

7
объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

4564/2-80

22/9-80
P7-80-515

Е.Д.Донец, В.П.Овсянников

КРИОГЕННЫЙ
ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ИОНИЗАТОР "КРИОН-2"

Направлено в ЖТФ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы заметно возрос интерес к разработке новых типов источников многозарядных ионов. Это можно объяснить тем, что на синхротронах ускорены ядра легких элементов до релятивистских энергий и имеется определенная тенденция к расширению диапазона масс ускоряемых ядер. С другой стороны, в исследовательских установках управляемого термоядерного синтеза получается все более высокотемпературная плазма, в которой тяжелые примеси ионизируются до высоких зарядовых состояний, свойства которых в большинстве своем неизвестны, но могут влиять на состояние плазмы.

Для получения ионов высокой зарядности в настоящее время применяются, в основном, три метода ионизации: электронно-лучевой ^{1/}, лазерный ^{2/} и плазменный с СВЧ-подогревом электронов ^{3/}.

В Лаборатории высоких энергий ОИЯИ разрабатывается электронно-лучевой метод ионизации. На его основе создан криогенный электронно-лучевой ионизатор "КРИОН" ^{4/}, с помощью которого получены пучки ядер углерода и азота, а позднее - кислорода и неона, полностью лишенные электронов. Этот ионизатор в настоящее время используется в качестве источника ядер С, N, O и Ne при их ускорении на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ ^{5,6/}.

Для дальнейшего развития электронно-лучевого метода ионизации, а также исследования процессов ионизации положительных ионов электронным ударом и других проблем создан стендовый ионизатор "КРИОН-2" ^{7/}.

Ниже дается краткое описание установки "КРИОН-2" и выполненных на ней экспериментальных исследований процессов инжекции ионов в электронный пучок, их удержания и получения высоких зарядовых состояний.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Устройство ионизатора "КРИОН-2" и принцип действия близки к таковым для ионизатора "КРИОН" ^{4/}. На рис. 1 представлена схема внутренней части ионизатора и распределения индукции магнитного поля (В) и электрических потенциалов управления аксиальным движением ионов (V) вдоль оси ионизатора.

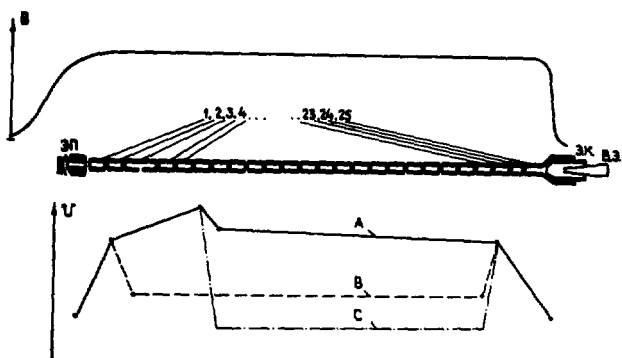


Рис.1. Схема внутренней части ионизатора "КРИОН-2", распределения индукции магнитного поля (B) и электрических потенциалов (U) вдоль оси ионизатора. ЭП - электронная пушка, 1÷25 - секции трубки дрейфа, ЭК - электронный коллектор, ВЭ - вытягивающий электрод.

Криогенно-магнитная система ^{1/8} ионизатора обеспечивает максимальную индукцию фокусирующего электронный пучок поля $B = 2,25$ Тл на длине ионизатора 1,2 м. Катод электронной пушки /ЭП/ диаметром 0,8 мм помещен в спадающем магнитном поле соленоида при $B = 1/8 B_{\text{макс}}$, что обеспечивало равновесный радиус электронного пучка в регулярной области $r_0 \approx 0,15$ мм. Дрейфовая структура состояла из 25 изолированных секций трубки дрейфа диаметром (2R) 3 мм и длиной 50 мм каждая. Рабочий газ поступает внутрь 3-й секции по каналу, имеющему температуру $T = 78$ К, поддерживая там давление $\sim 10^{-6} \div 10^{-7}$ Торр. Секции трубки дрейфа с 7 до 22 имеют в рабочем режиме $T = 4,2$ К, что обеспечивает давление остаточных и рабочего газа в этой области менее 10^{-12} Торр. Импульсная инжекция ионов рабочего вещества в электронный пучок, их удержание и ионизация в течение времени τ_1 , а также вывод из пучка вдоль его оси в направлении анализатора зарядностей ионов по времени пролета осуществляются последовательным изменением распределения потенциалов V вдоль оси ионизатора соответственно $B \rightarrow C \rightarrow A$.

Предельные параметры режима ионизатора в настоящее время следующие: энергия электронов $E_0 = 22$ кэВ, плотность потока электронов в пучке $j = 4,2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} / 650 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} / \tau_1 = 2,1 \text{ с}$, $j \tau_1 = 3,1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$.

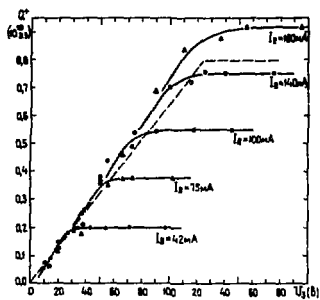


Рис. 2. Зависимость ионного заряда в ловушке от потенциала запирания.

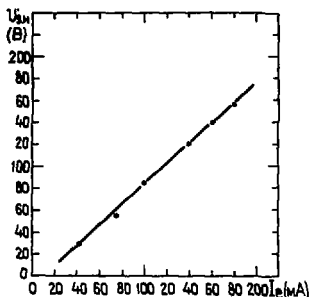


Рис. 3. Зависимость потенциала запирающего насыщения от величины электронного тока.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Поведение отдельных ионов и динамика полного ионного заряда в электростатической ионной ловушке, образованной пространственным зарядом электронного пучка и ловушечным аксиальным распределением потенциалов, может быть описана в модели одиночных ионов, когда пространственный заряд ионов практически не влияет на их движение; в модели самосогласованного поля, когда пространственный заряд ионов сравним по величине с пространственным зарядом электронов пучка; и в коллективной модели при возникновении коллективного электрон-ионного движения.

Экспериментально исследовались процессы инжекции ионов в пучок, поведение ионов в процессе длительного удержания в пучке, образование высокозарядных ионов и частично - экстракция.

Емкость электростатической ионной ловушки C^+ является предельной величиной ионного заряда Q^+ , накапливаемого в электронном пучке на данной его длине L /секции 2÷22/ при увеличении любой из трех переменных / Q_1 - поток газа в обл. 3-й секции, $\tau_{вв}$ - время инжекции, U_3 - величина барьера на 23-й секции/, когда две другие уже достаточно велики. На рис. 2 представлено семейство кривых $Q^+ = f(U_3)$ для различных значений I_e при $E_0 = 8$ кэВ. Все кривые имеют одинаковый характер - примерно линейное нарастание и выход в насыщение при $U_{3,н}$, в соответствии с теорией в модели самосогласованного поля /штриховая линия для $R/\tau_0 = 10$, $I_e = 140$ мА/. На рис. 3 изображена зависи-

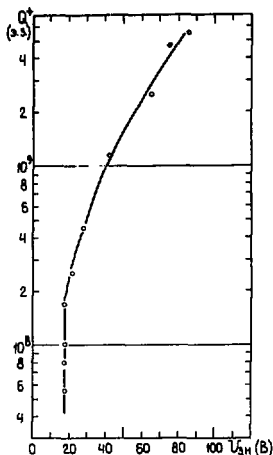


Рис. 4. Величины $U_{3,н}$ для различных значений ионного заряда в ловушке.

линейный рост C^+ наблюдается лишь до определенных значений I_e , причем чем больше E_e , тем больше то I_e , с которого начинается сначала отклонение от линейного роста C^+ , а затем его уменьшение с увеличением I_e . Это значение тока пучка назовем критическим ($I_e^{кр}$). На рис. 5б представлены зависимости $Q^+ = f(I_e)$ при $Q^+ \ll C^+$. Оказывается, что значение $I_e^{кр}$ не зависит в этих пределах от числа ионов в ловушке. При изучении зависимости $I_e^{кр}$ от различных параметров режима ионизатора /от потока газа q_r , накала катода, т.е. от первеанса пучка в электронной пушке, от распределения напряжений на анодной структуре и напряжения на катоде/ было установлено, что $I_e^{кр}$ зависит лишь от E_e , линейно увеличиваясь с энергией пучка /см. рис. 6/. Это, в частности, свидетельствует о том, что процесс, приводящий к выбросу ионов из ловушки, начинается при определенном значении S^-/v /где S^- - линейная плотность электронов в пучке, v - скорость электронов/, причем это значение постоянно для всех энергий и токов электронного пучка.

Из семейства кривых рис. 5а следует, что в соответствии с моделью самосогласованного поля, $C^+ \sim E_e^{-1/2}$ при $I_e = const$ при $I_e < I_e^{кр}$.

мость $U_{3,н}$ от значения I_e , представляющая собой прямую линию в соответствии с тем, что естественное провисание потенциала на оси пучка пропорционально току при неизменной энергии электронов.

Если в электронный пучок вводить Q^+ , меньшее C^+ /напр., уменьшая q_r /, то в функции $Q^+ = f(U_{3,н})$ насыщение происходит при $U_{3,н}$ меньшем, чем для $Q^+ = C^+$. На рис. 4 изображена зависимость $U_{3,н}$ от Q^+ для $I_e = 150$ мА, $E_e = 8$ кэВ. Аномалия наступает при $Q^+ \approx 3 \cdot 10^{-2} C^+$, когда $U_{3,н}$ перестает уменьшаться при дальнейшем уменьшении Q^+ . $U_{3,н}$ при этом оказывается равной разности потенциалов между границей пучка и его осью. Такая картина соответствует модели одиночных ионов и указывает, что они не выходят за пределы электронного пучка.

В модели самосогласованного поля C^+ равно по модулю числу быстрых электронов на длине ловушки и, значит, пропорционально I_e при $E_e = const$. На рис. 5а представлено семейство кривых $C^+ = f(I_e)$ для нескольких значений E_e . Видно, что

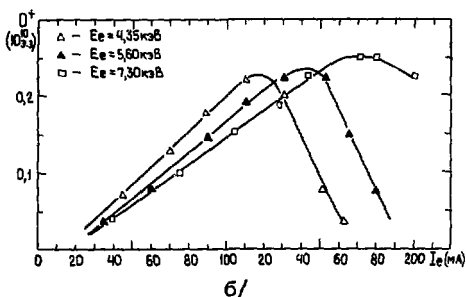
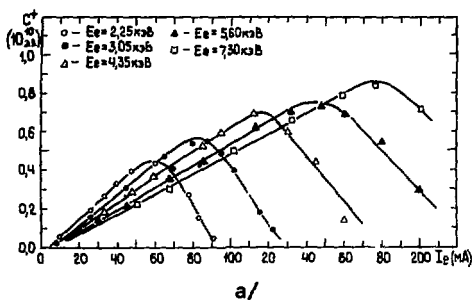


Рис. 5. Зависимость емкости ловушки /а/ и ионного заряда в ней /б/ от тока пучка для различных значений энергии электронов.

Удержание ионов, введенных в пучок в его объеме в течение всего времени t_1 , представляет собой важнейшее условие осуществления электронно-лучевого метода ионизации. Изучение эффективности удержания производилось следующим образом. В начальный момент времени в пучок инжектировалось n_0 ионов азота, которое определялось как Q^+/\bar{q} , где Q^+ - ионный заряд, измеренный непосредственно после окончания инжекции, а \bar{q} - средняя зарядность ионов, измеренная спектрометром по времени пролета. Затем величина n_0 измерялась как функция времени удержания при различных значениях E_e, I_e и при $U_3 \geq U_{3,н.}$. На рис. 9 приведены зависимости $Q^+ = f(r_1)$, $n = f(r_1)$ для трех различных значений n_0 при одинаковых $I_e (< I_e^{кр.})$ и E_e . Мы видим, что для малых n все ионы удерживаются в ловушке до конца цикла ионизации / $t_1 = 100$ мс/. Но начиная с некоторого значе-

Зависимости Q^+ от величины потока газа (q_r), приведенные на рис. 7, получены при $U_3 > U_{3,н.}^{кр.}$ при $t_{вв} = 1,5$ мс, $I_e < I_e^{кр.}$. Видно, что вначале Q^+ растет, достигая величины Q^+ , а затем при $q_r > q_r^{кр.}$ уменьшается, свидетельствуя о появлении процесса, приводящего к выбросу ионов из ловушки, либо к ее деформации. Из рис. 8 следует, что механизмы выброса ионов при $I_e > I_e^{кр.}$ и при $q_r > q_r^{кр.}$ независимы.

Характерным для экспериментальной зависимости $Q^+ = f(r_{вв})$ при $q_r < q_r^{кр.}$ и $U_3 \geq U_{3,н.}$, теоретически описать которую довольно сложно, является выход в насыщение, где $Q^+ = C^+$, что соответствует модели самосогласованного поля. При изучении зависимости C^+ от длины ловушки был получен линейный рост в пределах от 0,15 до 0,95 м.

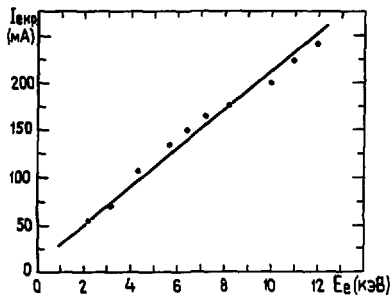


Рис.6. Зависимость величины критического тока от энергии электронов.

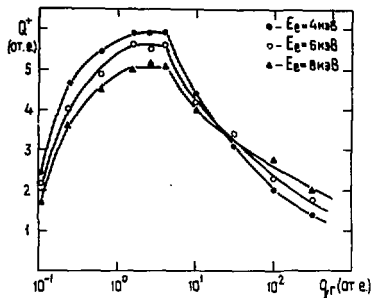


Рис.7. Зависимость количества ионного заряда в ловушке от величины потока газа.

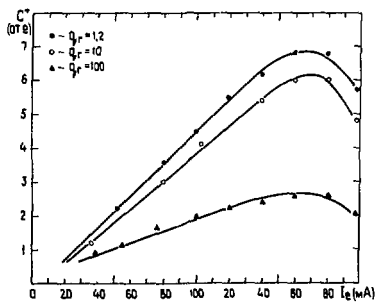
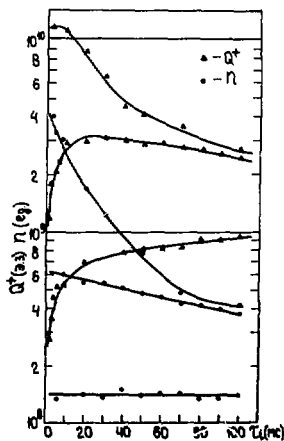


Рис.8. Зависимость емкости ловушки от $I_{кр} / E_e = 7,43$ кэВ/ для различных значений Q_r .

Рис.9. Зависимость Q^+ и числа ионов (n) в ловушке от r_i .



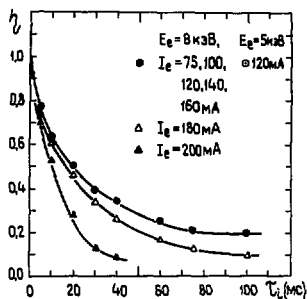


Рис. 10. Зависимость уровня компенсации от r_i .

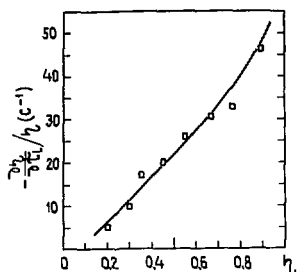


Рис. 11. Зависимость скорости потерь относительно ионного заряда от уровня компенсации.

ния η , с определенного момента r_i начинаются потери ионов, хотя Q^+ при этом продолжает расти за счет увеличения \bar{q} . Если $\eta = Q^+/Q^-$ /уровень компенсации/ близок к единице уже при $r_i = 0$, то потери ионов начинаются с $r_i = 0$, причем dQ^+/dr_i максимально при $r_i = 0$.

Была исследована зависимость $Q^+ = f(r_i)$ при $\eta_{r_i=0} = 1$ для различных значений I_e и E_e . На рис. 10 эти данные трансформированы в зависимость $\eta = f(r_i)$. Любопытно, что для всех $I_e < I_e^{кр}$ кривые практически совпадают. Различие наступает при $I_e \geq I_e^{кр}$, причем чем больше I_e , тем круче спад кривой $\eta = f(r_i)$. На рис. 11 приведена зависимость скорости потерь относительного ионного заряда $\frac{d\eta}{dr_i} / \eta = f(\eta)$ для $I_e < I_e^{кр}$. Видно, что скорость потерь приближается к 0 при $\eta \approx 0,15$, что дает возможность вести процесс ионизации в течение длительного времени, практически без потерь ионов из ловушки.

Информация о динамике ионов в процессе ионизации может быть получена при изучении картины распределения ионов по величине их потенциальной энергии, которая легко получается при измерении $Q^+ = f(U_3)$ для малых η /т.е. в модели одиночных ионов/. Функция $Q^+ = f(U_3)$ может быть преобразована в распределение плотности числа покоящихся ионов в поперечном сечении пучка ρ_i в зависимости от радиального положения элемента сечения r на основе закона радиального распределения потенциала электронного лучка, свободного от ионов. На рис. 12 приведены результаты таких измерений, из которых следует, что при $r_i = 1$ мс все ионы равномерно распределены в пучке, а при $r_i = 100$ мс основная доля их остается в пучке, но есть небольшая доля ионов,

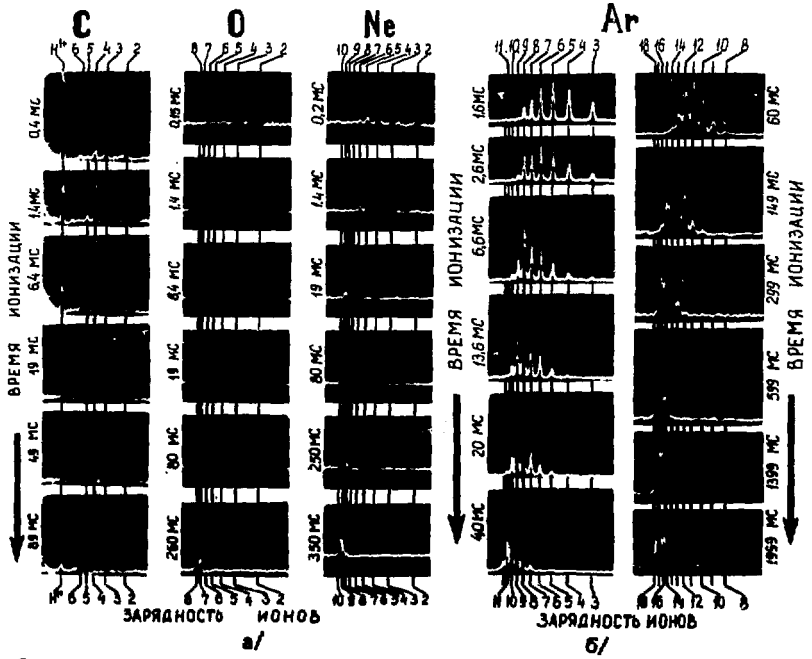
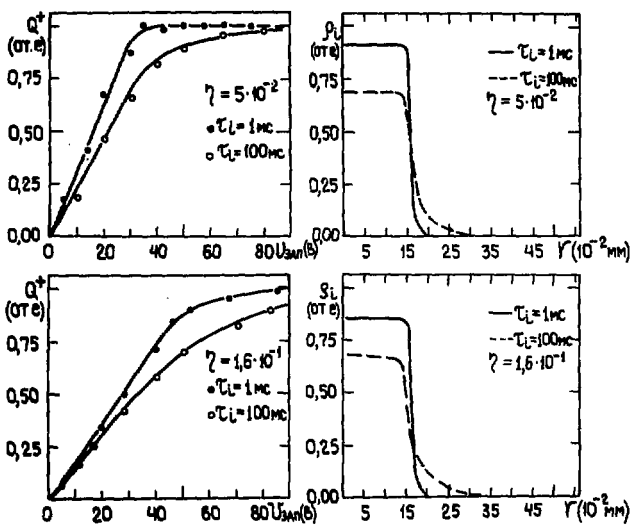


Рис.12. Зависимость Q^+ от потенциала запирающего для различных η и r_1 и соответствующие им виды радиальных распределений ионов $\rho_1 = f(r)$.

которые нагреваются и имеют возможность периодически покидать пучок в радиальном направлении. Механизм нагрева подлежит идентификации.

Выполненные исследования показали, что существуют определенные границы параметров ион-электронной системы ($I_e < I_e^{кр}$), при которых процессы инжекции и удержания ионов могут быть удовлетворительно описаны в модели одиночных ионов и самосогласованного поля. Можно предположить, учитывая независимость $I_e^{кр}$ от η , в определенных пределах, что система - электронный пучок, трубки дрейфа, выходные электроды - является динамической,

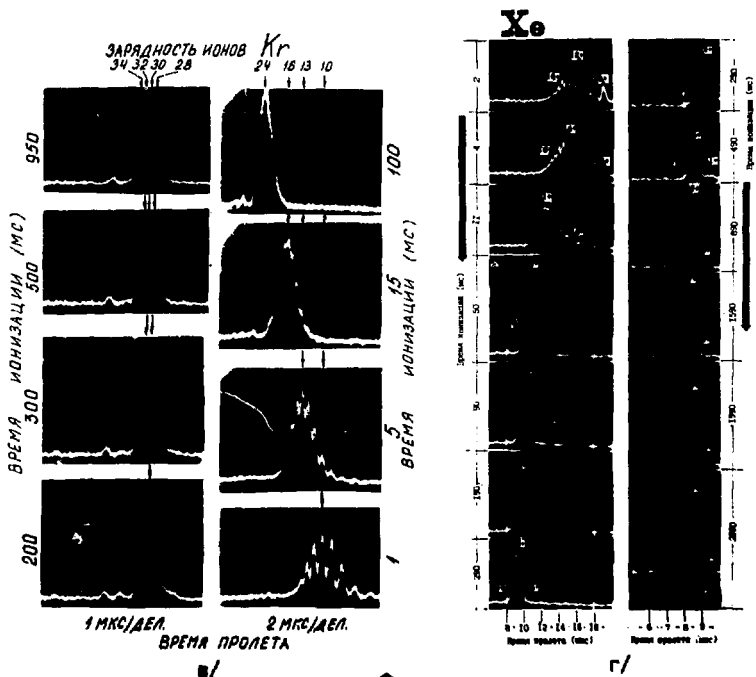


Рис.13. Иллюстрации зависимости вида спектров зарядностей ионов от времени ионизации t_1 , а/ - С, О, Ne б/ - Ar, в/ - Kr, г/ - Xe.

процессы которой при $I_0 \geq I_0^{кр}$ становятся нелинейными, что приводит к интенсификации коллективных движений электронов, энергия которых передается ионам. Линейная часть процессов приводит к некоторым потерям ионов и при $I_0 < I_0^{кр}$. Идентификация и подавление указанного процесса весьма важны для дальнейшего совершенствования электронно-лучевого метода ионизации.

Эксперименты по получению многозарядных ионов и ядер на ионизаторе "КРИОН-2" выполнялись при $I_0 < I_0^{кр}$. На рис. 13 такие эксперименты проиллюстрированы с помощью эволюций спектров зарядностей ионов для C, O, Ne, Ar, Kr и Xe соответственно. Основные особенности всех эволюций следующие: а/ увеличение зарядности ионов происходит вплоть до $r_i = 2,1$ и более, т.е. процессы рекомбинации, если они имеют место, идут с эффективными сечениями менее 10^{-21} см^2 ; б/ при относительно больших η спектры эволюционируют медленнее, чем при малых, указывая на радиальный уход ионов из пучка в процессе удержания; спектры могут несколько различаться в зависимости от того, в какой временной точке ионного импульса взята проба для анализа. Это указывает на то, что вывод ионов из пучка с монохроматизацией (переход распределения C в распределение A /рис. 1/) производится слишком быстро.

В настоящее время экспериментально реализован фактор ионизации $j r_i = 3,1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ при $E_0 = 18 \text{ кэВ}$. Получены пучки всех многозарядных ионов и ядер C, N, O, Ne и Ar, а также ионов Kr /до Kr³⁴⁺/ и Xe до /Xe⁴⁸⁺/. Фактор $j r_i$ может быть увеличен как за счет j /при увеличении E_0 /, так и r_i , обеспечивая получение более высокозарядных ионов. Если сохранится линейный рост $I_0^{кр}$ до величины $E_0 \approx 250 \text{ кэВ}$, то возможна реализация фактора $j r_i \approx 10^{24} \text{ см}^{-2}$ и получение ядер урана даже без подавления процесса выброса ионов из пучка.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нынешний уровень разработки электронно-лучевого метода ионизации показывает, что таким методом, возможно, удастся решить задачу ионизации вплоть до предельно сложной - получения пучков ядер урана, полностью лишенных электронной оболочки.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР А.М.Балдину за всестороннюю поддержку этого направления исследований.

Нам приятно поблагодарить наших коллег В.П.Вадеева, А.И.Пикина, В.Г.Дудникова, Е.Г.Горскую, В.В.Сальникова и А.П.Суслова за большой вклад в разработку отдельных систем ионизатора "КРИОН-2" и его подготовку к экспериментам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Донец Е.Д. Авторское свидетельство СССР №248860 от 16.03.67 г. Бюлл. ОИПОТЗ, 1969, №24, с.65.
2. Быковский Ю.А. и др. ЖТФ, 1970, 40, с.2578.
3. Aparid P. et al. In: Proc. of the Sec. Int. Conf. on Ion Sources, 1972, Vienna, Austria.
4. Донец Е.Д., Пикин А.И. ЖТФ, 1975, 45, с.2373.
5. Вадеев В.П. и др. ОИЯИ, Р7-10823, Дубна, 1977.
6. Балдин А.М. и др. В кн.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, с.367.
7. Донец Е.Д., Овсянников В.П. ОИЯИ, Р7-9799, Дубна, 1976.
8. Овсянников В.П. ОИЯИ, Р8-9597, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июля 1980 года.