

B-751

19/x-70

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P7-5177

Е.Д. Воробьев, А.С. Пасюк ,

ИСТОЧНИКИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

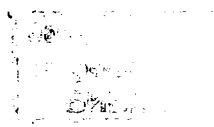
P7-5177

Е.Д. Воробьев, А.С. Пасюк

ИСТОЧНИКИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

(Обзорный доклад на XIV Всесоюзной конференции по эмиссионной электронике, Ташкент, май 1970 года).

8505/2 чф



Введение

Прошло около 15 лет с тех пор, как физики-экспериментаторы стали уделять серьезное внимание ядерным реакциям, производимым многозарядными ионами (м.з.и.). Ускоренные до больших энергий (≈ 10 Мэв/нуклон) тяжелые ионы позволяют значительно расширить экспериментальные возможности ядерной физики (изучение кулоновского возбуждения, реакции передачи при касательных столкновениях, получение изотопов с недостатком нейтронов, получение трансурановых элементов и др.^{/1/}). В настоящее время ускорение многозарядных ионов до больших энергий осуществляется на циклотронах и линейных ускорителях. Моноэнергетический пучок ионов в циклотроне может быть получен при образовании ускоряемых ионов с необходимым зарядом непосредственно в ионном источнике.

Для получения трансурановых элементов и проведения других экспериментов, связанных с взаимодействием многозарядных ионов с ядрами в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) построен трехметровый циклотрон У-300, рассчитанный на ускорение ионов, имеющих $\frac{A}{Z} = 3,5 - 7$ (A и Z - соответственно атомный вес и заряд иона). Так, для ускорения на этом циклотроне ионов неона ($A = 20$

и 22), кремния ($A = 28$), серы ($A = 32$), хлора ($A = 35$ и 37), аргона ($A = 40$) до энергий, достаточных, чтобы преодолеть кулоновский барьер ядра тяжелого элемента (≈ 6 Мэв/нуклон), необходимо иметь заряд иона от 4 до 8 электронных единиц.

В настоящее время интерес физиков, занимающихся реакциями с многозарядными ионами, устремляется к ускорению более тяжелых элементов, находящихся во второй половине таблицы Менделеева, вплоть до урана. Реакции с такими ионами дают возможность получения ядер с зарядом 114 и 126, где предполагается наличие относительно долгоживущих изотопов.

Для того чтобы ускорить такие ионы на циклотроне до энергий 5-6 Мэв/нуклон, необходимо увеличить или радиус магнитных полюсов R , или напряженность магнитного поля H , или заряд иона Z , так как энергия частицы пропорциональна $R^2 H^2 Z^2$. В связи с этим при проектировании ускорителей необходимо знать возможности существующих источников для получения многозарядных ионов таких элементов как Ge, Kr, Mo, Xe, W и др., так как стоимость циклотронного ускорителя растет примерно пропорционально $R^{2,5}$.

Многозарядные ионы представляют определенный интерес и для других областей физики. Так, весьма интересны явления, вызываемые м.э.и. на поверхности твердого тела, такие как вторичная электронная кинетическая и потенциальная эмиссия, катодное распыление металлов и изоляторов; взаимодействие м.э.и. с отдельной сложной молекулой; измерение порогов возбуждения и ионизации м.э.и.; измерение сечений ионизации в переходах от Z_1 к Z_{i+1} ; определение и калибровка оптических спектров в астрономических исследованиях и другие.

В связи с вышесказанным представляет интерес рассмотреть некоторые вопросы, связанные со способами получения м.э.и. и с конструкцией приборов, предназначенных для получения м.э.и.

1. Скорость ионообразования и сечение ионизации.

Процессы образования многозарядных ионов

К настоящему времени известно в основном четыре способа получения многозарядных ионов:

- а) в дуговом разряде при малых давлениях ($\approx 10^{-3}$ торр);
- б) с помощью электронного пучка при очень высоком вакууме ($\approx 10^{-8}$ торр и выше);
- в) при взаимодействии мощного лазерного луча с поверхностью твердого тела или с газом;
- г) при мощном искровом разряде.

✓ Прежде чем перейти к рассмотрению приборов для получения м.э.и. следует напомнить, что в дуговых ионных источниках и в случае электронного пучка ионизация газа в основном осуществляется электронным ударом. Скорость ионизации в этом случае равна ^{1/2}

$$R = \frac{N_0 v_N}{4} P(j_e), \quad (1)$$

где $\frac{N_0 v_N}{4}$ - поток нейтральных частиц через разряд; $P(j_e)$ - средняя вероятность ионизации, которая равна

$$P(j_e) = 1 - \exp \frac{-j_e \sigma_1 \ell}{v_N}. \quad (2)$$

Здесь ℓ - длина пути ионизирующей частицы в разряде, v_N - ее скорость ($\tau = \frac{\ell}{v_N}$ - время нахождения частицы в разряде); σ_1 - сечение ионизации, зависящее от энергии электронов.

Из уравнения (2) видно, что вероятность ионизации, а, следовательно, и скорость ионизации, пропорциональна току дуги при малых его величинах и стремится к насыщению при очень больших токах. Она также является функцией энергии электрона и зависит от времени нахождения ионизирующей частицы в разряде. Число ионов зависит также от вероятности рекомбинации или перезарядки. Последние процессы делают увеличение выхода многозарядных ионов критически зависимым от концентрации нейтральных частиц в разряде.

Из квантовомеханической теории ионизации электронным ударом^{/3/} получается выражение для сечения однократной ионизации

$$\sigma_1 = \frac{C_1}{U U_1} \ln \frac{C_2 U}{U_1}, \quad (3)$$

где C_1 и C_2 - постоянные, U - энергия налетающего электрона, U_1 - энергия связи отрываемого электрона. Для сечения ионизации i -го электрона выражение аналогично^{/4/}, но константы другие.

Хотя функция $\frac{1}{U} \ln U$ имеет максимум и последующий спад, следует подчеркнуть, что она применима только в области высоких энергий электронов.

Удобная аппроксимация^{/5/} для начального хода функции ионизации представляет собой соотношение

$$\sigma_1 = a (U - U_1). \quad (4)$$

При подходе к максимуму и за максимумом в качестве приближения можно пользоваться выражением

$$\sigma_1 = a (U - U_1) e^{-\frac{U - U_1}{b}}. \quad (5)$$

В (4) и (5) величины a и b - эмпирические константы.

Для сечения ионизации многозарядных ионов вблизи порога ионизации ход кривой подчиняется показательному закону^{/6/}

$$\sigma_i = C (U - U_i)^n, \quad (6)$$

где C - коэффициент пропорциональности, n - степень ионизации.

Экспериментальному определению сечений ионизации для образования многозарядных ионов при однократном столкновении с энергичным электроном в литературе посвящено много работ (см., например,^{/7,8/}).

Из этих работ следует, что эффективность образования многозарядных ионов при однократном столкновении очень мала (рис. 1 и 2). По-видимому, преобладающим процессом образования многозарядных ионов в дуговом ионном источнике является ступенчатая ионизация, что подтверждается в работе^{/9/}. В некоторых определенных случаях имеется большая вероятность образования многозарядных ионов за счёт Оже-эффекта при выбивании внутреннего электрона атома.

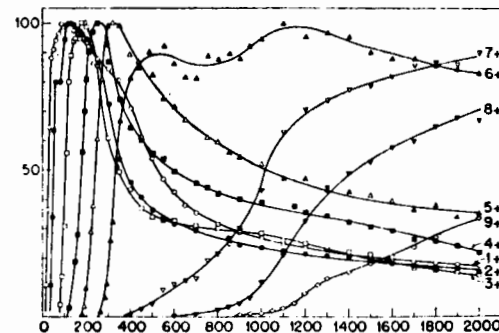


Рис. 1. Кривые эффективности ионизации для ионов ксенона электронами с энергией до 2000 эв. Все кривые пронормированы к 100 в максимуме сечения (если он достигается для данного иона). По оси абсцисс - энергия электронов в эв, по оси ординат - относительные сечения. Отношения токов от различных ионов, зарегистрированных вторичными умножителями, приведены в таблице. При этом изменение коэффициента вторичной эмиссии для разных зарядов не учитывалось.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	1	0,37	0,38	0,15	0,044	0,0075	0,02	0,05	0,0037

2. Дуговые источники многозарядных ионов

Основные требования, предъявляемые к параметрам разряда в дуговом источнике многозарядных ионов, следующие:

а) Напряжение разряда должно быть достаточно высоким (400–1000 в) вместо 100–200 в в случае источника для получения ионов водорода). Необходимость высоких напряжений определяется быстрым ростом потенциала ионизации по мере увеличения кратности заряда иона.

б) Токи разряда должны иметь большие плотности. Это связано с тем, что, во-первых, сечения ионизации многозарядных ионов малы, а во-вторых, поскольку многозарядные ионы, по-видимому, в основном образуются в результате ступенчатой ионизации, то необходимо, чтобы в разряде преобладали процессы, приводящие к повышению кратности заряда.

в) Отбор многозарядных ионов должен производиться из того места, где они зародились, чтобы не произошло понижения заряда в результате столкновения с нейтральным атомом или с ионом меньшей кратности заряда.

Требование последнего пункта может быть выполнено выбором положения эмиссионной щели в газоразрядной камере, точной юстировкой взаимного расположения катода по отношению к стенке, в которой прорезана эмиссионная щель, и тонкой регулировкой подачи рабочего газа.

Первые два требования (пункты а) и б)) трудно совместить при постоянном режиме разряда, так как разогрев катода в результате ионной бомбардировки приводит к возникновению самостоятельного разряда, и, следовательно, к понижению напряжения на дуге. В импульсном режиме выполнить эти требования значительно легче.

В источнике для многозарядных ионов должна быть заложена возможность независимой регулировки в широких пределах тока и напряжения дуги, а также скорости подачи газа, так как при оптимальных выходах различных ионов эти параметры не совпадают.

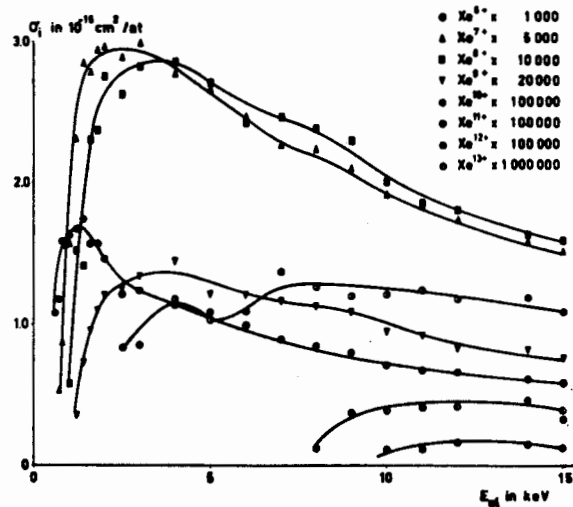
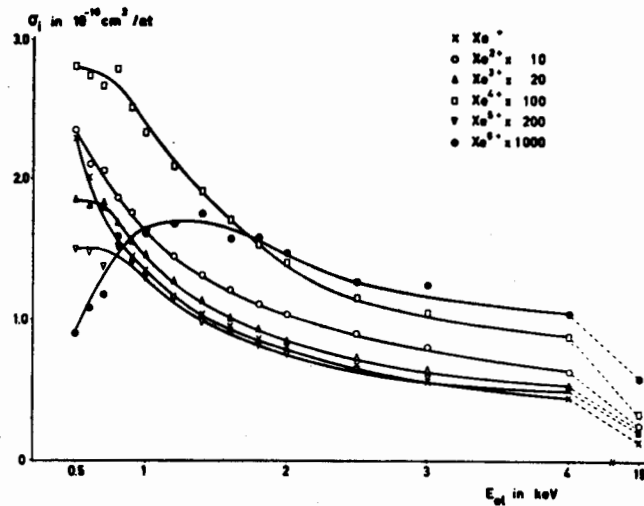


Рис. 2. Сечения ионизации для ионов ксенона энергичными электронами (до 15 кэВ).

Большие напряжения и большие токи в разряде требуют от конструкции источника интенсивного теплоотвода при малых геометрических размерах газоразрядной камеры и применения термостойких конструктивных и изоляционных материалов.

Характерными общими чертами всех известных источников многозарядных ионов для ускорителей являются: а) дуговой разряд при низком давлении ($\approx 10^{-3}$ торр); б) наличие сильного магнитного поля (несколько килоэрстед), силовые линии которого параллельны оси разряда; в) осуществление осцилляции электронов вдоль газоразрядной камеры с целью увеличения эффективности ионизации. С точки зрения типа применяемых катодов источники делятся на две группы: с холодными катодами и с горячими катодами; последние, в свою очередь, имеют прямого накала и подогревные. В линейных ускорителях магнитное поле создается специальным магнитом или соленоидом; в циклотронах, как правило, источник находится в поле основного магнита. Для осуществления осцилляции электронов в конструкциях источников предусматривается наличие отражательного электрода (часто называемого антикатодом), на который обычно подается такой же потенциал, как на катод. В некоторых случаях этот электрод остается под "плавающим" потенциалом, будучи изолированным от всех других деталей.

В основу разработанных источников многозарядных ионов, применяемых в настоящее время на линейных ускорителях и циклотронах, положены три конструкции: а) источник с накаливаемым катодом (толстая танталовая или вольфрамовая нить) и "плавающим" антикатодом ^{/10/}; б) источник с холодными катодами, имеющими одинаковый потенциал ^{/11/}; в) источник с подогревным катодом и холодным антикатодом, имеющим потенциал катода ^{/12/}.

К недостаткам источника с катодом в виде накаленной нити следует отнести малый срок службы и малое напряжение из-за разогрева нити ионной бомбардировкой. Недостатком источника с холодными катодами является то, что для увеличения тока разряда необходимо увеличивать подачу газа в источник, т.е. связанность этих двух параметров. Преимуществом источника с подогревным катодом является независимая регулировка в широких пределах тока и напряжения на разряде и скорости подачи газа, а также приемлемый срок службы катода.

3. Исследование источника с подогревным катодом

Как указывалось ранее, при конструировании источника многозарядных ионов для ускорителей ОИЯИ за основу был принят источник последнего типа, разработанный Б.Н. Маковым и др., конструкция которого наилучшим образом удовлетворяет вышеперечисленным требованиям к источникам многозарядных ионов.

Схема газоразрядной головки и блок-схема питания источника приведены на рис. 3 ^{/13/}.

Подогревный вольфрамовый катод (2) разогревается бомбардировкой электронами, эмиттированными накаленной нитью (1); антикатод (4) — молибденовый; анод (он же газоразрядная камера) — медный, охлаждаемый водой. Для осуществления импульсного режима работы источника синхронно с циклотроном используются модуляторные лампы типа ГМ-1А (две в параллель).

Исследования проводились на специально созданном стенде ^{/14,15/}, в котором применялся принцип разделения ионов по зарядам при повороте на 180° в однородном магнитном поле. Кроме этого, применялся оптический метод исследования разряда. При исследованиях на циклотронах пробник вводился на внутренний радиус ускорителя, где и регистрировались попадающие на коллектор ускоренные ионы.

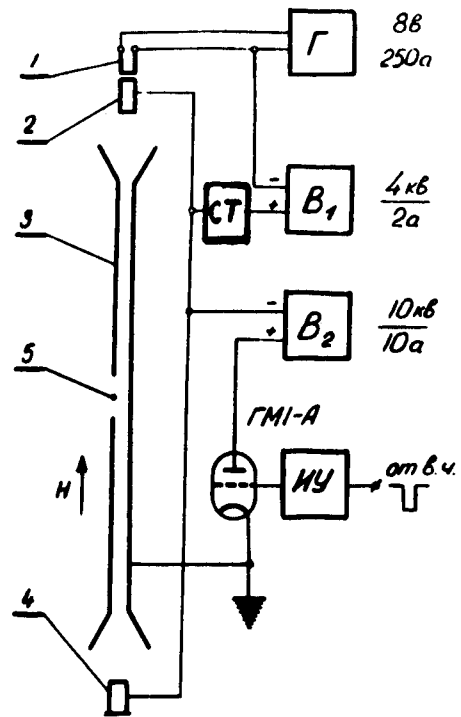


Рис. 3. Блок-схема питания источника: 1 - нить, 2 - катод, 3 - анод, 4 - антикатод, 5 - эмиссионная щель, ИУ - импульсный усилитель, Г - машинный преобразователь частоты (5-10 кгц) или выпрямитель, СТ - стабилизатор тока подогрева катода, Н - направление магнитных силовых линий, В₁ - источник питания подогрева катода, В₂ - источник питания дугового разряда. Числа у блоков соответствуют максимальным значениям напряжения и тока этих узлов.

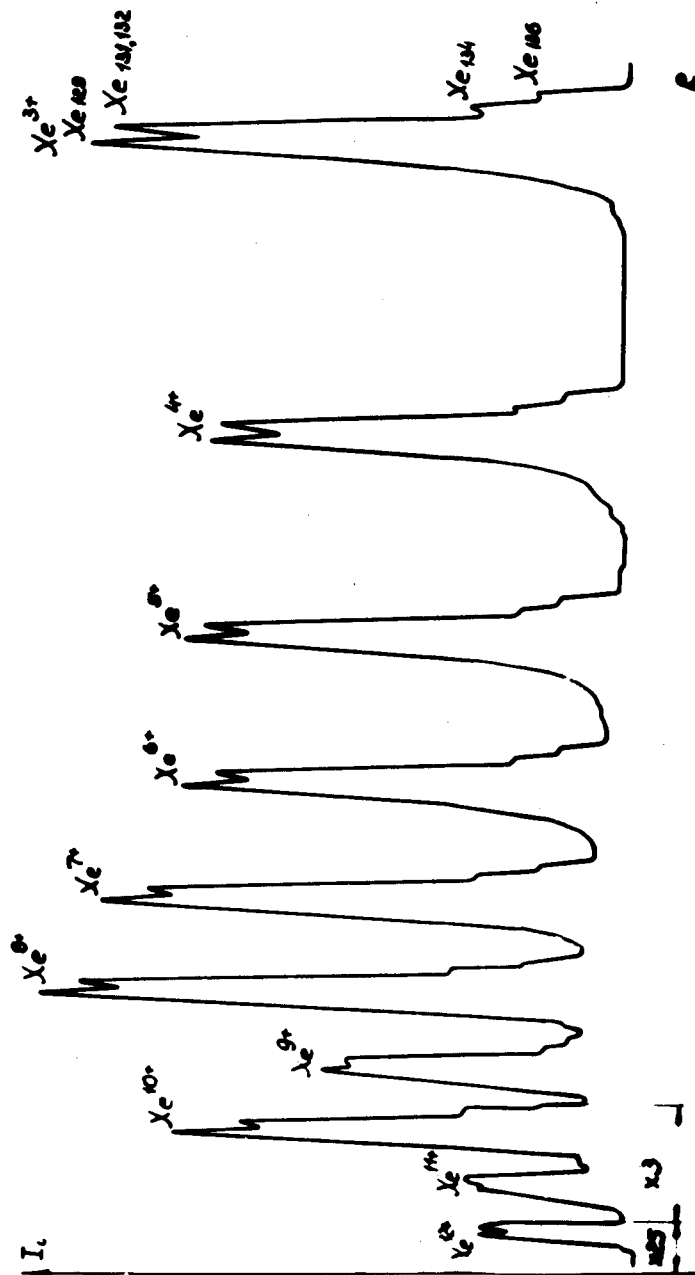


Рис. 4. Диаграмма токов различных ионов ксенона. На рисунке отмечено, во сколько раз изменено усиление для высокозарядных ионов по сравнению с низкозарядными. По горизонтальной оси отложено расстояние от источника ионов вдоль линии фокусов, по вертикальной - относительный выход различных ионов.

1. В опытах по определению скорости распыления ^{/16/} катода было найдено, что она почти не зависит от рода подаваемого в источник газа. На основании этих данных показано, что распыление катода идет в основном ионами, полученными из частиц материала катода, т.е. происходит самораспыление.

Оказалось, что количество распыленного с катода вольфрама можно рассчитать по эмпирической формуле:

$$\Delta M = AIU^2 \frac{t}{Q}, \quad (7)$$

где ΔM - вес распыленного вольфрама (г); I - ток дуги (а);
 U - напряжение на дуге (кв); t - время работы (час); Q - скважность импульсной работы источника (отношение периода следования импульсов к длительности импульса); $A = 1,5 \pm 0,3$ - коэффициент пропорциональности.

2. Оптическим методом было определено относительное распределение концентрации ионов газа и материалов катода и антикатада вдоль разряда и по сечению ^{/17/}. Оказалось, что наибольшее количество ионов газа находится примерно посередине газоразрядной камеры, если коэффициенты катодного распыления катода (вольфрам) и антикатада (молибден или железо) равны или близки по значению. Около катода и антикатада преобладают ионы из материалов этих электродов. При этом чем больше коэффициент катодного распыления материала антикатада (например, медь), тем дальше продвигаются эти ионы и дальше от него смещается максимум концентрации ионов газа.

Такое распределение относительной концентрации объясняется тем, что со стороны катода и антикатада во время разряда в результате катодного распыления создаются большие концентрации частиц ($\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$) их материалов, которые и смещают частицы газа к средней части камеры.

В опытах по определению распределения концентрации ионов по сечению газового разряда найдено, что на оси концентрация ионов примерно в два раза выше, чем на границе плазмы.

Спад концентрации ионов от оси к границе плазмы объясняется уходом ионов на стенки камеры и уменьшением температуры боковых стенок катода, что приводит к уменьшению плотности электронов вдоль разряда в этих местах.

3. На рис. 5, 6 и 7 представлены характеристики ионного источника по основным параметрам дугового разряда, влияющим на выход многозарядных ионов.

Из рис. 5 видно, что чем меньше подается газа в ионный источник (вплоть до срыва дуги), тем больше получается многозарядных ионов. При этом такая зависимость сильнее для ионов с высоким зарядом.

Одна из причин увеличения интенсивности многозарядных ионов при уменьшении подачи газа состоит в том, что при понижении концентрации нейтральных частиц повышается температура электронов.

Во-вторых, такой ход кривых, по-видимому, объясняется еще и тем, что с уменьшением концентрации частиц в разряде увеличивается время жизни иона. А поскольку основными процессами образования многозарядных ионов, являются, по-видимому, ступенчатые процессы ^{/8/}, то необходимо, чтобы ионы и малой зарядности имели большое время жизни.

Как указывалось в работе ^{/8/}, при увеличении расхода газа увеличивается ионная составляющая и уменьшается электронная составляющая общего тока дуги. Это также приводит к уменьшению выхода многозарядных ионов.

4. Из рис. 6 и 7 видно, что при увеличении напряжения или тока дуги с некоторого момента начинается спад интенсивности. При этом, чем выше зарядность иона, тем выше напряжение или ток дуги, соответствующее максимуму выхода данных ионов.

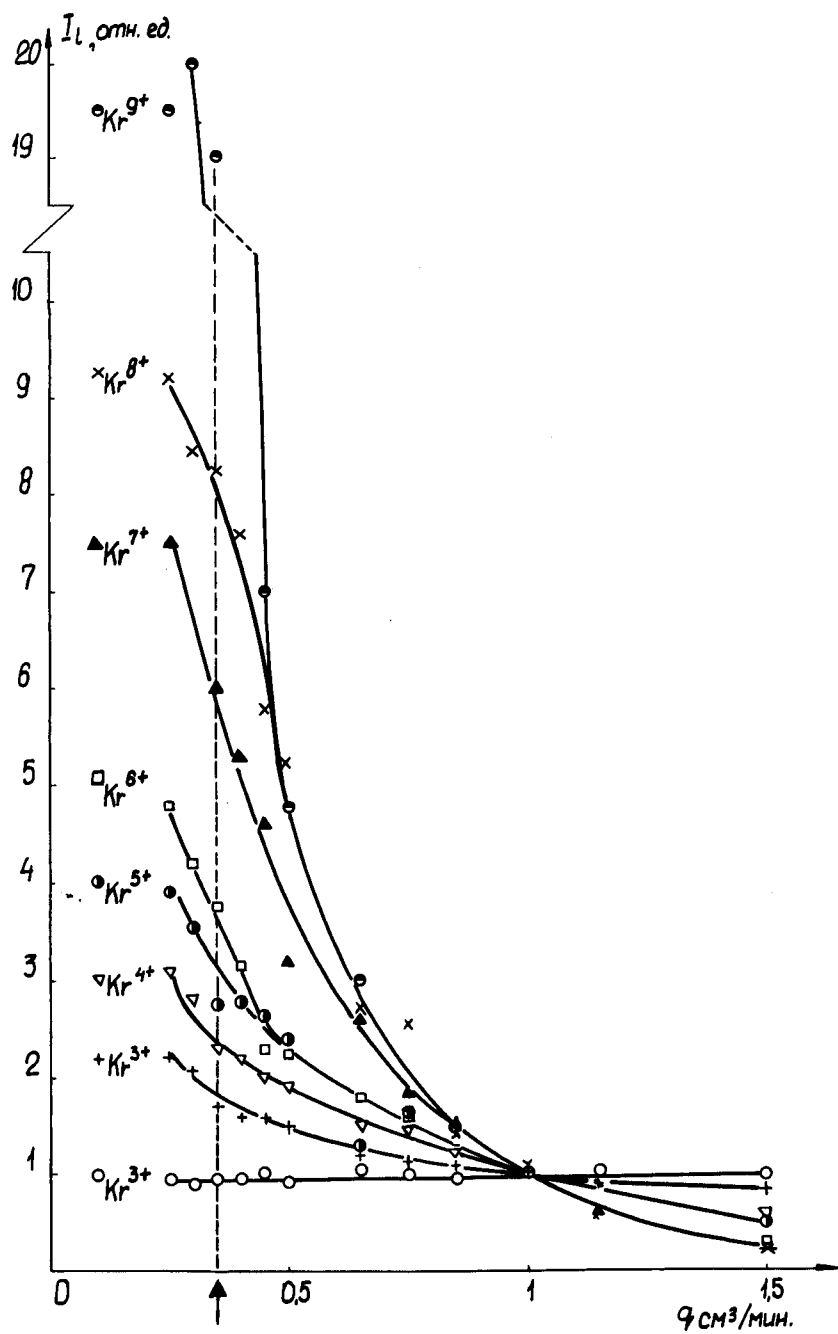


Рис. 5. Зависимость выхода ионов криптона от расхода газа. Кривые про-
нормированы к единице при $q = 1 \text{ см}^3/\text{мин}$. Ток дуги $I_d = 4,8 \text{ а}$, напряже-
ние дуги $U_d = 600 \text{ в}$. Стрелка указывает оптимальный расход газа.

Таблица 1
Токи ионов Ar, Kr, Xe и W, полученные при стеновых испытанных источниках

Тип источника	Ион	U_d (в)	I_d (а)	1+	2+	3+	4+	5+	6+	7+	8+	8+	10+	11+	12+
Полупроводный катод	Ar	900	6	20	37	42	25	7	1,6	0,4	0,1				
	Kr	450	12,7	11	17	40	47	32	20	7	2,5	0,2	0,08		
	Xe	800	13	4	12	31	35	39	35	30	24	5,9	2	0,4	0,1
Подогреваемый катод	W (из W ₆)	500	6,5	-	-	-	2	3	6	5	2	1,6	0,4	0,2	0,05
	W (из расп. катода)	900	5	-	-	-	3,4	8,2	10,6	5,4	1,3	0,32	0,05	-	-
Холодные катоды	Ar	2900	0,9	-	4,2	3,2	1,7	0,75	0,25	0,08	0,015				
	Kr	1500	2	1,5	1,3	1	0,63	0,58	0,38	0,17	0,07	0,04	0,012		
	Xe	1500	2	1,9	1,6	1,3	1	0,9	0,5	0,45	0,25	0,14	0,07	0,02	0,01

Примечания: 1. Величины токов, приведенные в таблице, означают ток ионов в импульсе (ма).
2. Данные для источника с холодными катодами взяты для Ar из работы /11/ для Kr и Xe - из работы /19/.

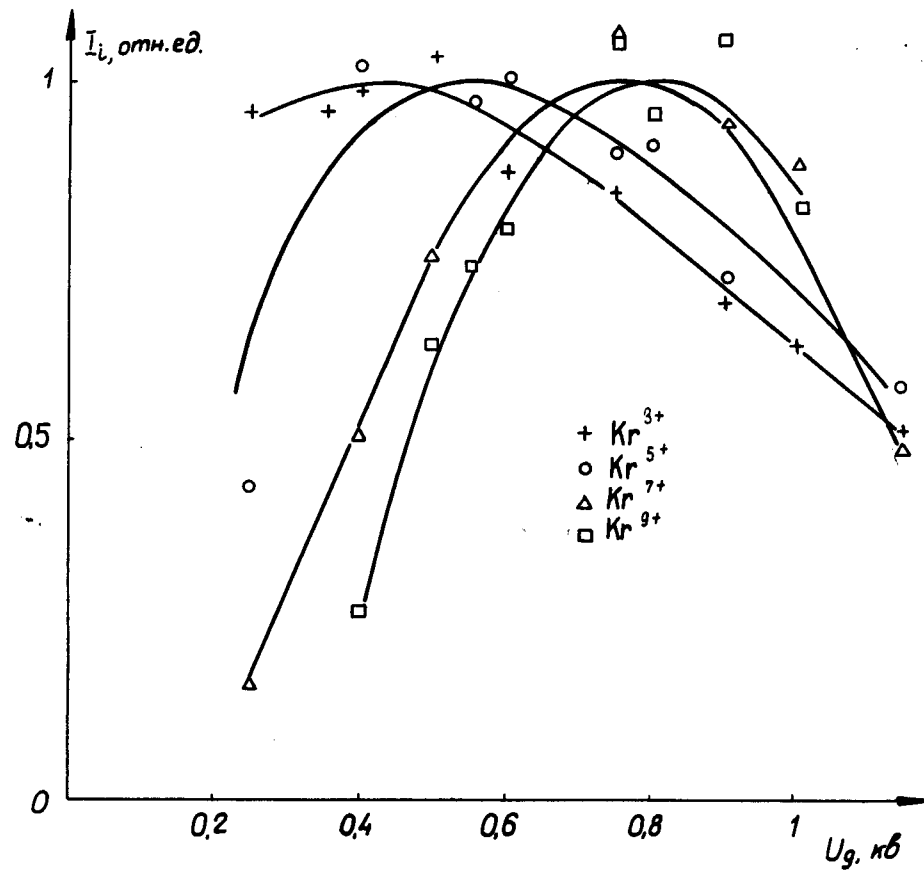


Рис. 6. Зависимость выхода многозарядных ионов криптона от напряжения на дуге. Ток дуги $I_d = 5a$. Кривые пронормированы к единице в максимуме.

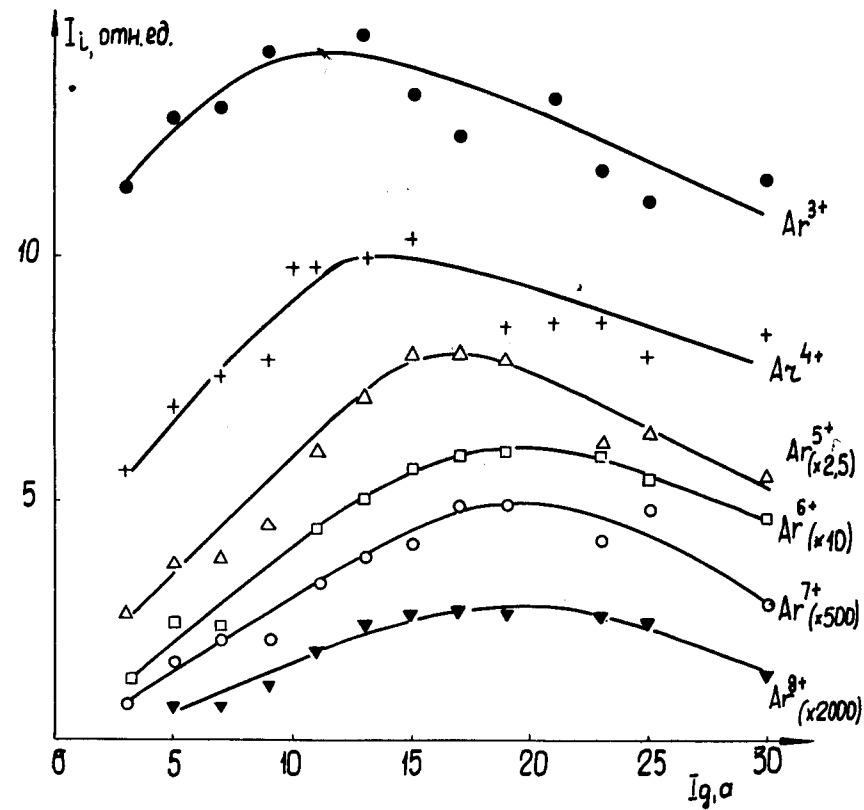


Рис. 7. Зависимость выхода ионов аргона от тока дуги. Напряжение дуги $U_d = 550$ в. Числа в скобках означают коэффициент увеличения данных.

Одной из основных причин спада интенсивности после максимума является появление в разряде большого количества частиц материалов катода и антикатода, концентрация которых становится сравнимой с концентрацией частиц подаваемого газа ^{/16/}. Увеличение концентрации этих частиц сказывается подобно увеличению потока газа в ионный источник, а последнее, как было показано выше, приводит к уменьшению выхода многозарядных ионов. При появлении частиц материалов катода и антикатода в разряде оптическим методом наблюдалось понижение температуры электронов ^{/18/}.

5. В таблице 1 и на рис. 8 приведены величины токов, полученных на стенде, различных тяжелых ионов при настройке параметров источника на оптимум выхода высокозарядных ионов. Для сравнения приведены результаты, полученные из источника с холодными катодами, применяемого на американских линейных ускорителях ^{/11,19/}.

Из рис. 8 видно, что чем тяжелее атом, тем больше ток высокозарядных ионов одинаковой кратности заряда и тем выше средний эффективный заряд извлеченных из источника ионов. Видно также, что интенсивность токов ионов Kr и Xe мало меняется до восьмикратной зарядности. Токи ионов ($Z \geq 4$) криптона и ксенона больше примерно в 10 раз, чем токи этих же ионов, полученные из источника с холодными катодами, применяемого на американских линейных ускорителях.

Для получения ионов из твердых веществ применяется в основном два способа подачи их в разряд: а) испарение при высоких температурах и б) катодное распыление. В ОИЯИ разработаны источники, использующие оба эти способа ^{/20,21/}.

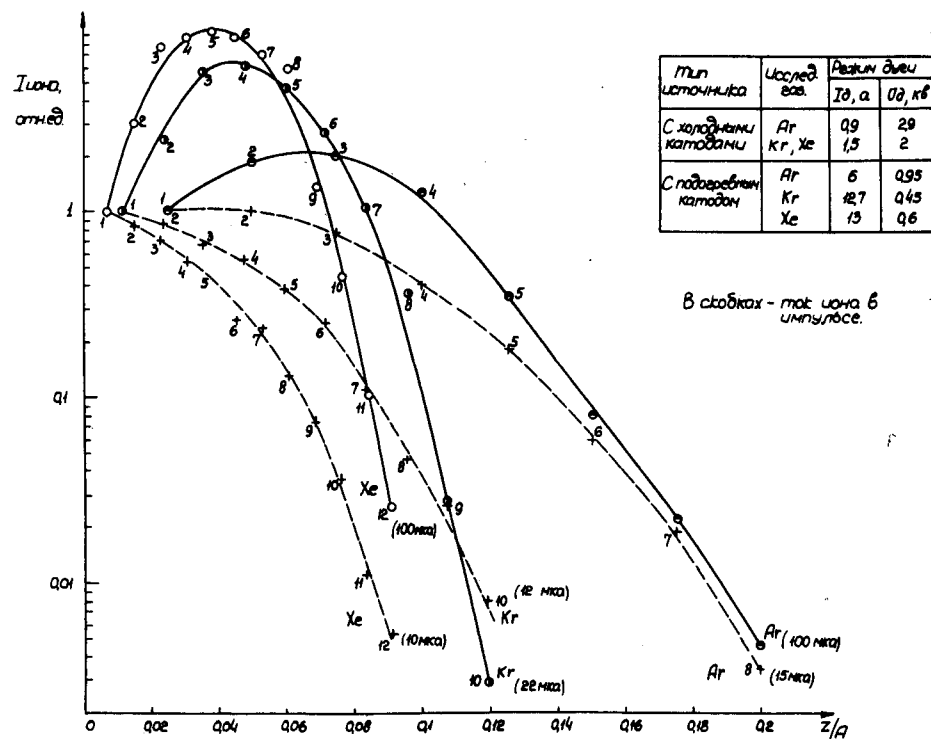


Рис. 8. Относительный выход ионов криптона и ксенона по зарядности. Кривые пронормированы к току однозарядных ионов. Цифры на кривых указывают заряд иона. В скобках указано абсолютное значение тока в импульсе для ионов Ar^{8+} , Kr^{10+} , Xe^{12+} .

4. Получение м.э.и. с помощью электронного пучка
при очень высоком вакууме

1. Электроннолучевой источник м.э.и. разработан в Дубне и описан в работах /22,23/, авторами которых являются Е.Д. Донец, В.И. Илющенко, В.А. Альперт.

Экспериментальные данные многих работ показывают, что сечения многократной ионизации атома в одном столкновении с электроном малы, поэтому такой способ получения м.э.и., по-видимому, не позволит получить больших потоков м.э.и.

Из уравнения (2) видно, что вероятность ионизации при малых плотностях j_e имеет вид

$$P(j_e) = \sigma_1 j_e \tau. \quad (8)$$

Следовательно, в процессе последовательной ионизации необходимая зарядность может быть получена, если обеспечена заданная величина произведения плотности электронного пучка j_e на время взаимодействия τ . При определенной энергии электронов U и заданной плотности пучка j_e полное время взаимодействия, необходимое для достижения кратности ионизации Z , складывается из суммы времен перехода с вероятностью единицы ($\tau_{i \rightarrow i+1}$) из низшего зарядового состояния i в последующее $i+1$ и т.д. до состояния Z , то есть

$$\tau = \sum_{i=0}^{Z-1} \tau_{i \rightarrow i+1}. \quad (9)$$

При условии, что вероятность ионизации равна единице, т.е.

$$\sigma_{i \rightarrow i+1} j_e \tau_{i \rightarrow i+1} = 1 \quad (10)$$

и известно $\sigma_{i \rightarrow i+1}$, может быть рассчитано $\tau_{i \rightarrow i+1}$.

Для полного времени τ соотношение (10) не имеет смысла, хотя τ и есть время перехода с вероятностью 1 из нейтрального атома в ион с зарядом Z .

В работе /22/ приводится приблизительный график зависимости кратности ионизации Z для урана от $j_e \tau$ (рис. 9), которое принимается равным

$$j_e \tau = j_e \sum_{i=0}^{Z-1} \tau_{i \rightarrow i+1} = \sum_{i=0}^{Z-1} \frac{1}{\sigma_{i \rightarrow i+1}}. \quad (11)$$

Здесь $\sigma_{i \rightarrow i+1}$ рассчитывалось по формуле, приведенной в работе /4/.

Из рисунка видно, что для получения зарядности в 35-40 единиц даже при плотности тока 100 а/см^2 необходимое время взаимодействия около 0,1 сек.

Столь длительное взаимодействие обеспечивается использованием эффекта естественного провисания потенциала в сплошном электронном пучке, имеющем отрицательный пространственный заряд. Разность потенциалов ΔU между границей пучка с радиусом R и осью выражается формулой /24/

$$\Delta U = 1,52 \cdot 10^4 \frac{I}{U^{1/2}}, \quad (12)$$

где I - ток пучка (а), U - ускоряющее напряжение (в). Так, глубина потенциальной ямы на оси пучка с энергией 8 кэв и током в 1а составляет ≈ 160 вольт.

Уход ионов вдоль оси пучка ограничивается внешними потенциалами на конечных участках пучка. Таким образом, ионы оказываются в ловушке, а время пребывания их там, в основном, определяется скоростью нейтрализации пространственного заряда электронов при ионизации остаточного газа, следовательно, необходимо иметь хороший вакуум. Так, при давлении 10^{-10} торр и энергии электронов 8 кэв время нейтрализа-

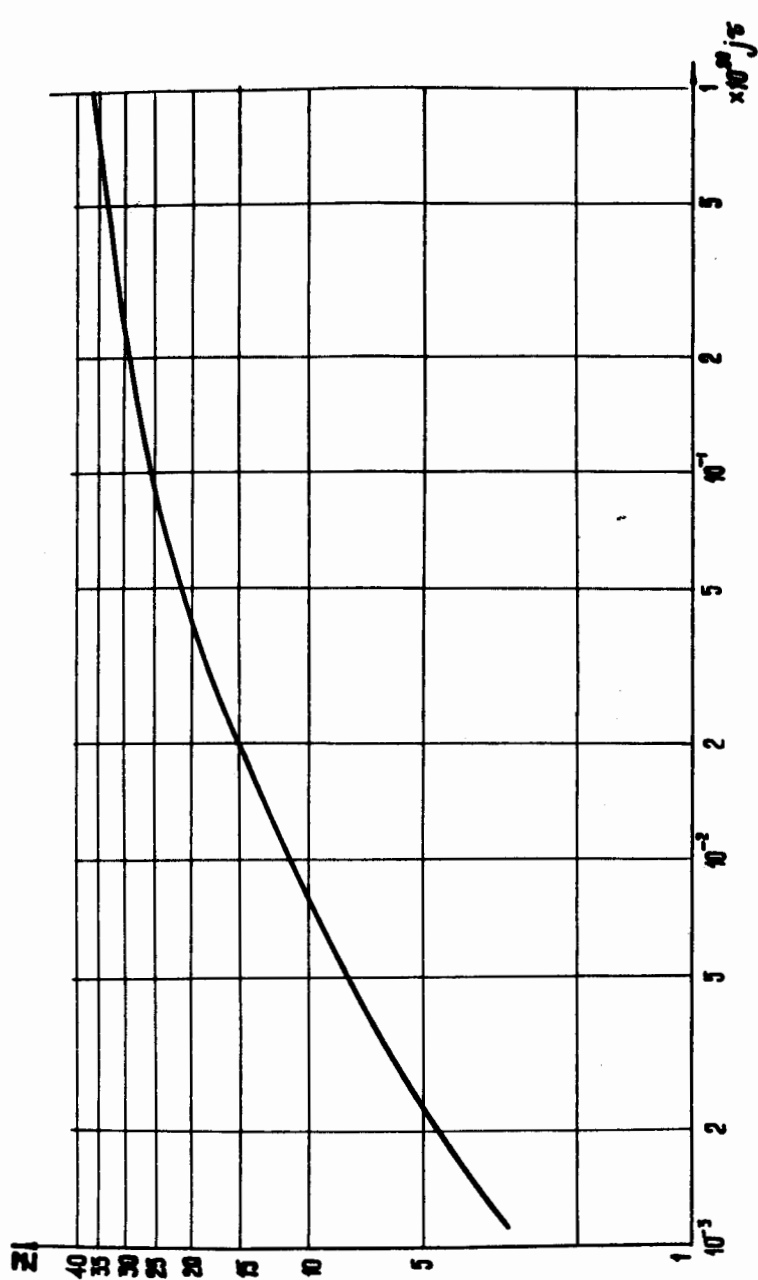


Рис. 9. Зависимость кратности ионизации Z от величины произведения электронного пучка j_e (эл/см²·сек) на время взаимодействия τ (сек.).

ции порядка 1 секунды, что вполне достаточно для получения ионов очень высоких зарядностей.

Если в сформированный пучок электронов, имеющий электростатические пробки на концах для ионов, ввести какие-то малозарядные ионы, то они будут там удерживаться до наступления нейтрализации. Не дожидаясь такого момента, можно снять потенциал или сделать его отрицательным на одном из концов пучка, и тогда ионы уйдут в этом направлении. Их можно использовать для ускорения или других целей. Далее процесс повторяется.

Получение м.з.и. электронным пучком при высоком вакууме впервые было осуществлено Редхедом^{/25/}. Электронный пучок с энергией 250 эв и плотностью $5 \cdot 10^{-2}$ а/см² пропусклся через ионизационную камеру при вакууме $5 \cdot 10^{-11}$ торр. Были получены ионы Xe^{10+} , Kr^{7+} , Ar^{6+} , Ne^{5+} .

В ОИЯИ для практического осуществления ионизации рассмотренным способом была создана установка, схема которой показана на рис. 10^{/22,23/}. В этой установке при давлении $2 \cdot 10^{-8}$ торр и при $j_e \tau = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻² (энергия электронов 2,3 кэв) наблюдались ионы C^{5+} , N^{6+} и O^{7+} из остаточного газа. Затем импульсным испарением в установку вводилось золото. На выходе из установки наблюдались ионы золота вплоть до девятнадцатизарядных ($\approx 10^8 - 10^9$ сек⁻¹). Ионы регистрировались вторично-электронным умножителем типа ВЭУ ОТ-8М^{/26/} с внутренним делителем. Разделение по зарядам осуществлялось с помощью время-пролетного сепаратора.

Авторы считают, что реально создать источник интенсивностью $2 \cdot 10^{13}$ ионов/сек урана с зарядом 24+.

2. Разработана теоретически и изготовлена еще одна установка^{/27-29/} для получения высокозарядных ионов, которая называется НИРАС (плазменный ускоритель тяжелых ионов). Она представляет собой тор

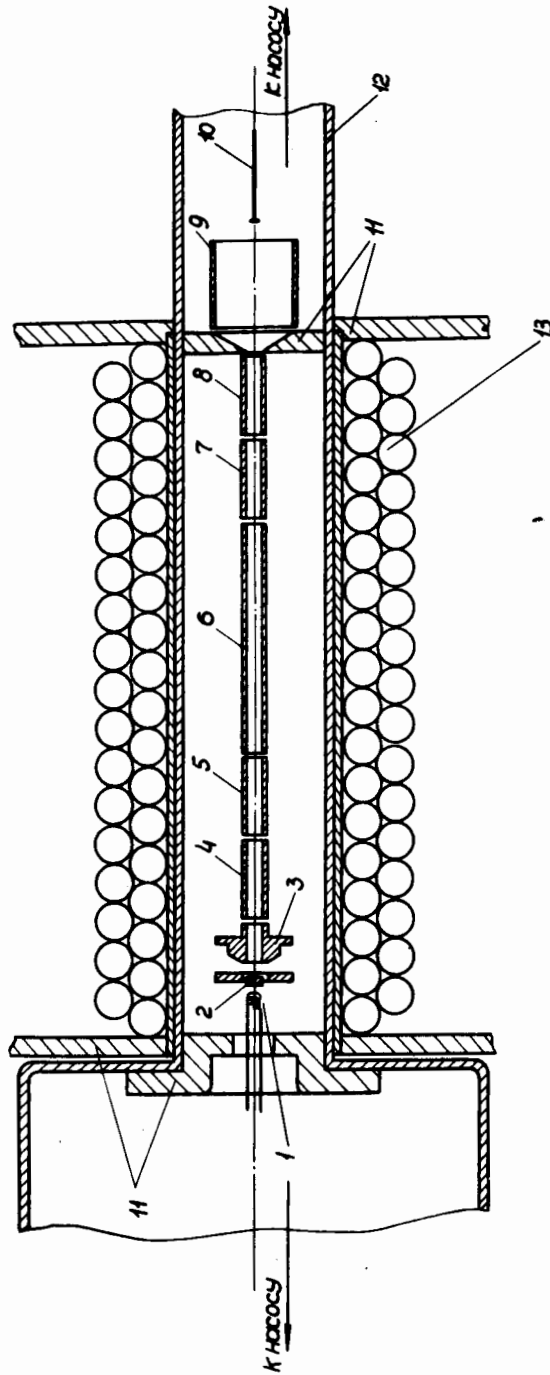


Рис. 10. Схема электроннолучевого источника. 1 - нить накала, 2 - катод, 3 - анод, 4-8 - секции дрейфовой трубки, 9 - коллектор электронов, 10 - коллектор ионов, 11 - магнитные полюса соленоида, 12 - корпус, 13 - обмотка соленоида.

(рис. 11) с большим радиусом, равным 20 см, и малым радиусом - 3 см. С помощью катушки создается азимутальное магнитное поле напряженности в 5000 эрстед. Этим полем удерживается электронный пучок с энергией ≈ 10 кэв и плотностью около 10^{11} см⁻³. Электронный пучок, образующий тороидальный потенциал, будет ионизовать и удерживать ионы до тех пор, пока он будет оставаться стабильным. Высокая кинетическая энергия электронов приведет в результате к ударной ионизации электронным пучком с энергией около 10^6 ватт/см². Эффективная мощность электронного пучка этого источника порядка нескольких сотен Мвт, но она является полностью реактивной.

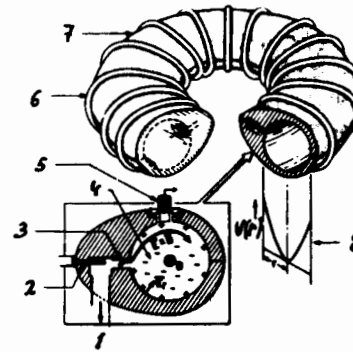


Рис. 11. Схематический рисунок, показывающий основные особенности предлагаемого источника высокоионизованных тяжелых ионов. 1 - к насосу, 2 - изоляционная прокладка, 3 - щель для инжектирования электронов, 4 - электронное облако, 5 - отклоняющее устройство, 6 - соленоид для создания магнитного поля, 7 - тороидальная вакуумная система, 8 - форма потенциала.

Предполагается, что в таком приборе можно будет получать 10^{13} сек⁻¹ ионов Kr^{20+} , 10^{11} сек⁻¹ ионов U^{60+} при токе электронов 100 а с энергией 10 кэв.

Извлечение ионов предполагается осуществлять созданием возмущения электрическим полем на внешней поверхности тора. Теоретические расчёты показывают, что можно получить эмитанс такого источника ≈ 10 см мрад (Мэв/нуклон)^{1/2}.

В настоящее время пока экспериментально получено время удержания электронов 3 мсек, которое полностью ограничивается условиями

вакуума. Получена плотность электронов $7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ в торе с малым радиусом 10 см. Эксперименты продолжаются в направлении достижения времени удержания от 0,1 до 4 сек, повышения электронной плотности, получения и извлечения тяжелых ионов.

3. Следует упомянуть еще об одной работе ^{/30/}, в которой дан теоретический расчёт условий для удержания и нагрева электронов и образования м.э.и.

Схематически установка представляется в виде цилиндра, заключенного в соленоид, создающий напряженность магнитного поля около 1000 эрстед. На краях цилиндра магнитные пробки. В эту ловушку инжектируются и запираются в ней медленные электроны с плотностью $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а затем нагреваются до температуры 10 кэВ. Объемный заряд образует потенциальную яму для ионов в 1000 в. По расчётам должны получаться ионы, ободренные наполовину за время $\tau \leq 10^{11} / n_e \text{ сек.см}^2$. Предполагается, что желаемая плазма получается постоянной инъекцией электронов, которые нагреваются циклотронным ускорением и улавливаются магнитными зеркалами.

4. Имеется теоретический расчёт еще одного прибора ^{/31/}, несколько похожего на предыдущий. В этом приборе предполагается получать м.э.и. не в результате многоступенчатой ионизации, а за счёт оже-эффекта при однократном ударе электрона с атомом. Электроны в объеме удерживаются магнитными пробками и нагреваются электронно-циклотронным способом. Давление в объеме — около 10^{-4} торр. Автор предполагает, что можно получить плотность тока ионов Xe^{12+} 20 мка/см². Полный ток с площади 300 см^2 6 ма. Прибор может работать не импульсно, а непрерывно.

5. Получение многозарядных ионов при фокусировке излучения лазера на твердую мишень

В периодической литературе опубликован ряд статей ^{/32-35/}, в которых сообщается об изучении оптических спектров многозарядных ионов, полученных при фокусировке излучения лазера в режиме модулированной добротности на твердую мишень. В этих опытах длительность импульса на полувысоте — 15 нсек при энергии 8–10 дж. Температура электронов в образованном плазменном сгустке порядка 100 эВ при концентрации $n_e \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Энергия ионов, вылетающих из такой плазмы, соответствует ускоряющему напряжению, примерно равному 1000 в.

С помощью источников такого типа наблюдались спектральные линии таких ионов, как Al^{10+} , Ca^{13+} , Mn^{16+} , Fe^{17+} , Ni^{17+} , Co^{18+} и др.

Авторы работы ^{/35/} считают, что в источнике такого типа можно достигнуть зарядности $\approx 20+$, а эффективность получения высоковозбужденных ионов $\approx 10^{14} \text{ сек}^{-1}$. Хотя извлечение их и затруднено для целей ускорения, но по их расчётам можно ожидать 10^{13} ионов в секунду с зарядом от +10 до +20.

6. Вакуумная искра-источник многозарядных ионов

Для получения многозарядных ионов и ускорения их на линейном харьковском ускорителе разрабатывался еще один тип источников — искровой ^{/36,37/}. Механически сжатая конденсированная искра в таком приборе является источником ионов материала, из которого изготовлены электроды. Из такого источника получают заметные количества ионов C^{3+} (500 мка), N^{3+} (300 мка), C^{4+} и N^{4+} (по 100 мка). в импульсе. Из-за малой длительности импульса (10–15 мсек) средние токи, получаемые из таких источников, малы. Второй недостаток

таких источников - трудности в фокусировке ионов, выбрасываемых из разряда под большими углами. Поэтому для получения многозарядных ионов они не применяются в настоящее время.

В оптической спектроскопии для возбуждения высокоэнергичных уровней ионов пользуются вакуумной искрой. Так, в работе ^{/33/} сообщается, что при разряде конденсатора в 0,5 мкф, заряженного до 50-70 кв, через зазор в 3-5 мм протекает ток до 50000 а. С помощью такого источника возбуждались спектральные линии таких ионов, как Na^{8+} , Mg^{10+} , Al^{11+} , Si^{11+} , Fe^{16+} , Co^{17+} , Cu^{18+} , Sb^{22+} , Sn^{23+} и т.д.

В другой работе ^{/39/} цепь разряда конденсированной вакуумной искры с низким индуктансом включала в себя емкость 14 мкф, заряженную до 12 кв. Во время разряда наблюдались линии таких ионов, как Ni^{18+} , Cu^{19+} и Zn^{20+} .

С точки зрения использования ионов для целей ускорения из источников такого типа, аналогично как и из источников лазерного типа, имеются определенные трудности в формировании пучка из-за разлета ионов сравнительно высокой энергии под большими углами.

В заключение необходимо отметить, что из всех перечисленных типов источников в настоящее время для целей ускорения м.э.и. используются пока только источники дугового типа. Все же остальные находятся в стадии разработки или изготовлен лабораторный экземпляр.

Л и т е р а т у р а

1. G.N. Flerov. Proc. of the II UN Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, P/2299, 14, 151.
2. The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, McGraw Hill Book Company, Inc.
3. А. Энгель. Ионизованные газы. Гос.изд. физ.мат.лит., Москва, 1959.
4. G.S. Janes, P.H. Levy, H.A. Bethe, B.T. Feld. Phys.Rev., 145, 925 (1966).

5. М.А. Капцов. Электроника, Гос.изд.техничко-теорет.лит., Москва, 1959.
6. S. Geltman. Phys.Rev., 102, 171 (1956).
7. F.A. Stuber. J. Chem.Phys., 42, 2639 (1965).
8. B.L. Schram, A.J.H. Boerboom, J. Kistemaker. Physica, 32, 185 (1966); B.L. Schram. Physica, 32, 97 (1966).
9. Ю.Д. Пигаров, П.М. Морозов. ЖТФ, т.31, 467 и 476 (1961).
10. R.J. Jones, A. Zucher, RSI, 23, 562 (1956).
11. С.Е. Anderson, K.W. Ehlers, RSI, 27, 809 (1956).
12. М.М. Морозов, Б.Н. Маков, М.С. Иоффе. Атомная энергия, 2, №3, 272 (1957).
13. А.С. Пасюк, И.А. Шелаев, Го Ци-цянь, Ю.П. Третьяков. ПТЭ № 5, 23 (1963); Препринт ОИЯИ №924, Дубна, 1962.
14. А.С. Пасюк, Го Ци-Цянь, Ю.П. Третьяков. Препринт ОИЯИ 1523, Дубна, 1964.
15. А.С. Пасюк, Ю.П. Третьяков, С.К. Горбачёв. Атомная энергия, 24, 21 (1968). Препринт ОИЯИ 7-3370, Дубна, 1967.
16. А.С. Пасюк, Ю.П. Третьяков, В. Станку. ПТЭ №3, 42 (1965); Препринт ОИЯИ 1644, Дубна, 1964.
17. Л.П. Кулькина, А.С. Пасюк. ЖТФ, т.36, вып. 4, 726 (1966). Препринт ОИЯИ, Р-2043, Дубна, 1965.
18. Н.П. Романов, А.С. Пасюк. Оптика и спектроскопия, 24, вып. 3, 337 (1968). Препринт ОИЯИ 7-3090, Дубна, 1966.
19. A. Ghiorso, R.M. Main, V.H. Smith. Preprint UCRL-16839, 1966.
20. А.С. Пасюк, Е.Д. Воробьев, Р.И. Иванников, В.И. Кузнецов, В.Б. Кутнер, Ю.П. Третьяков. Атомная энергия, 28, вып.1, 75(1970); Препринт ОИЯИ Р7-4488, Дубна, 1969.
21. Ю.П. Третьяков, А.С. Пасюк, Л.П. Кулькина, В.И. Кузнецов. Атомная энергия 28, вып. 5 (1970); Препринт ОИЯИ Р7-4477, Дубна, 1969.

22. Е.Д. Донец, В.И. Илюшенко, В.А. Альперт. Препринт ОИЯИ Р7-4124, Дубна, 1968.
23. Е.Д. Донец, В.И. Илюшенко, В.А. Альперт. Препринт ОИЯИ Р7-4469, Дубна, 1969.
24. M.E. Hines, G.W. Hoffman, J.A. Saloom, J. Appl. Phys., 26, 1157 (1955).
25. P.A. Readhead. Can. J. Phys., 45, N 5, 1791 (1967).
26. Г.И. Слободенюк, А.И. Титов. ПТЭ, №2, 155 (1967).
27. J.D. Daugherty, L. Grodzins, G.S. Jones and R.H. Levy. Phys. Rev. Lett., 20, 369 (1968).
28. J.D. Daugherty, J.E. Eninger, G.S. Jones and R.H. Levy. Nucl. Science, NS 16, 3, 51 (1969).
29. J.D. Dougherty, J.E. Eninger, G.S. Jones and R.H. Levy. Abstracts Intern. Conf. on Cyclotrons, Oxford, 1969.
30. T.H. Stix. Phys. Rev. Lett., 23, 1093 (1969).
31. H. Postma. Phys. Letters, 31A, N 4, 196 (1970).
32. Н.Г. Басов, В.А. Бойко, Ю.П. Войнов, Э.Я. Кононов, С.Л. Мандельштам, Г.В. Склизков. Письма в ЖЭТФ, 5, вып., 6, 177 (1967).
33. B.C. Fawcett, A.H. Gabriel, F.E. Irons, N.J. Peacock, P.A.H. Sounders, Proc. Phys. Soc., 88, 1051 (1966).
34. B.C. Fawcett, A.H. Gabriel, A.H. Sounders, Proc. Phys. Soc., 90 863 (1967).
35. N.J. Peacock and R.S. Pease. Abstracts Intern. Conf. on Cyclotrons, Oxford, 1969.
36. А.А. Плютто, К.П. Кервалидзе, И.Ф. Кварихава, Атомная энергия, 3, 153 (1957).
37. Л.И. Болотин, П.С. Маркин, Ю.Ф. Кулыгин, Г.М. Скоромный, С.И. Мелешков, ПТЭ, №6, 88 (1961).
38. V. Edlen. Physica, 13, 545 (1947).
39. U. Feldman, L. Cohen and M. Swartz. The Astrophysical Journal, 148, 8585 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

15 июля 1970 года.