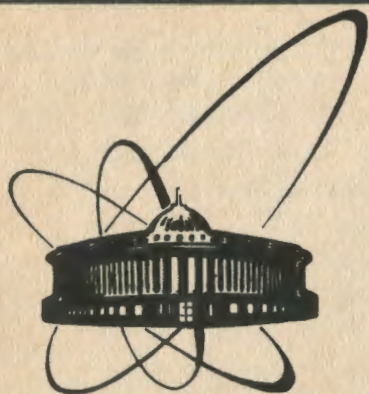


91-31



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P9-91-31

И. А. Шелаев

МИМИ - МИКРОТРОННЫЙ ИСТОЧНИК
МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

1991

ВВЕДЕНИЕ

В современных источниках процесс образования многозарядных ионов можно разделить на следующие этапы:

- ввод нейтральных атомов ускоряемого элемента в область ионизации, содержащую пучок электронов с энергией E и плотностью j ;
- удержание введенных в область ионизации частиц в течение времени t ;
- вывод образовавшихся ионов из области ионизации и формирование предварительно ускоренного пучка;
- сепарация ионов по заряду и выделение пучка с используемым в ускорителе зарядом Z .

Для образования ионов с зарядом z требуется, чтобы выполнялись два условия: энергия электронов E должна быть в 2 - 3 раза выше потенциала ионизации иона соответствующего заряда и произведение $jt\sigma_z/e$ должно быть порядка 1, где σ_z - сечение образования иона с зарядом $z + 1$. Как правило, перечисленные параметры (E , j и t) либо не контролируются, как в плазменных источниках^{/1, 2/}, либо в контролируемых условиях величина t оказывается столь большой, как в электронно-лучевой источнике^{/3/}, что такой источник работает лишь в импульсном режиме. Во всех существующих источниках часть интенсивности ионов неизбежно теряется после вывода их из области ионизации и последующей сепарации по заряду, т.к. на выходе источника обычно имеется спектр зарядов, а в ускорителе используются ионы с одним зарядом.

В предлагаемом источнике многозарядных ионов два основных этапа образования ионов - удержание ионов в области ионизации и их вывод и сепарация по заряду - периодически повторяются в самом источнике до тех пор, пока данный атом не приобретает требуемый заряд. После этого пучок ионов с заданным зарядом или сразу же выводится из источника - при постоянном режиме работы, или может накапливаться в источнике и затем выводится импульсно. При этом длительность импульса ионов определяется размерами источника и имеет величину порядка 10 - 15 нкс.

Периодическое чередование процессов ионизация-сепарация или периодическая ионизация во многом аналогична основной идее цикли-

ческих ускорителей - недостижимая напрямую разность потенциалов получается за счет периодически повторяющегося ускорения сравнительно небольшой разностью потенциалов. Кроме того, такая организация процесса получения многозарядных ионов позволяет получить любое время удержания данного иона в области ионизации и сделать это время как бы "невидимым" для потребителя, что существенно увеличивает среднюю интенсивность пучка.

Ниже приведена схема источника МИМИ и оценки возможной интенсивности.

ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА МИМИ

МИМИ, принципиальная схема которого приведена на рис.1, включает вспомогательный источник однозарядных ионов и две области ионизации, разделенные двумя же областями сепарации ионов по зарядам. По структуре магнитной системы МИМИ напоминает разрезной микротрон, что и отразилось в его названии.

Вспомогательный источник - плазменный источник однозарядных ионов, масс-сепаратор, выделяющий однозарядные ионы рабочего изотопа, и коллиматор - обеспечивает пучок с заданным эмиттансом. Вспомогательный источник находится под потенциалом $+U_0$ относительно "земли", так что на его выходе однозарядные ионы имеют энергию eU_0 .

Обе области ионизации находятся под потенциалом $+U_1$ относительно земли, поэтому при инжекции в них энергия однозарядных ионов снижается до величины

$$E_{11} = e(U_0 - U_1) = eU_0(1 - k) . \quad (1)$$

Разумеется, величина k удовлетворяет условию

$$k = U_1/U_0 < 1 . \quad (2)$$

После прохождения первой области ионизации однозарядные ионы ускоряются до начальной энергии eU_0 и с помощью дополнительного поворотного магнита направляются во вторую область ионизации, а затем улавливаются ионным коллектором. Образовавшиеся в результате неупругих столкновений однозарядных ионов с электронами ионы с зарядом $z \geq 2$ и выше захватываются на замкнутые орбиты источника.

Образующиеся в области ионизации ионы с зарядом z имеют, очевидно, энергию E_{11} , а в области сепарации они ускоряются до энер-

гии E_{z0}

$$E_{z0} = eU_0 \left[1 + (z-1)k \right], \quad (3)$$

т.е. в МИМИ происходит ускорение ионов в постоянном электростатическом поле за счет изменения их заряда^{/5/}. Благодаря этому радиус

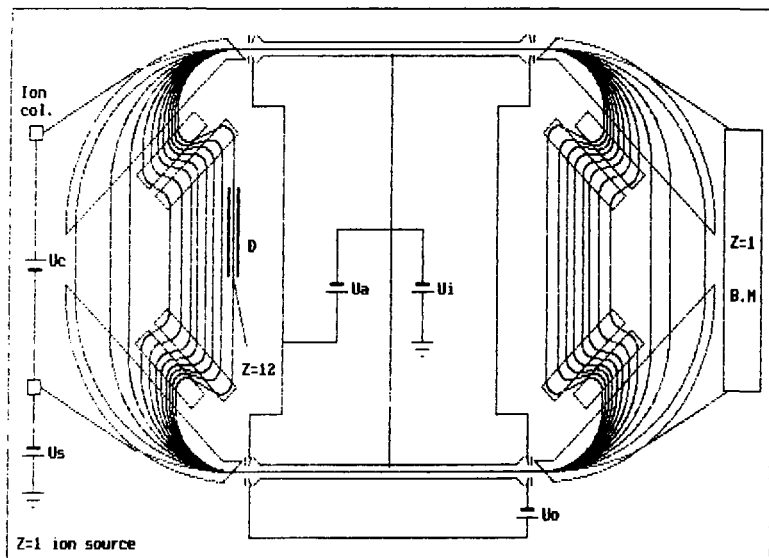


Рис.1. Принципиальная схема (в плане) микротронного источника многозарядных ионов.

кривизны R_{sz} ионов в области сепарации равен

$$R_{sz} = R_{s1} \sqrt{1 + (z-1)k/z}, \quad (4)$$

где R_{s1} – радиус кривизны однозарядных ионов. В области ионизации между этими радиусами выполняется соотношение $R_{iz} = R_{i1}/z$. Таким образом, ускорение многозарядных ионов несколько улучшает их разделение в области сепарации. Для повышения пространственного разделения ионов по зарядам при $z \gg 2$ к двум парам 90° магнитов добавлены 4 пары плоскопараллельных магнитов с повышенным полем,

благодаря чему радиальное разделение ионов по зарядам при любом z оказывается достаточным для размещения на каждой замкнутой орбите дополнительных согласующих квадрупольных линз.

Геометрия ионных орбит в области сепарации, как видно из (4), определяется радиусом $R_{s1}(H)$, равным

$$R_{s1} = 45,7 \sqrt{AeU_0} / H_0,$$

где H_0 — напряженность (кЭ) магнитного поля в сепарирующих магнитах, A — массовое число иона и энергия eU_0 , измеренная в кэВ. Если величина k выбрана постоянной для любых A , то, выбирая $H_0 = H_0(A)$, можно обеспечить одни и те же z -орбиты для ионов с различными A .

На конечной замкнутой орбите с выбранным зарядом Z размещен электростатический дефлектор D , с помощью которого осуществляется вывод этих ионов из МИМИ. Выбором режима питания дефлектора можно осуществить непрерывный или импульсный режим вывода пучка. Если длительность импульса напряжения дефлектора τ_d меньше или равна длительности одного оборота τ_0 ионов с зарядом Z , то на выходе источника ток таких ионов равен току, накопленному на орбите с $z = Z$. Если же $\tau_d > \tau_0$, то на выходе источника импульс тока будет иметь более сложную форму: в течение интервала τ_0 амплитуда тока равна накопленному, а затем снизится до величины тока перехода ионов с орбиты $Z - 1$ на орбиту Z . Такая же величина тока будет и при непрерывном режиме работы дефлектора.

В каждой области ионизации с помощью двух одинаковых трехэлектродных пушек^{/4/} сфокусированы плотные электронные пучки, скорости которых имеют противоположное направление относительно скорости ионных пучков, благодаря чему продольная скорость циркулирующих ионов стабилизируется за счет многократных упругих столкновений с электронами. Устойчивость поперечного движения ионов с $z \geq 2$ обеспечивается выбором параметров магнитной системы МИМИ.

Трехэлектродная электронная пушка включает кольцевой катод достаточно большой площади, близко расположенную кольцевую сетку и кольцевой пирсовый анод с потенциалом $+U_0$ относительно катода, образующий собственно область ионизации длиной L . В конце анода симметрично катоду расположен кольцевой коллектор электронов, имеющий потенциал $+U_0$ (относительно катода). Такая геометрия пушки позволит иметь в области ионизации электронный пучок с отдельно контролируемой величиной тока I и энергии $E = eU_0$. Внутреннее от-

верстие кольцевых электродов используется для прохождения ионных пучков.

Транспортировка электронного пучка через анод осуществляется с помощью пары согласующих триплетов (на входе и на выходе области ионизации соответственно) и многократно чередующихся *FODO* ячеек, образуемых малоапертурными квадрупольными линзами, между ними. При этом градиент в линзах выбран таким, чтобы электроны оказались во второй области устойчивости *FODO* периода, а ионы всех зарядов – в первой, как показано на рис.2. Как известно^{/5/}, вторая область ус-

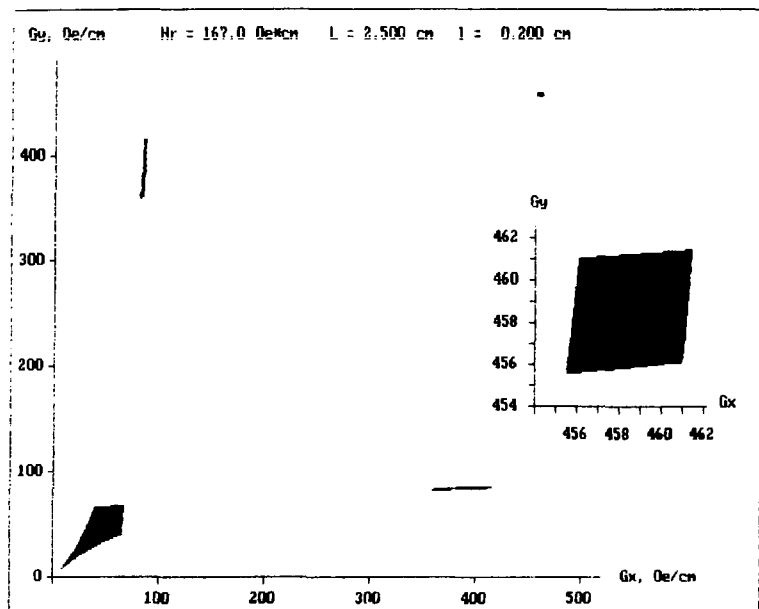


Рис.2. Диаграмма устойчивости *FODO* периода. Расположенная на главной диагонали вторая область устойчивости показана справа в увеличенном масштабе.

тойчивости *FODO* периода очень мала, поэтому ее можно использовать лишь при однократном прохождении пучка с тем, чтобы исключить сложности, связанные с жесткими допусками на параметры линз. Но электронный пучок проходит квадрупольные линзы системы транспортировки только один раз, после чего улавливается коллектором.

Напротив, тяжелые ионы с $Z \geq 2$ проходят эти $FDDO$ периоды многократно, их магнитная жесткость, т.е. произведение $H\rho$, много больше соответствующей величины для электронов, так что рабочая точка всех ионов оказывается в начале первой большой области устойчивости $FDDO$ периода.

Предварительный анализ бетатронного движения показывает, что во второй области устойчивости в каждой (F и D) линзе имеется промежуточный фокус пучка такой, что площадь огибающей пучка в нем в десятки раз меньше, чем вне фокуса, что видно из рис.3. Такая пространственная модуляция плотности электронного пучка приводит к тому, что вблизи оси канала транспортировки средняя по длине плотность пучка в 1,5 раза выше средней на периферии. Благодаря этому

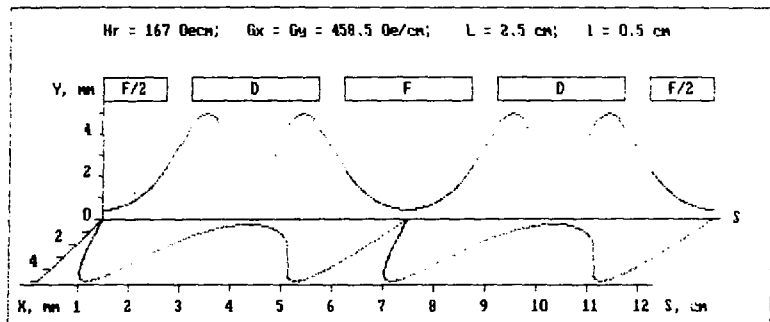


Рис.3. Огибающая пучка электронов при транспортировке во второй области устойчивости $FDDO$ периода, эмиттанс пучка $\epsilon_x = \epsilon_y = 30$ п.мм.мрад.

увеличение заряда иона с z на $z + 1$ более вероятно вблизи оси канала транспортировки электронов и сопровождается уменьшением эмиттанса ионного пучка примерно в $z/(z + 1)$ раз.

Возможно также, что более полный анализ движения ионов покажет возможность использовать упругое взаимодействие ионных и электронных пучков для уменьшения или стабилизации эмиттанса пучка ионов за счет электрон-ионного "трения"^{17/}: продольная энергия ионов стабилизируется благодаря встречному движению электронных пучков, а энергия поперечных колебаний ионов, возбуждаемая упругими столкновениями с электронами, передается электронному пучку и уносится им же на электронный коллектор.

Наконец, применение в МИМИ сверхпроводимости позволит реализовать в нем малоапертурные квадрупольные линзы с требуемым градиентом (порядка 1 кЭ/см) и одновременно получить в источнике сверхнизкое рабочее давление порядка 10^{-13} мм рт. ст. [8]. При таком давлении можно пренебречь рассеянием и перезарядкой многозарядных ионов на атомах остаточного газа. Образующиеся в области ионизации медленные ионы и вторичные электроны удаляются с помощью очищающих электродов.

Таким образом, в МИМИ реализуются условия, обеспечивающие устойчивое движение всех ионов с $z \geq 2$ в течение сколь угодно большого времени. В то же время при четком разделении орбит ионов в области сепарации, необходимом для установки согласующих линз на каждой орбите, в МИМИ имеются неустраняемые потери ионов. Последние связаны с тем, что если ионизация иона с зарядом z происходит в промежутке анод-катод (коллектор) электронной пушки, т.е. там, где имеется градиент электрического поля, то в этом случае энергия иона будет существенно отличаться от "равновесной", и такой ион будет потерян. Однако оценки показывают, что величина этих потерь не превысит 1 % при расстоянии между анодом и катодом (коллектором) 5 см, т.к. на этом участке переменными являются скорость ионов и плотность электронного пучка.

ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ МИМИ

Оценку предельной интенсивности проведем в предположении, что потери ионов отсутствуют, а суммарный заряд всех ионов равен заряду электронного пучка в области ионизации, т.е. в предположении полной нейтрализации пространственного заряда электронного и ионного пучков.

Если однозарядные ионы проходят область ионизации один раз, то время τ_1 пребывания каждого такого иона в ней равно

$$\tau_1 = 2L/v_1, \quad (5)$$

где v_1 - скорость однозарядных ионов, а множитель 2 появился в силу того, что в МИМИ имеется две области ионизации длиной l каждая. Если сечение образования ионов с $z = 2$ равно σ_1 , то ток образующихся двухзарядных ионов равен

$$i_2 = I_1 \left[1 - \exp(-j\sigma_1 \tau_1 / e) \right] \cong I_1 j \sigma_1 \tau_1 / e . \quad (6)$$

Этот ток, измеренный в т.н. анпер-частицах и поступающий на орбиту ионов с $z = 2$, условимся называть межорбитальным. Накопление тока двухзарядных ионов за счет перезарядки будет происходить с сохранением первоначального эмиттанса пучка однозарядных ионов. В стационарном состоянии источника ионов на этой орбите должен циркулировать ток I_2 (также измеренный в А-част.) такой, чтобы в результате перезарядки двухзарядных ионов в трехзарядные данную орбиту покидал ток i_3 , равный

$$i_3 = I_2 \left[1 - \exp(-j\sigma_2 \tau_1 / e) \right] \cong I_2 j \sigma_2 \tau_1 / e . \quad (7)$$

Приравнивая (6) и (7), получаем

$$I_2 = I_1 \sigma_1 / \sigma_2 .$$

Продолжая эти вычисления для ионов с другим z , находим циркулирующий ток на любой z -орбите

$$I_z = I_1 \sigma_1 / \sigma_z . \quad (8)$$

Тогда полный ток (в А) равен

$$I_\Sigma = \sum_z z I_z = I_1 \sigma_1 \sum_{z=1}^{Z-1} z / \sigma_z = I_1 k_\sigma , \quad (9)$$

$$k_\sigma = \sigma_1 \sum_{z=1}^{Z-1} z / \sigma_z , \quad (10)$$

где Z - конечный заряд ионов, получаемых в МИМИ. Обший заряд ионов Q_+ в области ионизации равен $I_\Sigma \tau_1$, электронов $Q_- = I \tau_0$, поэтому из условия нейтрализации пучков ($Q_+ = Q_-$) имеем

$$I_1 = I \tau_0 / (\tau_1 k_\sigma) . \quad (11)$$

Отсюда для межорбитального тока i_z (в А-част.) находим следующую величину

$$i_z = I^2 \tau_0 \sigma_1 / (e \sigma_z k_\sigma) , \quad (12)$$

где s_e - средняя площадь электронного пучка. Ток i_Z и есть ток, который можно ожидать на выходе МИИИ в постоянном режиме.

Для оценки величины этого тока необходимо знать величины сечений перезарядки ионов рабочего элемента. Подробно эти величины измерены только для небольшого ряда элементов, что и приведено в таблице для электронов с энергией $2,5 \text{ кэВ}^{19/}$. В двух нижних стро-

Таблица

Элемент:	C	N	O	Ne
Z	сечения перезарядки, 10^{-20} см^2			
1	1000	1000	1000	1000
2	300	400	500	550
3	110	180	230	300
4	20	80	100	170
5	7	10	40	100
6		4	6	45
7			2	20
8				2,5
9				0,8
$k_{\sigma} (Z = N - 2)$	35	72	183	571
I_1 , мкА	285	140	55	18
i_Z , част./с	$4,4 \times 10^{12}$	$2,2 \times 10^{12}$	$8,5 \times 10^{11}$	$2,7 \times 10^{11}$
$k_{\sigma} (Z = N)$	945	2070	4683	15020
I_1 , мкА	11	5	2	1
i_Z , част./с	$1,6 \times 10^{11}$	$7,5 \times 10^{10}$	$3,3 \times 10^{10}$	$1,0 \times 10^{10}$

ках этой таблицы приведены значения величины k_{σ} для ионов с зарядом $Z = N - 2$ и $Z = N$, где N - заряд ядра соответствующего элемента, величина инжектируемого тока однозарядных ионов I_1 и ток i_Z в предположении, что $\tau_i / \tau_e = 100$, электронный ток $I = 1 \text{ А}$, площадь поперечного сечения электронного пучка $s_e = 0,25 \text{ см}^2$ и время пролета электронов через область ионизации $\tau_e = 0,1 \text{ нс}$ (длина каждой

области ионизации $L = 150$ см, энергия электронов 2,5 кэВ). Следует заметить, что требуемый ток однозарядных ионов имеет величину порядка 100 нКА и меньше, поэтому можно предполагать, что после коллимации нормализованный эмиттанс пучка однозарядных ионов будет порядка $0,01 \pi$ мм-мрад.

Из таблицы видно, что если ограничиться гелий-подобными ионами ($Z = N - 2$), то интенсивность таких ионов составит $10^{11} - 10^{12}$ част./с. Интенсивность пучка ядер составит $10^{10} - 10^{11}$ част./с и возрастет на 2 порядка при увеличении тока электронов на порядок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изложены основные идеи источника многозарядных ионов с периодической ионизацией, в котором используются такие специфические свойства многозарядных ионов, как непрерывная инжекция с перезарядкой в одно и то же фазовое пространство и ускорение в электростатическом поле.

Из изложенного видно, что в состав МИМИ входят накопительные кольца для ионов с различным зарядом от $z = 2$ до предельного, ионизатор, сепаратор ионов по заряду и ускоритель. Такая довольно сложная комбинация различных устройств совместно с развитой диагностикой пучка обеспечивает гибкость источника и позволяет получить ток ионов требуемой зарядности как в постоянном режиме, так и в импульсном. Приведенные оценки показывают, что интенсивность ионного пучка может быть достаточной для практики при токе электронов 3 - 10 А. В МИМИ устойчивость заданного движения ионов обеспечивается как в одночастичном приближении, так и с учетом пространственного заряда и многократных упругих столкновений с электронами, поэтому следует ожидать, что приведенные оценки реализуемы.

Наконец, предлагаемый источник можно использовать для быстрого и относительно точного измерения сечений образования многозарядных ионов.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность Е.Д.Донцу за обсуждение работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.С.Пасюк и др. ПТЭ, 5, с. 23, 1963.
2. J.Arianer, R.Geller. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 31, 19, 1981.
3. Е.Д.Донец, А.И.Пикин. ЖЭТФ, т.70, с. 2373, 1976.
4. R.True. IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-32, N 5, 2611 (1985).
5. G.Hortig. IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-16, N 3, 75 (1969).
6. Г.Брук. Циклические ускорители заряженных частиц. Москва, Атомиздат, стр. 66, 1970.
7. Ю.М.Адо, В.И.Балбеков. АЭ, 31, вып.1, с.40, (1971).
8. В.С.Алфеев, А.Ю.Грищенко, В.И.Илющенко и др. Препринт ОИЯИ, Р9-81-339, Дубна, 1981.
9. Е.Д.Донец, В.П.Овсянников. Препринт ОИЯИ, Р7-80-404, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 января 1991 года.