

И-203

3095 / 2-76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



P13 - 9645

Н.С.Иванов, А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов,
Н.И.Тарантин

ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МАСС-СЕПАРАТОРА
НА ПУЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Часть I. Конструкция и эффективность источника
ионов

1976

P13 - 9645

Н.С.Иванов, А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов,
Н.И.Тарантин

**ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МАСС-СЕПАРАТОРА
НА ПУЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

**Часть I. Конструкция и эффективность источника
ионов**

Направлено в АЭ

1. Введение

В последние годы в экспериментальных исследованиях в области ядерной физики все большее применение находят электромагнитные масс-сепараторы, действующие на линии с ускорителями и ядерными реакторами. С помощью масс-сепаратора, установленного непосредственно на пучке бомбардирующих частиц, удастся быстро разделять нуклиды, образующиеся в различных ядерных реакциях, упрощая тем самым их идентификацию и изучение радиоактивных свойств. Важным элементом такого масс-сепаратора является узел источника ионов и мишени, от которого зависит, насколько эффективно и быстро производится разделение продуктов ядерных реакций. Возможность работы с теми или иными химическими элементами, эффективность и быстрота действия источника ионов определяют круг физических задач, которые можно решать с применением масс-сепаратора на пучке бомбардирующих частиц.

Разработанный ранее газоразрядный источник ионов инверсомагнетронного типа с внутренней мишенью^{1-3/}, используемый на электромагнитном масс-сепараторе ЭМСНАПТИ, имеет достаточно хорошие параметры при работе с тяжелыми летучими элементами, такими, как радий, франций, радон, астат, полоний, свинец, таллий. Эффективность сепарации радиоактивных изотопов этих элементов составляет десятки процентов, а время, проходящее от момента образования, например, нуклидов радона в реакции облучения платины кислородом до их поступления на приемник масс-сепаратора, составляет в среднем 0,005 с. Однако эффективность источника инверсомагнетронного типа существенно ниже для легких

элементов, имеющих высокие потенциалы ионизации. Так, например, для аргона и неона, потенциал ионизации которых равен соответственно 15,9 и 21,6 В, эффективность составляет 3,0 и 0,2%.

Эффективность источника инверсомагнетронного типа оказалась недостаточной для исследования новых легких нейтронообогащенных нуклидов, образующихся в реакциях многонуклонного обмена под действием ускоренных тяжелых ионов неона и аргона. В связи с этим была начата разработка нового источника ионов, способного обеспечить более высокую эффективность ионизации этих элементов.

2. Конструкция источника ионов

Необходимость обеспечения высокой эффективности и малого времени задержки ионов в источнике, возникающая при сепарации короткоживущих и имеющих малый выход продуктов ядерных реакций, предъявляет определенные требования к выбору типа и к конструкции источника ионов. Достаточно высокая эффективность ионизации для широкого круга химических элементов может быть получена в источнике ионов с дуговым разрядом вдоль магнитного поля. С другой стороны, хорошую быстроту действия обеспечивает источник инверсомагнетронного типа^{1-3/}, в котором стенки разрядной камеры и стопор находятся под отрицательным потенциалом. Они бомбардируются ионами плазмы и очищаются таким образом от загрязнений, мешающих быстрой диффузии и десорбции введенных продуктов ядерных реакций.

При разработке нового источника представлялось целесообразным обеспечить в одной конструкции высокую интенсивность разряда, характерную для источников с дуговым разрядом вдоль магнитного поля, и очистку поверхности разрядной камеры и стопора за счет ионной бомбардировки подобно тому, как это имеет место в источнике инверсомагнетронного типа.

Источник ионов новой конструкции схематически изображен на *рис. 1*, где дан его продольный разрез. Он

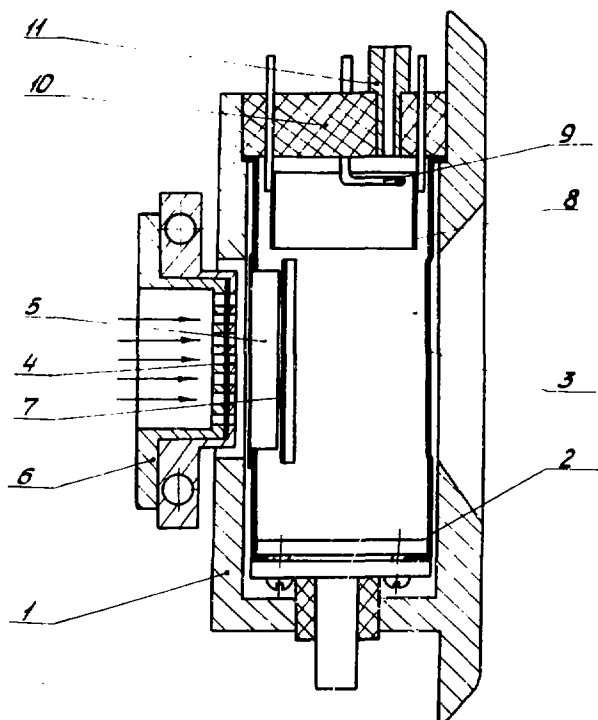


Рис. 1. Схематический чертеж источника ионов.

представляет собою источник газоразрядного типа с эффективно действующим цилиндрическим анодом малого размера в разрядной камере, находящейся под потенциалом катода. Катод /нить накалывания/ размещен внутри цилиндрического анода.

Источник содержит молибденовый корпус /1/, внутри которого расположена изготовленная из листового тантала разрядная камера /2/, нагреваемая электрическим током. В корпусе и в разрядной камере имеются эмиссионная щель /3/ размером $24 \cdot 1,4 \text{ мм}^2$ для извлечения ионов и входное окно для ввода продуктов ядерных реак-

ций, закрытое танталовой фольгой толщиной 1-2 мкм /5/. Непосредственно перед окном расположена тонкая внешняя мишень /4/ размером $20 \cdot 15 \text{ мм}^2$, укрепленная в охлаждаемом водой медном держателе /6/. Мишень из тугоплавких материалов может размещаться непосредственно в разрядной камере /7/. Внутри разрядной камеры установлен анод /8/, выполненный из листового тантала в виде цилиндра с открытыми основаниями. Катод /вольфрамовая нить накаливания/ /9/ расположен внутри анода. Для изоляции электрических вводов катода и анода применен карбонитрид бора /10/. Разрядная камера электрически соединена с катодом. Газ в разрядную камеру подается через патрубок /11/. Источник находится в магнитном поле, силовые линии которого направлены вдоль источника. Стрелками на рисунке обозначен циклотронный пучок тяжелых ионов.

3. Эффективность источника ионов

В серии измерений была определена эффективность источника ионов для макроколичеств рабочего газа, в качестве которого использовались неон, аргон, криптон и ксенон. При фиксированной подаче газа режим разряда задавался таким, чтобы получить максимальный ток однозарядных ионов на приемник масс-сепаратора. Это достигалось путем варьирования напряжения и тока разряда, индукции магнитного поля, мощности накаливания катода. Максимальный ток сепарируемых ионов получался при наибольшем токе разряда, ограниченном или плотностью газа в разрядной камере, или мощностью, выделяемой на аноде, и при оптимальном напряжении. При малых натеканиях газа ток разряда был ограничен плотностью газа, при больших - приходилось ограничивать мощность нагрева катода так, чтобы ток разряда не превышал допустимую величину 4-6 А. Оптимальное напряжение разряда, отвечающее максимальному току сепарируемых ионов, составляло 110-130 В для неона, 75-85 В для аргона, 45-55 В для криптона и 30-35 В для ксенона. Оптимальная величина индукции магнитного поля равнялась $\sim 0,1 \text{ Т}$ при работе на всех газах.

Полная эффективность масс-сепаратора в зависимости от подачи газа представлена на рис. 2 для неона, аргона, криптона и ксенона. Эффективность источника ионов равна этой величине или несколько больше ее, поскольку трансмиссия пучка от источника до приемника близка к 100%. Вытягивающее напряжение в этих измерениях составляло 55 кВ для неона и аргона при расстоянии от щели до вытягивающего электрода 15 мм и было несколько больше /60 кВ/ для криптона и ксенона. Ускоряющее напряжение равнялось 50 кВ. Эмиссионная щель в корпусе источника имела глубину 8 мм; наклон стенок щели к оси пучка составлял 43° в горизонтальной /медиадной по отношению к магнитному анализатору/ плоскости и 60° в вертикальной плоскости.

Как видно из рисунка, кривые зависимости эффективности от подачи газа имеют максимумы, которые отвеча-

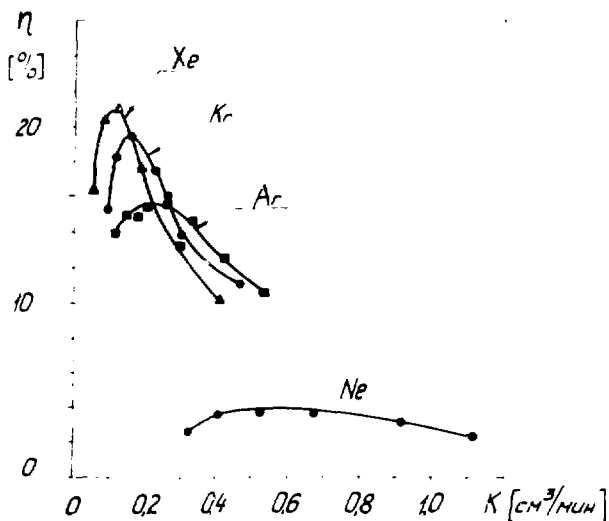


Рис. 2. Полная эффективность масс-сепаратора для неона, аргона, криптона и ксенона в зависимости от величины подачи газа в источник ионов при оптимальных режимах разряда.

ют режиму разряда, ограниченного плотностью газа в разрядной камере. Максимальная эффективность для неона и аргона составляет 4 и 15%, что во много раз превышает эффективность источника инверсомagnetронного типа для тех же газов и сравнима с эффективностью ионных источников, предназначенных для работы с трудноионизируемыми элементами. Например, максимальная эффективность газоразрядного источника с полым катодом в режиме с дополнительной ионизацией за счет неупругих соударений с возбужденными метастабильными атомами гелия составляет 2,4% для неона и 15% для аргона^{14/}.

Определить абсолютную величину эффективности источника при сепарации ультрамалых количеств продуктов ядерных реакций не представилось возможным из-за отсутствия данных по полным сечениям соответствующих ядерных реакций. Однако сопоставление интенсивностей радиоактивного распада сепарируемых нуклидов фтора и неона, образующихся в реакциях многоуклонных передач при облучении тантала ионами ^{22}Ne , показало существенно более высокую эффективность нового источника по сравнению с источником инверсомagnetронного типа.

В таблице приведены некоторые дополнительные характеристики режимов разряда источника ионов новой конструкции.

Таблица

Рабочий газ	Ne	Ar	Kr	Xe
$n / 10^{12} \text{ см}^{-3} /$	17	12	11	8,6
$R_+ / J_e = 1 - \exp(-\sigma n l)$	0,010	0,031	0,039	0,036
$\sigma [10^{-16} \text{ см}^2]$	0,76	3,2	4,4	5,2
$V[\text{В}]$	120	80	50	35
$J_+ / J_e = \sqrt{\frac{m}{M_+}}$	0,0051	0,0041	0,0025	0,0020

Во второй строке таблицы даны значения плотности газа n для режимов с максимальной эффективностью

($\eta = \eta_{\max}$). Эти значения вычислены в предположении атомарного течения газа через эмиссионную щель, исходя из соотношения

$$K \approx \frac{1}{4} n S v, \quad /1/$$

где K - оптимальная величина подачи газа в разрядную камеру, n - соответствующая равновесная плотность атомов в разрядной камере, S - площадь эмиссионной щели, $v = \sqrt{3kT/M}$ - средняя тепловая скорость атомов с массой M , $T = 2000^\circ K$, множитель $1/4$ есть отношение телесного выходного угла щели к 4π .

Относительная скорость образования положительных ионов под действием пучка электронов дается в третьей строке:

$$R_+ / J_e = 1 - \exp(-\sigma n l). \quad /2/$$

Здесь R_+ - число ионов, создаваемых в единицу времени в объеме разрядной камеры; J_e - ток бомбардирующих электронов; σ - сечение ионизации; l - длина пути электрона в разрядной камере. Для длины пролета электрона в разрядной камере было взято расстояние от катода до дальнего основания разрядной камеры, являющейся антикатодом, и обратно до анода, равное ~ 8 см.

Значения сечений ионизации, отвечающие оптимальным напряжениям разряда, были взяты из работы^{/5/}. Сечения и оптимальные напряжения даны в следующих двух строчках.

В последней строке таблицы дается относительная величина тока положительных ионов, отбираемых на катод в соответствии с решением уравнения Пуассона для промежутка плазма-катод,

$$J_+ / J_e \approx \sqrt{\frac{m}{M_+}}, \quad /3/$$

где J_+ - ток положительных ионов на катод, M_+ - масса иона, m - масса электрона.

Из сопоставления значений R_+ / J_e и J_+ / J_e , представленных в таблице, видно, что скорость образования

ионов в разряде существенно выше скорости их ухода, обеспечивающего нейтрализацию отрицательного заряда эмиттируемых катодом электронов. Создаваемый избыток положительных ионов может отбираться на отрицательно заряженные стенки разрядной камеры, не вызывая при этом снижения плотности плазмы до величины ниже критической. Это обстоятельство является весьма важным для очистки ионной бомбардировкой стенок разрядной камеры от загрязнений, мешающих уходу продуктов ядерных реакций из источника ионов и снижающих его быстроту действия.

Быстрота действия источника ионов будет рассмотрена в следующей работе.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику Г.Н.Флерову за содействие и поддержку настоящей работы.

Литература

1. Н.И.Тарантин, А.В.Демьянов, Н.С.Иванов, А.П.Кабаченко. АЭ, 27, 304 /1969/.
2. Н.И.Тарантин, А.П.Кабаченко, А.В.Демьянов. АЭ, 27, 432 /1969/.
3. N.I.Tarantin, A.P.Kabachenko, A.V.Demyanov and N.S.Ivanov. Proc. Int. Conf. on Mass Spectroscopy, Kyoto, Sept. 8-12, 1969. University Tokyo Press, 1970.
4. A.K.Mazumdar, H.Wagner. Proc. the 8th Int. EMIS Conf., Skovde, Sweder, 1973.
5. L.J.Kilffer, G.H.Dunn. Rev.Mod.Phys., 38, 1 (1966).

*Рукопись поступила в издательский отдел
25 марта 1976 года.*