

РАЗДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ В БОЛЬШИХ КОЛИЧЕСТВАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ МЕТОДАМИ*)

Л. Смит, В. Паркинс и А. Форрестер

ВВЕДЕНИЕ

Среди различных методов, применявшихся для разделения изотопов в небольших количествах, особое внимание всегда привлекали к себе методы, использующие действие, оказываемое на ионы соответствующими комбинациями статических или зависящих от времени электрических и магнитных полей. Это обусловлено главным образом тем обстоятельством, что, поскольку речь идет о получении только весьма малых количеств, такие методы пригодны для разделения изотопов почти всех элементов.

Применение этого метода для получения больших количеств разделяемых компонент при одновременном сохранении указанного преимущества наталкивается на две основные трудности. Первая заключается в необходимости создания больших ионных токов, переносящих большие количества вещества. Однако в создании ионных источников достигнуты столь большие успехи, что ограничения, связанные с невозможностью образования большого количества ионов, в настоящее время полностью отпадают. Поэтому мы не будем рассматривать общие принципы устройства ионных источников, а ограничимся только теми источниками, которые используются в описанных ниже сепараторах. Конечно, не исключена возможность того, что в будущем источники снова наложат ограничение на количество разделяемого вещества благодаря скоростям и пространственному распределению ионов, однако это кажется маловероятным.

Вторая и основная проблема—это сохранение достаточной разрешающей способности при наличии огромного пространственного заряда, связанного с большими ионными токами. Можно сказать, что успешность применения электромагнитных методов для разделения изотопов в больших масштабах зависит от отыскания способов освободиться от действия сил, обусловленных большим пространственным зарядом, или не дать возможности этим большим си-

*) Lloyd P. Smith, W. E. Parkins and A. T. Forrester, Phys. Rev. 72, 989 (1947). Перевод П. Е. Кунина и И. М. Таксара.

лам исказить действие электромагнитных сил, используемых для разделения.

Ниже приводятся анализ и экспериментальные испытания соответствующих методов, выполненные авторами в течение последних нескольких лет и приведшие к созданию эффективного радиального магнитного сепаратора.

ОБЫЧНЫЙ МАГНИТНЫЙ МАССПЕКТРОГРАФ И ПРОБЛЕМА ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

При применении обычного масспектрографа, например типа Демпстера, для разделения больших количеств изотопов возникает серьезное ограничение в отношении скорости их разделения. Оно обусловлено наличием больших сил, создаваемых пространственным зарядом, если этот пространственный заряд каким-либо образом не нейтрализуется. Оценка этого ограничения может быть получена следующим образом. Рассмотрим, например, пучок ионов в полукруговом масспектрографе Демпстера. Огибающие траекторий ионов обоих изотопов показаны на рис. 1. Длина пучка в направлении, перпендикулярном к плоскости чертежа, предполагается весьма большой. Пусть изменение кривизны крайней ионной траектории мало по сравнению с изменением положения относительно центра пучка. Тогда благодаря наличию пространственного заряда на ионы, движущиеся по крайним траекториям изнутри, будет действовать сила, величина которой находится простым применением теоремы Гаусса. Она равна



Рис. 1. Ионные пучки в масспектрографе типа Демпстера.

направлении, перпендикулярном к плоскости чертежа, предполагается весьма большой. Пусть изменение кривизны крайней ионной траектории мало по сравнению с изменением положения относительно центра пучка. Тогда благодаря наличию пространственного заряда на ионы, движущиеся по крайним траекториям изнутри, будет действовать сила, величина которой находится простым применением теоремы Гаусса. Она равна

$$F = 2\pi \frac{Ie}{v}, \quad (1)$$

где I — полный ток в пучке на единицу длины, перпендикулярной к плоскости чертежа, а v — средняя скорость ионов. Очевидно, что сила, действующая на крайние ионы, не зависит от ширины пучка. Следовательно, эта направленная наружу сила будет постоянна вдоль всей длины пучка. Траектории частиц, ограничивающих пучок, будут поэтому окружностями радиусов r_1 и r_2 , которые определяются из соотношения

$$\frac{Mv^2}{r_{12}} = Hev \pm \frac{2\pi Ie}{v}. \quad (2)$$

Отсюда получаем ширину пучка при угле в 180°

$$\Delta S \equiv 2(r_2 - r_1) = \frac{8\pi e}{M} \cdot \frac{Ia^2}{v^3}, \quad (3)$$

где a — невозмущенный радиус, т. е. радиус в отсутствии объемных зарядов.

Даже при отсутствии объемного заряда пучки, состоящие из двух различных изотопов, фокусируются в B в точках, очень близких друг к другу. Поэтому можно считать, что оба пучка почти совпадают на всём пути и что внешние ионы в обоих пучках подвергаются действию одной и той же силы, обусловленной наличием пространственных зарядов. Таким образом, оба пучка имеют одну и ту же ширину ΔS вблизи точки B .

При пренебрежении пространственным зарядом расстояние между точками, где фокусируются пучки обоих изотопов в B , равно

$$\Delta x = \frac{|M_2 - M_1|}{M_1} a. \quad (4)$$

Максимальная скорость отложения полностью разделённых изотопов достигается при таком ионном токе, при котором ширина каждого пучка ΔS равна смещению Δx . Если расширение пучка больше смещения, т. е. $\Delta S > \Delta x$, то в B площадь, покрываемая каждым чистым изотопом на единицу глубины пучка, будет Δx , а скорость отложения чистого изотопа на единицу глубины пучка пропорциональна $\frac{\Delta x}{\Delta S} I$. Но согласно уравнению (3) ΔS само пропорционально I . Таким образом, при токах, больших соответствующего $\Delta S = \Delta x$, ничего не выигрывается. Величина этого предельного тока I получается из выражений (3) и (4); она равна

$$I = \frac{M_1}{8\pi e} \cdot \frac{v^3}{a} \cdot \frac{|M_2 - M_1|}{M_1}.$$

С помощью соотношения $\frac{M_1 v^2}{a} = \frac{HeV}{c}$, которое определяет радиус средней ионной траектории, и соотношения $v^2 = \frac{2eV}{M_1}$ получим окончательное выражение для предельного тока:

$$I = \frac{1}{4\pi} \frac{|M_2 - M_1|}{M_1} \frac{e}{M_1 c} VH.$$

Масса $\mathfrak{M}$, отлагающаяся в единицу времени, равна

$$\mathfrak{M} = \frac{\eta}{4\pi} \cdot \frac{|M_2 - M_1|}{M_1} \frac{VH}{c} \text{ г/сек},$$

где η — относительное количество рассматриваемого изотопа. Если V выражено в вольтах, а H — в гауссах, число миллиграммов изотопа, которое может быть отделено в час, равно

$$\mathfrak{M} \text{ мг/час} = 3,19 \cdot 10^{-8} \eta \frac{|A_2 - A_1|}{A_1} V (\text{вольт}) \cdot H (\text{гаусс}), \quad (5)$$

где A_1 и A_2 — массовые числа изотопов. В практических единицах выраженный через массовые числа предельный ток будет

$$I \text{ (ма/см)} = 0,855 \cdot 10^{-6} \eta \frac{A_2 - A_1}{A_1^2} V H. \quad (6)$$

Из этого соотношения сразу видно, что пространственный заряд налагает сильное ограничение на скорость разделения даже при больших напряжениях и сильных полях. Например, скорость отделения Са-44 от Са-40 (очень благоприятный случай, где $\eta = 1/20$) составляет только 12 мг в час на сантиметр даже в том случае, когда $V = 50\,000$ в, а $H = 15\,000$ гауссов. Полный ионный ток в таком пучке равен 1,6 ма на сантиметр. Даже не затрагивая существенных проблем, связанных с применением таких больших напряжений, следует заключить, что этот метод не является эффективным, если по крайней мере часть пространственного заряда не будет нейтрализована.

При использовании столь высоких напряжений необходимо такое устройство ускоряющей системы электродов, которое препятствовало бы возможности недофокусировки или перефокусировки пучка при его попадании в область, где происходит разделение. Неясно также, возможно ли успешно собирать ионы такой большой энергии на улавливающих электродах в связи с нагреванием и распылением последних.

НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ПУЧКА ЭЛЕКТРОНАМИ

Из-за большой подвижности электронов по сравнению с ионами на первый взгляд может показаться, что нейтрализация большого пространственного заряда интенсивного пучка ионов трудно достижима. Однако ионный пучок, в котором ионы не ускоряются внешним электрическим полем, способен захватывать электроны малой энергии, так как последние начинают двигаться вдоль оси пучка. Это обусловлено тем, что в ненейтрализованном ионном пучке электрическое поле направлено от оси пучка и, следовательно, сила, действующая на электрон, всегда направлена к центру пучка. Можно сказать, что ионный пучок образует «жолоб» пространственного заряда, и медленные электроны, попав в него, уже не могут уйти далеко от оси. Они могут, однако, двигаться вдоль оси пучка, но соответствующим устройством электродов можно достигнуть такого распределения потенциалов на концах луча, которое будет препятствовать медленным электронам покидать пучок. Распределение потенциалов в ионном пучке показано на рис. 2. Если электроны могут эффективно захватываться, то в конце концов их собирается такое количество, что пространственный заряд почти исчезает.

В присутствии магнитного поля, например в масспектрографе типа Демпстера, электроны могут быть ещё более эффективными. Они

мигрируют внутри пучка даже при наличии сильного магнитного поля. Благодаря наличию силы, действующей на электрон в направлении к центру пучка, электрон, первоначально покоившийся в пучке, будет двигаться по малым циклоидоподобным траекториям, как показано на рис. 3. В результате столкновений, сопровождающихся по-

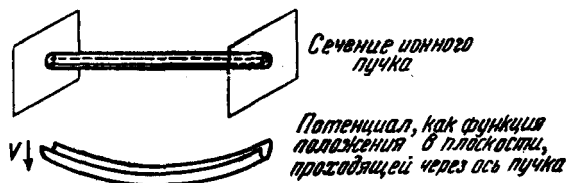


Рис. 2. Распределение потенциала во всём сечении, плоскость которого проходит через ось пучка.

терей кинетической энергии, он будет приближаться к центру пучка. Если в конце пучка приложена небольшая задерживающая сила, то электрон перейдёт на другую сторону пучка и начнёт двигаться в



Рис. 3. Возможные траектории электронов, движущихся в ионном пучке в обычном масспектрографе, иллюстрирующие захват медленных электронов.

противоположном направлении, как показано на рисунке. Благодаря этому электроны в конце концов могут попасть в любую часть пучка.

Средняя скорость движения электрона вдоль пучка будет порядка $v_e = \frac{E}{H}c$, где E —электрическое поле, направленное перпендикулярно пучку. В ненейтрализованном пучке E может быть порядка тысячи вольт на сантиметр, и миграция электронов происходит очень быстро. Но даже если предположить, что плотность ионов невелика или что пучок уже частично нейтрализован, и принять, что E составляет только 10 в/см, то в поле в 2000 гауссов

$$v_e \approx 5 \cdot 10^5 \text{ см/сек.}$$

Ион с массовым числом 200 будет обладать скоростью порядка

$$v_i \approx 10^5 V \text{ (вольт),}$$

где V — энергия иона в электроно-вольтах. Она может быть, например, порядка 3600 в. Тогда

$$v_i \approx 6 \cdot 10^6 \text{ см/сек},$$

что в 10 раз превышает скорость миграции электронов. Следовательно, такие электроны могут эффективно нейтрализовать пространственный заряд. Они могут быть введены в пучок путём ионизации атомов газа или при помощи соответственно расположенных источников электронов.

МОДУЛЯЦИОННЫЕ МЕТОДЫ И ПРОБЛЕМА ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Столь же сильно сказывается влияние пространственного заряда и в методах эффективного разделения изотопов, использующих меняющиеся во времени электрические поля. В этих методах обычно стремятся либо путём модуляции скорости однородного пучка ионов, либо при помощи периодического прерывания пучка использовать различие в скоростях для достижения разделения. В этих случаях наличие пространственного заряда создаёт две трудности. Первая связана с быстрым расплыванием пространственного заряда пучка, вторая — с эффектом экранирования модулирующих электродов окружающими ионами.

Расплывание пучка, имеющего форму листа бесконечной ширины, по существу описывается уже использованным выше выражением. Если d расстояние вдоль пучка, отсчитываемое от точки, в которой ионы двигались по параллельным траекториям, то для расплывания имеем

$$\frac{z}{z_0} = 1 + 2,04 \cdot 10^6 \frac{d^2 I}{z_0 V^3}, \quad (7)$$

где z_0 — первоначальная толщина пучка, I — ток в амперах на единицу ширины, V — напряжение и A — атомный вес иона.

Если пучок имеет цилиндрическое поперечное сечение, то расплывание будет даваться более сложной функцией расстояния d вдоль оси пучка. Это выражение было получено различными авторами¹ и может быть записано в следующем виде

$$d = 1,75 \cdot 10^{-3} r_0 \left(\frac{V^3}{A I^2} \right)^{1/4} \int_0^{\ln r/r_0} e^{y^2} dy, \quad (8)$$

где I — ток в пучке, V — энергия в электроно-вольтах, r_0 — первоначальный радиус, r — радиус на расстоянии d , A — атомный вес иона. Для удобства графика этой функции дан на рис. 4. С его помощью можно оценить порядок величины расплывания, которое можно ожидать в обычных пучках. Например, при 10 ма и 10 000 в пучок ионов с массой 40, первоначально имевший радиус 1 см, на расстоянии 5,6 см будет иметь радиус 3 см.

Если существенна параллельность траекторий ионов, то очевидно, что при небольших начальных напряжениях нельзя достичь токов, необходимых для разделения. Использование же больших напряжений связано с теми трудностями, о которых говорилось выше. Кроме того, весьма сложно осуществить модуляцию пучков высокого напряжения, так как в этом случае должны быть велики частота и амплитуда модулирующего поля.

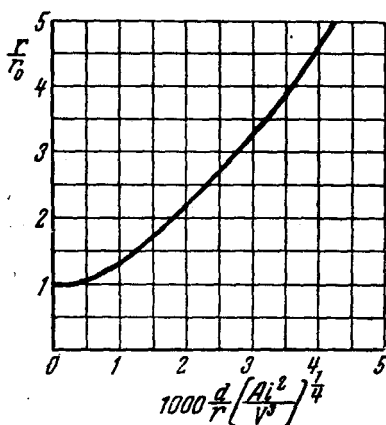


Рис. 4. Естественное расплывание пучка кругового поперечного сечения, в котором предполагается наличие только радиальных сил.

r_0 — начальный радиус; r — конечный радиус; d — пройденное расстояние; i — общий ток; V — начальное напряжение; A — атомный вес частицы. Все величины в практических единицах.

При практическом осуществлении это связано с особыми трудностями, когда требуется модулирующее напряжение несинусоидальной формы. Другим затруднением, связанным с модуляционными схемами, является необходимость достижения в некоторых областях острых максимумов градиентов потенциала. Даже в том случае, когда используются сетки, это может оказаться трудно выполнимым в областях, где велик пространственный заряд.

Применение магнитного поля, направленного вдоль пучка, как это показано ниже, не является достаточно эффективным для предотвращения расплывания. Можно вычислить максимальный радиус траектории частицы, если сечение пучка является кругом. По мере движения такой частицы в на-

правлении оси пучка она совершает периодические колебания между максимальным и минимальным радиусами. За исключением движения вдоль оси, условия здесь такие же, как в магнетроне. Хэлл² показал, что для заряженной частицы, движущейся в однородном магнитном поле H (направленном вдоль оси z) и радиально симметричном электрическом поле F (являющемся функцией только от r), если начальные условия при $r=r_0$ заданы следующим образом:

$$\mu_0 = \left(\frac{dr}{dt} \right)_0, \quad v_0 = r_0 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)_0, \quad w_0 = \left(\frac{dz}{dt} \right)_0, \quad (9)$$

квадрат радиальной скорости равен

$$\begin{aligned} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = & \frac{2eVr}{m} - H^2 \left(\frac{e}{2m} \right)^2 r^2 \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right)^2 - \\ & - H \frac{e}{m} r_0 v_0 \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) + v_0^2 \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) + w_0^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$V_r = \int_{r_0}^r F dr. \quad (11)$$

Полагая $\frac{dr}{dt} = 0$, Хэлл получил неявное выражение для максимального радиуса r_m , которого может достигнуть частица:

$$V_{rm} = H^2 \frac{e}{8m} r_m^2 \left(1 - \frac{r_0^2}{r_m^2}\right)^2 + \left(\frac{Hr_0 v_0}{2} - \frac{v_0^2}{2e/m}\right) \left(1 - \frac{r_0^2}{r_m^2}\right) - \frac{u_0^2}{2e/m}. \quad (12)$$

Чтобы получить максимальный радиус, достигаемый пучком, ограниченный наличием аксиального магнитного поля, полагаем, что ион начинает двигаться, находясь на поверхности пучка радиуса r_0 , и при расширении пучка продолжает оставаться на его границе. По теореме Гаусса, эффективное радиальное электрическое поле, выраженное через ток пучка I , равно

$$F = \frac{2Ic^2}{rw_0}.$$

Используя выражение (11), находим

$$V_{rm} = \frac{2Ic^2}{w_0} \ln \frac{r_m}{r_0}. \quad (13)$$

Подставляя (13) в уравнение (12) и полагая $v_0 = 0$, получим уравнение, из которого может быть определен максимальный радиус

$$\frac{2Ic^2}{w_0} \ln \frac{r_m}{r_0} = \frac{H^2 e r_0^2}{8m} \left(\frac{r_m^2}{r_0^2} - 2 + \frac{r_0^2}{r_m^2}\right) - \frac{m}{2e} u_0^2. \quad (14)$$

Полагая $\rho = \ln \frac{r_m}{r_0}$, перепишем это уравнение в виде

$$\frac{2Ic^2}{w_0} \rho = \frac{H^2 e r_0^2}{2m} \text{sh}^2 \rho - \frac{m}{2e} u_0^2. \quad (15)$$

Переходя в (15) от электромагнитных единиц к практическим, получим

$$2,72 \cdot 10^{10} \frac{A^{3/4} I}{(V_z)^{1/2} H^2 r_0^2} \rho + 2,09 \cdot 10^4 \frac{AV_R}{H^2 r_0^2} = \text{sh}^2 \rho, \quad (16)$$

где A — атомный вес однократно ионизированного иона,

$$V_z = \left| \frac{m w_0^2}{2e} \right| \quad \text{и} \quad V_R = \left| \frac{m u_0^2}{2e} \right|.$$

Величину r_m проще всего найти, решая сперва графически уравнение для ρ . Для иллюстрации приведём величину максимального радиуса для определённого конкретного случая. Пусть скорость крайней частицы пучка диаметром в 1 см направлена вдоль оси z . Пусть

далее сила тока будет 10 *ма*, напряжение—10 000 *в*, масса иона—40. В магнитном поле в 5000 гауссов максимальный радиус равен тогда 18,6 *см*. Важно также знать, как быстро пучок расплывается. Для этого следовало бы определить время, за которое частица достигает максимального радиуса. Однако для наших целей этого можно избежать следующим образом. Можно считать, что пока ион не достиг примерно половины своего максимального радиуса, магнитная сила в направлении *r* мала по сравнению с электрической. Поэтому естественно предположить, что пока ион не достиг радиуса примерно $\frac{1}{2} r_m$, расплывание будет почти таким же, как если бы оно было обусловлено только наличием пространственного заряда (см. рис. 4). Следовательно, магнитное поле не может эффективно воспрепятствовать расплыванию пространственного заряда ионного пучка.

Использование аксиального магнитного поля может оказаться полезным лишь в том случае, когда в пучке присутствуют медленные электроны. Эти электроны могут быть собраны в пучок любого поперечного сечения. Таким образом, может быть создан необходимый отрицательный заряд, препятствующий расплыванию ионов. Этот принцип был использован Финкельштейном⁸ в интенсивных ионных источниках.

ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ РАСПЛЫВАНИЯ

При рассмотрении трудностей, вызываемых наличием пространственного заряда в модуляционных устройствах, напрашивается интересный метод применения расплывания пространственного заряда для самого разделения. При естественном расплывании группы заряженных частиц более лёгкие частицы будут смещаться на большее радиальное расстояние, чем тяжёлые за тот же промежуток времени. Поэтому можно установить коллекторы таким образом, чтобы они собирали частицы только одной массы. Может быть применён и другой метод использования того же принципа, связанный с применением определённых потенциалов к ряду коллекторов и с учётом того факта, что лёгкие частицы последовательных пучков также приобретают большие энергии при расплывании пучков. Насколько известно, сепараторы, основанные на этих принципах, ещё не применялись, но такая возможность представляется интересной. Главная трудность, связанная с таким методом, заключается в создании периодических пучков пространственного заряда прежде чем начнётся их расплывание.

РАДИАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ СЕПАРАТОР И ПРОБЛЕМА ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Попытки сконструировать прибор, разрешающая способность которого по крайней мере в первом приближении не зависела бы от пространственного заряда, привели к созданию радиального магнитного сепаратора. Как показано на рис. 5, ионы создаются в центре

прибора и радиально ускоряются при помощи одной или нескольких цилиндрических сеток или щелей. Под действием аксиального магнитного поля частицы в зависимости от их масс движутся по различным траекториям. Форма этих траекторий такова, что оказывается возможным собирать наиболее тяжёлые ионы на цилиндрическом электроде, диаметр которого велик по сравнению с размерами источника. Остающаяся лёгкая фракция возвращается обратно к центру и может быть собрана при помощи электродов соответствующей геометрии.

Преимущество этого метода заключается в том, что потенциал, необходимый для возвращения частицы после того как она удалась на некоторое радиальное расстояние, зависит только от радиуса. Как можно видеть из уравнения (12), он совсем не зависит от изменения потенциала в той области, где происходит движение частицы.

Поэтому, если не принимать во внимание поле, создаваемое пространственным зарядом в аксиальном направлении, можно сказать, что наличие пространственного заряда не играет роли до тех пор, пока величина создаваемого им поля будет недостаточна для того, чтобы остановить некоторые тяжёлые ионы прежде, чем они достигнут внешнего цилиндра.

Следует подчеркнуть, что хотя это, как показано ниже, и накладывает ограничение на величину тока, остаётся в силе то обстоятельство, что только самые тяжёлые ионы могут достичь внешнего цилиндра, а остающаяся фракция, обогащённая лёгкими ионами, может быть собрана при движении её обратно к центру.

Если длина прибора невелика по сравнению с его диаметром, то пространственный заряд будет создавать поля в аксиальном направлении. Так как это влияет на разрешающую способность только постольку, поскольку происходит изменение радиальных скоростей, этот эффект является вторичным.

Нужно отметить, что для питания мощного прибора такого типа может быть использован только один ионный источник.

Оценка ограничения, накладываемого на ток наличием пространственного заряда, может быть произведена следующим образом. При заданных условиях (положение электродов, их потенциал относительно источника, напряжённость магнитного поля) величина тока к внешнему цилиндру ограничена значениями, удовлетворяющими условию, что величина потенциала во всех точках между собирающим

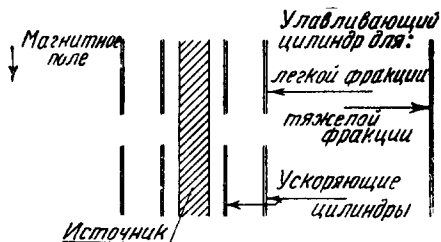


Рис. 5. Схема радиального магнитного сепаратора.

цилиндром и источником должна быть больше потенциала, определяемого уравнением (12):

$$V_0 = -\frac{1}{8c^2} \frac{e}{M} H^2 r^2 \left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right)^2.$$

Здесь H выражено в гауссах, а остальные величины в CGSE единицах, a — расстояние от центра до того места, откуда частицы начинают двигаться. Предполагается, что все частицы начинают движение на одном и том же расстоянии от центра и что их начальная скорость равна нулю. V_0 — потенциал относительно той точки, откуда начинается движение частиц. Так как нас интересуют только расстояния, для которых

$$\frac{a}{r} \ll 1,$$

мы можем использовать соотношение

$$V_0 = -\frac{1}{8c^2} \frac{e}{M} H^2 r^2. \quad (17)$$

Сущность проблемы можно уяснить при рассмотрении рис. 6. Источник малых размеров окружён сетками, создающими достаточный потенциал, чтобы разгонять ионы и отправлять их на внешний цилиндр. При использовании дугового источника, что практически необходимо

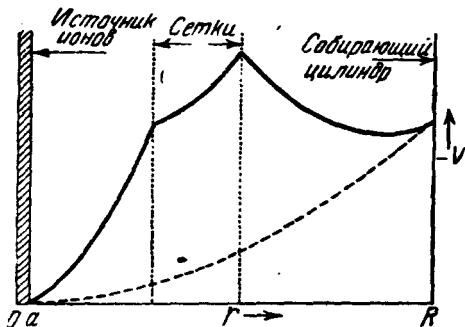


Рис. 6. Распределение потенциала, являющее критические условия на собирающем цилиндре.

для достижения больших ионных токов, задача отсасывания достаточного количества ионов от источника к первой сетке решается автоматически. Пространственный заряд в дуге должен увеличиваться столь быстро, чтобы большинство образовавшихся ионов расходилось по радиусам. Мы ограничимся рассмотрением области между наиболее удалённой сеткой и собирающим цилиндром и будем искать распределение пространственного заряда, соответствующее критическим условиям. Отсюда можно найти минимальное значение потенциала, который должен быть наложен на находящуюся на фиксированном расстоянии от центра сетку, для получения заданного тока к внешнему цилиндру.

Если ионы достигают цилиндра с нулевой радиальной скоростью, т. е. если

$$V(R) = V_0(R), \quad (18)$$

то условием, определяющим критический ток, будет

$$V'(R) = V'_0(R). \quad (19)$$

В случае симметрии задачи из уравнения Пуассона выпадают координаты z и Φ , и мы имеем

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) = -4\pi\rho. \quad (20)$$

Так как

$$I = 2\pi r \rho v_r,$$

представляет радиальный ток на единицу длины, получаем

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) = -2 \frac{I}{v_r}.$$

Уравнения для радиального движения получаются из потенциала Бриллюэна⁴ P , т. е.

$$M \frac{d^2 r}{dt^2} = -e \frac{\partial P}{\partial r},$$

где

$$P = V - V_0.$$

В этих переменных наше дифференциальное уравнение имеет вид

$$\frac{d}{dr} \left[r \frac{d}{dr} (P + V_0) \right] = \frac{-2I}{(-2eP/M)^{1/2}},$$

откуда следует

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{dP}{dr} \right) - \frac{1}{2c^2} \frac{e}{M} H^2 r = -I \left(\frac{2M}{eP} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Из (18) и (19) получаем граничные условия

$$P(R) = 0; \quad P'(R) = 0. \quad (22)$$

Дифференциальное уравнение можно упростить использованием безразмерных переменных

$$\rho = \frac{r}{R}, \quad \Phi = \alpha P, \quad \alpha = \left(\frac{e/M}{2I^2 R^2} \right)^{1/2}.$$

Уравнение (21) принимает тогда вид

$$(-\Phi)^{1/2} \left\{ \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{d\Phi}{d\rho} \right) - K\rho \right\} = -1, \quad (23)$$

где

$$K = \left(\frac{\left(\frac{e}{M} \right)^{1/2} R^2}{4I} \right)^{2/3} \frac{H^2}{c^2}.$$

Граничными условиями для Φ будут

$$\Phi(\rho) = 0, \quad \Phi'(\rho) = 0 \quad \text{при} \quad \rho = 1. \quad (24)$$

Если записать (23) в виде

$$(-\Phi)^{1/2} \{ \rho \Phi'' + \Phi' - K\rho \} = -1,$$

то становится очевидным, что $\Phi'' \rightarrow \infty$ при $\rho \rightarrow 1$. Поэтому при $\rho \rightarrow 1$ решение этого уравнения стремится к решению уравнения

$$\Phi_0'' (-\Phi_0)^{1/2} = -1; \quad \Phi_0(1) = 0; \quad \Phi_0'(1) = 0.$$

Последнее, как легко видеть, удовлетворяется, если

$$\Phi_0 = - \left(\frac{9}{4} \right)^{2/3} (1 - \rho)^{4/3}. \quad (25)$$

Φ_0 мало отличается от точного решения (23), когда

$$\rho \approx 1 \text{ и } |\Phi'_0 - K| \ll \Phi''.$$

При заданном значении K приближённое решение может быть использовано как исходное в численном интегрировании уравнения (23). Зная Φ , легко может быть найден потенциал

$$V = P + V_0 = \frac{\Phi}{\alpha} + V_0.$$

Такое решение представляет собой длинную процедуру, причём численное интегрирование нужно производить для каждого значения K .

Для того чтобы найти решение в виде ряда, подставим

$$u^2 = -2^{2/3} \Phi = -2^{2/3} \alpha P.$$

Тогда получим дифференциальное уравнение

$$u \frac{d}{d\rho} \left(\rho u \frac{du}{d\rho} \right) = 1 - K' \rho u, \quad (26)$$

где

$$K' = \frac{K}{2^{1/3}}.$$

Из Φ_0 получаем решение этого дифференциального уравнения, справедливое при ρ , близком к единице:

$$u_0 = \left(\frac{9}{2} \right)^{1/3} (1 - \rho)^{2/3}. \quad (27)$$

Отсюда видно, что решение следует искать в виде следующего ряда:

$$u = \sum_{k=2}^{\infty} c_k (1 - \rho)^{k/3}. \quad (28)$$

В уравнении (26) положим

$$x = (1 - \rho)^{1/3} \quad (29)$$

и будем искать решение в виде

$$u = c_2 x^2 + c_3 x^3 + c_4 x^4 + \dots \quad (30)$$

Приведём значения первых нескольких коэффициентов:

$$\left. \begin{aligned} c_2 &= \left(\frac{9}{2} \right)^{1/3}, \\ c_3 &= 0, \\ c_4 &= -\frac{K}{20} 9^{2/3}, \\ c_5 &= \frac{4}{15} \left(\frac{9}{2} \right)^{1/3}, \\ c_6 &= -\frac{27}{14} \frac{K^2}{100} \cdot \frac{1}{2^{2/3}}, \\ c_7 &= -\frac{28}{405} 9^{2/3} K, \\ c_8 &= \left(\frac{9}{2} \right)^{1/3} \left\{ \frac{67}{405} - \frac{827}{1008} \frac{K^3}{1000} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Эти ряды плохо сходятся и поэтому такое решение не является вполне удовлетворительным. На рис. 7 приведено решение, вычисленное для специального случая, выбранного так, чтобы удобно было произвести сравнение с имеющимися экспериментальными данными. Кривая A_1 , представляющая потенциал, полученный из u_0 , и кривая A_2 , представляющая потенциал, полученный из ряда с учётом всех членов, для которых были вычислены коэффициенты, сравниваются с точным решением, полученным численно (кривая A).

Требование, чтобы частицы достигали внешнего цилиндра, с равными нулю радиальными скоростями является слишком жёстким, так как практически частицы улавливаются с некоторыми конечными радиальными скоростями. Предположим, что для потенциала внешнего цилиндра выбрано как раз такое значение, чтобы останавливались ионы более лёгкого изотопа. Вычисления были проведены для случая, когда таким изотопом является Li^6 . Тогда

$$V(R) = -\frac{1}{8c^2} \frac{e}{M_6} H^2 r^2, \quad (32)$$

где M_6 — масса ионов Li^6 . В качестве второго граничного условия, как и раньше, выбираем

$$V'(R) = V'_0(R),$$

хотя в этом случае это условие является слишком жёстким.

Казалось, можно было бы ожидать, что здесь в качестве решения пригодны обычные степенные ряды, однако последние

так медленно сходятся, что практически неприменимы. Результаты численного интегрирования приведены на рис. 7 (кривая B).

Для значений ρ , приведённых на рис. 7, A_1 является достаточно хорошим приближением к точному решению. Поэтому можно использовать аналитическое выражение для A_1 и найти, каким образом потенциал зависит от I , e/M , H и R . Разумно предположить, что характер изменения кривой B приблизительно таков же, как и кривой A .

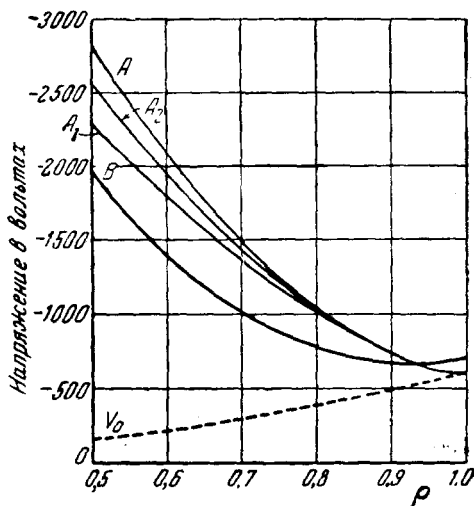


Рис. 7. Распределение потенциала для критических условий как функция относительного расстояния от центра до собирающего цилиндра, для ионов Li^7 при $J = 3,63$ ма/см, $H = 1350$ гаусс и радиусе 14 см.

A — показывает распределение потенциала, когда ионы достигают внешнего цилиндра с нулевой радиальной скоростью; B — когда потенциал выбран так, чтобы останавливались ионы Li^6 . Обе кривые получены численным интегрированием, A_1 — приближение к A , полученное использованием одного первого члена ряда; A_2 — приближение, полученное с учётом всех вычисленных членов ряда. Влиянием ионов Li^6 на потенциал пренебрегается.

Выражение для A получается из уравнения (25):

$$V = V_0 + \frac{\Phi_0}{\alpha} = - \left\{ \frac{1}{8c^2} \frac{e}{M} H^2 r^2 + \frac{81}{8} \frac{I^2 R^{1/2}}{e/M} (1 - \rho)^{1/2} \right\}.$$

За исключением области, где ρ близко к единице, величиной V_0 можно пренебречь по сравнению с Φ_0/α . Тогда при фиксированном значении ρ получаем следующую пропорциональную зависимость:

$$V \sim I^{1/2} R^{1/2} M^{1/2}. \quad (33)$$

Нужно отметить, что в этом приближении V не зависит от магнитного поля.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С МОДУЛЯЦИОННЫМ СЕПАРАТОРОМ

Исследование преимуществ и недостатков различных методов разделения показывает, что упомянутые в предыдущем рассмотрении две схемы представляют наибольший интерес для экспериментального исследования. Первая из них — это модуляция скоростей с использованием электронов для нейтрализации пространственного заряда.

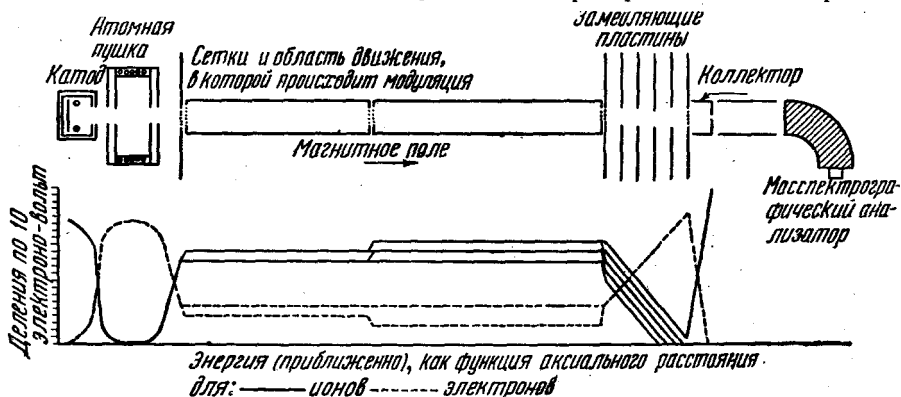


Рис. 8. Схема сепаратора изотопов, использующего модуляцию скоростей. Прилагаемые потенциалы приблизительно могут быть получены из энергетической диаграммы.

Прибор этот схематически изображён на рис. 8. Он весь, за исключением масспектрографического анализатора, помещается внутри ряда коаксиальных катушек, которые создают магнитное поле в несколько сот гаусс. Источник ионов скопирован с описанного Финкельштейном³. Система устроена таким образом, что электроны, создающие ионы, используются также для нейтрализации пространственного заряда. Выходя из катода, они ускоряются, проходят через атомный пучок и достигают системы ионных коллекторов, от которых благодаря силам отталкивания они начинают двигаться в обратном направлении. В дальнейшем, если потеря энергии ими не слишком велика, они способны снова образовывать ионы. Если эти электроны на пути к ионному коллектору и обратно потеряют некоторое количе-

ство энергии, они не смогут вернуться к катоду, а будут вынуждены двигаться туда и обратно по всей системе, создавая отрицательный пространственный заряд и ионизируя атомы, пока не покинут пучок. Энергия электронов как функция расстояния приближённо показана на рис. 8. Благодаря малой массе электрона каждое прохождение через область модуляции происходит столь быстро, что только в редких случаях энергия электронов будет меняться при прохождении через эту область. Магнитное поле позволяет удерживать электроны в строго ограниченном пучке. Потенциальный «жолоб», образованный электронами, в свою очередь препятствует распылению ионов.

Ионы образуются в пучке атомов ударами электронов. Они попадают в область модуляции, откуда выходят с энергией, зависящей от их массы. Частота и амплитуда модулирующего напряжения, так же как и первоначальная энергия иона, подобраны так, чтобы увеличивалась энергия только ионов одной массы. Затем ионы проходят через ряд электродов, потенциалы которых последовательно возрастают. Благодаря этому ионы замедляются. В конце концов останавливаются все ионы, кроме тех, энергия которых увеличилась в области модуляции. Последние и являются ионами нужного изотопа. Большая часть ионов, остановленных перед последней сеткой, рассеивается и улавливается ближайшими электродами. Некоторые из них могут вернуться обратно, но число их будет невелико. В целях создания лучших условий для разделения, ионы пропускаются через небольшое отверстие в коллекторе, после чего анализируются масспектрографом.

Потенциалы должны удовлетворять условию, что падение напряжения в дуге (между катодом и источником атомного пучка) должно быть больше, чем начальное напряжение, действующее на ионы, когда они попадают в модулятор. Это требует, чтобы напряжения были малы, пока ионный пучок не расплывается. При малых энергиях ионов модуляция синусоидальным напряжением не может быть достаточно эффективной, однако при малых амплитудах нетрудно получить другие формы колебаний. Квадратная форма является здесь наиболее подходящей, она делает возможным отделение почти половины ионов желаемого типа, выходящих из источника. Используется именно такая квадратная форма колебаний, создаваемая генератором, описанным Паркинсом и Смитом⁵. Так как ионы, выходящие из источника, обладают малой энергией, полное отделение желаемого изотопа достигается при помощи не менее чем трёх модуляций. Для этого использовались три пары сеток, соединённые с сопротивлением нагрузки генератора квадратных колебаний (см. рис. 9). Этот чертёж также схематически показывает увеличение энергии ионов только одного изотопа.

Катод, принадлежащий к диспенсерному типу, является видоизменением катода, описанного Хэллом⁶. Петлеобразный мешочек из молибденовой проволоки, содержащий эвтектический сплав BaO и Al_2O_3 , служит в качестве нагревателя и диспенсера. Он помещается перед плоской молибденовой пластиной, излучающей электроны. От-

верстие в экране перед катодом, определяющее диаметр пучка, делается на $1/4$ дюйма меньше молибденовой петли, так что бомбардировка мешочка не может иметь места.

Печь представляет собой двустенный цилиндр, сделанный из молибденовых пластинок. Вольфрамовая обмотка с огнеупорной изоляцией помещается между стенками и служит для испарения вещества,

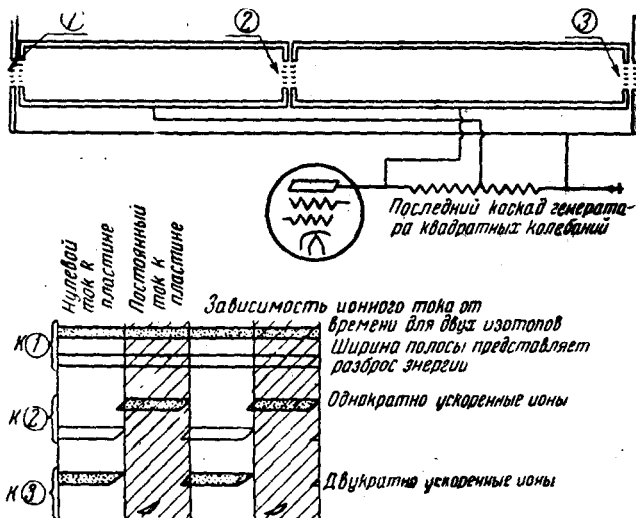


Рис. 9. Модулятор и его принцип действия.

изотопы которого подлежат разделению. В экспериментах использовался кальций, который в металлическом состоянии помещался на дно печи.

Сетки изготовлялись из полосок тантала шириной в $1/16$ дюйма, обращённых своими узкими краями к пучку. Область свободного движения ионов экранируется трубками из нержавеющей стали диаметром в $1/2$ дюйма и соответствующей длины. Плоские электроды изготовлялись из 20-миллиметровой немагнитной нержавеющей стали.

Весь агрегат, имеющий длину всего в 18 дюймов, смонтирован на трёх стеклянных стержнях, укрепленных на плоском латунном основании. Вольфрамовые вводы, впаянные в стекло, проходят через основание, причём используются резиновые прокладки, как показано на рис. 10. Для экономии места через каждую стеклянную трубку проходят восемь проводов для слабого тока. Все электроды монтируются на плите, служащей основанием, которая затем помещается внутрь системы. На ободке основания создаётся уплотнение при помощи резиновой прокладки. Масспектрографический анализатор является неотъемлемой частью системы.

При работе этого модуляционного прибора не возникало трудностей, связанных с созданием дуги и получением больших ионных

токов у входа в модулятор. Однако у коллектора измерялись только очень малые токи. Трудности в этой схеме связаны с достижением эффективной нейтрализации ионного пучка электронами. Но этим как

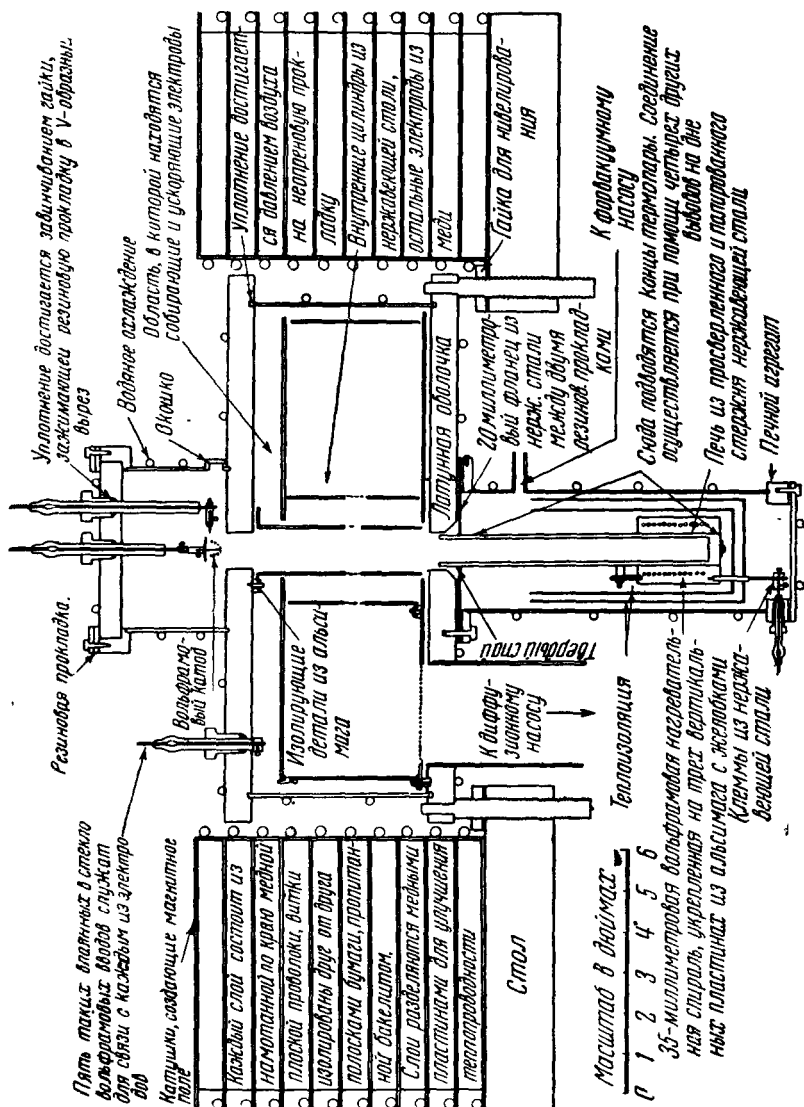


Рис. 10. Схема прибора, использованного в исследованиях радиального магнитного сепаратора, показывающая типичное расположение электродов.

1. Наличие слишком больших колебаний в энергии электронов.
 2. Падение напряжения на дуге так трудно регулировать, что создание электронов, начальная энергия которых определялась бы независимо, становится невозможным.

3. Слишком много электронов теряется в тех точках, где они начинают двигаться в обратном направлении. Это происходит вблизи коллектора, так как возросший отрицательный пространственный заряд обуславливает достижение больших радиусов, чем определяемые уравнением (15). Вблизи катода происходят потери электронов из-за рассеяния, так как эффективное сечение столкновений очень велико для электронов малых энергий.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С РАДИАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ СЕПАРАТОРОМ

Из уравнения (12) можно видеть, что полное разделение двух изотопов в радиальном магнитном сепараторе может быть осуществлено только в том случае, когда ионы образуются в ограниченной области, где радиус и потенциал мало меняются. Если предположить, что ионы, обладающие нулевой энергией, начинают своё движение из точек, имеющих один и тот же радиус, то для того, чтобы разделение было полным, необходимо, чтобы флуктуации потенциала в источнике были не больше, чем разность критических потенциалов для ионов обоих изотопов. Энергиями ионов при их образовании всегда можно пренебречь. Если ионы образуются в области с постоянным потенциалом, допустимый разброс начальных радиусов можно найти из

$$\frac{r_m^2 + 2r_{01}^2 + r_{01}^2/r_m^2}{r_m^2 + 2r_{02}^2 + r_{02}^2/r_m^2} = \frac{M_1}{M_2},$$

где M_1 и M_2 — массы двух типов ионов, r_{01} и r_{02} — их начальные радиусы и r_m — радиус внешнего цилиндра. Это уравнение получено приравниванием критических напряжений. Если фиксировать r_0 для ионов одной массы, например r_{01} , то два решения для r_{02} определяют область допустимых начальных радиусов для ионов другой массы при полном разделении. При использовании источника, в котором меняется и начальный радиус и потенциал, в выводе условий полного разделения нужно учитывать оба эффекта.

Имеются и другие причины, которые могут привести к смешению изотопов. Среди них можно указать следующие:

1. Сильное отклонение приложенного электрического поля от чисто радиального.
2. Неоднородность магнитного поля.
3. Асимметрия поля пространственного заряда.
4. Изменение потенциала пространственного заряда в направлении z в области разделения.
5. Колебания пространственного заряда, которые влекут за собой изменение энергии частиц.

Первую причину всегда можно устранить путём улучшения геометрии электродов и соответствующего выбора потенциалов, используя в случае надобности сетки. Вторая причина вызывает ещё меньше затруднений: достаточно однородное поле всегда легко получить. Последние три обстоятельства всегда сказываются, так как они связаны с наличием пространственного заряда. Трудно оценить, в какой мере эти эффекты влияют на разрешающую способность.

При экспериментальных исследованиях радиального магнитного сепаратора использовался литий. При помощи вертикального магнитного поля создавался ограниченный электронный пучок. Это давало возможность создать источник ионов определённого радиуса. Катод помещался на оси системы против печи, из которой испарялся литий. Если использовать печь в качестве анода, может быть зажжена низковольтная дуга, благодаря которой получается значительный ионный ток в радиальном направлении. Были испытаны диспенсерные и оксидные катоды, но не было обнаружено преимуществ таких катодов по сравнению с обычными вольфрамовыми. Из-за химической активности расплавленного лития и необходимости использования всюду немагнитных материалов, печь изготовлялась из нержавеющей стали. Попытки нагревания печи в воздухе оказались не очень удачными. Поэтому пришлось поместить печь в изолированную эвакуированную камеру и нагревать её при помощи вольфрамовой обмотки. Чтобы сохранить литий и предотвратить сильное рассеяние, создавался коллимационный атомный пучок, причём вещество, не вышедшее наружу, возвращалось обратно в камеру. Это достигалось при помощи длинной вертикальной печи, нагреваемой снизу. Температураверху печи была лишь немного выше точки плавления лития, так что большая часть паров, попадающих на стенки, конденсировалась и стекала вниз. Печь нигде не должна иметь сужений, так как в этих местах литий будет прилипать к стенкам и закрывать отверстие. Для того чтобы стекание происходило достаточно хорошо, внутренние стенки печки должны быть гладкими. С этой целью их желательно покрывать платиной.

Для собирания изотопов лития улавливающие поверхности в операционной камере должны быть достаточно холодными, чтобы вещество хорошо конденсировалось. В первоначальных экспериментах первый цилиндр (нумерация изнутри) охлаждался водой для предотвращения нагревания его дугой и улавливаемым током. Однако при этом терялась возможность нужным образом регулировать потенциалы. В дальнейшем все электроды (три цилиндра и две пластины) были изолированы друг от друга и от металлической оболочки таким образом, что можно было независимо контролировать потенциалы и измерять токи. Были испробованы различные виды первых двух цилиндров: эксперименты производились при различных размерах сеток, щелей и радиусов. Вся система схематически изображена на рис. 10.

Для нахождения наилучших условий работы прибора строились графики тока к второму или третьему цилиндру, в зависимости от

напряжения на третьем цилиндре, при постоянных условиях на дуге и неизменном магнитном поле. Если это напряжение положительно и слишком велико, ионы не будут достигать третьего цилиндра, а большая часть их будет осаждаться на втором. Если третий цилиндр имеет достаточный отрицательный потенциал, на него смогут попасть ионы более тяжёлого изотопа, что увеличивает ток в третьем цилиндре и

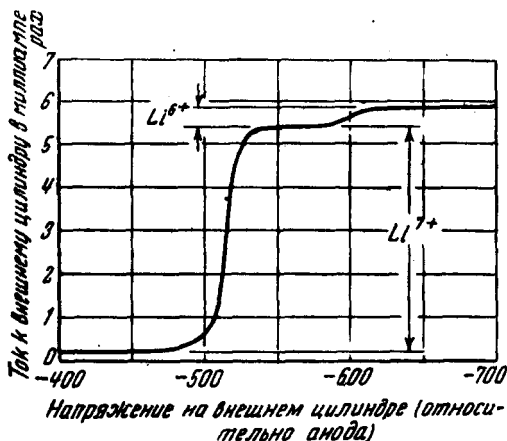


Рис. 11. Вольт-амперная характеристика внешнего цилиндра радиального сепаратора, полученная при расположении электродов, показанном на рис. 10.

уменьшает во втором. При ещё большем отрицательном напряжении такое изменение токов будет происходить и за счёт ионов лёгкого изотопа. В результате график тока к каждому цилиндру как функции напряжения, приложенного к третьему цилиндру, будет иметь горизонтальные участки, соответствующие присутствию в этом токе ионов различных изотопов. Подтверждением этого является то обстоятельство, что разность токов, соответствующих этим горизонтальным участкам, пропорциональна относитель-

ному содержанию рассматриваемых изотопов. На рис. 11 приведена вольт-амперная характеристика третьего цилиндра.

Эти характеристики позволяют не только определить качество разделения, но и дают возможность лучше уяснить действие сепаратора. В этой связи полезными являются и характеристики других электродов. Для того чтобы избежать утомительного построения этих кривых по точкам, можно использовать осциллограф. При этом переменное напряжение частотой в 60 гц последовательно соединяется с постоянным напряжением, приложенным к третьему цилиндру, а также с горизонтальными пластинами осциллографа. Сопротивление, по которому идёт ток к рассматриваемому электроду, соединяется с вертикальными пластинами. Такой осциллограф является незаменимым для проверки условий работы в течение долгого времени, пока происходит разделение. Переменный ток прерывает процесс разделения всего на несколько секунд.

Одной из самых больших трудностей является гашение колебаний, спонтанно возникающих на всех электродах. Интенсивность этих колебаний не могла быть уменьшена при помощи какой-либо комбинации ёмкостных и индуктивных сопротивлений. В конце кон-

цов было обнаружено, что они возникают в области дуги и могут быть погашены только путём создания соответствующих условий в пространственном заряде. Уничтожение всех колебаний связано с устранением специфического распределения потенциала пространственного заряда в области дуги, существование которого было обнаружено измерениями токов на различные электроды. Это достигалось путём поддержания достаточно низкого дугового тока (ниже, чем $0,5 \text{ а}$) и наложением отрицательного потенциала (обычно $500 - 600 \text{ в}$) на первый цилиндр. Наличие потенциала обуславливало отведение от дуги значительного тока, величина которого тем больше, чем больше дуговой ток. Очень большой отрицательный потенциал первого цилиндра, естественно, в конце концов тушит дугу. Но в то же время отрицательное напряжение на первом цилиндре необходимо для увеличения тока, поступающего в область разделения. Ионные токи, которые могут практически быть отведены от дуги к первому цилиндру в области разделения, часто достигают одной трети величины дугового тока. То, что измеряемые таким образом токи являются ионными токами, подтверждается тем влиянием, которое оказывает потенциал первого цилиндра на ток насыщения третьего цилиндра. В качестве второго подтверждения этого обстоятельства следует отметить, что отношение тока к первому цилиндру к току через первую щель всегда приблизительно равно отношению эффективной длины первого цилиндра к длине щели.

При ширине щели в первом цилиндре в $\frac{3}{8}$ дюйма ток насыщения к третьему цилиндру в 8 ма соответствует полному разделению, что видно из характеристики, подобной приведённой на рис. 11. Можно получить и большие токи в области разделения. Однако при этом сильно меняется распределение пространственного заряда в области дуги, в связи с чем разделение изотопов перестаёт быть полным. При ширине щели в $3\frac{1}{4}$ дюйма (в первом и втором цилиндрах использовались только сетки) из характеристики третьего цилиндра видно, что хорошее разделение достигается при токе в 30 ма . В этом последнем случае токи к конечным электродам велики. Оба упомянутых измерения были произведены при одном и том же потенциале на конечных электродах и на втором и третьем цилиндрах.

Эксперименты производились также с источником в виде никелевого цилиндра, покрытого сподуменом, помещённого около щели концентрически с осью системы. При нагревании цилиндра получается хорошее разделение, когда величина тока через щель в $\frac{3}{8}$ дюйма достигает 1 ма . Благодаря наличию сподумена наблюдалось некоторое количество ионов натрия и калия. В связи с наличием дуги наблюдались и другие ионы, в частности Li^+ .

На рис. 12 показан прибор, предлагаемый для отделения Li^6 . Были приняты меры для использования тока от расширенной области дуги. Бомбардировка первой сетки оказалась достаточной для того, чтобы не давать литию конденсироваться и закупоривать

отверстия, на втором же цилиндре, который охлаждался, избегалось использование сеток. Потолок и дно системы играли роль конечных электродов, которые имели тот же потенциал, что и второй цилиндр. Предполагалось, что весь агрегат будет работать при потенциале

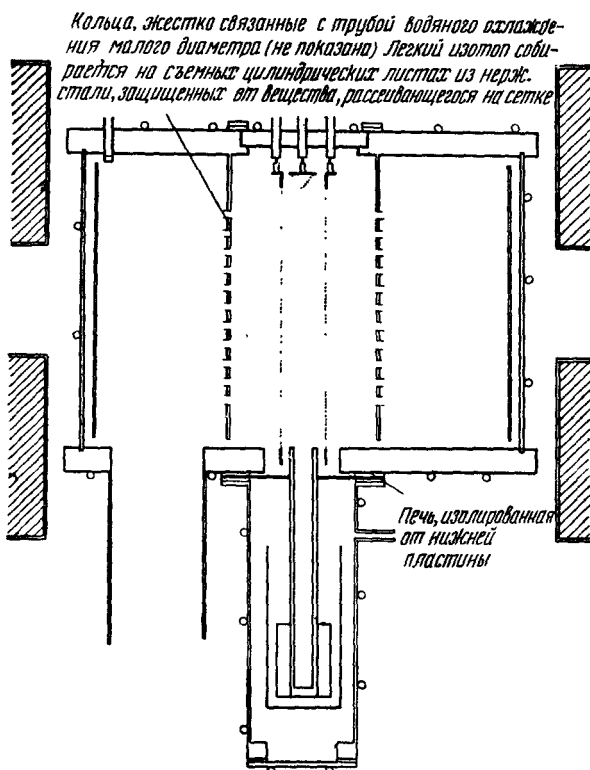


Рис. 12. Видоизменённый прибор, предлагаемый для отделения Li^6 в больших количествах.

третьего цилиндра. Третий цилиндр изолирован, чтобы сделать возможным снятие вольт-амперных характеристик.

СРАВНЕНИЕ ВЫЧИСЛЕННЫХ И ИСТИННЫХ ОГРАНИЧЕНИЙ, НАКЛАДЫВАЕМЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ

Результаты вычислений для пространственного заряда, приведенные в предыдущих параграфах и представленные на рис. 7, соответствуют истинным ионным токам лития, при которых достигается полное отделение Li^6 от Li^7 . Согласно этим вычислениям потенциал в точке, находящейся посередине между источником и внешним собирающим цилиндром, должен быть приблизительно на 2000 в ниже, чем по-

тенциал источника, если на внешний цилиндр поступает ток в $3,63 \text{ ма/см}$. Однако в действительности такие токи наблюдаются, когда потенциал в этой точке менее, чем на 600 в, ниже потенциала источника. В связи с тем, что практически длина прибора ограничена, влияние конечных электродов на потенциал в центре не поддается оценке, так как расстояние между конечными электродами сравнимо с расстоянием между источником и внешним цилиндром. Кроме того, в связи с тем, что ионный ток к конечным электродам очень мал в сравнении с током к внешнему цилиндру, можно заключить, что положительный пространственный заряд в области разделения не так велик по сравнению с тем значением, которое он имел бы, если бы здесь имелись положительные ионы, создающие ток к внешним стенкам. Отсюда можно заключить, что пространственный заряд каким-то образом нейтрализуется. Это может происходить, например, вследствие захвата электронов, о котором говорилось выше.

Таким образом, нейтрализация пространственного заряда имеет место даже тогда, когда её не пытаются вызвать искусственным образом. Это указывает на то, что при введении электрона в пучок одним из многих имеющихся способов нейтрализация может быть сделана ещё более эффективной.

Можно сделать также вывод, что в настоящее время нет указаний на ограничения тока, используемого в этом методе; которые вызывались бы наличием пространственного заряда.

ВЕЛИЧИНА ПРИБОРА

Легко видеть, какие изменения необходимо внести, чтобы получить возможность собирать большое количество материала и таким образом разделять большие массы. Можно создать весьма большие ионные источники, так как прибор может быть неограниченно увеличен в аксиальном направлении, по схеме, приведённой на рис. 12. При больших массах следует в несколько раз увеличить диаметр прибора и использовать большие напряжения и поля. Согласно изложенному, радиальный сепаратор является многообещающим средством для разделения больших масс в больших масштабах.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. См. например, L. P. Smith and P. Z. Hartman, J. Appl. Phys. 11, 220 (1940).
2. A. W. Hull, Phys. Rev. 18, 31 (1921).
3. A. T. Pinkelstein, Rev. Sci. Instr. 11, 94 (1940).
4. L. Brillouin, Phys. Rev. 60, 385 (1941).
5. W. E. Parkins and L. P. Smith, Phys. Rev. 57, 108 (1940).
6. A. W. Hull, Phys. Rev. 56, 86 (1939).