будем останавливаться на описании процессов, протекающих в источниках ионов, и практически совсем не коснемся теории этих процессов.

## 2. КЛАССИФИКАЦИЯ ИСТОЧНИКОВ ИОНОВ

Источники ионов для ускорителей можно классифицировать следующим образом:

### а) По принципу действия.

Наиболее часто используемые на ускорителях или перспективные — это источники типа Пеннинга, которые сами делятся на источники с холодными катодами, источники с накалимым катодом и источники с подогревным катодом;

дуоплазматрон;

дуопигатрон;

искровой;

высокочастотный;

с разогревом электронов СВЧ-мощностью путем использования электронно-циклотронного резонанса;

электронно-лучевой;

лазерный;

с перезарядкой в газовых или твердых стрипперах.

В литературе описано много других источников, большая часть из которых — это предложение по использованию достижений создания установок для термоядерного синтеза (плазменный фокус, *НІРАС*), а также комбинирование перечисленных (например, с лазерным испарением рабочего вещества).

### б) По назначению:

внутренние циклотронные источники — это все три разновидности источников типа Пеннинга;

источники для высоковольтных электростатических ускорителей — это главным образом высокочастотные, дуоплазматроны или типа Пеннинга;

источники для перезарядных электростатических ускорителей (тандемов) — это дуоплазматроны, типа Пеннинга, с поверхностной ионизацией, с перезарядкой;

источники для линейных ускорителей — это дуоплазматроны или типа Пеннинга.

В последние годы такое разделение все больше теряет смысл, поскольку, например, в циклотронах часто используют внешнюю инжекцию из самых разнообразных источников и ускорителей (и из тандемов, из линейных и из высоковольтных электростатических ускорителей), и называть в этом случае источник по типу ускорителя рискованно.

Надо сказать, что мы совсем не будем рассматривать источники ионов, используемые для низкоэнергичных ускорителей (например, для имплантаторов), масс-сепараторов, ионных двигателей, инжекторов быстрых ионов в термоядерные установки.

в) По заряду производимых в источнике ионов:

протонные или для однозарядных атомарных или молекулярных ионов;

для многозарядных тяжелых ионов;

для отрицательных ионов.

Здесь мы рассмотрим главным образом источники многозарядных ионов.

г) По используемому рабочему веществу:

для газов,

для металлов и соединений.

д) По способу подачи рабочего вещества:

газовые,

паровые с печью,

с ионным распылением (спаттеринг-источники),

с термоионной эмиссией,

с автоионной эмиссией.

Могут быть и другие разделения. Мы в основном будем классифицировать источники по принципу работы с учетом заряда производимых ионов, обратив особое внимание на род используемого рабочего вещества.

### 3. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ИСТОЧНИКАМ ИОНОВ

Требования к источникам ионов, выдвигаемые их назначением и условиями работы, многообразны. Приведем некоторые:

- Источник ионов должен образовывать ионы с необходимыми для последующего ускорения зарядом и массой с желательным уменьшением всех иных ионов. Последние увеличивают ионную нагрузку ускорителя, их потеря в процессе ускорения может приводить к нежелательному тепловыделению и радиоактивности; одновременная их транспортировка с необходимыми ионами при больших интенсивностях приводит к ухудшению параметров основного пучка из-за кулоновского взаимодействия. Для источника многозарядных тяжелых ионов естественно стремление получить ионы как можно большей зарядности.

- Источник ионов вместе с системой извлечения и первичного формирования ионов обязан обеспечить нужную интенсивность требуемых ионов с эффективным поперечным эмиттансом, меньшим или равным поперечному аксептансу ускорителя. Это означает желание получить пучок нужных ионов с максимально возможной яркостью, т.е.  $I/\epsilon_x \epsilon_y = \max$ , где  $I$  - интенсивность нужных ионов;  $\epsilon_x$  и  $\epsilon_y$  - эффективный горизонтальный и вертикальный эмиттансы. Иногда при неизменной яркости источника необходимо между ускорителем и источником ввести ионно-оптическую систему для согласования поперечных составляющих эмиттанса пучка с соответствующими поперечными составляющими аксептанса ускорителя (например, в форинжекторе линейного ускорителя при использовании источника типа Пеннинга).

- Источник ионов с системой формирования должен обеспечить необходимые временные характеристики для наилучшего использования пучка в ускорителе. С этой целью для ускорителей, работающих в импульсном режиме, источник также заставляют работать синхронно с такой же импульсностью. Для ускорителей, работающих импульсно в наносекундном диапазоне (циклотроны, линейные ускорители, электростатические во времяпролетном режиме), иногда применяют клистронные группирователи (банчеры). Для растяжки во времени наносекундного сгустка от лазерного источника до наносекунд можно использовать дрейфовые пространства, а до миллисекунд - магнитные ловушки.

- Желательно сведение к минимуму энергетического разброса в пучке. Особенно это существенно для прецизионных электростатических ускорителей, где может явиться серьезным ограничением использования некоторых типов источников.

- Источник ионов должен иметь максимально возможный срок службы. Наиболее существенно это условие для источников электростатических ускорителей под давлением, где замена или устранение неисправности в источнике требуют остановки ускорителя на много часов.

- Желательно сведение к минимуму расхода рабочего вещества. Это важно по нескольким причинам. Для газового источника повышение расхода газа ухудшает вакуум в ускорителе, что может привести к увеличению вероятности электрических пробоев в ускорителе, а также к потере интенсивности ускоряемого пучка из-за перезарядки ионов на этом газе. Для источников, работающих на твердом веществе, при увеличении его расхода растет степень покрытия пленками распыляемого вещества как деталей самого источника, так и ускорителя (в частности, изоляторов), что может привести к нарушению их работы. Кроме того, срок службы источника ионов может быть ограничен количеством загружаемого в источник рабо-



чего вещества. Иногда для ряда важнейших экспериментов в источниках в качестве рабочего вещества используют дорогостоящие обогащенные изотопы. Например, на циклотроне У-300 в ЛЯР ОИЯИ проводятся работы на обогащенном кальции-48 с очень высокой стоимостью. Естественно, увеличение расхода рабочего вещества - это большие дополнительные потери денег, а что еще важнее - такие изотопы очень дефицитны. При работе с токсическими веществами (соединения бериллия, бора) уменьшение расхода рабочего вещества - это повышение безопасности труда.

- Снижение средней мощности для питания источника ионов. Для средней мощности, выделяемой в области ионообразования, это важно с точки зрения возможного теплосъема. Перегрев деталей источника может привести прежде всего к изменению режима ионообразования (например, для источника типа Пеннинга переход высоковольтной дуги в низковольтную с прекращением образования многозарядных ионов). Для источников, располагаемых на высоковольтных платформах, передача больших средних мощностей на эти платформы является проблемой.

- Для многих ускорительных лабораторий стоимость самого источника и его эксплуатации также играет решающую роль. Например, источник с СВЧ-разогревом электронов с помощью электронного циклотронного резонанса со сверхпроводящими обмотками стоимостью 0,55 млн. дол. [2] могут себе позволить не многие циклотронные лаборатории.

- Для многих ускорителей важны габариты источника, в частности, для высоковольтных ускорителей под давлением. А поперечные размеры разрядной камеры источника для синхроциклотрона часто являются проблемой для ускорительщиков.

#### 4. ИСТОЧНИКИ ИОНОВ ТИПА ПЕННИНГА

Этот тип источников характеризуется достаточно высоковольтным (100-1000 В) дуговым разрядом при давлении ( $10^{-4}$  -  $10^{-2}$  торр)

в сильном ( $>1000 \text{ Гс}$ ) магнитном поле, причем разряд коллимирован магнитным полем в пространстве между двумя катодами внутри полого анода (рис. 1). Извлечение ионов из плазмы разряда может осуществляться либо через отверстие в аноде поперек магнитного поля (такие источники называют иногда циклотронными), либо через отверстие в одном из катодов вдоль оси разряда, т.е. вдоль направления магнитного поля.

Магнитное поле существенно влияет на механизм разряда. Оно определяет траектории первичных электронов, эмиттированных катодом и ускоренных анодным напряжением (в прилегающем к катоду двойном электрическом слое). Магнитное поле препятствует попаданию электронов на анод и при наличии отрицательного потенциала на антикатоде оно увеличивает время пребывания электронов в раз-

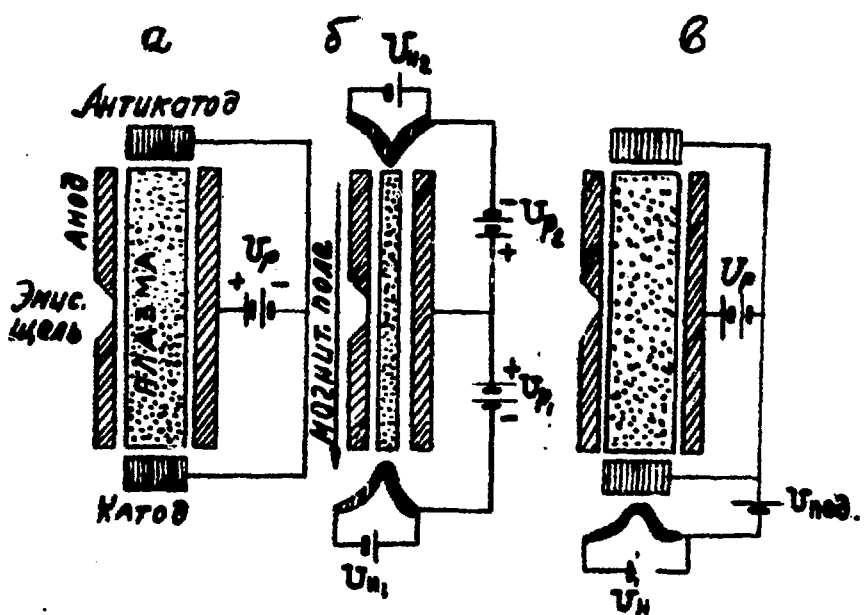


Рис. 1. Схема источника типа Пеннинга: а - с холодными катодами; б - прямоточный; в - подогревный

ряде во много раз и тем самым усиливает ионизацию. Электроны в магнитном поле движутся по спиральным траекториям с радиусами спиралей, определяемыми зависимостью  $R = 3,4 \frac{\sqrt{E}}{B}$ , где  $E$  - поперечная энергия, эВ;  $B$  - индукция магнитного поля, Гс;  $R$  - радиус, см. В полях, используемых в источниках типа Пеннинга ( $B = 4000 \div 2000$  Гс), при энергиях первичных электронов 200 - 1000 эВ радиусы спиралей составляют доли миллиметра, и эти электроны движутся в магнитном поле в виде четко очерченного пучка с сечением, определяемым эмиттирующей поверхностью катода.

Первичные электроны производят ионизацию и возбуждение молекул газа в разрядном промежутке, образуя плазму с большой плотностью вторичных электронов. Взаимодействие пучка первичных электронов с образованной плазмой приводит к разогреву вторичных электронов, довольно быстро устанавливается максвелловское распределение их скоростей, характеризуемое температурой обычно от единиц до нескольких десятков электронвольт, да и сами первичные электроны рано или поздно теряют свою начальную скорость и становятся частицами электронного газа. Все эти электроны в источнике типа Пеннинга осциллируют вдоль магнитного поля между катодом и антикатодом, причем электроны, имеющие скорости, большие соответствующих потенциалу ионизации, способны ионизировать молекулы, атомы или ионы. Зависимость сечения ионизации  $\sigma_{i-1 \rightarrow i}$  от энергии электрона  $E_e$  и потенциала ионизации можно представить как

$$\sigma_{i-1 \rightarrow i} \approx \frac{3,7 \cdot 10^{-13}}{E_e \cdot e U_i} \lg \frac{E_e}{e U_i}$$

Максимум вероятности ионизации достигается при энергии электронов, в несколько раз превышающей пороговую (рис. 2). При больших плотностях плазмы заметную роль может играть ионизация из возбужденного состояния атома или молекулы, поскольку сечение этого процесса значительно превышает сечение ионизации невозбужденного атома, и при этом эффективно используются медленные электроны, в большом количестве имеющиеся в плазме.

С помощью однократного электронного удара можно получить и многократно заряженные ионы ("вырвать" сразу несколько электронов), однако этот способ получения многозарядных ионов неэффективен, так как сечение этого процесса резко падает с числом отрываемых электронов. В некоторых случаях имеется существенная вероятность образования многозарядных ионов за счет эффекта Оже при выбивании электрона из внутренней оболочки атома. Например, описан случай образования двадцатизарядных ионов ксенона при выбивании электрона из К-оболочки (рис. 3).

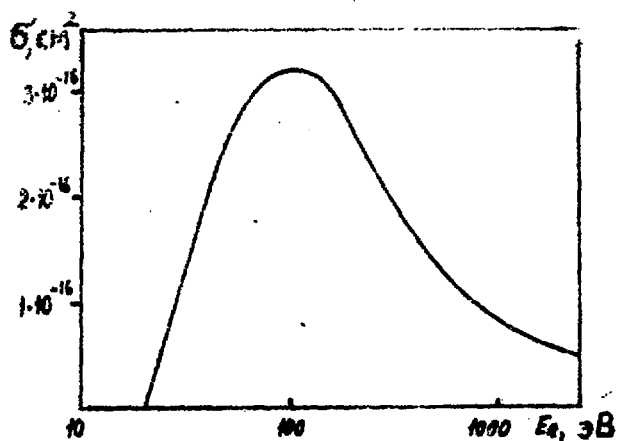


Рис. 2. Зависимость сечения ионизации от энергии электрона для ксенона

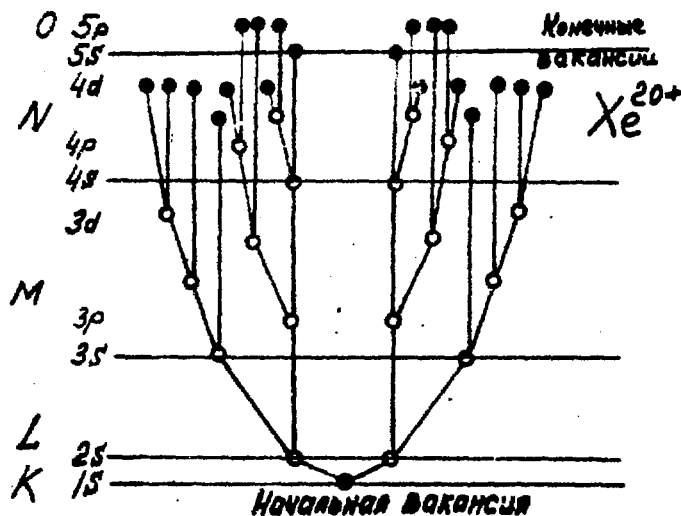


Рис. 3. Схема каскада Оже, приводящего к образованию  $Xe^{20+}$  после вырывания электрона из К-оболочки

Электронный газ вместе с положительными ионами образует квазинейтральную плазму, за исключением слоев у электродов, имеющих толщину порядка радиуса экранирования  $h = \left(\frac{k T_e}{4\pi n e^2}\right)^{1/2}$ , где  $n$  — концентрация заряженных частиц,  $k$  — постоянная Больцмана.

Сильное магнитное поле в источниках типа Пеннинга существенно ограничивает поперечную диффузию электронов (коэффициент классической диффузии, связанной с парными соударениями, обратно пропорционален квадрату магнитной индукции). Однако часто наблюдается аномальная диффузия, которая связана с турбулентностью плазмы и есть следствие возникновения дрейфового движения электронов в скрещенных полях: внешнего магнитного поля и флуктуирующего электрического поля, существующего в турбулентной плазме (коэффициент аномальной диффузии обратно пропорционален индукции и иногда оказывается во много раз больше коэффициента классической диффузии). Переход к аномальной диффузии происходит при некоторой критической индукции магнитного поля и сопровождается возникновением в разряде интенсивных шумов.

Одновременно с ионизацией в плазме протекают и процессы рекомбинации, особенно сильно они идут на стенках. Эти процессы часто ограничивают получение многозарядных ионов.

Повышение выхода многозарядных ионов является в настоящее время главной проблемой источников типа Пеннинга. С этой целью необходимо повышать напряжение разряда до 400–800 В из-за быстрого роста потенциала ионизации с ростом кратности ионизации; увеличивать плотность тока разряда, так как сечения ионизации многозарядных ионов малы и поскольку в основном эти ионы образуются в результате ступенчатой ионизации. На рис. 4,а и б представлены измеренные [3] зависимости интенсивности многозарядных ионов азота от напряжения и тока разряда, иллюстрирующие вышеприведенные требования. Однако повышению мощности разряда пре-

появляется переход разряда в самостоятельный, когда катод разогревается от ионной бомбардировки до температуры, достаточной для термоэмиссии электронов, необходимой для поддержания самостоятельного разряда. При этом дуговое напряжение существенно снижается, что уменьшает (или даже прекращает) выход многозарядных ионов. Для предотвращения перехода в самостоятельный разряд вводится импульсное электропитание разряда, синхронное с макроимпульсным ускоряющим напряжением ускорителя. Импульсная мощность разряда может быть при этом увеличена в  $K$  раз (где  $K$  – макроскважность), импульсное значение интенсивности ионов вырастет значительно сильнее, и среднее значение интенсивности ионов также увеличится. Конечно, имеется некоторое оптимальное значение  $K$ , при котором интенсивность ионов максимальна (например, для циклотрона ИАЭ  $K=10$ ).

Выход многозарядных ионов, вообще говоря, зависит не от мощности, а от плотности мощности, т.е. мощности разряда, приходящейся на единицу объема плазменного шнура. Поэтому при определенных размерах эмиссионной щели источника и допустимой средней мощности разряда можно подобрать некоторое оптимальное значение сечения плазменного шнура, определяющее максимальную интенсивность многозарядных ионов. Например, для прямонакального источ-

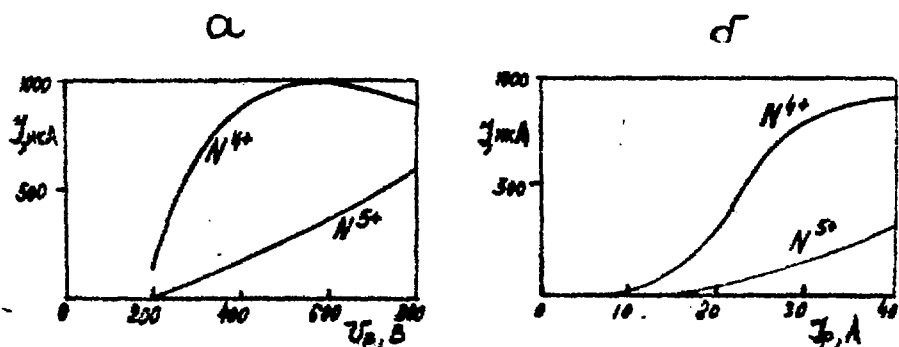


Рис. 4. Зависимость интенсивности ионов  $N^{4+}$  и  $N^{5+}$  от напряжения разряда (а) и тока разряда (б)

ника ИАЭ диаметр плазменного шнура 0,3 см, а высота 10 см, и при максимальной средней мощности около 1 кВт, при которой разряд еще не переходит в низковольтный, и макроскважности  $K=10$  плотность мгновенной мощности в разряде достигала  $15 \text{ кВт/см}^3$ , что приводило к рекордным интенсивностям некоторых ионов во внешнем пучке циклотрона [4].

Поскольку многозарядные ионы образуются главным образом в результате последовательной ионизации, то появление ионов большей зарядности должно быть позже. Это подтверждено прямыми измерениями, проведенными в ИАЭ (см. [3]) (рис. 5), причем результаты расчетов, приведенные в этой работе (рис. 6), неплохо совпадают с экспериментом. Из последнего рисунка видно, что средний заряд ( $\bar{q} = \frac{\sum N_i q_i}{\sum N_i}$ ) ионов растет со временем ионизации  $\tau$ .

Помимо большой плотности электронов ( $n_e$ ), способных приводить к необходимой ионизации (обычно считается, что при наличии максвелловского распределения температура электронов должна составлять 0,1-0,2 от величины потенциала ионизации соответствующего электрона), и достаточно большого времени  $\tau$ , в течение которого производится ионизация, необходима относительно слабая интенсивность конкурирующего процесса - уменьшения кратности заряда в результате соударений многозарядного иона с нейтралами или ионами меньшей зарядности (перезарядка). С этой целью необходимо уменьшать скорость подачи рабочего вещества в разряд до минимума, определяемого обычно устойчивостью горения разряда (рис. 7). Кроме уменьшения потерь многозарядных ионов при этом из-за перезарядки при понижении концентрации нейтральных частиц повышается температура электронов [5].

Ниже рассмотрим особенности трех разновидностей источника типа Пеннинга и приведем наилучшие достигнутые параметры их пучков.

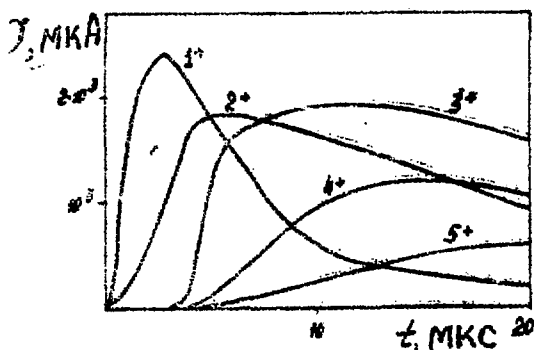


Рис. 5. Измеренная зависимость выхода многозарядных ионов  $N$  от времени

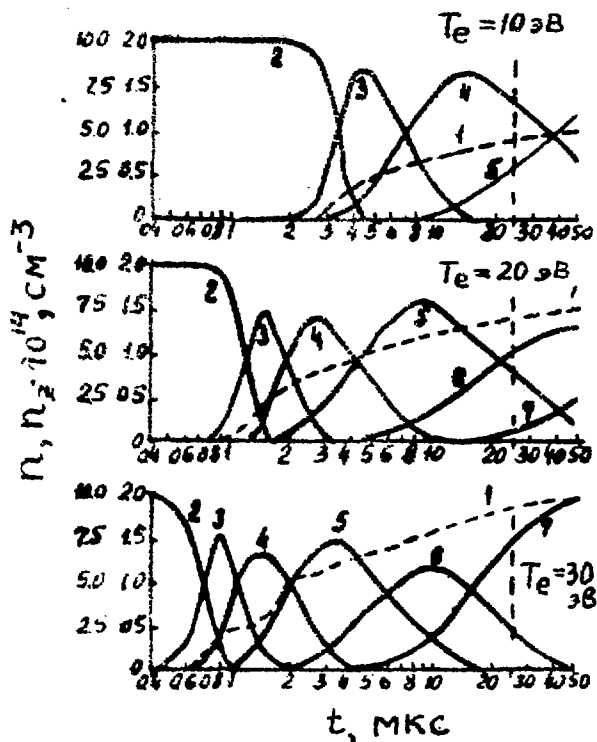


Рис. 6. Расчетная зависимость плотности электронов и выхода многозарядных ионов азота от времени для электронной температуры  $T_e$ : 1 - плотность электронов; 2 -  $N^0$ ; 3 -  $N^+$ ; 4 -  $N^{2+}$ ; 5 -  $N^{3+}$ ; 6 -  $N^{4+}$ ; 7 -  $N^{5+}$

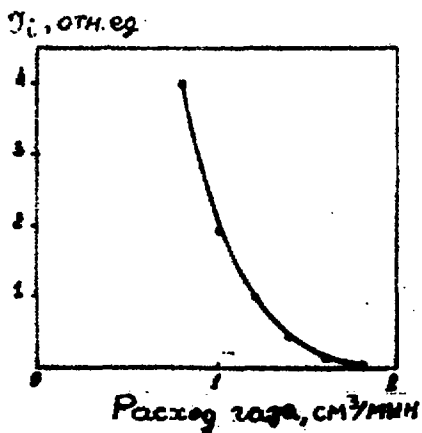


Рис. 7. Типичная зависимость выхода многозарядных ионов ( $N^{5+}$ ) от расхода газа



#### 4.1. Источник с холодными катодами

Для электропитания такого источника требуется лишь один выпрямитель (см. рис. 1,а) с напряжением 3-8 кВ. Может быть сделан или с осевым извлечением ионов через отверстие в одном из катодов вдоль магнитного поля, или с боковым извлечением поперек магнитного поля через эмиссионную щель в аноде. При осевом извлечении общий ток ионов может быть больше, но количество многозарядных ионов существенно меньше, чем при боковом извлечении, и обычно источник с таким извлечением используется в высоковольтных ускорителях. Во многих зарубежных циклотронах (в Беркли, Ок-Фидже, Харуэлле и др.) и на форинжекторах тяжелоионных линейных ускорителей ("Суперхайлак" в Беркли и "Унилак" в Дармштадте) эффективно используется источник с холодными катодами с боковым извлечением. Вообще говоря, название источника "с холодными катодами" часто не соответствует действительности. Возможны два режима работы такого источника: 1) действительно, когда эмиссия электронов из катодов производится за счет ударов ионов по катодам, причем температура катодов при этом недостаточна для термоэмиссии; 2) бомбардировка ионами катодов приводит к их разогреву до температуры, достаточной для термоэмиссии с катодов, и это уже режим "с горячими катодами". Вольт-амперная характеристика такого источника [6] приведена на рис. 8: дуга в режиме с холодными катодами имеет положительный импеданс, в режиме с горячими катодами - отрицательный, и для устойчивого горения разряда в последнем случае требуется введение в цепь активного сопротивления, большего по модулю, чем импеданс дуги. При этом большая часть мощности источника питания выделяется на данном сопротивлении.

Материал катода определяет характеристики источника с холодными катодами (как, впрочем, и других разновидностей источников типа Пеннинга) из-за коэффициента как вторичной эмиссии под уда-

рами ионов, так и термоэлектронной эмиссии. Например, режима с горячими катодами в источниках, где катоды изготовлены из алюминия или титана, невозможно достичь, так как для термоэлектронной эмиссии нельзя поднять температуру катодов из-за их плавления. Очень важна способность материала расплытаться под ударами ионов. Чаще всего для катодов источников с холодными катодами используется или тантал, или титан, последний имеет меньший коэффициент расплытия под ударами ионов. На циклотроне Мичиганского

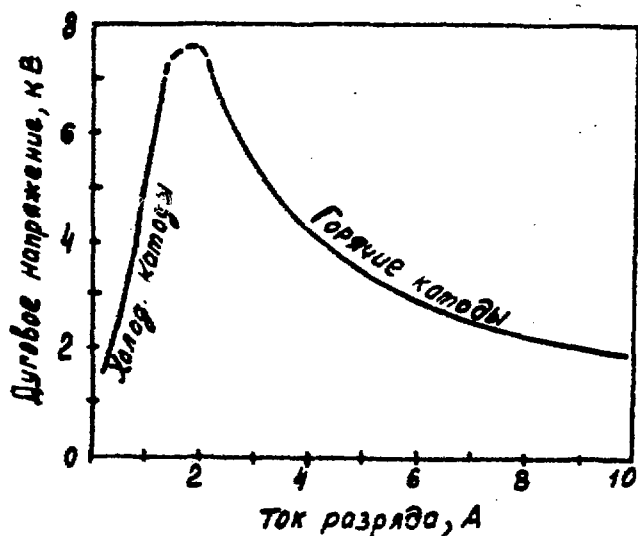


Рис.8. Вольт-амперная характеристика источника типа Пеннинга

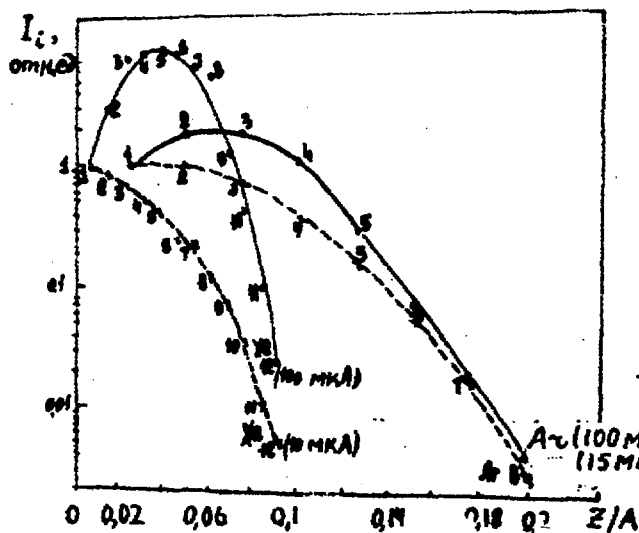


Рис.9. Относительный выход ионов аргона и ксенона по зарядности. Кривые пронормированы к току однозарядных ионов:  
 — — подогранный источник Пасюка;  
 - - - с холодными катодами для "Суперхайлака"

университета используют для этой цели гафний. Такие тугоплавкие материалы, как карбид вольфрама или карбид гафния, имеют более низкий коэффициент распыления материала под ударами ионов, но в разряде имеют тенденцию к крекингу. Для увеличения срока службы катода (а следовательно, и источника) иногда делают большие катоды в форме диска, который можно поворачивать, смещая боковую поверхность диска относительно разряда. Например, в источнике ок-риджского циклотрона катодный диск можно поворачивать в шесть положений.

Наиболее высокозарядные ионы ( $\text{Xe}^{12+}$ ) получали в источнике с холодными катодами для "Суперхайлака" в Беркли [7], и их результаты приведены на рис. 9.

#### 4.2. Прямокальный источник

Эта разновидность источника требует как минимум двух выпрямителей: для дуги и для нагрева одного из катодов. Иногда [8] используют раздельное питание цепей анод - катод и анод - антикатод, что приводит к заметному повышению выхода многозарядных ионов.

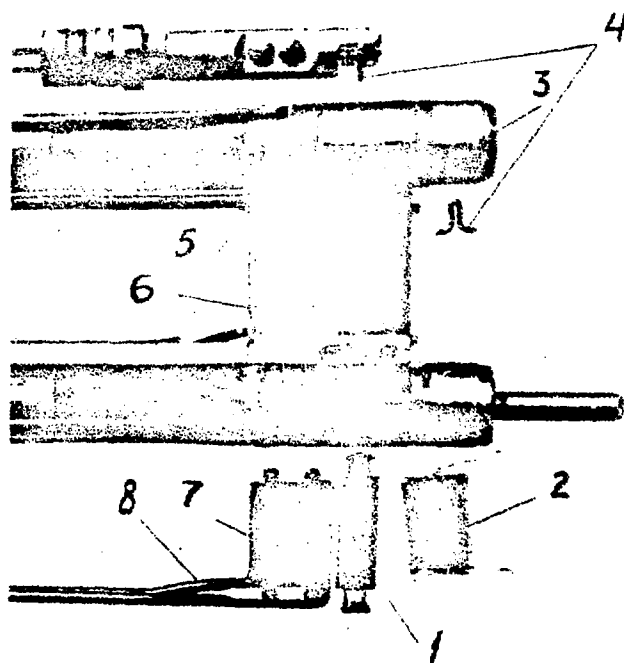


Рис. 10. Основные детали прямокального источника ИДЭ: 1 - разрядная камера; 2 - электронагреватель; 3 - пробка; 4 - катод; 5 - ввод термопары; 6 - экран; 7 - тигль; 8 - воздушное охлаждение дна тигля

Рекордсменом по интенсивности многозарядных тяжелых ионов (здесь до кислорода) является прямокальный источник ИАЗ (см. [4]). С этим источником во внешнем пучке циклотрона получены интенсивности ионов  $^{12}\text{C}^{4+}$  - 30 мкА ионов  $^{14}\text{N}^{5+}$  - 13 мкА. Это стало возможным в результате использования очень мощной системы импульсного питания [9] (ток - несколько десятков ампер при напряжении до 1000 В) при поддержании слабого (до 100 Вт) "дежурного" разряда между импульсами. Катоды этого источника пикообразной формы. Для уменьшения вероятности их гнуться в магнитном поле изготавливаются из трехмиллиметровой танталовой проволоки. Отдельные элементы этого источника, размещаемые в центре циклотрона, приведены на рис. 10.

#### 4.3. Источник с подогревным катодом

Эта разновидность источника (рис. 11), впервые разработанная в ИАЗ [10], доведена до высокой степени совершенства

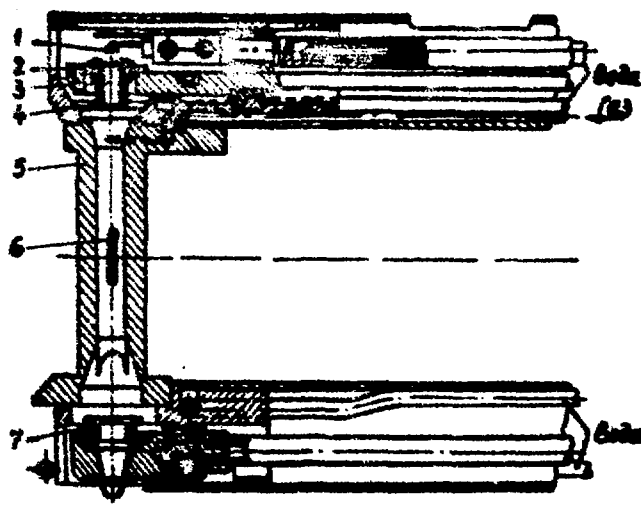


Рис. 11. Источник с подогревным катодом:  
 1 - вольфрамовая нить; 2 - основание катоды; 3 - подогревный вольфрамовый катод;  
 4 - молибденный экран; 5 - анодная камера; 6 - эмиссионная шель; 7 - молибденный антикатод

в ЛЯР ОИЯИ А.С.Пасюком, и в настоящее время этот источник является одним из лучших циклотронных источников для тяжелых многозарядных ионов. Подогретый вольфрамовый катод этого источника нагревается бомбардировкой электронами, эмиттированными накаленной нитью и ускоренными напряжением до 1 кВ; антикатод молибденовый.

В результате исследования работы такого источника (см. [5]) было обнаружено, что при увеличении мощности разряда выше некоторой интенсивность многозарядных ионов начинает падать в результате появления в разряде большого количества частиц материала катода и антикатада, концентрация которых становится сравнимой с концентрацией частиц подаваемого газа, и при этом оптическим методом наблюдалось понижение температуры электронов.

На рис. 9 приведены величины токов (полученных на стенде) ионов аргона и ксенона, откуда видно, что для  $Q > 4$  для этого источника токи ионов ксенона больше на порядок, чем для наилучшего источника с холодными катодами.

#### 4.4. Получение ионов твердых веществ в источниках типа Пеннинга

Если элемент, ионы которого желательно получить, не имеет газообразных соединений при нормальной температуре, то используют следующие возможности:

4.4.1. Изготовление одного из катодов из материала, содержащего нужный элемент. Этот путь наиболее простой, особенно если соединение, из которого изготавливается катод, и содержащее нужный элемент, жаропрочное (например, сами жаропрочные металлы или их сплавы). Материал катода распыляется под ударами ионов из разряда, это так называемое катодное распыление или спаттеринг. Недостаток — трудность регулирования подачи распыляемого вещества в разряд.

4.4.2. Размещение материала в разрядной камере вблизи эмиссионной щели. Распыление в этом случае может осуществляться несколькими способами.

В источнике Пасюка в ЛЯР ОИЯИ (см. [11]) электрод из распыляемого материала размещается тангенциально разряду, а на электрод подается отрицательный потенциал, изменением которого регулируется скорость подачи распыляемого вещества. В этом источнике были получены большие интенсивности многозарядных ионов от магния до вольфрама. Аналогичный путь используется в источнике с холодными катодами для "Суперхайлака" в Беркли, где распыляемое вещество размещают в двух блоках (чуть ниже и чуть выше эмиссионной щели), и при этом выход многозарядных ионов (например,  $Au^{9+}$ ) увеличивается в три раза [12].

В источнике ОК-риджского циклотрона проводились эксперименты по распылению материала анода внутри разрядной камеры против эмиссионной щели малозарядными ионами тяжелых газов (ксенон или криптон), на которых зажигали разряд [13]. Эти ионы, имея большое отношение  $A/q$ , при некоторых стартовых фазах в большей своей части возвращались внутрь разрядной камеры с энергиями десятки кэВ (ускоренные дуантным ВЧ-напряжением) и осуществляли значительное распыление материала анода (медь или нержавеющая сталь) в разряд, который там ионизовался до высокозарядного состояния.

Возможно также распыление материала внутри разрядной камеры лазерным лучом через эмиссионную щель с последующим дуговым разрядом в парах этого материала [14].

4.4.3. Размещение материала в тигле, разогреваемом электропечью. Обычно тигль размещается вблизи разрядной камеры и соединяется с нею коротким паропроводом. Такой источник обычно используется для материалов с температурой заметного испарения (т.е. с упругостью паров  $10^{-3}$  -  $10^{-2}$  торр) от 200 до 800°C.

Такие источники для циклотрона созданы в ИАЭ (см. [8]), в ОИЯИ (см. [11]), в Карлсруэ [15]. Их достоинства — большое количество загружаемого в тигль вещества, независимость скорости подачи вещества в разряд от параметров разряда.

#### 4.5. Особенности получения ионов лития и бериллия в источниках типа Пеннинга

Ионы лития и бериллия образуют группу так называемых полутяжелых ионов, которые обладают некоторыми свойствами, отсутствующими как у легких, так и тяжелых ионов. Особенно это относится к ядрам лития, имеющим специфическую кластерную структуру. Ускорение таких ионов уже давно привлекало физиков-ядерщиков, однако это оказалось довольно сложной проблемой по нескольким причинам: ни литий, ни бериллий не имеют газообразных соединений; пары металлического лития обладают высокой физической и химической активностью; соединения бериллия токсичны; покрытие соединениями лития и бериллия высоковольтных электродов снижает электрическую прочность и т.д.

Впервые в мире источник многозарядных ионов лития и бериллия был создан на циклотроне ИАЭ (см. [8]). Схематически этот источник представлен на рис. 12. Это прямонакальный источник типа Пеннинга с тиглем, заполняемым металлическим литием или солью бериллия и нагреваемым электронагревателем. Чтобы жидкий литий не попадал из тигля в разрядную камеру создается принудительное распределение температуры вдоль тигля и паропровода неравномерной намоткой электронагревателя и дистанционным регулированием подачи сжатого воздуха в охлаждающий элемент, снимающий тепло со дна тигля. Температура тигля контролируется терморпарой. В качестве конструкционных материалов используются нержавеющая сталь и тантал. Срок службы такого источника 20–40 ч. Интенсивность трехзарядных ионов лития и бериллия очень критична к температуре тигля (рис. 13), что связано с резкой зависимостью

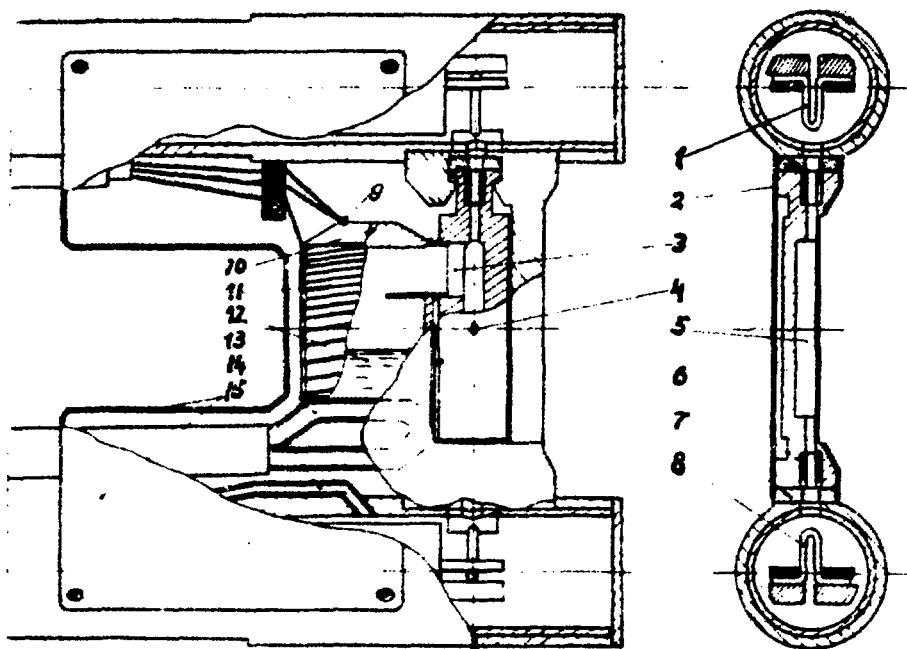


Рис.12. Источник полутяжелых ионов. 1, 8 - катоды; 2, 15 - экран; 3 - паропровод; 4 - эмиссионная щель; 5 - разрядная камера; 6-7 - коллиматоры; 9 - термопара; 10 - тигль; 11 - электронагреватель; 12 - литий или соль бериллия; 13 - охлаждение дна тигля; 14 - газовое питание

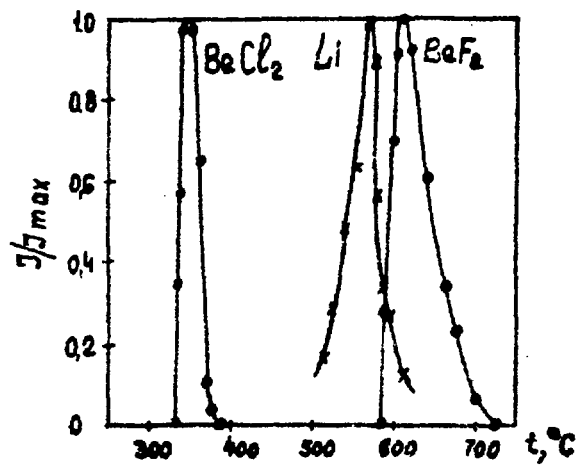


Рис.13. Зависимость интенсивности трехзарядных ионов лития и бериллия от температуры тигля



упругости паров лития и солей бериллия от температуры. Расход рабочего вещества в таком источнике достаточно мал (0,1 г/ч), поскольку внутренняя полость нагретой разрядной камеры является ловушкой для паров лития или солей бериллия с возможностью их выхода только через маленькую эмиссионную щель ( $1 \times 4 \text{ мм}^2$ ), что чрезвычайно важно из-за неприятных свойств лития и солей бериллия. Для чистки деталей источника и циклотрона, загрязненных соединениями бериллия, оборудовано специальное помещение и разработана безопасная технология.

В настоящее время ионы лития и бериллия ускоряются уже в нескольких ведущих циклотронных лабораториях. На циклотроне в Беркли для этой цели используется источник с холодными катодами [16], причем для получения ионов лития используется  $\text{LiF}$ , вплавляемый в пространство между танталовой полуцилиндрической вставкой и разрядной камерой. Для получения ионов бериллия используется ионное распыление блока из металлического бериллия.

Разогрев дуговым разрядом  $\text{LiH}$  для получения ионов лития в источниках с холодными катодами используется также на циклотронах в Техасском университете [17], Ок-Ридже [18] и Мичиганском университете.

На циклотроне в Карлсруэ были проведены исследования [19] различных разновидностей внешних источников (с тиглями, наполняемыми металлическим литием), предназначенных для получения трехзарядных ионов лития (магнетронный, с холодными катодами, прямонакальный с антикатодом и прямонакальный с двумя катодами). В результате лучшим был признан прямонакальный с двумя катодами. На циклотроне в штате Индиана для получения трехзарядных ионов лития используется источник однозарядных ионов лития в высоковольтном форинжекторе, после ускорения в нем - обдирка на масляной струе до двухзарядного лития, далее ускорение в малом циклотроне-инжекторе, обдирка до трехзарядного состояния при инжекции в основной циклотрон.

В табл. 1 приведены интенсивности ионов лития и бериллия внешнего пучка циклотронов, где они ускоряются, откуда видно, что до настоящего времени рекордным является циклотрон ИАЭ.

Таблица 1

Интенсивности ионов лития и бериллия во внешнем пучке циклотронов, мкА(э)

Циклотрон	И о н		
	$6\text{Li}^{3+}$	$7\text{Li}^{3+}$	$9\text{Be}^{3+}$
ИАЭ им. И.В.Курчатова (СССР) [4]	2	2	2
Карлсруэ (ФРГ) [15]	0,005	-	-
Техасский университет (США) [17]	0,001	0,003	0,01
Мичиганский университет (США) <sup>*)</sup>	0,1		
Университет шт. Индиана (США) <sup>жж)</sup>	0,2		
Беркли (США) [16]	0,5	0,5 <sup>жжж)</sup>	2 <sup>жжж)</sup>

\*) P. Miller, частное сообщение.

жж) R. Pollack, частное сообщение.

жжж) D. Clark, частное сообщение.

## 5. МАГНЕТРОННЫЙ ИСТОЧНИК ИОНОВ

Конфигурация магнетронного источника отличается от конфигурации источника типа Пеннинга расположением электронного эмиттера. В магнетронном — это прямая проволока или лента почти коаксиальная с цилиндрическим анодом (рис. 14). Магнитное поле параллельно оси анода. Ток накала катода создает магнитное поле с силовыми линиями вокруг нити, заставляя электроны двигаться по сложным спиралезобразным орбитам, сгущающимся вблизи нити. Возможно извлечение ионов как вдоль, так и поперек внешнего магнитного поля. В последнем случае нить располагается вблизи эмиссионной щели,

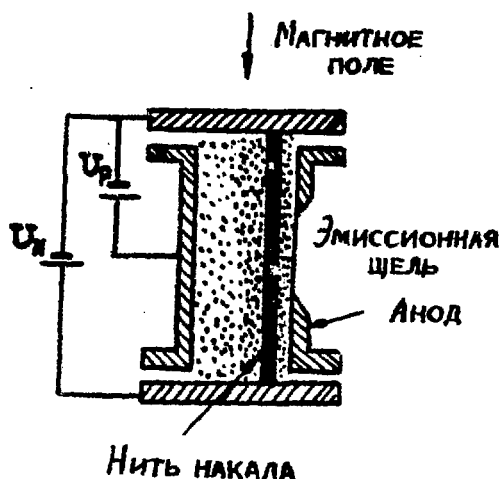


Рис. 14. Схема магнетронного источника.

осуществляя там наибольшую ионизацию. Необходимое магнитное поле достаточно низкое и не критично. Такие источники могут выдавать миллиамперные токи главным образом однозарядных ионов с очень хорошим качеством (малым энергетическим разбросом и эмиттансом) и применяются в высоковольтных ускорителях.

## 6. ДУОПЛАЗМАТРОН

Мы уже видели на примере источника типа Пеннинга, что эффективность ионообразования повышается с увеличением плотности мощности разряда. Совсем не обязательно повышать ее во всем разряде, иногда достаточно ее повысить лишь в области, откуда производится извлечение ионов. Одним из самых распространенных источников ионов, в котором осуществляется локальное повышение плотности плазмы (или как еще называют этот процесс — контрагирование плазмы), является дуоплазматрон. В нем осуществляется двойное контрагирование плазмы: за счет распределения электрического поля, образованного путем подачи соответствующих потенциалов на катод, анод и промежуточный электрод, производится "геометри-

ческое<sup>е</sup> контрагирование, а за счет неоднородного магнитного поля, когда в той же области создается локальное увеличение магнитного поля (при этом плотность плазмы повышается пропорционально напряженности) – магнитное контрагирование.

Схема дуоплазматрона представлена на рис. 15. Сильное магнитное поле для контрагирования создается в пространстве между промежуточным электродом и анодом с помощью обмотки с током, помещенной на ферромагнитный магнитопровод, включающий промежу-

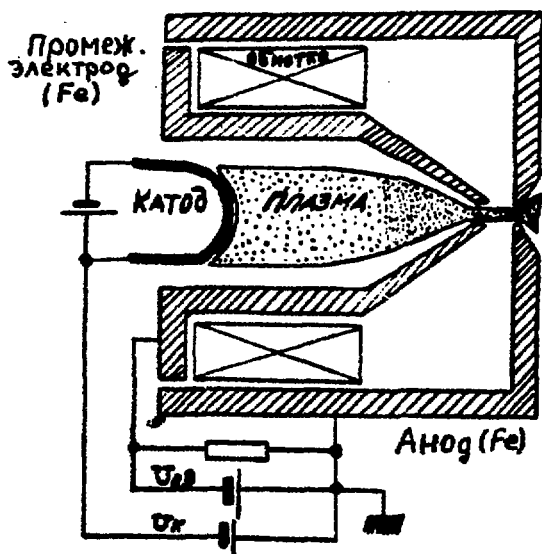
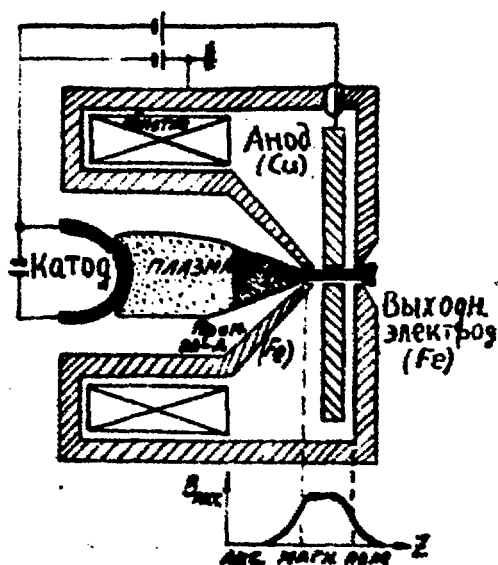


Рис.15. Схема дуоплазматрона

Рис.16. Схема дуопигатрона



точный электрод и анод. Для получения наибольшей плотности ионного тока максимальное магнитное поле должно быть локализовано в выходном отверстии. Форма анода вблизи выходного отверстия и магнитное поле там таковы, что плазма проникает через это отверстие в область извлечения ("экспандер"), поверхность отбора существенно возрастает, а поперечные скорости ионов снижаются.

В настоящее время в дуоплазматронах получают плазму с концентрацией до  $10^{15}$  ион/см<sup>3</sup> и плотностью ионного тока до 100 А/см<sup>2</sup>, а общая величина ионного тока достигает нескольких ампер. Почти полная ионизация газа в дуоплазматроне обеспечивает высокую экономичность. Разброс энергий извлекаемых ионов определяется величиной отрицательного падения потенциала перед анодом ( $\sim 10$  В), т.е. малый разброс энергий является положительным свойством дуоплазматрона. Ограничение интенсивности тока пучка связано с трудностью охлаждения ферромагнитного промежуточного электрода.

Увеличения ионообразования можно достичь в дуоплазматроне с осцилляцией электронов, обладающем свойствами как дуоплазматрона, так и источника типа Пеннинга, и поэтому называемом дуопигатроном. В таком источнике (рис. 16) добавляется еще выходной электрод, на который подается потенциал промежуточного электрода. Эти электроды изготавливаются из ферромагнетика, а расположенный между ними анод — из меди. В этих условиях плазменные электроны осциллируют вдоль магнитного поля между промежуточным и выходным электродами. Степень ионизации близка к 100%. Разброс энергий ионов в таком источнике существенно больше, чем в обычном дуоплазматроне. Надо заметить, что такой источник имеет два режима работы: 1) с высоким разрядным напряжением (500 В) и малым током ( $\leq 1$  А) — обычный режим источника типа Пеннинга с осевым извлечением и 2) с малым разрядным напряжением ( $\leq 100$  В) и большим током ( $> 15$  А).

В последние годы получают распространение дуоплазматроны с постоянными магнитами, не требующими электрической мощности для возбуждения магнитного поля, например, изготовленными из  $SrCo_5$  или феррита бария. Магниты из феррита бария одновременно служат и как изоляторы, электрически разделяющие анод, и промежуточные электрод. Такие магниты легче электромагнитов, конструкция источника при этом более компактная и легкая, существенно уменьшается расход электрической энергии и облегчается охлаждение. Основное применение дуоплазматронов - в форинжекторах линейных ускорителей, электростатических ускорителях и в перезарядных электростатических ускорителях.

В некоторых случаях дуоплазматрон даже для тяжелых не очень высокозарядных ионов может иметь преимущество перед источником типа Пеннинга из-за меньшей величины эмиттанса пучка (нормализованный эмиттанс  $\mathcal{N} \gamma \tau' \beta \gamma = 2.10^{-2} \pi$  см.мрад), большего срока службы и аксиальной симметрии пучка, что важно для размещения источника на высоковольтной платформе форинжектора. Такой дуоплазматрон был разработан в Дармштадте для форинжектора Унилака [20]. В этом источнике были получены ионы ксенона с зарядом от 5 до 11, причем для этого максимум магнитного поля был смещен из области промежуточный электрод - анод в область анода и диаметр отверстия в промежуточном электроде существенно уменьшен.

## 7. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ИСТОЧНИК

Известно, что в высокочастотном электрическом поле свободные электроны могут получать энергию, достаточную для ионизации молекул газа, т.е. в таком поле в газе может зажечься высокочастотный разряд. Поглощаемая в высокочастотном разряде мощность пропорциональна концентрации электронов, квадрату напряженности поля и зависит от частоты поля и давления газа. Наилучшее поглощение энергии происходит при совпадении частоты соударения элект-

тронов с молекулами с частотой переменного поля. На этом принципе основаны обычные высокочастотные источники.

Наибольшее применение высокочастотные источники нашли в электростатических ускорителях. На рис. 17 приведена схема классического ВЧ-источника, разработанного Тонеманном [21]. В этом источнике используется общепринятая в настоящее время для обычных ВЧ-источников система извлечения ионов с помощью зонда, введенного в плазму. В нем сведена к минимуму поверхность металлических частей в разрядной камере, изготавливаемой из ширекса, что уменьшает рекомбинацию ионов на стенках. ВЧ-разряд возбуждается катушкой, надетой на разрядную камеру, являющейся частью контура генератора, работающего на частоте нескольких десятков МГц.

Важное отличие этого типа источника от рассмотренных ранее - это отсутствие необходимости электродов. В таких источниках практически невозможно получение ионов металлов, так как покры-

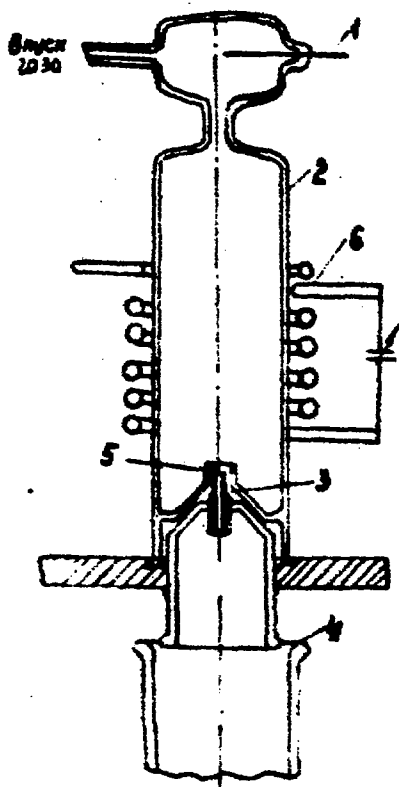


Рис. 17. Высокочастотный источник Тонеманна: 1 - положительный электрод; 2 - ширексовая колба; 3 - отрицательный электрод - зонд; 4 - фокусирующая линза; 5 - экран; 6 - высокочастотный контур

тие тонкой проводящей пленкой внутренней поверхности разрядной камеры экранирует от ВЧ-поля объем камеры. Разброс энергий в пучке ионов от 20 до нескольких сот электронвольт.

### 7.1. СВЧ-источник с использованием электронно-циклотронного резонанса

В этом источнике плазма находится в сильном постоянном магнитном поле, а электроны плазмы повышают свою энергию за счет СВЧ-мощности при использовании электронно-циклотронного резонанса, т.е. когда частота вводимой СВЧ-мощности близка к ларморовской частоте электрона:  $\omega_{ВЧ} \cong \omega_{ЦЭ} = eB/m_e c$ . Эффективность передачи СВЧ-мощности электронам плазмы обычно высока (50-100%). Однако плотность плазмы ограничивается как пороговой плотностью проникновения СВЧ в плазму ( $n_{\text{порог}} = \omega_{ВЧ}^2 / m^2 \epsilon_0$ ), так и частотой выпускаемых промышленностью СВЧ-генераторов в киловаттном диапазоне (менее 36 ГГц). Обычно для 10 ГГц и 1 кВт плотность плазмы может достигать  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Разогрев электронов не является сложной проблемой, и энергии электронов порядка нескольких киловольт быстро достигаются.

Для снижения СВЧ-мощности, требуемой от генератора, а также для увеличения времени пребывания ионов в области ионизации быстрыми электронами последняя располагается в магнитной ловушке-пробкотроне. Для сведения к минимуму процессов перезарядки на остаточном газе в области ионизации требуется давление ниже  $10^{-7}$  торр, но при таком давлении трудно получить плотность плазмы  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , и поэтому СВЧ-источник делают многостадийным: получают холодную плазму в I стадии при  $10^{-3}$  торр, затем плазма с однозарядными ионами диффундирует через пробки во II стадию с  $10^{-7}$  торр, где электроны разогреваются до киловольтных энергий и производят многозарядные ионы.

Подобные источники интенсивно разрабатываются в Ок-Ридже, Марбурге, Лувьяне и Гренобле. Наилучшие достижения в группе



Геллера в Гренобле [22]. За последние десять лет ею разработано несколько разновидностей как одностадийных, так и многостадийных источников этого типа, один из которых показан на рис. 18. Интересно отметить, что магнитное поле ловушки создается соленоидальной обмоткой, образующей пробочную конфигурацию, и шестиполосной обмоткой, создающей минимум радиального поля на оси ловушки. Параметры пучков такого источника, проработавшего практически без поломок (ведь в нем отсутствуют в плазме электроды), приведены в табл. 2 (нормализованный эмиттанс  $\epsilon_n$  в мм мрад).

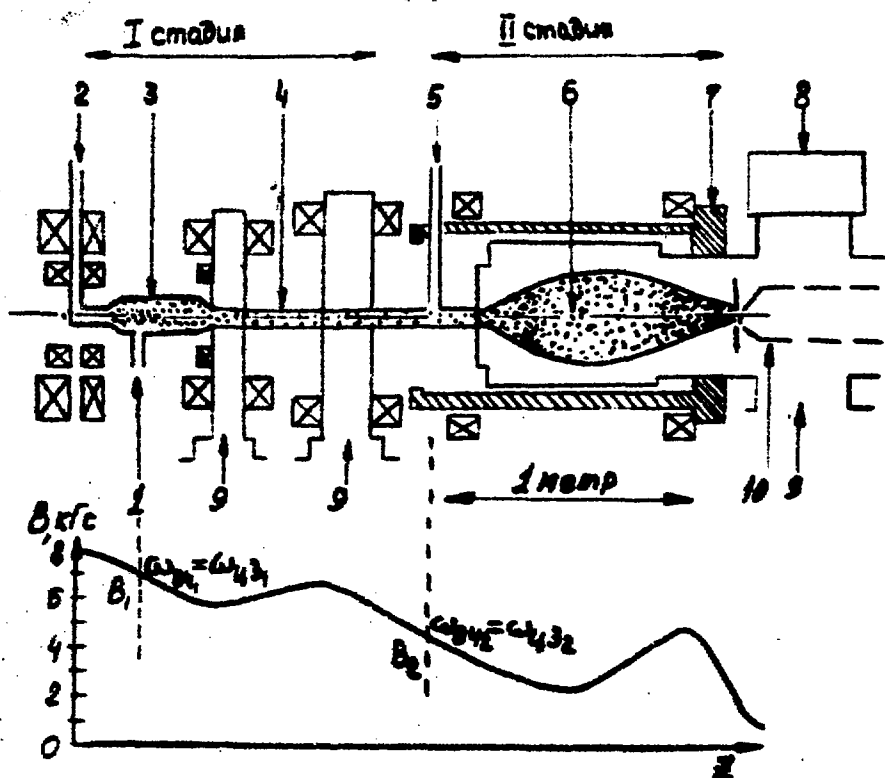


Рис. 18. Двухстадийный СЕЧ-источник с электронно-циклотронным резонансом и распределение аксиального магнитного поля в нем: 1 - впуск газа; 2 - волновод для I-й стадии (16 ГГц); 3 - 1 стадия ( $10^{-3}$  торр); 4 - холодная плазма, диффундирующая в обдирочную стадию; 5 - волновод для II-й стадии (8 ГГц); 6 - вторая стадия, содержащая плазму с горячими (10 кэВ) электронами ( $10^{-7}$  торр); 7 - шестиполосная обмотка для создания минимума поля на оси; 8 - титановый насос; 9 - откачка; 10 - экстрактор

Таблица 2

Параметры пучков  
СВЧ-источника Геллера [22]

Углерод	Азот	Кислород	Аргон	Ксенон
$C^{3+} 10^{14}$	$N^{5+} 5 \cdot 10^{13}$ $\epsilon_n \sim 1$	$O^{4+} 10^{14}$	$Ar^{8+} 3 \cdot 10^{13}$ $\epsilon_n \sim 0,4$	$Xe^{10+} 4 \cdot 10^{12}$
$C^{5+} 10^{13}$	$N^{6+} 8 \cdot 10^{12}$ $\epsilon_n \sim 0,5$	$O^{6+} 3 \cdot 10^{13}$	$Ar^{10+} 8 \cdot 10^{12}$ $\epsilon_n \sim 0,4$	$Xe^{18+} 5 \cdot 10^{11}$
	$N^{7+} 5 \cdot 10^{12}$ $\epsilon_n \sim 0,5$	$O^{7+} 10^{13}$	$Ar^{12} 10^{13}$	$Xe^{26+} 4 \cdot 10^{10}$

Основными недостатками такого источника ионов являются большие габариты, вес и огромное энергопотребление ( $\sim 3$  МВт), что, по-видимому, не позволит располагать его на высоковольтной платформе форинжектора ускорителя. Одним из выходов из такого положения является использование постоянных магнитов, выполненных из  $SmCo_5$ . При этом, правда, снижается магнитное поле, а отсюда и частота СВЧ и максимальная плотность плазмы.

Второй путь — использование сверхпроводящих обмоток, причем магнитное поле может быть при этом увеличено в 2–3 раза при значительном снижении электрической мощности питания источника (до 0,15 МВт). Оценка, проведенная Геллером для криогенного варианта такого источника, показала, что плотность плазмы может быть повышена до  $6 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, а учитывая улучшение вакуумных условий из-за одновременной криооткачки и увеличение времени нахождения ионов в области ионизации  $\tau$  с 50 мс (для существующего) до 1 с (для криогенного), можно ожидать получения голых ядер ксенона (рис. 19). В настоящее время СВЧ-источник сооружается

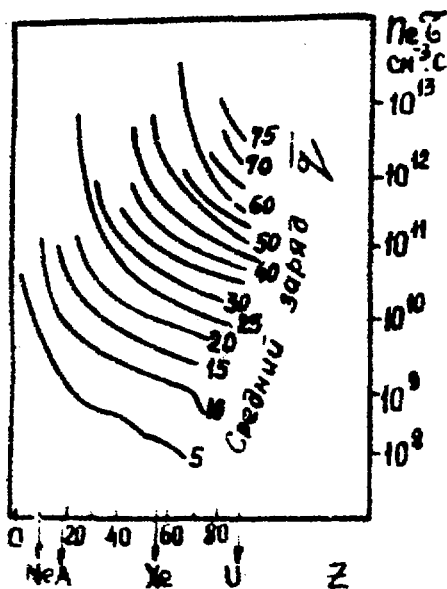


Рис. 19. Зависимость требуемой величины  $n_e \tau$  для получения различной зарядности в зависимости от номера элемента  $Z$ . Расчеты [21] проведены для  $k T_e = 13$  кэВ

как внешний источник многозарядных ионов для циклотрона в Лувене (см. [2]).

## 8. ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ИСТОЧНИК

Принцип работы этого источника иллюстрируется на рис. 20. В сильном продольном магнитном поле 20–30 кГс, создаваемом соленоидом длиной 1 м, из электронной пушки инжектируется пучок электронов плотностью 500–1000 А/см<sup>2</sup> при напряжении до 10 кВ и коллимируется этим полем до диаметра 1 мм. Внутри этого пучка инжектируется поток нейтрального газа, атомы которого ионизируются электронами, а ионы застревают в потенциальной яме, образованной в радиальном направлении пространственным зарядом электронного пучка, в аксиальном – соответствующим распределением электрического потенциала на дрейфовых трубках. Время, на которое ионы могут быть заперты в такой ловушке, может быть достаточно большим 10–100 мс, обеспечивая при вышеприведенных параметрах электронного пучка ( $n_e = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>) величину фактора ионизации  $n_e \tau \sim 10^{11}$  см<sup>-3</sup> и зарядности ионов согласно рис. 19. Для предотвращения накопления ионов остаточного газа в потенциальной яме

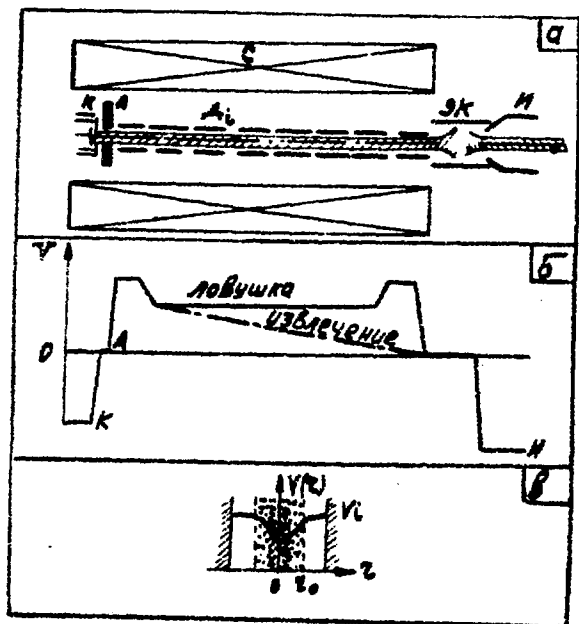


Рис. 20. Схема электронно-лучевого источника и распределение потенциала в нем: а - схема: К - катод и А - анод электронной пушки; Д - дрейфовые трубки; С - соленоид; ЭК - коллектор электронов; И - извлекающий электрод; б - продольное распределение потенциала в режиме ловушки и извлечения; в - радиальное распределение потенциала в  $\Delta r$  ( $r_0$  - радиус пучка электронов)

и уменьшения рекомбинации производимых многозарядных ионов в таком источнике очень жесткие требования к давлению остаточного газа ( $10^{-9} - 10^{-11}$  торр).

По окончании времени ионизации распределение электрического потенциала деформируется - аксиальная потенциальная яма открывается со стороны, противоположной электронной пушке, и все накопленные ионы извлекаются. Максимальное количество ионов, которое может быть накоплено за один цикл работы источника, должно быть не больше числа электронов в пучке, поделенного на средний заряд ионов, т.е.  $N_i \leq \frac{n_e \cdot \pi \cdot r_0^2 \cdot l}{4q} \approx \frac{10^{12}}{q}$ , иначе потенциальная яма в радиальном направлении исчезнет. Эмиттанс пучка такого источника очень хороший, например, оценка нормализованного эмиттанса для источника в Орсе [24] привела к величине  $6 \cdot 10^{-2}$  см.мрад.

Наилучшие достижения в мире по электронно-лучевому источнику получены в ОИЯИ под руководством Донца [25], где создано и исследовано несколько разновидностей такого источника. В одном из источников им были получены ионы ксенона вплоть до заряда +29.

В настоящее время криогенный вариант источника КРИОН-1, где магнитное поле создается сверхпроводящим соленоидом и используется криогенная откачка вплоть до  $10^{-12}$  торр, установлен на высоковольтную платформу форинжектора синхрофазотрона ОИЯИ [26], и пучки ядер  $C$ ,  $N$ ,  $O$  и  $Ne$  успешно ускоряются. На выходе из инжектора ЛУ-20 при энергии 5 МэВ/нукл. интенсивность ядер составляла:  $C - 2 \cdot 10^7$  яд./имп,  $N - 10^7$  яд./имп,  $O - 5 \cdot 10^6$  яд./имп,  $Ne - 10^6$  яд./имп. Источник показал высокие эксплуатационные качества, работая без ремонта более 500 ч.

Работы по созданию электронно-лучевого источника также ведутся в Срсэ, во Франкфурте (для "Унилака"), в Техасском университете (для циклотрона), в ИЯФ СО АН СССР (для тяжелоионного синхротрона).

По принципу действия к электронно-лучевому источнику близки процессы образования и удержания многозарядных ионов в электронных кольцах коллективных ускорителей. Эти кольца являются потенциальной ямой для ионов. При времени ионизации несколько миллисекунд фактор ионизации в кольце достигает  $n\tau \sim 10^{11} \text{ см}^{-3} \text{ с}$ , и хотя сечения ионизации ионов релятивистскими электронами значительно меньше, чем при  $E_e = 10 \text{ кэВ}$ , в кольцах могут быть получены довольно высокие зарядности ионов. Оценки, проведенные в Беркли [27], показали, что в электронном кольце с числом электронов  $4 \cdot 10^{12}$  в течение 1 с средний заряд ионов ксенона будет +50 с учетом перезарядки на остаточном газе (водород) при  $10^{-9}$  торр.

Импульсные сильноточные релятивистские электронные пучки (токи сотни килоампер, энергия 0,5–10 МэВ, длительности импульса  $10^{-8} - 10^{-7}$  с) могут быть использованы для образования и ускорения многозарядных ионов. Например, Грейблш сообщил [28] о получении и ускорении  $10^{10} - 10^{11}$  ионов за импульс  $N^{4+}$ ,  $N^{6+}$  и  $Ar^{6+} - Ar^{12+}$  до энергии 10–20 МэВ при проложении электронного пучка через трубку, заполненную газом при 0,1 торр.

## 9. ИСКРОВОЙ ИСТОЧНИК

В вакуумной искре, образующейся при разрядке конденсаторной батареи емкостью 0,5 мкФ до напряжения 50–70 кэВ через зазор 3–5 мм (при этом течет ток до  $5 \cdot 10^4$  А), получаются высокозарядные ионы, например,  $Cu^{18+}$  или  $Sn^{23+}$ . С целью использования вакуумной искры для получения многозарядных ионов и ускорения их на линейном ускорителе в ХФТИ [29] разрабатывался источник, где механически сжатая конденсированная искра является источником ионов материала, из которого изготовлены электроды. Из такого источника получались заметные количества ионов  $C^{3+}$  (500 мкА),  $N^{3+}$  (300 мкА),  $C^{4+}$  и  $N^{4+}$  (по 100 мкА) в импульсе при длительности импульса 10–15 мкс. Недостаток такого источника – трудности в фокусировке ионов, выбрасываемых из разряда под большими углами при большом энергетическом разбросе.

## 10. ВЗРЫВАЮЩАЯСЯ ПРОВОЛОКА

Во время взрыва проволоки длиной 3,5 см и диаметром  $10^{-3}$  –  $10^{-2}$  см при подаче на нее мощного ( $7 \cdot 10^{11}$  Вт: 1,2 МА при 0,6 МВ в течение  $5 \cdot 10^{-8}$  с) импульса наблюдались [30] высокозарядные ионы, в частности  $Cu^{27+}$  и  $Au^{51+}$ . Главным препятствием к использованию такого источника ионов для ускорителей является очень большая скважность работы.

## 11. ЛАЗЕРНЫЙ ИСТОЧНИК

При облучении поверхности непрозрачной мишени пучком лазера с плотностью потока  $W > 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> образуется плазменный стужок (факел) с высокой температурой и плотностью, поглощающий большую часть световой энергии и разлетающийся в вакуумном объеме. В зависимости от параметров лазерного излучения электронная температура в факеле составляет 1–100 эВ и более [31], разлет частиц в вакууме происходит со скоростью  $10^6$ – $10^7$  см/с. За один импульс лазерного излучения с энергией 10–100 Дж из пятна диа-

метром 0,1–1 мм испаряется около  $10^{17}$  атомов. Основное поглощение энергии лазерного импульса происходит уже после испарения вещества в образовавшейся плазме, причем основным механизмом поглощения энергии фотонов является процесс, обратный тормозному излучению электронов (свободно–свободные переходы в поле ионов).

За время начальной стадии разлета плазмы высокая плотность электронов экранирует поверхность мишени от лазерного излучения, и энергия в основном поглощается электронами в слое с некоторой критической плотностью  $N_c$ , зависящей от длины волны излучения лазера  $\lambda$ :  $N_c = \frac{10^{21}}{\lambda^2} \text{ (см}^{-3}\text{)}$ , где  $\lambda$  в мкм.

Температура электронов повышается и степень ионизации растет.

Образование многозарядных ионов зависит от

- электронной температуры, непосредственно связанной с плотностью потока лазерного излучения  $W$ ;
- времени нахождения ионов в области ионизации  $\tau$ ;
- плотности электронов  $n_e$ ;
- потенциалов ионизации ионов  $\psi_q$ .

При максвелловском распределении скоростей электронов ионизация эффективно происходит при определенном соотношении температуры электронов  $T_e$  и потенциала ионизации  $\psi_q$ :

$$kT_e / e\psi_q \sim 0,1 \div 0,2,$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $e$  – заряд электрона.

Наряду с ионизацией происходят и обратные процессы – радиационная рекомбинация, рекомбинация в тройных столкновениях (существенная только при больших плотностях электронов при  $n_e > 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ), перезарядка с ионами плазмы другой зарядности, а также перезарядка на молекулах и ионах остаточного газа. Чтобы снизить влияние процессов рекомбинации, следует нагревать плазму до более высоких температур и одновременно уменьшать ее электронную плотность (коэффициент радиационной рекомбинации обратно пропорционален разности скоростей иона и электрона).

При разлете сгустка плазмы ее плотность уменьшается, поэтому резко ослабляются процессы рекомбинации, из-за чего для высокозарядных ионов, находящихся на периферии сгустка, время, требуемое для их рекомбинации, оказывается больше времени разлета. Электроны, находящиеся на периферии сгустка, из-за своих больших, чем у ионов, скоростей (из-за меньшей массы), вырываются из плазмы, создавая электрическое поле, ускоряющее ионы в соответствии с их зарядом. В результате, помимо широкого зарядового спектра, ионы каждой зарядности имеют и широкий энергетический спектр со средней энергией, возрастающей с зарядом. Примеры этих спектров для кобальта, измеренных с неодимовым лазером при плотности потока  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> группой Быковского [32], приведены на рис. 21 и 22. Эксперименты показывают, что с увеличением плотности потока появляются ионы более высоких зарядностей, которые обладают большими энергиями, а энергетические распределения ионов меньшей зарядности меняются слабо.

Электрическое поле, возникающее в результате гидродинамического расширения плазменного сгустка и ускоряющее ионы, сильно влияет и на угловое распределение ионов разных зарядностей: чем больше зарядность, тем меньше угловой разброс (рис. 23). При увеличении плотности потока происходит увеличение углового разброса для всех зарядностей.

С учетом всех рассмотренных выше особенностей лазерной плазмы группой Быковского (см. [31]) была предложена схема лазерного инжектора многозарядных ионов, изображенная на рис. 24, где должно быть обеспечено извлечение наиболее высокозарядных ионов из плазмы и формирование моноэнергетического пучка с пригодными для последующего использования энергией, длительностью и угловой расходимостью.

В связи с действием объемного заряда основной трудностью в разработке лазерного инжектора является формирование ионного



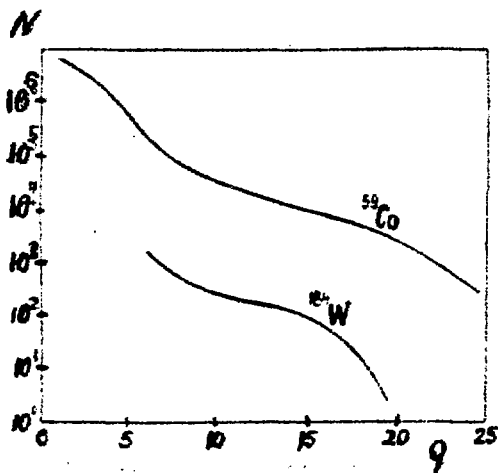


Рис.21. Распределение количества ионов кобальта и вольфрама по зарядности при  $W = 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> в телесном угле  $5 \cdot 10^{-7}$  ср с неодимовым лазером

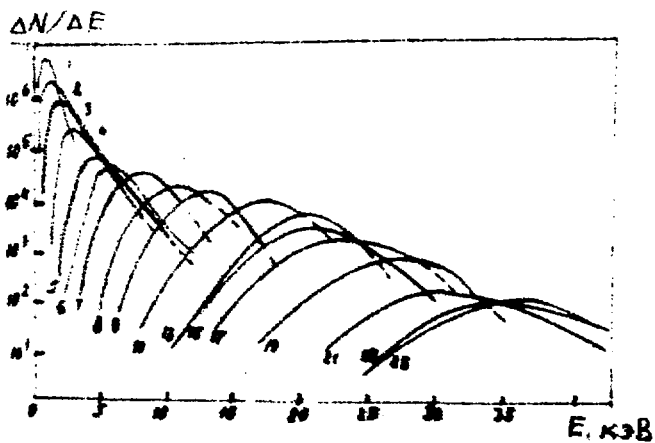


Рис.22. Энергетическое распределение ионов  $^{59}\text{Co}$  для неодимового лазера с  $W = 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> (цифры 1-25 - заряд ионов; для  $z \geq 10$  кривые проведены только для нечетных зарядов)

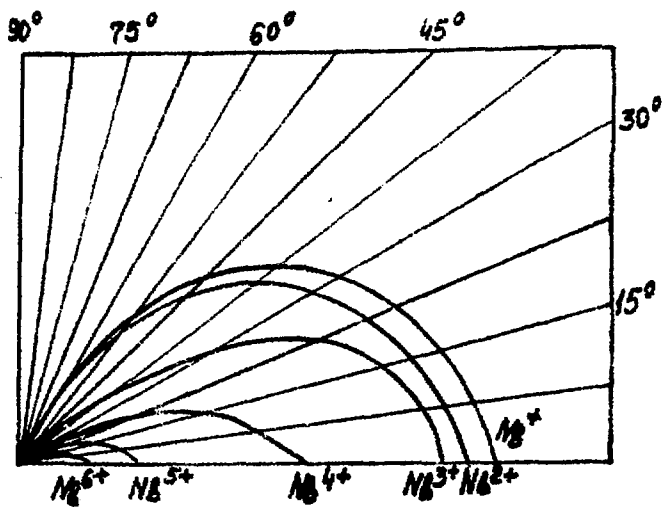


Рис.23. Угловое распределение ионов лазерной плазмы с разными зарядами

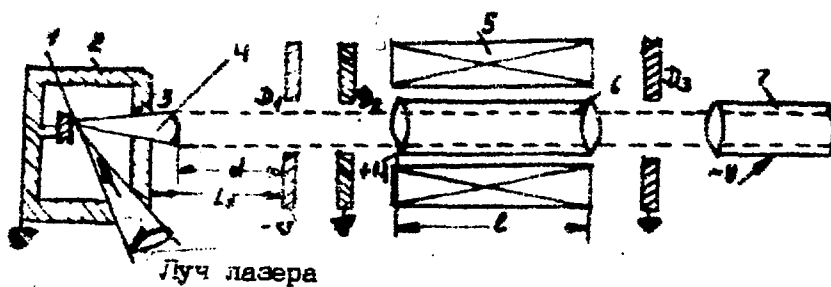


Рис.24. Схема лазерного инжектора МЭИ [31].  
 1 - мишень; 2 - экран; 3 - диафрагма; 4 - плазма;  
 5 - соленоид; 6, 7 - дрейфовые трубки

пакета с  $q = q_{max}$  достаточно большой длительности (5-10 нс) для введения в ускоритель полного количества ионов с  $q = q_{max}$ , получаемого за импульс лазера. Для получения такого пакета предложены два способа.

В первом используется извлечение ионов с движущейся поверхности плазменного сгустка. Назначение экрана (см. рис. 24) - экранировать плазму на ранней стадии формирования от влияния внешнего поля. Прохождение ионного пучка через заземленную диафрагму восстанавливает энергетический спектр пучка; дальнейшее увеличение длительности сгустка ионов осуществляется за счет разности времени пролета при широком энергетическом спектре. Для уменьшения влияния сил объемного заряда дрейфовая трубка помещается в фокусирующее магнитное поле соленоида. Моноэнергетичность пучка можно получить, подавая на дрейфовую трубку, расположенную после диафрагмы, потенциал, зависящий соответствующим образом от времени.

При втором способе используется тот факт, что ионы с  $q_{max}$  имеют внутри сгустка достаточно узкое ( $10^{-2}$  ср) угловое распределение, что даже при весьма большом времяпролетном расстоянии сохраняются большие количества ионов для вытягивания при умеренных размерах поверхности плазменного сгустка, с которой производится извлечение.

Сотрудниками Калемской лаборатории [38] предложена новая схема лазерного инжектора (рис. 25), в котором лазерная плазма образуется при облучении небольшой ( $\phi$  50 мкм) крупинки материала во время ее пролета центра магнитно-пробочной ловушки, внутри которой образованные ионы могут существовать и извлекаться из нее в течение 1 нс. Реализовать лазерный инжектор по такой схеме трудно.

Относительно выбора типа лазера можно сказать, что в настоящее время наиболее мощными лазерами являются твердотельные с ис-

пользованием неодимового стекла, обеспечивающие плотности потока до  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Недостатками таких лазеров являются: 1) невозможность получения приемлемой частоты (хотя бы 1–3 Гц, они работают с частотой не выше 0,02 Гц), что резко ограничивает средние интенсивности ускоренных ионов; 2) низкий КПД лазера (доли процента); 3) сложность в эксплуатации.

Значительно большие частоты (вплоть до 1 кГц) и КПД (до 30%) обеспечивает газовый лазер на  $CO_2$  с поперечным разрядом. Кроме того, длина волны излучения лазера на  $CO_2$  ( $\lambda = 10,6$  мкм) на порядок выше, чем у неодимового (1,06 мкм), а как было указано выше критическая плотность плазмы  $N_c \sim 1/\lambda^2$ . Кроме того, теоретически было показано, что в приближении модели поглощения излучения плазмой в тонком слое с плотностью, близкой к критической [34], электронная температура  $T_e$  (эВ):

$$T_e = 1,25 \cdot 10^{-6} M^{1/3} / \bar{q}^{1/3} (\lambda^2 W)^{2/3},$$

где  $M$  – массовое число иона;  $\bar{q}$  – средний заряд ионов;  $W$  – плотность потока лазерного излучения, Вт/см<sup>2</sup>;  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения, мкм. Из этой зависимости видно, что электронная температура выше при лазерном излучении с большей длиной волны. Это происходит потому, что поскольку плотность электронов

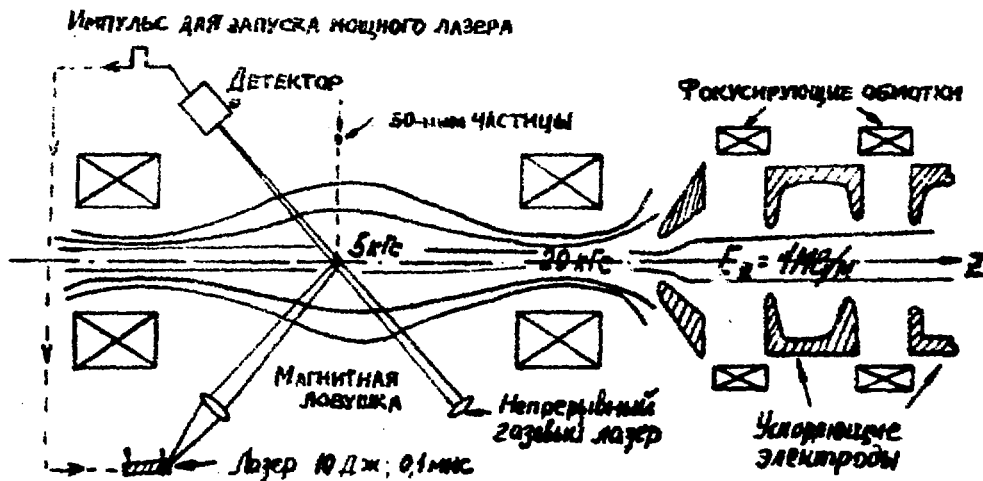


Рис. 25. Схема лазерного инжектора с магнитно-пробочной ловушкой

в плазме, созданной длинноволновым излучением, меньше, то при одинаковом энерговыделении это должно привести к большему ее разогреву. Все это заставляет считать, что требуемая зарядность ионов в случае воздействия излучения лазера на  $\text{CO}_2$  будет достигнута при плотности потока, на два порядка меньшей, чем при воздействии излучения неодимового лазера. Это было экспериментально подтверждено группой Быковского [35]. На рис. 26 приведены измеренные этой группой зависимости максимальной зарядности ионов от их массы для лазера на  $\text{CO}_2$  и неодимового при одной и той же плотности потока ( $1,5 \cdot 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>). Кстати, при этом в одном импульсе пучка для  $\text{CO}_2$ -лазера ими получено число ядер углерода  $\sim 5 \cdot 10^{13}$ .

Впервые в мире ускорение многозарядных ионов было проведено с помощью лазерного источника группы Быковского [36] на синхро-

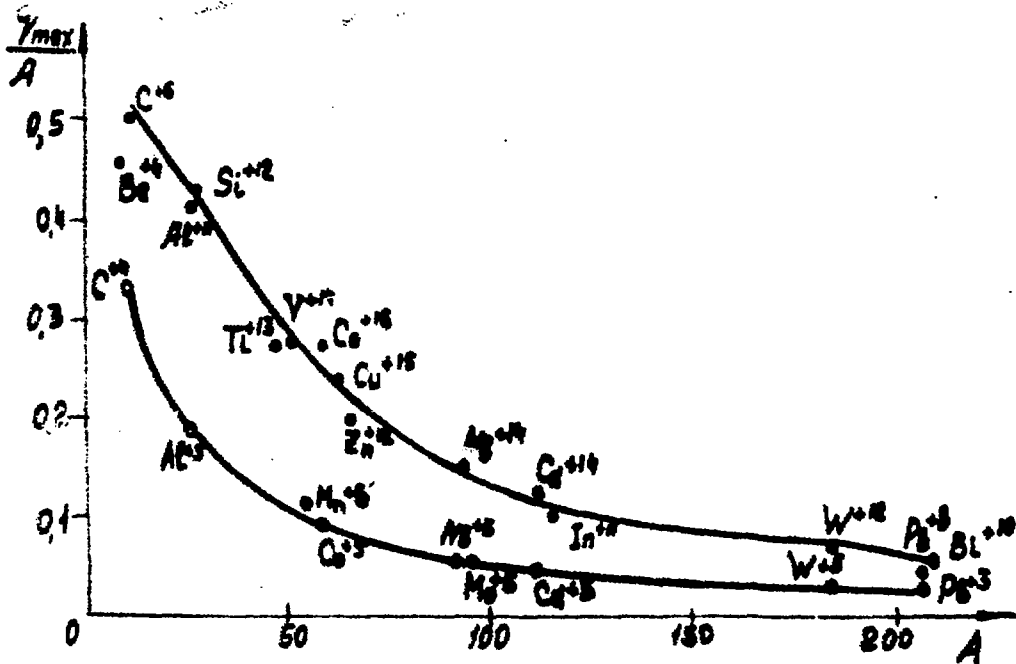


Рис. 26. Зависимость максимального заряда ионов, отнесенного к массе, от массы иона для неодимового (нижняя кривая) и  $\text{CO}_2$ -лазера (верхняя) при плотности потока  $1,5 \cdot 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>.

фазотроне в Дубне с использованием неодимового лазера. Были получены ускоренные ядра углерода с энергией 60 ГэВ, а в инжекторе - линейном ускорителе были ускорены также ядра алюминия.

Дополнительные проблемы возникают при использовании лазерного источника в циклотронах:

- При образовании лазерной плазмы в центральной области циклотрона и при наличии там сильного магнитного поля возникают проблемы временного удлинения ионного пакета, устранения потерь из-за немоноэнергетичности ионов и фазовой селекции и ряд других.

- При образовании лазерной плазмы вне циклотрона возникает проблема транспортировки пучка внутрь циклотрона: обычно используемая для подобных целей система аксиальной инжекции без хорошей системы монохроматизации может привести к катастрофическим потерям интенсивности.

## 12. УВЕЛИЧЕНИЕ ЗАРЯДА БЫСТРЫХ ИОНОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ СТРИППЕРОВ

В рассмотренных выше источниках ионизация вызывается электронами, двигающимися с большими скоростями относительно ионов, двигающихся намного медленнее (с тепловыми скоростями). Похожий результат можно получить, если, наоборот, быстрые ионы заставить проходить около медленных электронов, сохранив относительную скорость, т.е. пропустить пучок быстрых ускоренных тяжелых ионов (или атомов) через обдирочную мишень-стриппер. Грубо можно оценить минимальную энергию ионов, требуемую для их обдирки до определенного заряда, как потенциал ионизации иона этой зарядности, помноженный на отношение масс этого иона и электрона. Например, для получения голых ядер неона ( $e \psi_{10} \sim 1,4 \text{ кэВ}$ ) требуется

$$E_{\min} / A = 2,5 \text{ МэВ/нукл.}, \text{ а для ядер урана требуется } E_{\min} / A =$$

= 210 МэВ/нукл. Эти энергии пороговые, они приведены на рис. 27 и хорошо совпадают с экспериментом, а для получения достаточно

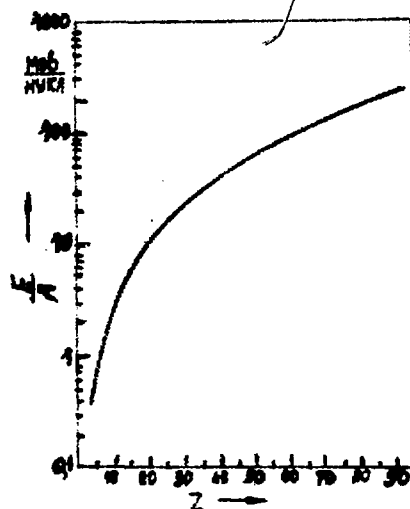


Рис.27. Пороговая энергия образования голых ядер в зависимости от номера элемента

большой доли ядер требуются энергии, существенно больше. Например, расчеты сотрудников ИАЭ Е. Думана и А. Меньшикова показали, что при удачном выборе материала мишени (например, никель) для получения 40% ядер урана требуется энергия ионов урана 340 МэВ/нукл. [37].

Механизм обдирки, конечно, сложен, особенно для очень тяжелых ионов; здесь уже большую роль играет, например, эффект Оже. Очень большую роль играет среднее время между двумя столкновениями иона с электронами мишени, зависящее от плотности стриппера. Если это время меньше времени высвечивания иона из возбужденного состояния (это в случае стриппера из конденсированного вещества – твердого или жидкого), то средний заряд ионов после обдирки выше, чем для газового стриппера, при котором возбужденный ион уже успеет высветиться к последующему соударению. Результаты расчетов, проведенных группой Николаева из НИИЯФ МГУ [38] для среднего заряда некоторых ионов в зависимости от энергии при пролете твердого или газового стриппера, приведены на рис. 28. Распределение ионов по зарядам вблизи среднего заряда (при условии, что  $0,1 \leq \bar{q}/Z \leq 0,9$ ) имеет распределение, похожее на гауссово, для некоторых ионов приведено на рис. 29.

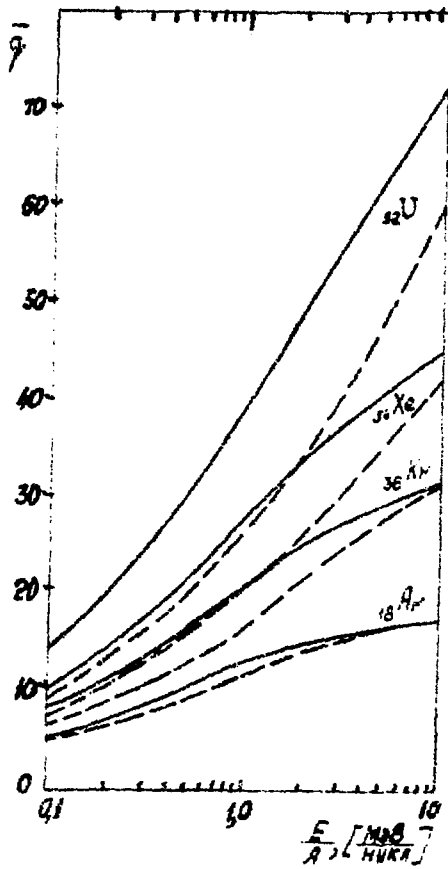


Рис.28. Средний заряд для  $\text{U}$ ,  $\text{Xe}$ ,  $\text{Kr}$ ,  $\text{Ar}$  в зависимости от энергии:  
 — для твердого стриппера;  
 - - для газового

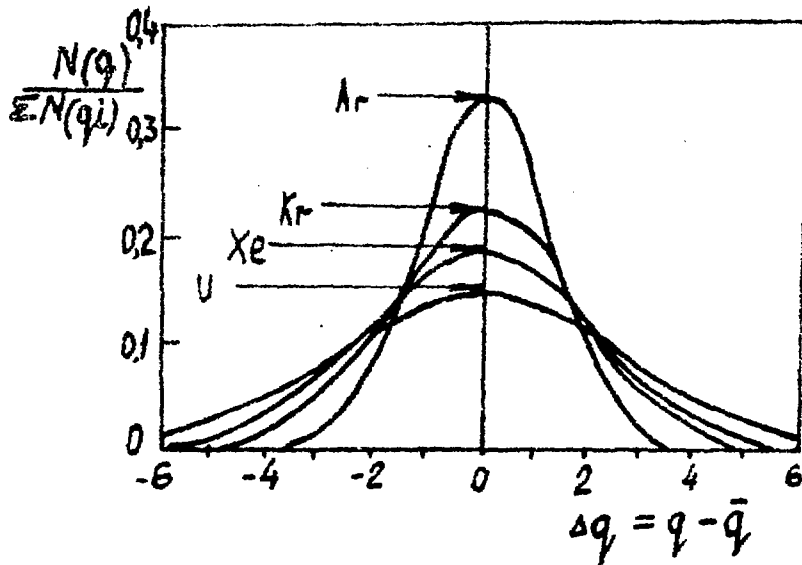


Рис.29. Распределение по зарядам относительно равновесного при  $E = 1$  МэВ/нукл.



Толщина стриппера, требуемая для получения равновесного распределения по зарядам, возрастает с энергией иона и, например, для углеродного стриппера приведена на рис. 30 [39]. Расчеты этой толщины, которые легко можно провести исходя из требуемой величины  $N_C$  (см. рис. 19) для ионизации ионов до среднего заряда, соответствующего их энергии (см. рис. 28), скорости ионов, плотности электронов в углероде ( $6.10^{23} \text{ см}^{-3}$ ), приводят к существенно большей толщине стриппера, соответствующая утверждению, что большую роль при прохождении ионом твердого стриппера играют процессы одновременного срыва сразу нескольких электронов. При прохождении стриппера ионы, естественно, теряют часть своей энергии (рис. 31). Кроме того, при этом возникают некоторый энергетический разброс в пучке (стреггинг) и угловое рассеяние, например для ионов урана, приведенное на рис. 32. Здесь следует также отметить, что в некоторых случаях может оказаться существенным малый срок

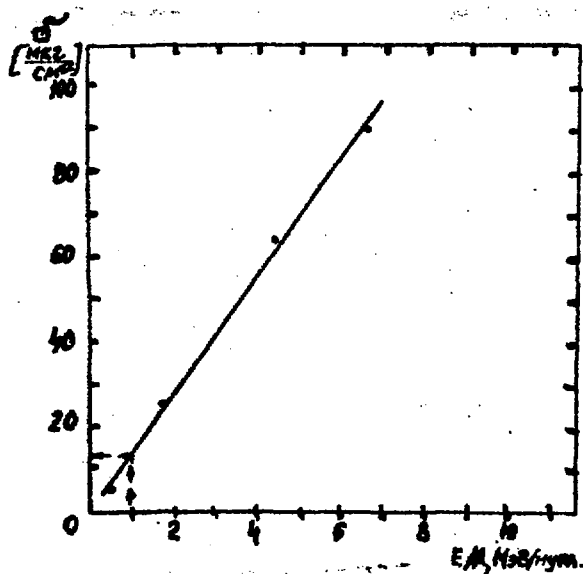


Рис.30. Зависимость толщины стриппера, необходимой для получения равновесного распределения по зарядам от энергии ионов

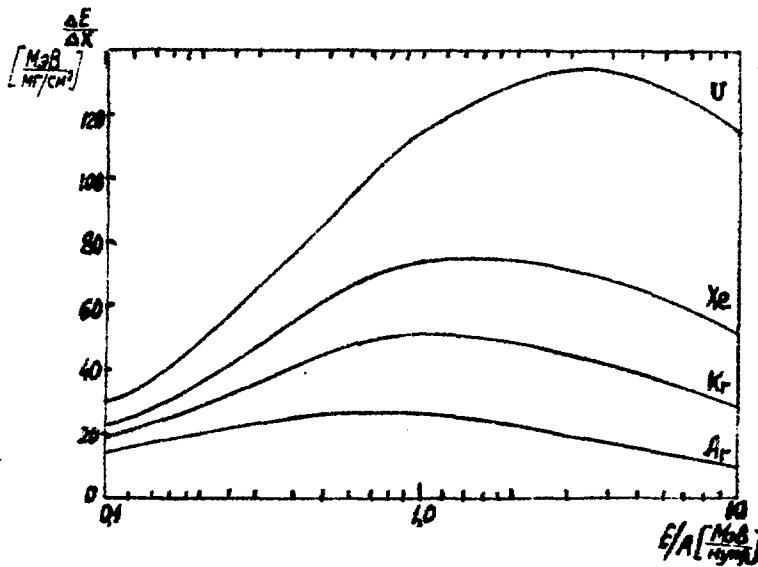


Рис.31. Потери энергии ионами  $Ar$ ,  $Kr$ ,  $Xe$  и  $U$  в углеродном стрипере в зависимости от энергии

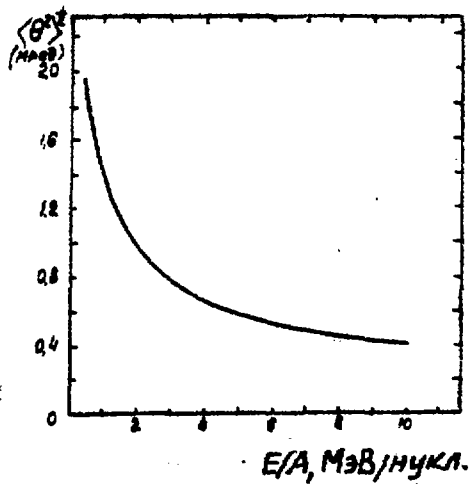


Рис.32. Полный угол рассеяния ионов урана при прохождении углеродного стрипера "равновесной" толщины

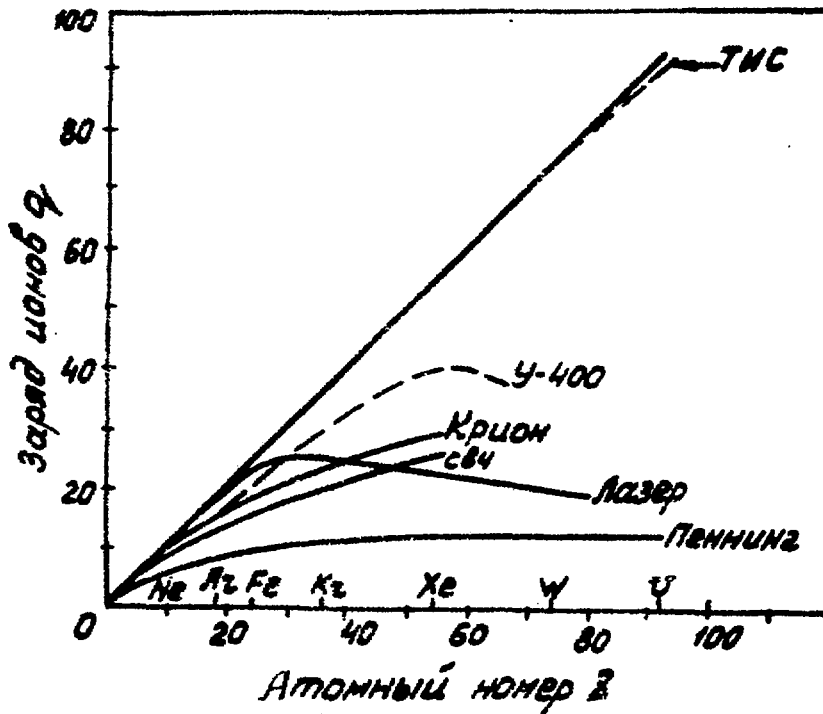


Рис. 33. Заряд ионов, достигнутый в настоящее время в разных источниках ионов и ожидаемый после обдирки ионов, укоренных до запланированных энергий в циклотроне У-400 и синхротроне ТИС

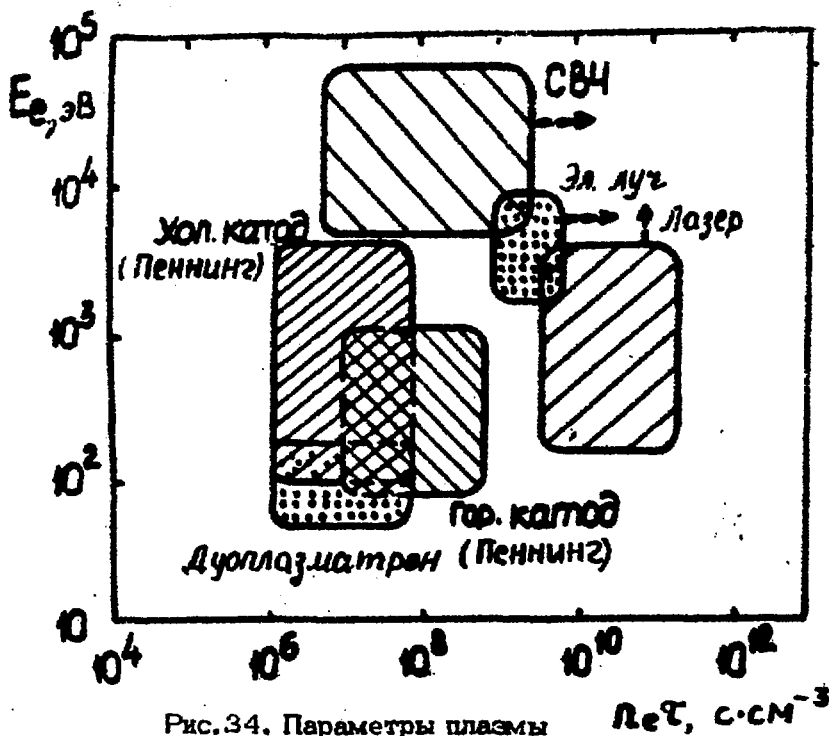


Рис. 34. Параметры плазмы источников многозарядных ионов

службы твердых стрипперов, и для удовлетворительной работы необходимо предпринимать соответствующие меры (применение магазина стрипперов, разогрев стрипперов, переход на пылевые или даже газовые и т.д.).

Сравнение зарядов ионов в зависимости от атомного номера, достигнутых в настоящее время в различных источниках ионов, и которые должны быть получены после обдирки на твердых стрипперах после ускорения до запланированных энергий в циклотроне У-400 [40] и тяжелоионном синхротроне ТИС [41], приведено на рис.33, откуда видно, что эти ускорители обеспечивают очень высокое зарядовое состояние ионов особенно для больших масс. Например, ТИС позволит получать даже ядра урана, что в ближайшее десятилетие маловероятно для других источников ионов.

В связи с тем, что зарядность ионов, получаемых в источниках, определяется такими параметрами плазмы, как электронная температура и произведение плотности электронов на время существования иона в области ионизации ( $n_e \tau$ ), приведем на рис. 34 опубликованные Кларком (см. [27]) параметры плазмы для различных источников, где стрелками показаны направления развития.

#### Л и т е р а т у р а

1. Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов, Атомиздат. М., 1977.
2. Jongen J. e.a. Proc. of 8th Intern. Conf. on Cyclotrons, Bloomington, 1978.
3. Пигаров Ю.Д., Морозов П.М. - ЖТФ, 1961, т. 6, с. 336.
4. Venikov N. e.a. Proc. of 8th Intern. Conf. on Cyclotrons, Bloomington, 1978.
5. Воробьев Е.Д., Пасюк А.С. Препринт ОИЯИ Р7-5177, 1970.
6. Bennet J. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, v. NS-18, p. 55.

7. Ghiorso A. e.a. Preprint UCRL-16839, 1966.
8. Vasiljev P. e.a. - Nucl. Instrum. and Meth., 1969, v. 71, p. 201.
9. Латушкин С.Т. и др. - ПТЭ, 1976, № 3, с. 27.
10. Морозов М.М., Маков Б.Н., Иоффе М.С. - "Атомная энергия", 1957, т. 2, с. 272.
11. Pasjuk A., Tretjakov Ju. Proc. and Int. Conf. on Ion Sources, Vienna, 1972, p. 512.
12. Gavin B. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, v. NS-23, N 2, p. 1008.
13. Hudson E. e.a. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, v. NS-23, N 2, p. 1065.
14. Hirshfield J. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, v. NS-23, N 2, p. 1006.
15. Haushahn G. e.a. Proc. VII Int. Conf. on Cycl., Zurich, 1975, p. 376.
16. Goodh R. e.a. Proc. VIII Int. Conf. on Cyclotrons, Bloomington, 1978.
17. Sakurada J. e.a. Proc. of VIII Int. Conf. on Cyclotrons, Bloomington, 1978.
18. Hudson E. e.a. - Nucl. Inst. and Meth., 1974, v. 115, p. 311.
19. Haushahn G. e.a. Proc. 2th Int. Conf. on Ion Sources, Vienna, 1972.
20. Keller R., Müller M. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, v. NS-23, N 2, p. 1049.
21. Thonemann P. e.a. - Proc. Phys. Soc., 1948, v. 61, p. 483.
22. Geller R. Proc. of 8th Intern. Conf. on Cyclotrons, Bloomington, 1978.

23. Daugherty J. e.a. - Phys. Rev. Lett., 1960, v. 20, p. 369.
24. Arianer J. e.a. - Nucl. Inst. and Meth., 1975, v.124, p. 157.
25. Donetz E.D. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, v. NS-23, p. 897.
26. Вадеев В.П. и др. Препринт ОИЯИ Р7-10823, 1977.
27. Clark D. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1977, v. NS-24, p. 1064.
28. Graybill S. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1972, v. NS-19, N 2, p. 292.
29. Болотин Л.И. и др. - ПТЭ, 1961, № 6, с. 88.
30. Mosher D. e.a. - Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 429.
31. Ананьин О.Б. и др. Препринт ОИЯИ Р7-7368, Дубна, 1973.
32. Быковский Ю.А. и др. - ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 1308.
33. Peacock N., Pease R. - Brit. J. Appl. Phys. Ser., 1969, v. 2, p. 1705.
34. Bobin J., Tonen G., BIST Comiss. a. l. Energie Atom., 1971, N 160, p. 23.
35. Быковский Ю.А. и др. - Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, № 1, с.46.
36. "Сов. Россия", 1976, 23 янв. Сообщение ТАСС.
37. Думан Е.Л., Меньшиков А.И. Препринт ИАЭ-3053, 1978.
38. Nikolaev V., Dmitriev I. - Phys. Lett., 1968, v. 28A, p. 277.
39. Moak T. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, v. NS-23, p. 1126; 1972, v. NS-19, p. 243. Betz H. - Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 465.

40. Шелаев А.И. и др. - "Атомная энергия", 1971, т. 80, с.514

41. Веников Н.И. и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям, т. 1, с. 88, "Наука". М., 1977.



---

Редактор Л.И. Кирюхина

Т-14473 23.08.79. Формат 60x90/16. Уч.-изд. л. 3  
Тираж 139. Заказ 1452. Цена 30 коп. Индекс 3624. ИАЭ.



30 коп.

Индекс 3624