

30/41-70

П-328

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 5369



А. Пиотровски, В.И. Райко, Х. Тыррофф

ОПТИМИЗАЦИЯ ИОННОГО ИСТОЧНИКА
И ПАРАМЕТРОВ ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ
МАСС-СЕПАРАТОРА УСТАНОВКИ ЯСНАПП-1

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1970

P13 - 5369

А. Пиотровски, В.И. Райко, Х. Тыррофф

ОПТИМИЗАЦИЯ ИОННОГО ИСТОЧНИКА
И ПАРАМЕТРОВ ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ
МАСС-СЕПАРАТОРА УСТАНОВКИ ЯСНАПП-1

Доложено на Межд. конф. по электромагнитным масс-сепараторам
и технике их применения

8574/2
нр



1. Ионные источники электромагнитных масс-сепараторов, используемых при спектроскопических исследованиях короткоживущих радиоактивных ядер, должны обладать быстрым действием, давать ионный пучок с малой угловой расходимостью и иметь высокую эффективность при загрузках рабочего вещества 10^{-9} - 10^{-12} г. Величина ионного тока вещества-носителя или маркера, извлекаемого из таких источников, обычно не превышает нескольких десятков микроампер, что является достаточным для контроля за положением и формой массовых линий на коллекторе. Вследствие большого количества взаимосвязанных параметров, характеризующих работу плазменного ионного источника и его ионно-оптической системы, из проведенных ранее исследований (см., например, ^{1/}) трудно сделать какие-либо общие выводы и предсказать оптимальный режим работы источника при изменении условий.

2. В Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований на установке для спектроскопических исследований распада короткоживущих ядер (ЯСНАПП-1) ^{2/} изучаются изотопы различных элементов в широком диапазоне масс. Установление строгих и, по возможности, общих закономерностей в поведении источника позволило бы существенно сократить время подготовки

установки к эксперименту и дало бы возможность его рационального планирования. Целью работы являлось исследование ионного источника масс-сепаратора установки ЯСНАПП-1 и его ионно-оптической системы для определения рабочих режимов, при которых достигается максимальная эффективность и наилучшая фокусировка ионного пучка на коллекторе. Кроме того, представляло интерес исследование влияния динамической декомпенсации объемного заряда ионного пучка, описанной в работах /3,4/, на разрешение массовых линий при извлечении ионного пучка с током 10-100 мка вдоль магнитного поля.

3. Эксперименты проводились с ионным источником магнетронного типа на лабораторном масс-сепараторе ЛЯП ОИЯИ (см. /2/). Использовались пучки ионов ксенона круглого сечения. Схема источника и ионно-оптической системы показана на рис. 1. В качестве характеристики формы ионного пучка была принята полуширина (θ) распределения плотности тока в нем, измеренная с помощью электромеханического сканера на расстоянии 100 см от выходного отверстия источника. Разрешение массовых линий на коллекторе измерялось с помощью аналогичного электромеханического сканера.

4. Получение ионного пучка требуемой формы важно для проведения его без потерь через систему масс-сепаратора и в безаберрационной зоне системы линз и анализирующего магнита. Кроме того от величины угловой расходимости ионного пучка зависит степень компенсации объемного заряда в нем, которая определяет разрешение массовых линий на коллекторе. В работах /3,5/ было показано, что угловая расходимость ионного пучка является немонотонной функцией параметра подобия

$$P = \frac{9\pi d^2}{U_0^{3/2}} \sum_{n,m} \frac{j_{n,m}}{\sqrt{\frac{2eZ_n}{M_m}}}, \quad (1)$$

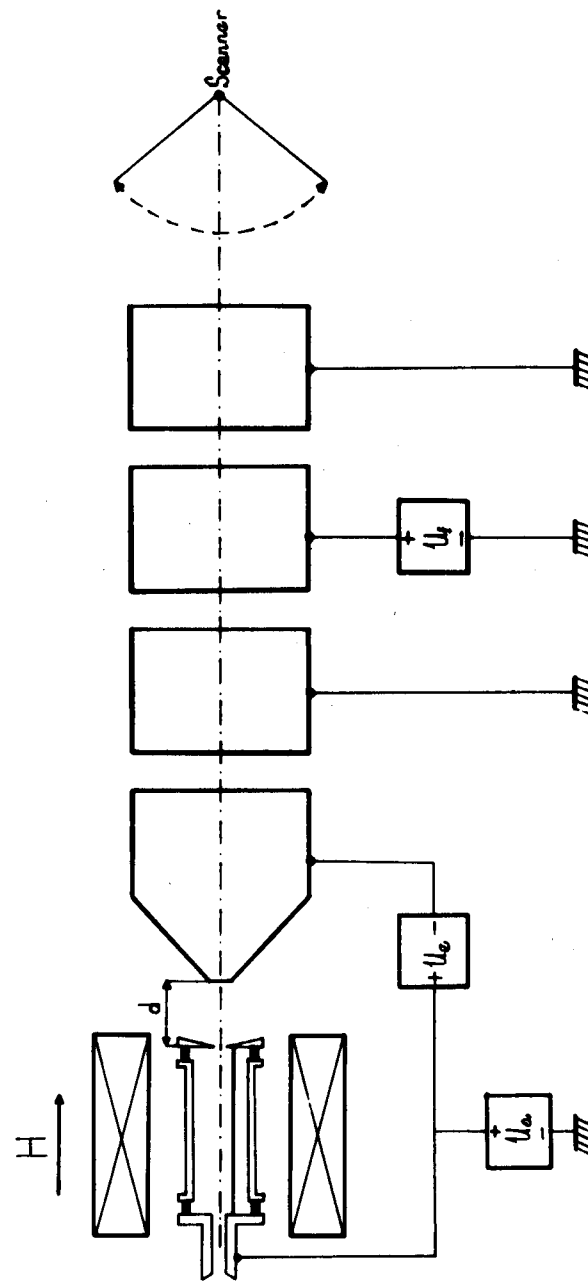


Рис. 1. Схема ионного источника и ионно-оптической системы.

где d - расстояние между электродами, j - плотность тока на эмитирующей поверхности плазмы, M - масса иона, Z - кратность заряда ионов, U_0 - напряжение извлечения ионов.

При некотором значении $P = P_0$, которое зависит от геометрии промежутка извлечения ионов, функция $\theta(P)$ имеет резкий минимум (см. рис. 5). Эта зависимость имеет место для любых плазменных ионных источников и является полной характеристикой данной ионно-оптической системы. Она значительно упрощает выбор оптимальной геометрии электродов ионной оптики и режимов работы ионного источника. В работе ^{/4/} было показано, что пульсации плотности плазмы в разряде ионного источника вследствие резкой зависимости $\theta(j)$ передаются в ионный пучок с большим коэффициентом усиления и вызывают декомпенсацию его объемного заряда. В работе ^{/3/} проведено обобщенное рассмотрение такого процесса динамической декомпенсации для ионных пучков с произвольными e/M и скоростью. Предполагая, что плотность тока по углу θ распределена равномерно, а траектории ионов прямолинейны и принимая для сходящегося пучка (левая ветвь кривой $\theta(P)$ - вогнутый мениск) $\theta < 0$, полученное выражение для степени декомпенсации можно записать в виде:

$$K = \frac{\xi_z}{\xi_0} = 1 - \frac{P \frac{d\theta}{dP}}{\theta + \frac{\delta}{z}}, \quad (2)$$

где ξ_z и ξ_0 - относительные величины пульсаций плотности ионного тока в пучке и в разряде источника, δ - размер эмитирующей ионы поверхности плазмы, z - расстояние от поверхности плазмы до места измерения. Анализ этого выражения показывает, что максимальная декомпенсация ионного пучка для $z \gg \delta$ должна

наблюдаться при $\theta = \theta_{\min}$ и уменьшаться с ростом величины θ до некоторого предела, определяемого величиной ξ_0 (см. рис. 2). По этой причине нами использовался ионный источник магнетронного типа, пульсации плазмы (ξ_0) в котором меньше, чем в источниках других типов ^{/6,7/}. Интересным является то, что практически полного устранения динамической декомпенсации ионного пучка ($K = 0$) следует ожидать на правой ветви кривой $\theta(P)$ (выпуклый мениск), если эту функцию здесь можно представить прямой, проходящей через начало координат, т.е. $\theta = CP$. В этом случае изменение плотности тока в ионном пучке должно компенсироваться соответствующим изменением угловой расходимости пучка.

5. В соответствии с изложенным выше, рис. 2 иллюстрирует изменение угловой расходимости ионного пучка, извлекаемого из источника, с ростом силы тока в пучке и влияние величины θ на разрешение массовых линий на коллекторе, что является следствием эффекта динамической декомпенсации объемного заряда пучка. На рисунке хорошо видны области, когда процессы компенсации объемного заряда пучка, влияющие на разрешение массовых линий, перестают зависеть от величины θ . При еще большем увеличении величины θ сильное удаление пучка от оси системы приводит к росту геометрических aberrаций и ухудшению разрешения. Из этих кривых можно определить область значений θ и I , для которых достигается максимальное разрешение. Зависимость $\theta(I)$ измерялась при $U_0 = 8$ кв и $U_a = U_f = 0$. Кривая $RP(I)$ - при $U_a = 40$ кв. Величина фокусирующего напряжения U_f здесь и в последующих измерениях подбиралась при каждом значении ионного тока для получения максимального разрешения. На рис. 2 приводится зависимость $U_f(I)$, которая показывает, что величина фокусирующего напряжения, требующегося для получения параллельного пучка при входе его в анализирующий магнит, зависит от угловой расходимости θ .

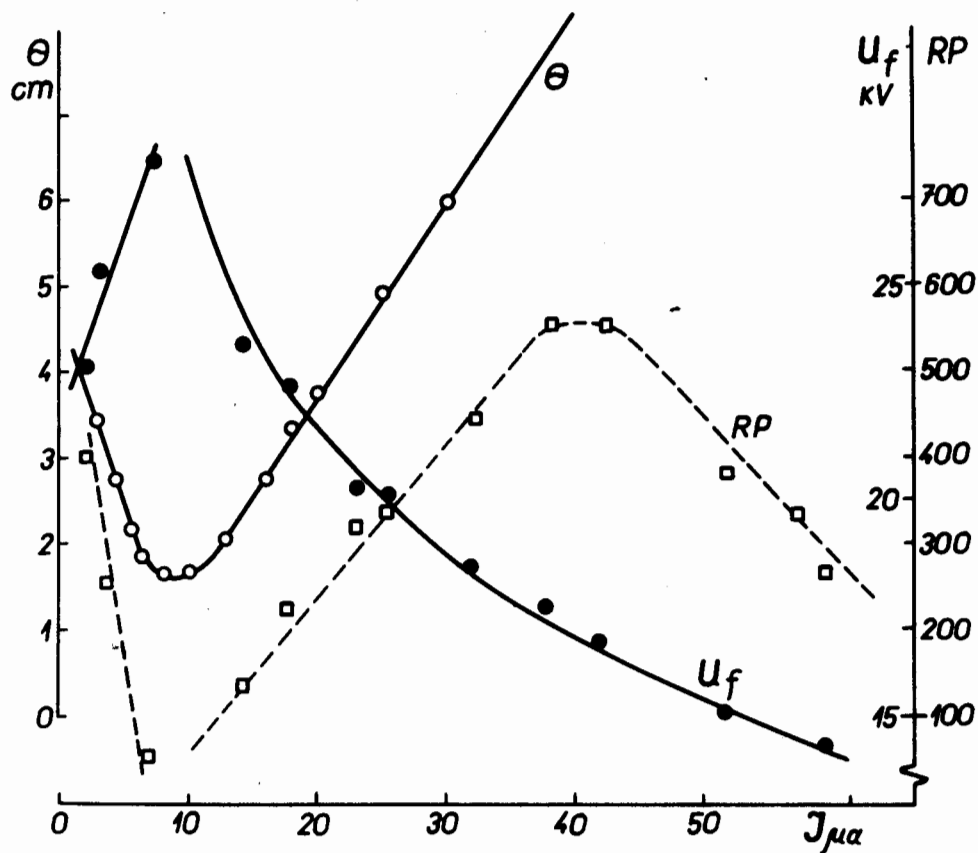


Рис. 2. Зависимость угловой расходимости ионного пучка при $U_a = 0$, разрешения на коллекторе и фокусирующего напряжения при $U_a = 40$ кВ от силы ионного тока $d = 3,5$ см, $U_0 = 8$ кВ, $\delta = 3$ мм.

Диапазоны ионных токов, при которых достигается максимальное разрешение на коллекторе, можно легко менять с помощью извлекающего напряжения U_0 , либо путем изменения величины расстояния между электродами d . На рис. 3а показаны зависимости $\theta(I)$ для различных значений U_0 , а на рис. 3в приводятся соответствующие им максимальные значения RP при $\delta = 3$ мм. Показанная штриховкой на рис. 3а область значений θ , отвечающих максимальному разрешению, позволяет определить оптимальную расходимость ионного пучка (θ_{opt}). Аналогичная процедура была проделана при изменении параметра d . На кривых $\theta(I)$ рис. 4 показано два значения оптимальной угловой расходимости при $U_a = 40$ и 25 кВ в зависимости от величины ионного тока для $\delta = 3$ мм. Так же как и в предыдущем случае, максимальное для данного режима разрешение наблюдается примерно при одном и том же значении угловой расходимости. В итоге из кривых $\theta(I)$, часть из которых показана на рис. 3а, была построена зависимость $\theta(P)$ (рис. 5), на которой приводятся значения оптимальных угловых расходимостей для двух величин ускоряющего напряжения U_a . Отсюда, используя значения параметра подобия P для данного θ_{opt} , легко определить для любого сорта ионов величину ионного тока, позволяющую получить максимальное разрешение. Следует заметить, что с уменьшением величины U_a величина ионного тока для $\theta = \theta_{opt}$ и абсолютная величина максимального разрешения падают (рис. 4). Результаты, описанные выше, были получены также и для $\delta = 1$ мм.

6. Как уже указывалось, вследствие малых сечений образования ядер, расположенных далеко от полосы β -стабильности, требование высокой эффективности ионного источника становится особенно важным. В работе ^{18/} было показано, что зависимость эффективности источника от его основных параметров примерно одинакова как

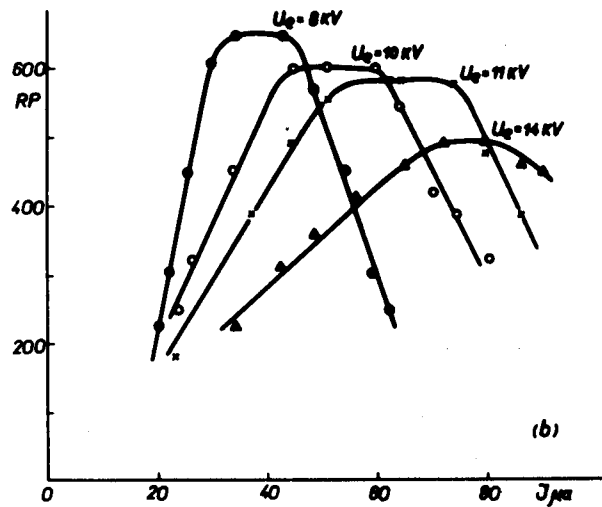
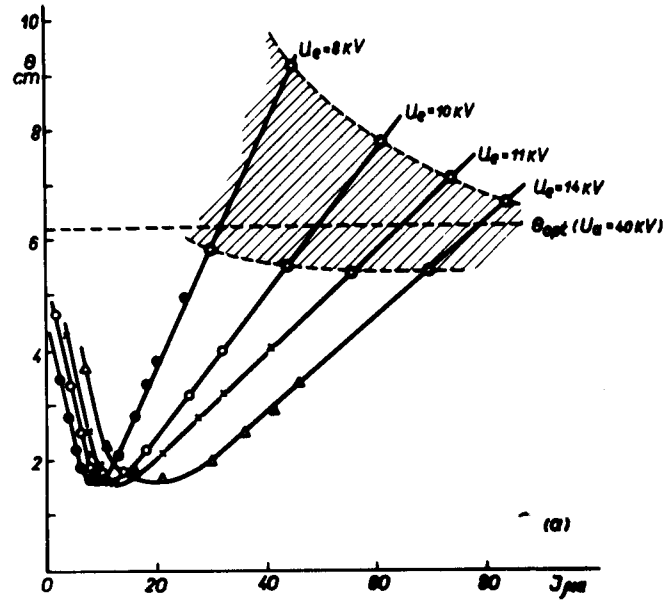


Рис. 3. а) Зависимости угловой расходимости ионного пучка при $U_a = 0$ и для различных значений U_0 от силы ионного тока, $d = 3,5$ см, $\delta = 3$ мм. Заштрихованная область показывает значения θ при максимальном разрешении массовых линий на коллекторе масс-сепаратора. в) Зависимости разрешения массовых линий на коллекторе масс-сепаратора от силы ионного тока при различных значениях U_0 , $d = 3,5$ см, $\delta = 3$ мм, $U_a = 40$ кв.

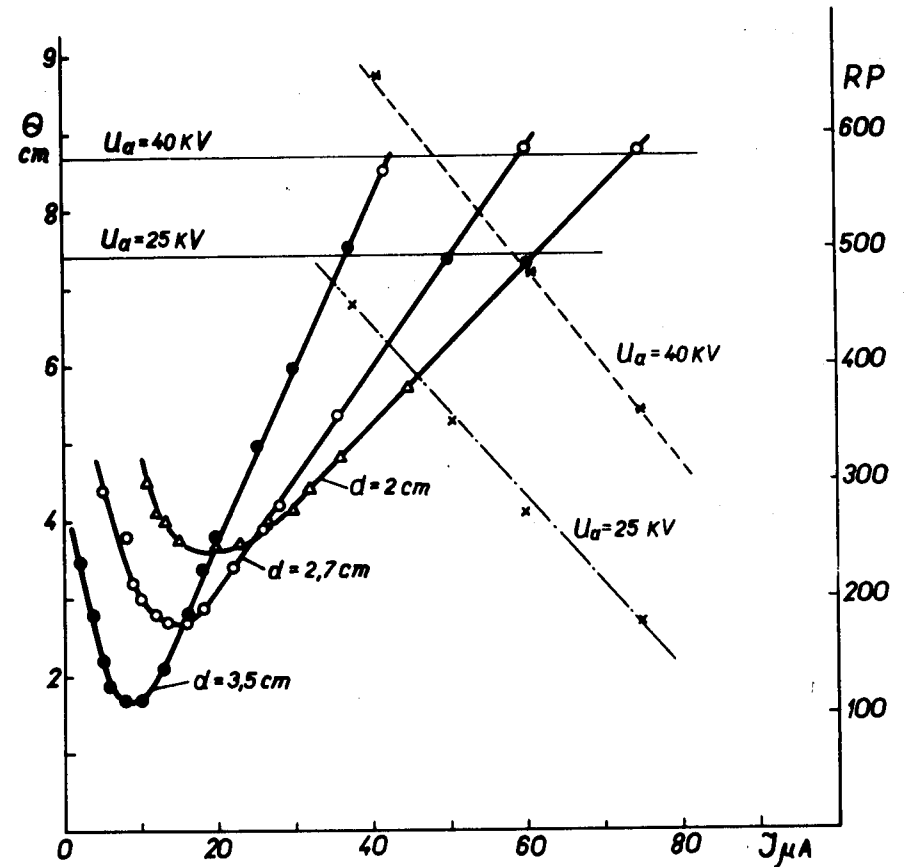


Рис. 4. Зависимости угловой расходимости ионного пучка от силы ионного тока при различных значениях d . $\delta = 3$ мм, $U_0 = 8$ кв, $U_a = 0$. Пунктирная и штрихпунктирная линии показывают изменение максимального разрешения массовых линий в зависимости от силы ионного тока при $U_a = 40$ кв, и $U_a = 28$ кв, соответственно.

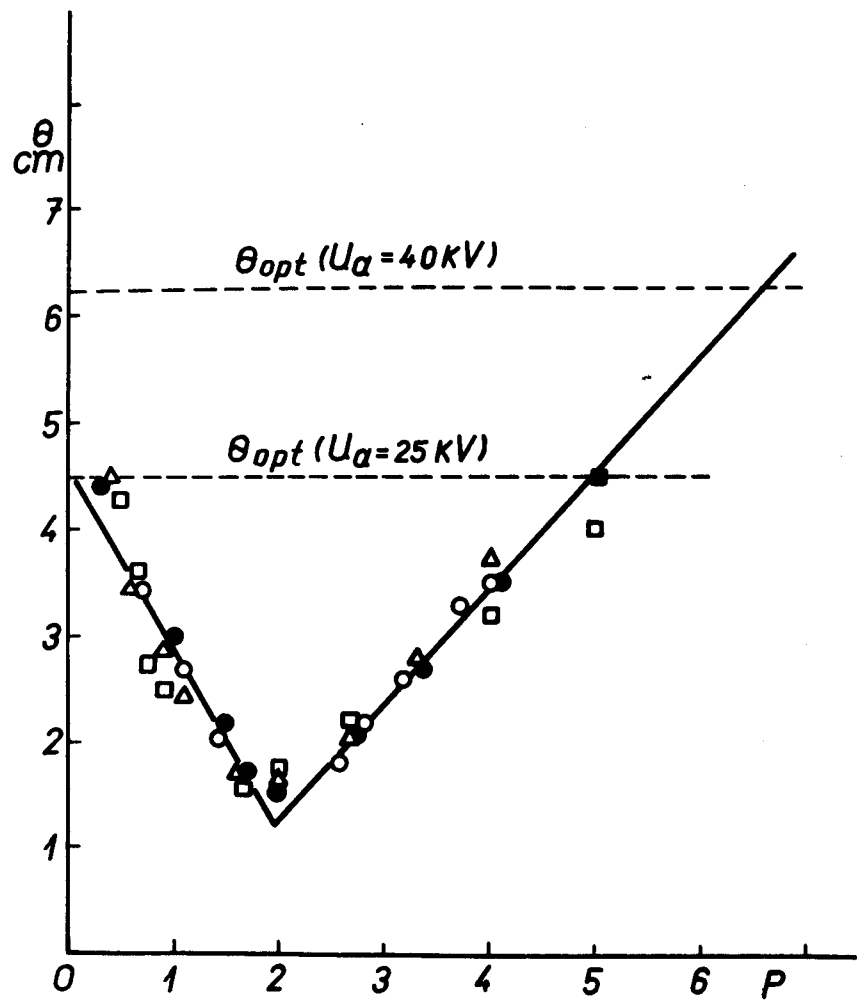


Рис. 5. Зависимость угловой расходимости пучка от параметра подобия. ● - $U_e = 6$ кВ, Δ - $U_e = 8$ кВ, \square - $U_e = 10$ кВ, \circ - $U_e = 20$ кВ, $d = 3,5$ см, $\delta = 3$ мм.

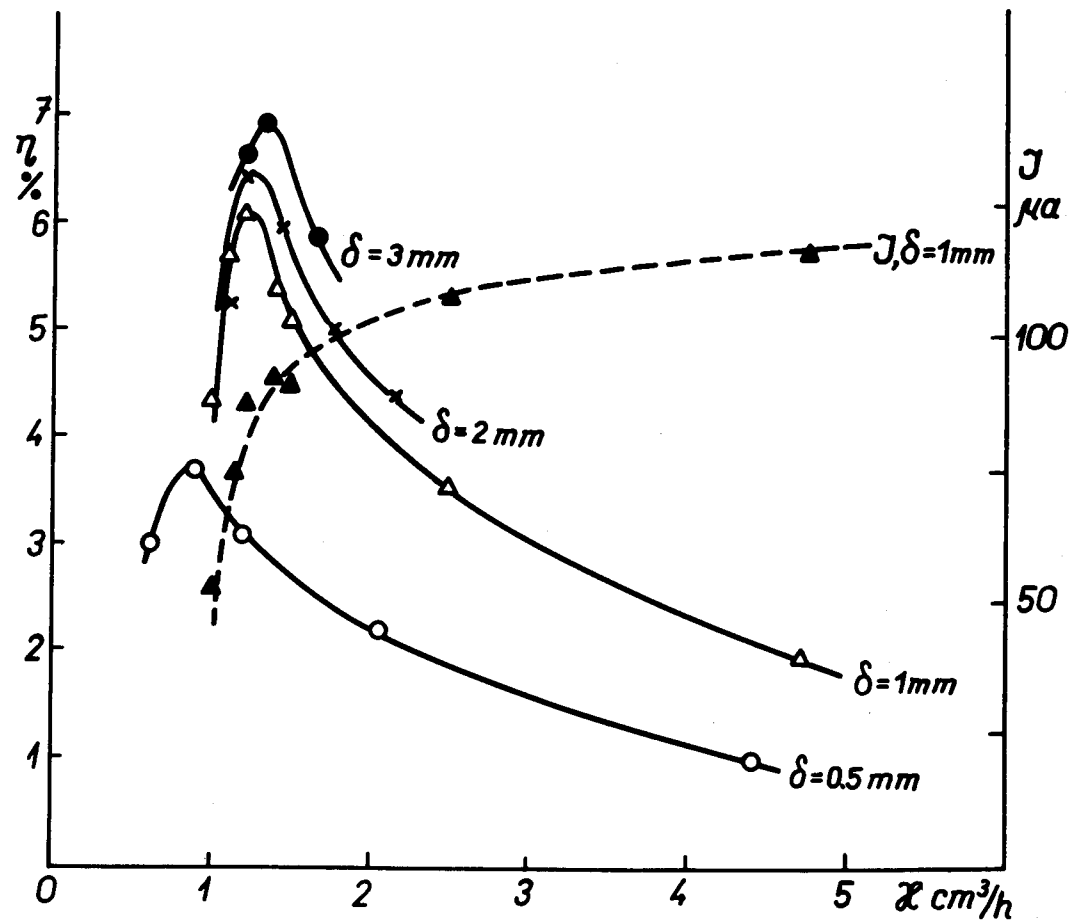


Рис. 6. Зависимости эффективности источника для различных значений δ и различных величин ионного тока на коллекторе для $\delta = 1$ мм от скорости подачи ксенона в источник.

для макроколичеств вещества-носителя, так и для очень малых примесных компонент. Таким образом, в первом приближении представляется достаточным определить зависимость эффективности от параметров источника для вещества-носителя. Зависимости эффективности η используемого источника от скорости подачи в него ксенона при различных диаметрах выходного отверстия δ приводятся на рис. 6. Пунктирной кривой дается величина извлекаемого при этом ионного тока Xe^+ , измеренного с помощью цилиндра Фарадея на коллекторе масс-сепаратора, для $\delta = 1$ мм. При изменении величины ионного тока коэффициент трансмиссии через масс-сепаратор поддерживался постоянным путем подбора параметров ионно-оптической системы.

Ионообразование в этом источнике магнетронного типа нами детально не исследовалось (см. /7/). Для каждого значения натекания газа режим ионного источника подбирался для получения максимального ионного тока. Максимальные значения эффективности достигаются при величинах натекания ксенона, обеспечивающих минимально возможное давление в разрядной камере источника для устойчивого горения разряда.

7. Используя результаты, приведенные на рис. 3 и 6, можно найти компромисс между эффективностью и разрешением. На рис. 7 приводятся значения максимального разрешения для двух величин δ при различных U_0 в зависимости от силы тока в ионном пучке. Там же даются два значения максимальной эффективности источника для тех же величин δ . Уменьшение величины ионного тока при постоянном значении натекания газа, естественно, приводит к падению эффективности. Это показано прямыми линиями, проходящими через начало координат. С другой стороны, как видно из рисунка, разрешение падает с ростом ионного тока. Последний эффект может быть объяснен ростом перванса ионного пучка в дрейфовом пространстве масс-

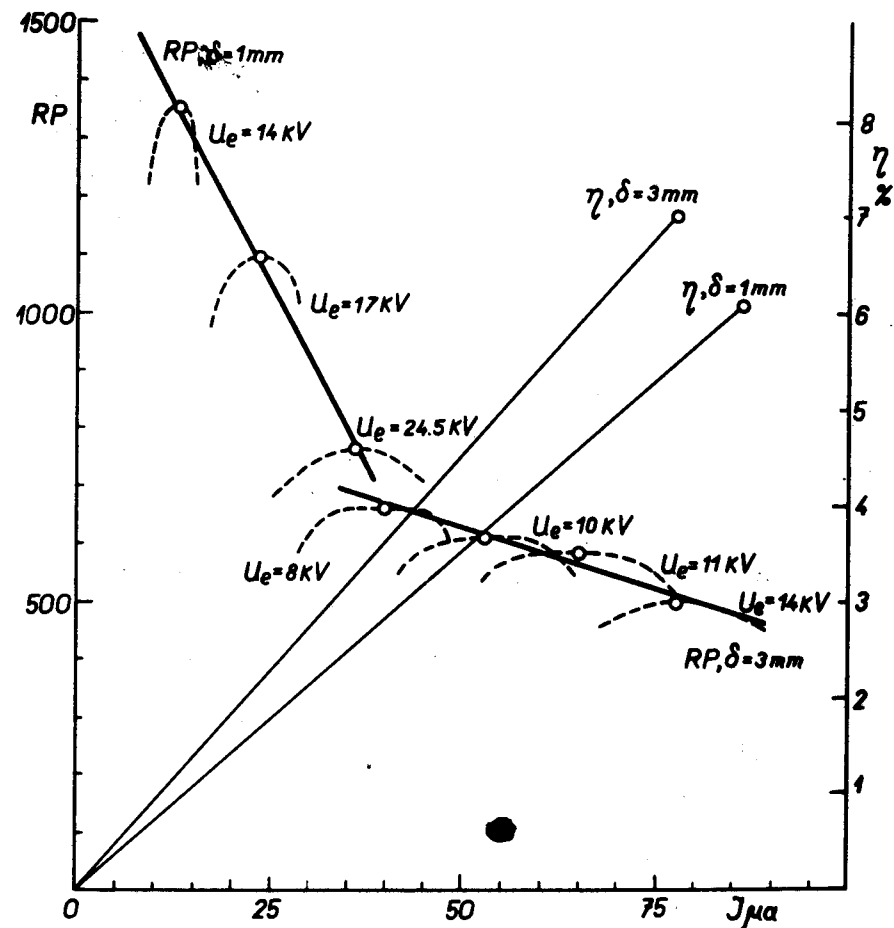


Рис. 7. Зависимости максимальных значений разрешения массовых линий при различных величинах U_0 для $\delta = 1$ мм и $\delta = 3$ мм от силы ионного тока. Пунктирные кривые - зависимости разрешения от силы тока вблизи их максимальных значений для данного U_0 .

Для $\delta = 1$ мм и $\delta = 3$ мм приводятся значения максимальной эффективности масс-сепаратора, взятые из рис. 6. Прямые линии указывают изменение η при уменьшении ионного тока при неизменном натекании ксенона.

сепаратора, так как при измерениях величина U_a поддерживалась постоянной. Это иллюстрируют также кривые для RP на рис. 4, полученные для $U_a = 25$ и 40 кв.

Таким образом, при указанных параметрах максимальное разрешение $RP = 1350$ для $\delta = 1$ мм может быть получено лишь при эффективности источника $\approx 1\%$, тогда как максимальная эффективность $\eta = 7\%$ при удовлетворительном разрешении $RP = 500$ может быть получена только при $\delta = 3$ мм и силе ионного тока ксенона ≈ 80 мка.

Очевидно, для других рабочих веществ эффективность ионного источника будет иной.

Литература

1. "Electromagnetic Isotope Separators and Their Applications", Nucl.Instr.Meth., 38 (1965).
2. Г. Музиоль, В.И. Райко, Х. Тыррофф. Препринт ОИЯИ Р6-4487.
3. В.И. Райко. Kernenergie, 10, 3 (1967).
4. M.V. Nezlin. Plasma Physics, v.10, 10 (1968).
5. W.L. Rautenbach. Nucl.Instr.Meth., v.12, 1 (1961).
6. J.H. Freeman. Nucl.Instr.Meth., 22, 306 (1963).
7. B. Čobič, P. Cibin, D. Tošič. Proc.7-th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Cases, v.1, 510 (1966).
8. А.В. Демьянов, А.П. Кабаченко, О.П. Логинов, Н.И. Тарантин, Х. Тыррофф. Препринт ОИЯИ Р13-3953.

Рукопись поступила в издательский отдел

21 сентября 1970 года.