

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ АТОМНЫХ МАСС В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ. ОСНОВА МАСС-АНАЛИЗА — ДИСПЕРГИРОВАНИЕ ИОНОВ ИЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Н.И.Тарантин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	405
ТЕОРИЯ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ — ОСНОВА МАСС-АНАЛИЗА	406
Осевое рассмотрение	408
ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	408
Аналитическое построение аксиально-симметричного магнитного поля	409
Конструирование дипольного электромагнита	409
Осевая дисперсионная траектория	411
КЛАССИЧЕСКИЕ ПРИЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ АТОМНЫХ МАСС С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНЫХ АНАЛИЗАТОРОВ	415
Унификация ионного заряда	415
Ускорение ионов	415
СМЕШАННЫЕ МЕТОДЫ МАСС-АНАЛИЗА С ПРИМЕНЕНИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ	417
Магнитный анализ и метод времени пролета вне магнитного поля	417
Магнитный анализ и метод времени пролета в магнитном поле	418
Магнитный анализ и метод времени пролета в сложных анализаторах	420

Магнитный анализ и измерение кинетической энергии	427
Газонаполненный масс-сепаратор	428
МАГНИТНЫЙ АНАЛИЗ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РАСПАДОВ И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ	431
Квазимонохроматизация	432
Уравнивание диспергирований анализаторов, расположенных под углом друг к другу	433
Уравнивание диспергирований анализаторов, расположенных под нулевым углом	435
Уравнивание диспергирований двух анализаторов с взаимно перпендикулярными плоскостями диспергирования	436
ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ НЕЙТРИНО	436
Магнитный анализатор типа $\pi\sqrt{2}$	437
Тороидальный магнитный анализатор	438
ЧАСТОТНЫЙ МЕТОД МАСС-АНАЛИЗА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ	438
Частотный метод в аксиально-симметричном поле	439
Частотный метод в периодическом поле накопительного кольца	440
Возможный частотный метод измерения масс в накопительном кольце	441
ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	443
Аналитическое построение аксиально-симметричного электрического поля	443
Конструирование электрического анализатора типа «дефлектор»	444
Осевая дисперсионная траектория	444
АНАЛИЗАТОР ТИПА «ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЗЕРКАЛО»	448
Конструирование анализатора типа «электрическое зеркало»	448
Электрический анализ и метод времени пролета	450
ЧАСТОТНЫЙ МЕТОД МАСС-АНАЛИЗА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	450
Масс-спектрометры Пауля	451
ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В СОВМЕЩЕННЫХ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ	454
Масс-спектрограф Томсона	454

Соленоидальный тормозящий спектрометр	455
ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В СОВМЕЩЕННЫХ СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ	457
Однородные магнитное и электрическое поля	457
Однородное магнитное и кольцевое электрическое поля	458
Масс-спектрограф типа «фильтра Вина»	459
ЧАСТОТНЫЙ МЕТОД МАСС-АНАЛИЗА В СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ	457
Однородное магнитное и кольцевое электрическое поля	459
Ловушка Пеннинга	460
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	465
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	465

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ АТОМНЫХ МАСС В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ. ОСНОВА МАСС-АНАЛИЗА — ДИСПЕРГИРОВАНИЕ ИОНОВ ИЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Н.И.Тарантин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре рассмотрено диспергирование ионов и заряженных частиц в масс-анализаторах самых различных типов как главная составляющая основы методов измерения атомных масс. Изложена теория диспергирования в пространстве и во времени магнитными и электрическими анализаторами, а также анализаторами со смешанными магнитными и электрическими полями всех типов. Общеизвестные концепции масс-анализа дополнены новыми теоретическими разработками, а также новыми практическими предложениями, выполненными на уровне защищенных изобретений.

This review focuses on the ion and charged particle dispersion in mass analyzers of various types as one of the main factors that provide a basis for atomic mass measurements. The theory of the lateral and time dispersion by magnetic and electric analyzers and also the dispersion by analyzers with mixed magnetic and electric fields of all known types are considered. The known concepts of mass analysis are supplemented by new theoretical developments and practical propositions fulfilled as inventions.

1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущем обзоре автора [1], озаглавленном «Методы измерения атомных масс в ядерной физике. Массы атомных ядер как объекты измерений», рассмотрены основные физические понятия метрики и теории атомных масс. Настоящий обзор, являющийся непосредственным продолжением [1], посвящен последовательному рассмотрению одного из общих принципов методики измерения атомных масс, а именно теории диспергирования ионов или заряженных частиц в зависимости от их массы, заряда, скорости (кинетической энергии) в магнитном и электрическом полях масс-анализаторов — масс-спектрографов, масс-спектрометров и масс-сепараторов, как в пространстве, так и во времени. При рассмотрении диспергирования заряженных

частиц в магнитном и электрическом полях использована только осевая дисперсионная траектория частицы в линейном представлении, с помощью которой непосредственно и без затеняющих деталей параксиальной (приосевой) ионной оптики наглядно и доступно показываются возможности и особенности диспергирования заряженных частиц масс-анализаторами различных типов. Выделение осевого рассмотрения оправдано и тем, что ряд масс-анализаторов, а именно масс-спектрометр Смита, классический вариант масс-спектрографа Томсона и метод измерения масс на основе анализа спектра шумов Шоттки в накопительном кольце ионов, используют диспергирование преимущественно осевых частиц и не нуждаются в привлечении приосевых траекторий. Рассмотрение фокусировки приосевых заряженных частиц — второй основы действия масс-анализатора, определяющей наряду с диспергированием его разрешающую способность, предполагается сделать позднее.

Изложение общих физических и математических аспектов масс-анализа в настоящем обзоре дано в значительной мере в рамках единой концепции, положенной в основу обзоров [2] и книги [3].

В обзоре последовательно рассматриваются главные аспекты диспергирования ионов в магнитных и электрических масс-анализаторах всех известных типов. Приводятся примеры как известных этапных вариантов анализаторов, так и новых разработок, выполненных на уровне зарегистрированных и частично апробированных изобретений, однако в ряде случаев содержащих элементы «know how». В обзоре критически затронуты некоторые дискуссионные вопросы ионной оптики.

2. ТЕОРИЯ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ — ОСНОВА МАСС-АНАЛИЗА

Изложение кардинальных положений теории измерений атомных масс и заряженных частиц необходимо для понимания принципов и главных особенностей различных приемов масс-анализа, а также сущности конкретных конструкций масс-анализаторов и оценки их места в общем арсенале масс-аналитических средств. Последовательное изложение основных вопросов теории масс-анализа освобождает от детального описания принципов действия отдельных масс-анализаторов, результаты применения которых для измерений атомных масс предполагается рассмотреть в возможном последующем продолжении обзора.

Здесь, как и в [1, с.1048], используется следующая классификация масс-анализаторов. Масс-спектрографом назван масс-анализатор, «записывающий», например, на фотопластинке неподвижное в пространстве изображение спектра масс. В отличие от масс-спектрографа, масс-спектрометр — это масс-анализатор, последовательно во времени фиксирующий отдельные компоненты спектра масс. Масс-сепаратором обычно называют магнитный

масс-спектрограф относительно больших размеров, разделяющий большие ионные токи или жесткие ионы.

Действие масс-анализаторов основано на разделении, диспергировании (от латинского слова *dispersia* — разложение) в пространстве или во времени ионов или заряженных частиц в зависимости от их массы. В отличие от действия приборов световой оптики (микроскопа, фотоаппарата, подзорной трубы, телескопа), для которых главной задачей является предметное разрешение — создание наиболее детального изображения объекта наблюдения без каких-либо искажений, например, без хроматической окраски, здесь основная цель состоит как раз в противоположном, а именно в «хроматическом» разделении, диспергировании ионов или частиц по массам без каких-либо требований подобия изображения объекту-источнику ионов или частиц.

В масс-анализаторах разделение ионов или заряженных частиц осуществляется под действием магнитного поля $\mathbf{F}_B = q[\mathbf{v}\mathbf{B}]$ на движущуюся заряженную частицу и (или) под действием электрического поля на электрический заряд $\mathbf{F}_E = q\mathbf{E}$, где \mathbf{F}_B и \mathbf{F}_E — силы действия магнитного и электрического полей, q и \mathbf{v} — электрический заряд и вектор скорости частицы, \mathbf{B} — магнитная индукция, \mathbf{E} — напряженность электрического поля непосредственно в месте нахождения движущейся частицы.

В динамических масс-анализаторах наряду с реализацией отличий в пространственном поперечном и продольном разделении частиц дополнительно используются различия во времени их пролета определенной дистанции.

Результат действия магнитных и электрических сил определяется решениями уравнения движения заряженных частиц, взятого, например, в векторной форме второго закона-аксиомы Ньютона:

$$d(m \cdot \mathbf{v}) / dt = \mathbf{F}_B + \mathbf{F}_E, \quad (1)$$

где $m = m_{\text{rest}} \cdot \gamma$ — полная, или динамическая, масса заряженной частицы, m_{rest} — масса покоя частицы, $\gamma = 1 / (1 - \beta^2)^{1/2}$ — релятивистский фактор, $\beta = v / c$, v — скорость частицы, c — скорость света в вакууме. Двойным названием «закон-аксиома» здесь отмечается статус в конце 17 века второго начала механики Ньютона, экспериментально проверенного лишь при малых скоростях (в частности, опытами Галилея по падению тел), и как бы аксиоматически распространенного Ньютоном на изменяющуюся массу, поскольку вместо изменения во времени скорости перемещающегося тела dv/dt он использовал изменение количества движения (*motus*) $d(mv)/dt$. Тем самым Ньютон как бы распространил закон и на релятивистское, и на реактивное движение, возможность которого непосредственно следовала из третьего закона его «Начал».

Для удобства рассмотрения перемещений заряженных частиц в магнитном и электрическом анализаторах обычно от уравнения движения (1), зависящего от времени, переходят к уравнениям траекторий частиц и рассматри-

вают результирующую картину преобразования траекторий вне зависимости от времени. Точные уравнения траекторий частиц в магнитном и электрическом полях, адекватные исходному уравнению движения (1), сложны и не имеют простых аналитических решений. Поэтому при рассмотрении траекторий ограничиваются приближениями по малым параметрам. Мера приближенности этих приближенных уравнений и решений к точным определяется, как правило, наибольшим показателем степени учитываемых малых величин.

2.1. Осевое рассмотрение. Для понимания принципов диспергирования частиц в масс-анализе достаточно, как будет видно ниже, рассмотреть осевые траектории пучков анализируемых заряженных частиц. Под основной осевой траекторией частиц здесь подразумеваем некоторую медианную траекторию из широкого и непараллельного пучка анализируемых частиц с выделенными значениями массы m_0 , скорости v_0 и заряда q_0 . Эта траектория определяет оптическую ось анализатора, выражаемую уравнением нулевого приближения. Осевой дисперсионной траекторией назовем траекторию неосновной частицы с массой m , скоростью v и зарядом q , отличными от массы, скорости, заряда основной частицы: $m = m_0 + \Delta m$, $\delta m = \Delta m / m_0$, $v = v_0 + \Delta v$, $\delta v = \Delta v / v_0$, $q = q_0 + \Delta q$, $\delta q = \Delta q / q_0$, стартовавшей из источника по оптической оси анализатора. Здесь символом Δ обозначено малое приращение.

3. ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Магнитная сила всегда направлена ортогонально к перемещению частицы, и, следовательно, эта сила не совершает работу. Поэтому полагают, что кинетическая энергия и полная масса заряженной частицы остаются постоянными при движении частицы в магнитном поле. В этом случае в левой части уравнения (1) от дифференцирования импульса частицы можно перейти к дифференцированию только ее вектора скорости. Тогда уравнение движения заряженных частиц в магнитном поле принимает общую для релятивистского и нерелятивистского случаев движения частиц форму

$$m\dot{v} = q[\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad (2)$$

где точкой обозначено дифференцирование по времени.

Скалярные составляющие уравнения (2) в праввинтовой цилиндрической системе координат ϕ , r , z для осесимметричного магнитного поля ($B_\phi(\phi, r, z) = 0$) имеют вид

$$m(r\ddot{\phi} + 2\dot{r}\dot{\phi}) = q[\dot{r}B_z(\phi, r, z) - \dot{z}B_r(\phi, r, z)], \quad (3a)$$

$$m(\ddot{r} - r\dot{\phi}^2) = -qr\dot{\phi}B_r(\phi, r, z), \quad (3b)$$

$$m\ddot{z} = qr\dot{\phi}B_r(\phi, r, z). \quad (3в)$$

При переходе от векторов в (2) к их скалярным составляющим в (3) использовалось преобразование единичных ортов $d\mathbf{e}_r(\phi)/d\phi = \mathbf{e}_\phi(\phi)$ и т.п. Уравнение (3а) отражает с точностью до введения интегрирующего множителя изменение момента количества движения заряженной частицы $m\dot{\phi}r^2$ относительно оси симметрии поля z . Уравнение (3б) выражает изменение радиальной составляющей импульса частицы $m\dot{r}$ с учетом центробежной силы $m(\dot{\phi}r)^2/r$. Уравнение (3в) выражает изменение аксиального импульса $m\dot{z}$.

3.1. Аналитическое построение аксиально-симметричного магнитного поля. Осесимметричное магнитное или электрическое поле довольно часто применяется в масс-анализаторах. Даже в тех случаях, когда анализатор в целом не является аксиально-симметричным, отдельные составляющие элементы анализатора, как правило, имеют симметрию вращения.

Достаточно произвольное аксиально-симметричное магнитное поле зададим в медианной плоскости $z=0$ его аксиальной компонентой с точностью до малой величины $\rho < 1$ например, во второй степени $B_z(\phi, r, 0) = B_{0z}(1 + b_1\rho + b_2\rho^2 + \dots)$. Здесь B_{0z} — аксиальная составляющая магнитной индукции на оптической оси анализатора — окружности радиуса R_{0B} , $\rho = (r - R_{0B})/R_{0B}$ — безразмерная радиальная координата, имеющая, как правило, малое численное значение ($\rho < 1$). Радиальная составляющая поля в медианной плоскости, согласно определению медианной плоскости, равна нулю: $B_r(\phi, r, 0) = 0$.

Аксиальную составляющую безвихревого и соленоидального магнитного поля, а также неизвестную радиальную составляющую поля вне $z=0$ найдем, исходя из уравнений Максвелла $\text{rot } \mathbf{H} = 0, \text{div } \mathbf{B} = 0$, выполняющихся в межполюсном промежутке дипольного электромагнита при токе пучка анализируемых заряженных частиц пренебрежимо малом по сравнению с током возбуждения в обмотке электромагнита, а коэффициент магнитной проницаемости среды (вакуума) постоянен. Для этого используем метод аналитического построения поля по его базе путем решения обратной задачи, один из вариантов которой изложен, например, в [3, с. 14–29]. Тогда с учетом малых величин вплоть до второй степени получим

$$B_r(\phi, r, z) = B_{0z}(b_1 + 2b_2\rho)\zeta, \quad (4а)$$

$$B_z(\phi, r, z) = B_{0z}[1 + b_1\rho + b_2\rho^2 - (b_1 + 2b_2)\zeta^2 / 2], \quad (4б)$$

где $\zeta = z/R_{0B}$ — безразмерная аксиальная координата, обычно малая: $\zeta < 1$.

3.2. Конструирование дипольного электромагнита. Проблему формирования нужного реального магнитного поля решают как методами теории, так и практическими приемами проб и подгонок. Теоретическое рассмотрение осуществляют методами или расчетного моделирования на основе, на-

пример, точного уравнения Пуассона, или упрощенных аналитических решений. Методами численного моделирования на ЭВМ выполняют детальные расчеты трехмерных магнитов с учетом сложной зависимости магнитной индукции в железе от напряженности поля, создаваемого электрическим током в обмотке возбуждения. Однако численное моделирование и расчет отдельных конкретных конструкций магнитов не выявляют общих закономерностей построения электромагнитных систем. Аналитический подход, возможный при некоторых упрощающих допущениях, позволяет увидеть основные технические принципы построения электромагнитов разных типов. Это является важным для понимания сущности и особенностей конкретных конструкций.

В настоящем обзоре приводится рецепт технического построения дипольного электромагнита с аксиально-симметричным полем типа (4), взятый из [3, с.14–21]. Для решения задачи использовано уравнение Максвелла $\text{rot } \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j}$, выраженное в интегральной форме теоремы Стокса $\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \iint \mathbf{j}(r, z) dr dz$, где $\mathbf{j}(r, z)$ — плотность электрического тока. Напряженность магнитного поля H представлена через магнитную индукцию формулой $H = B / \mu_0 \mu$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная, μ — относительная магнитная проницаемость. Рассмотрен случай, когда железо или мягкая сталь магнитопровода далеки от насыщения, т.е. когда $\mu \approx 10^3 \gg 1$. Тогда частью интеграла по круговому контуру вокруг обмотки возбуждения, прилегающей непосредственно к железному магнитопроводу, можно пренебречь в силу малости $\mu_0 H$ по сравнению с $B = \mu_0 \mu H$. И тогда профиль явно выраженного полюса электромагнита определяется уравнением $\int_0^{z(r)} B_z(r, z) dz = \mu_0 AW$, где A — ток в амперах и W — число витков в обмотке возбуждения, охватывающей каждый из двух полюсов дипольного электромагнита. После подстановки (4б) в интегральное уравнение, его решения, разложения решения в ряд и геометрической интерпретации членов ряда в конечном итоге получаем следующие выражения параметров дипольного электромагнита: $B_{0z} = (2\mu_0 AW/h)[1 - (h/12R_{0B})(\gamma + R_{0B}/R_p) + \gamma^2/3]$, $b_1 = -2R_{0B}\gamma/h$ или $\gamma = -b_1 h / 2R_{0B}$, $b_2 = 4(R_{0B}\gamma/h)^2 - R_{0B}^2/R_p h$ или $R_{0B}/R_p = -b_2 h / R_{0B} + 4R_{0B}\gamma / h^2$. В приведенных формулах (см. рис.1) h — высота межполюсного промежутка электромагнита на его оптической оси, γ — угол наклона конической поверхности полюса по отношению к медианной плоскости ($z = 0$) при $r = R_{0B}$, R_p — радиус поперечной кривизны конической поверхности полюса, $h/R_{0B} < 1$, $\gamma < 1$, $R_{0B}/R_p < 1$.

Из изложенного видно, от каких параметров полюсов и обмоток возбуждения зависят магнитная индукция B_{0B} , дипольная и квадрупольная структура поля (b_1, b_2) двухполюсного электромагнита. Например, для электромаг-

нита с конической поверхностью полюсов с прямолинейными образующими ($R_p = \infty$) имеем общее соотношение $b_2 = b_1^2$, из которого, например, при $\gamma = h / 4R_{0B}$ следует $b_1 = -1/2$ и $b_2 = 1/4$. В этом случае имеем так называемое бетатронное поле, адекватно фокусирующее заряженные частицы в радиальном и аксиальном направлениях, которое также используется в магнитных анализаторах α - и β -частиц.

3.3. Осевая дисперсионная траектория.

Для перехода от уравнений движения (3) к уравнениям траекторий заряженных частиц производные по времени заменим производными по ϕ -координате преимущественного, продольного движения заряженных частиц в осесимметричном поле в соответствии с правилами дифференцирования $\dot{r} = r' \dot{\phi}$, $\ddot{r} = r'' \dot{\phi}^2 + r' \ddot{\phi}$, $\dot{z} = z' \dot{\phi}$, $\ddot{z} = z'' \dot{\phi}^2 + z' \ddot{\phi}$, где штрихом обозначено дифференцирование по ϕ . Неизбежные при этом производные по времени $\dot{\phi}$ и $\ddot{\phi}$ выразим также через производные по ϕ , используя дополнительно закон сохранения энергии, а именно его частный случай — постоянство абсолютного значения скорости v заряженной частицы при ее движении в статическом магнитном поле, выраженное в точном представлении равенством $v = v_0(1 + \delta v) = (r^2 \dot{\phi}^2 + \dot{z}^2)^{1/2} = R_{0B} [(1 + \rho)^2 + \rho'^2 + \zeta'^2]^{1/2} \dot{\phi} = \text{const}$. Тогда с учетом малых величин пока в первой степени, достаточной для осевого дисперсионного и последующего приосевого линейного рассмотрений, получим $\dot{\phi} = (v_0 / R_{0B})(1 - \rho + \delta v) + O(2)$, $\ddot{\phi} = 0 + O(1)$ где символами $O(2)$ и $O(1)$ указаны показательная степень первого малого неучтенного члена. В итоге из уравнений движения (3б) и (3в) получаем в результате учета малых величин в нулевой степени определение осевой траектории заряженных частиц

$$m_0 v_0 / q_0 = B_{0z} R_{0B}, \tag{5}$$

связывающее параметры m_0 , v_0 и q_0 основной частицы с главными параметрами магнитного анализатора — радиусом кривизны его оптической оси R_{0B} и значением магнитной индукции на этой оси B_{0z} .

Из уравнений (3б) и (3в) имеем также радиальную и аксиальную линейные компоненты уравнения траектории

$$\rho''(\phi) + \rho^2 \rho(\phi) = \delta, \tag{6a}$$

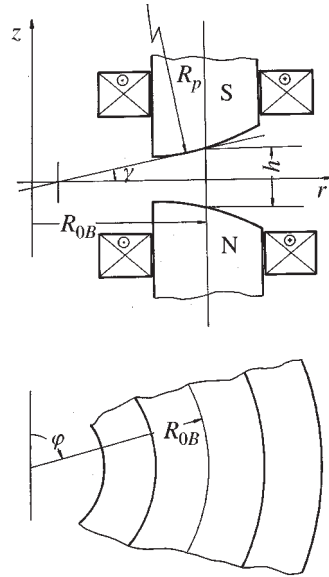


Рис.1. Аксиальное (относительно оси z) и радиальное z = 0 сечения полюсов дипольного электромагнита с осесимметричным магнитным полем. Форма магнитопровода С- или Ш-типа [3]

$$\zeta''(\phi) + q^2 \zeta(\phi) = 0, \quad (66)$$

где

$$p = (1 + b_1)^{1/2}, \quad q = (-b_1)^{1/2}, \quad \delta = \delta BR = \Delta BR / B_{0z} R_0 = \delta m + \delta v - \delta q. \quad (7)$$

Здесь мы приняли $\delta m < 1$, имея в виду измерения масс методом мультиплетов, когда в одном эксперименте сравниваются ионы нескольких близких масс. Коэффициенты p и q имеют смысл коэффициентов жесткости упругих сил возврата частиц, отклонившихся от оптической оси соответственно в радиальном и аксиальном направлениях, при условии, что $p^2 > 0$ и $q^2 > 0$, т.е. при условии $-1 \leq b_1 \leq 0$. В этом случае движение заряженных частиц в радиальном и аксиальном направлениях представляет собой гармонические колебания относительно оптической оси, описываемые синусом и косинусом. При значениях b_1 вне указанного интервала радиальные или аксиальные отклонения частиц описываются гиперболическими функциями, неограниченно растущими по мере увеличения угла отклонения ϕ .

Решения уравнений траектории неосновных частиц ($\delta = \delta BR \neq 0$), стартовавших по оптической оси ($\rho(0) = 0$, $\rho'(0) = 0$, $\xi(0) = 0$, $\xi'(0) = 0$), имеют вид

$$\rho_\delta(\phi) = R_\delta \delta BR, \quad R_\delta = (1/p^2)(1 - \cos p\phi), \quad (8a)$$

$$\zeta_\delta(\phi) = 0. \quad (8b)$$

Эта осевая дисперсионная траектория в магнитном поле анализатора выражает в первом приближении по малому значению δBR поперечное отклонение неосновных частиц от оптической оси в магнитном поле анализатора. Конечное же разделение заряженных частиц анализатором на его приемной плоскости, расположенной в общем случае вне магнитного поля, дополнительно определяется угловым отклонением частиц магнитным полем. Угловое диспергирование выражается производной по координате ϕ от (8a) при пересечении частицей границы поля в точке с координатами ρ_δ и $\phi = \Phi_0 - (1/p^2)(1 - \cos p\Phi_0) \operatorname{tg} \varepsilon_2 \delta BR$, где Φ_0 — угол отклонения основных осевых частиц в магнитном поле, ε_2 — угол наклона прямолинейной выходной границы магнитного поля. В итоге угловое диспергирование

$$\rho'_\delta = A_\delta \delta BR, \quad A_\delta = (1/p^2)[(1 - \cos p\Phi_0) \operatorname{tg} \varepsilon_2 + p \sin p\Phi_0], \quad (9)$$

а конечное разделение заряженных частиц магнитным анализатором на расстоянии L_2 от его выходной границы выражается формулой

$$\begin{aligned} \delta y &= y_\delta / R_{0B} = Y_\delta \delta BR, \\ Y_\delta &= [(1/p^2)(1 - \cos p\Phi_0)(1 + l_2 \operatorname{tg} \varepsilon_2) + (l_2/p) \sin p\Phi_0], \end{aligned} \quad (10)$$

где $\delta y = y_{\delta} / R_{0B}$ — безразмерная координата, характеризующая относительно поперечное отклонение частицы от оптической оси x , прямолинейной вне магнитного поля, $\delta y = y_{\delta} / R_{0B} < 1$, $l_2 = L_2 / R_{0B}$.

Из решения (8) следует также формула для продольного диспергирования частиц в магнитном поле, определяемого как разность длин траекторий неосновной и основной частиц при их движении в магнитном поле. Используя дифференциальную разницу длин траекторий, представленную с точностью до малых величин во второй степени как $dL = R_{0B} \rho_{\delta}(\phi) \delta BR d\phi$, получаем следующее выражение для неизодистантности осевых дисперсионной и основной траекторий:

$$\delta L = \Delta L / L_0 = L_{\delta} \delta BR, \quad L_{\delta} = (1 / \Phi_0) \int_0^{\Phi} \rho_{\delta}(\phi) d\phi = (1 / \rho^2) (1 - \sin \rho \Phi_0 / \rho \Phi_0). \quad (11)$$

Безразмерная величина Y_{δ} (10) является коэффициентом диспергирования заряженных частиц вдоль линии их наблюдения — координатной оси y . Этот коэффициент характеризует отклонение неосновных частиц от оптической оси на приемнике анализатора, выраженное в единицах R_{0B} и отнесенное к условному значению $\delta BR = 1$ однако недопустимому в линейном рассмотрении. Диспергирование с помощью анализатора обычно выражают значением $Y_{\delta} R_{0B}$ в единицах длины, отнесенным к $\delta BR = 0,01 = 1\%$.

Коэффициент A_{δ} определяет угловое диспергирование частиц относительно оптической оси и выражается в радианах, отнесенных к $\delta BR = 1$.

Из формул (9)—(11), полученных в осевом рассмотрении, непосредственно видно, от каких и только от каких параметров анализатора и как зависят линейное и угловое поперечные диспергирования и линейное продольное диспергирование частиц. Так, диспергирование тем сильнее, чем ближе параметр ρ к значению -1 . Поперечное линейное диспергирование R_{δ} достигает наибольшего значения при $\rho \Phi \cong 180^\circ$. Угловое диспергирование A_{δ} (9) максимально при $\rho \Phi \cong 90^\circ$ и сильно зависит от ε_2 . Продольное диспергирование L_{δ} (11) растет с увеличением угла отклонения оптической оси Φ_0 , стремясь к предельному значению $1/\rho^2$. Диспергирование не зависит от входных параметров магнитного анализатора ε_1 и L_1 — угла наклона входной границы и расстояния между источником частиц и входной границей анализатора. Все это необходимо иметь в виду, формируя коэффициенты диспергирования, при проектировании анализатора.

Иллюстрация поперечного диспергирования частиц магнитными анализаторами различных типов представлена на рис. 2. На рис. 2,а показана дисперсионная траектория в анализаторе с однородным магнитным полем ($b_1 = 0$, $\rho = 1$), обеспечивающим $Y_{\delta} = 3,00$, построенная по формулам (9) и (10). Там же показана точная траектория, построенная с помощью циркуля в области однородного магнитного поля и линейки вне магнитного поля. Из рисунка видно расхождение между точной и приближенной первого порядка по параметру δBR траекториями.

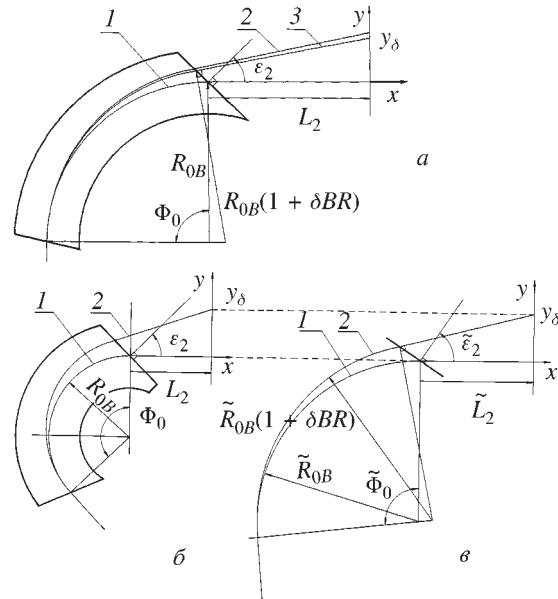


Рис.2. Диспергирование заряженных частиц магнитными анализаторами. Параметр дисперсности частиц $\delta BR = 0,1$. Параметры анализаторов: *a*) магнитное поле однородное ($b_1 = 0$), $\Phi_0 = 90^\circ$, $\epsilon_2 = 45^\circ$, $L_2 = 100$; коэффициент диспергирования $Y_\delta = 3,00$; 1 — оптическая ось анализатора; 2 — осевая дисперсионная траектория, построенная по формулам (8а), (9); 3 — точная осевая дисперсионная траектория, построенная с помощью циркуля в однородном магнитном поле и линейки в свободном от магнитного поля пространстве; *б*) магнитное поле неоднородное ($b_1 = -0,5$, $\rho = 0,70$), $\Phi_0 = 135^\circ$, $\epsilon_2 = 45^\circ$, $L_2 = 100$; коэффициент диспергирования $Y_\delta = 5,79$, 1 и 2 — то же, что на рис. *a*; *в*) вспомогательное построение с помощью циркуля и линейки для анализатора, представленного на рис. *б*. $\tilde{R}_{0B} = R_{0B} / \rho^2$, $\tilde{\Phi}_0 = \rho \Phi_0$, $\tilde{L}_2 = L_2 / \rho$, $\text{tg } \tilde{\epsilon}_2 = \text{tg } \epsilon_2 / \rho$. 1 — оптическая ось, 2 — вспомогательное построение, адекватное построению траектории 2 на рис. *б*

На рис.2,*б* показана дисперсионная траектория в магнитном анализаторе с неоднородным полем с $b_1 = -0,5$, $\rho = 0,707$, обеспечивающим $Y_\delta = 5,79$. На рис. 2,*в* дано вспомогательное условное построение, выполненное только циркулем в магнитном поле и по линейке вне поля, которое определяет в первом приближении диспергирование заряженных частиц в неоднородном поле аналогично точному построению в однородном поле. Это построение, впервые демонстрируемое здесь, является частью более общего построения, с помощью которого находятся все линейные параметры магнитного анализатора. Эти параметры — коэффициенты линейного преобразования радиальных ко-

ординат траектории частицы на участке от плоскости 1 до плоскости 2 образуют следующую матрицу:

$$\begin{vmatrix} \delta y_2 \\ \alpha_2 \\ \delta BR_2 \\ \delta L_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} Y_y & Y_\alpha & Y_\delta & 0 \\ A_y & A_\alpha & A_\delta & 0 \\ D_y & D_\alpha & D_\delta & 0 \\ L_y & L_\alpha & L_\delta & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \delta y_1 \\ \alpha_1 \\ \delta BR_1 \\ \delta L_1 \end{vmatrix}. \quad (12)$$

4. КЛАССИЧЕСКИЕ ПРИЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ АТОМНЫХ МАСС С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНЫХ АНАЛИЗАТОРОВ

Как следует из (10), поперечное диспергирование магнитным полем, в одинаковой мере зависящее от массы, скорости и заряда частиц, не обеспечивает преимущественного выделения частиц с заданной массой. Поэтому для измерения массы иона прибегают к дополнительным мерам.

4.1. Унификация ионного заряда. В классических масс-анализаторах обычно используют однозарядные ионы ($q_1 = +1e_0$), где e_0 — заряд протона. Это достигается выбором типа и режима работы ионного источника. В этом случае ближайшему возможному значению заряда $q = +2e_0$ отвечает значение $\delta q = 1$ существенно большее значения δm для практически всех соседствующих по массовому числу ионов. Это позволяет не рассматривать диспергирование ионов в зависимости от их заряда, как не мешающее измерению δm . Однако в тех случаях, когда ионные заряды существенно отличаются от единицы, как, например, заряды продуктов реакций фрагментации тяжелых ионов при высокой энергии, значения δq смешиваются со значениями δm , и интерпретация результатов диспергирования усложняется.

Между тем имеется пример, когда специально использовались однозарядные и двухзарядные ионы для упрощения и однозначности расшифровки спектра масс. В экспериментах [4] по поиску в природе нуклидов сверхтяжелых элементов, имеющих массовые числа в области $A \sim 300$, для выявления атомарных ионов среди аналогичных по массовым числам молекулярных ионов специально применялся источник преимущественно двухзарядных ионов. Ионизация сложных молекул, таких, как, например, UO_3 , US ($M = 286$), UO_4 , US_2 ($M = 302$), до двухзарядного состояния (UO_3^{2+} и т.п.) с большой вероятностью приводила к их диссоциации, и, таким образом, фон молекулярных ионов в области масс предполагаемых однозарядных атомарных ионов сверхтяжелых элементов ($A/q = 300/2 = 150$) снижался в сотни раз. Расшифровка спектра масс анализируемого вещества приобретала большую однозначность.

4.2. Ускорение ионов. В классических масс-анализаторах используются ионы с фиксированной кинетической энергией, обеспечиваемой предвари-

тельным ускорением ионов постоянной стабилизированной разностью потенциалов U_0 . В результате ускорения влияние разброса скоростей ионов, вызванного, например, тепловыми и другими флуктуационными шумами ионов в источнике Δv , существенно снижается до значения $\delta v = \Delta v / (u_0 + v_0) \ll \delta m$, где u_0 — скорость иона, дополнительно приобретенная в результате ускорения до энергии

$$k = mu_0^2 / 2 = qU_0. \quad (13)$$

Это исключает смешивание диспергирований ионов по значениям δv и δm . Из (13) следует $2\Delta u / u_0 + \Delta m / m_0 = 0$ или $\delta u = -\delta m / 2$, где $\Delta u = u - u_0$ — отклонение скорости неосновных ионов при ускорении, вызванное отличием их массы Δm от массы основных ионов m_0 . В итоге в масс-анализаторах с ускоряющим напряжением имеем вместо (10) следующую аппаратную функцию: $\delta y = y_\delta / R_{0B} = Y_\delta (\delta m / 2 + \delta v)$, где $\delta v = \Delta v / (u_0 + v_0) \ll \delta m$. Из полученной формулы видно, что предельное разрешение по массам в рассматриваемом осевом приближении составляет $\delta m = 2\delta v$. Такой метод измерения масс ионов был предложен и впервые реализован Демпстером [5].

Строго определенная разность стабилизированных потенциалов U_0 (13) обычно поддерживается эталонным электрическим элементом напряжения с относительной погрешностью $\delta U \cong 10^{-4}$. Неопределенность же кинетической энергии ионов, зависящая в существенной мере от температуры горячего эмиттера ионов (поверхности ионизатора, плазмы разряда), равной обычно ~ 2000 К, составляет $\delta k \sim 10^{-5}$ при $U_0 = 50$ кВ. Дальнейшее повышение стабильности ускоряющего напряжения, по-видимому, возможно в результате применения сверхпроводящего туннельного перехода Джозефсона в качестве элемента опорного напряжения с контролем частоты нестационарного тока в туннельном переходе, зависящей от напряжения на переходе.

В режиме анализа ионов масс-спектрометрическим способом, т.е. путем последовательного приведения ионов к детектору на оптической оси анализатора с координатой $r = R_{0B}$ или $y = 0$ в результате, например, изменения магнитной индукции ΔB , диспергирование ионов выражается формулой $\delta B = \Delta B / B_0 = \delta m / 2 + \delta v$, где опять-таки $\delta v \ll \delta m$ при фиксированной и относительно большой разности потенциалов ускоряющего напряжения (13).

Быстрое изменение магнитной индукции в масс-спектрометрическом способе требует, чтобы магнитопровод электромагнита был послойным, т.е. был собран из тонких листов трансформаторного железа, электрически изолированных друг от друга. Этим исключается нежелательное проявление токов Фуко на быстроту изменения магнитного поля. Такие послойные магнитопроводы иногда называют «ламинарными» (лат.) или «шихтованными» (нем.).

Другой вариант масс-спектрометрического режима осуществляется путем изменения во времени напряжения U , ускоряющего ионы. В этом случае

из соотношения (13) следует $\delta U = \Delta U / U = -\delta m - 2\delta v$. Последнее равенство есть дифференциальная форма частного случая теоремы Блекни [6], один из выводов которой гласит, что траектория иона с некоторой массой в произвольных магнитном и электрическом полях останется постоянной, если напряженность электрического поля изменить в k раз, а массу иона в $1/k$ раз.

Сравнение приведенных результатов показывает, что относительное диспергирование в масс-спектрометрическом режиме путем сканирования пучков ускоряющим напряжением U сильнее в два раза по сравнению с диспергированием путем изменения магнитной индукции B . Однако предельное разрешение в осевом рассмотрении в обоих случаях одно и то же: $\delta m = 2\delta v$.

Масс-спектрометрический режим сканирования напряжением обладает и другим преимуществом перед режимом сканирования магнитным полем, которое заключается в том, что анализируемые ионы приходят к детектору по одним и тем же стационарным траекториям. В последнем случае номинально «стационарные» траектории могут реально изменяться из-за различия проявления нелинейной зависимости магнитной индукции B от напряженности магнитного поля H , создаваемого обмоткой возбуждения.

Хотя в двух рассмотренных режимах масс-спектрометрического анализа или магнитное поле, или электрический ускоряющий потенциал не остаются постоянными, тем не менее эти два режима нельзя рассматривать как динамические, поскольку за время пролета заряженной частицы через анализатор ускоряющее электрическое и анализирующее магнитное поля практически не меняются, и диспергирование частиц во время их пролета осуществляется, по существу, статическими полями.

5. СМЕШАННЫЕ МЕТОДЫ МАСС-АНАЛИЗА С ПРИМЕНЕНИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для исключения проявления диспергирования заряженных частиц в магнитном поле в зависимости от скорости применяются и другие дополнительные приемы, помимо рассмотренных в разд.4. Такие смешанные методы иногда называют гибридными.

5.1. Магнитный анализ и метод времени пролета вне магнитного поля. Определение масс продуктов реакций, образующихся не в строго детерминированных по энергии ядерных процессах, например, в реакциях фрагментации ядер при промежуточных и высоких энергиях, часто проводится путем измерения импульса $p = mv = qBR$ выбиваемых из мишени нуклидов — продуктов ядерных реакций — с помощью магнитного анализатора и одновременного измерения их скорости v по времени пролета t некоторой заданной дистанции X_0 . В случае, когда дистанция пролета размещена вне магнитного поля, различие длин прямолинейных траекторий заряженных частиц на

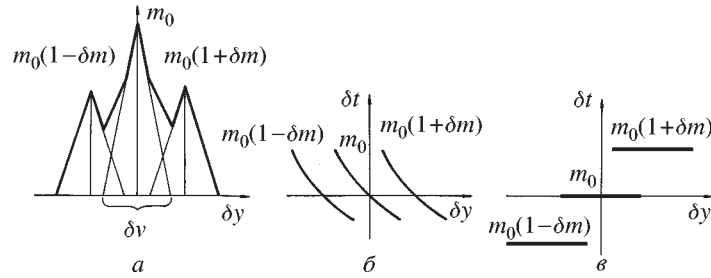


Рис.3. Масс-анализ продуктов ядерных реакций путем измерения их импульса δy магнитным анализатором и времени пролета заданной дистанции δt : а) измерение времени пролета отсутствует; б) дистанция пролета расположена вне магнитного поля; в) дистанция пролета расположена в изохронном магнитном поле

участке пролета есть малая величина второго порядка, обусловленная лишь небольшой разницей в наклоне траекторий по отношению к оптической оси анализатора. Поэтому в линейном приближении относительное различие времени пролета определяется как

$$\delta t = \Delta t / t_0 = -\delta v, \quad (14)$$

где $t_0 = X_0 / v_0$. В этом случае дисперсионная функция выражается двумя зависимостями: $\delta y = Y_\delta (\delta m + \delta v - \delta q)$ и $\delta t = -\delta v$.

На рис. 3,а показано условное распределение плотности траекторий заряженных частиц на приемнике масс-спектрографа с размытым распределением значений δv . Функция δv приблизительно отражает скоростное распределение продуктов фрагментации бомбардирующих частиц, когда средние скорости продуктов реакций и бомбардирующих снарядов равны. На рис. 3,б показано представление того же распределения в зависимости от переменных δy и δt . Малые приращения δy и δt отражают гиперболическую зависимость t от y . Видно, что разрешение по массам в этом случае достигается независимо от разброса значений скорости.

5.2. Магнитный анализ и метод времени пролета в магнитном поле.

В другом варианте приложения метода времени пролета к магнитному анализу вся дистанция пролета лежит в магнитном поле. В этом случае уже в линейном приближении возникает различие длин траекторий заряженных частиц (11), обусловленное разницей радиусов кривизны траекторий в магнитном поле. Для осевых траекторий неосновных и основных частиц это относительное различие длин траекторий в аксиально-симметричном магнитном поле приводит к следующему различию их времен пролета:

$$\begin{aligned} \delta t &= \delta L - \delta v = \\ &= (1/p^2)(1 - \sin p\Phi_0/p\Phi_0)(\delta m - \delta q) + [(1/p^2)(1 - \sin p\Phi_0/p\Phi_0) - 1]\delta v. \end{aligned} \quad (15)$$

Дисперсионное соотношение (15), выраженное через массу покоя иона, имеет следующее представление:

$$\begin{aligned} \delta t &= [(\gamma_0/p)^2(1 - \sin p\Phi_0/p\Phi_0) - 1]\delta v - \\ &- [(1/p^2)(1 - \sin p\Phi_0/p\Phi_0)](\delta m_{\text{rest}} - \delta q), \end{aligned} \quad (16)$$

где γ_0 — релятивистский фактор для основных ионов. Если коэффициент перед параметром δv в формуле (16) равен нулю

$$T_{\delta v} = (\gamma_0/p)^2(1 - \sin p\Phi_0/p\Phi_0) - 1 = 0 \quad (17)$$

то время пролета основных и неосновных частиц по их осевым траекториям не зависит от разброса их скоростей δv . В этом случае говорят об изохронности пролета частиц по их осевым траекториям.

Соотношение (17) выполняется в однородном магнитном поле ($b_1 = 0, p = 1$) после каждого полуоборота $\Phi_0 = n \cdot 180^\circ$, где $n = 1, 2, 3, \dots$, для ионов с малыми скоростями ($v \ll c, \gamma_0 \cong 1$). При этом дисперсионная функция отклика по времени упрощается до $\delta t \cong -\delta m + \delta q$.

Двухмерное представление диспергирования ионов по поперечной координате δy и по времени δt в случае (17) показано на рис. 3, в. Временные отметки δt , представленные отрезками горизонтальных прямых, как бы сфокусированы по времени в отличие от случая, представленного на рис. 3, б.

Соотношение (17) выполняется также и для релятивистских ионов ($\gamma_0 > 1$), при этом, например, при отклонении на угол $\Phi_0 = 180^\circ$ требуется $p \cong \gamma_0$. Аксиальное движение в этом случае неустойчиво, т.к. $q^2 = 1 - p < 0$.

К числу первых изохронных масс-анализаторов с однородным магнитным полем относится масс-спектрометр [7], в котором применяется импульсный по времени источник ионов. Для увеличения дистанции пролета использована многооборотная спиральная траектория с шагом вдоль силовых линий магнитного поля. Последующей разработкой масс-анализаторов этого типа явился динамический масс-спектрометр [8], названный автором масс-синхрометром. В устройстве [8] для обеспечения обхода ионами ионного источника на втором обороте вместо винтовой траектории применялось торможение ионов коротким по времени импульсом электрического напряжения после первого полуоборота, приводившее к радиальному смещению траектории ионов. После завершения нескольких полных оборотов в однородном магнитном поле по истечении времени nT , где T — период циклотронного обращения иона и $n = 40$, другим коротким электрическим импульсом ионы переводились на траекторию коллектора.

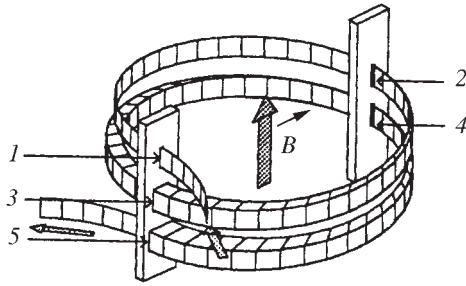


Рис.4. Схема масс-спектрометра Смита с непрерывным изменением временного интервала между управляющими электрическими импульсами [10]: 1 — входная щель, 2 — ВЧ модуляция пучка, 3 — щель, задающая фазу, 4 — ВЧ демодуляция пучка, 5 — выход пучка

Впоследствии этот динамический масс-анализатор был несколько изменен — вместо $n=40$ стали использовать $n=2$ для повышения частоты повторения циклов измерений и увеличения таким образом интенсивности пучка анализируемых ионов [9]. Было введено также непрерывное изменение временного интервала между управляющими импульсами. Этот вариант масс-анализатора, получивший название радиочастотного масс-спектрометра Смита [10], показан на рис. 4.

5.3. Магнитный анализ и метод времени пролета в сложных анализаторах. Условие независимости времени пролета от разброса скоростей может быть обеспечено и в сложном магнитном анализаторе, состоящем из нескольких дипольных магнитов, разделенных свободными промежутками. В этом случае для применения метода времени пролета необходимо выполнение следующего общего условия, вытекающего из двух предыдущих частных условий:

$$\Delta t = t_{01}T_{\delta v} - t_{02} = 0, \quad (18)$$

где t_{01} и t_{02} — время пролета основной частицы, соответственно, на участках анализатора без магнитного поля (14) и с полем (16).

Магнитный анализатор КОМБАС. Таким сложным анализатором является магнитный канал ЛЯР ОИЯИ, носящий аббревиатуру КОМБАС — комплекс быстродействующего анализатора и спектрометра (спектрографа) [11]. КОМБАС предназначен для сбора, сепарации и измерения масс радиоактивных нуклидов, образующихся в ядерных реакциях при облучении мишени ускоренными тяжелыми ионами. Анализатор расположен на одном из отводов пучка ионов, выведенных из циклотрона У-400М.

Магнитный канал КОМБАС, схематически показанный на рис. 5, состоит из восьми дипольных магнитов, разделенных небольшими промежутками и образующих две функционально различные секции. Магниты $D1$ и $D8$ имеют аксиально-симметричное сильно неоднородное поле с углом отклонения оптической оси $\Phi_0 = 25^\circ$ каждый, коэффициентом неоднородности $b_1 = -1100$, $p = 316i$. Мнимое значение p означает, что дисперсионные функции (10) и (11) выражаются через гиперболические синус и косинус вместо тригонометриче-

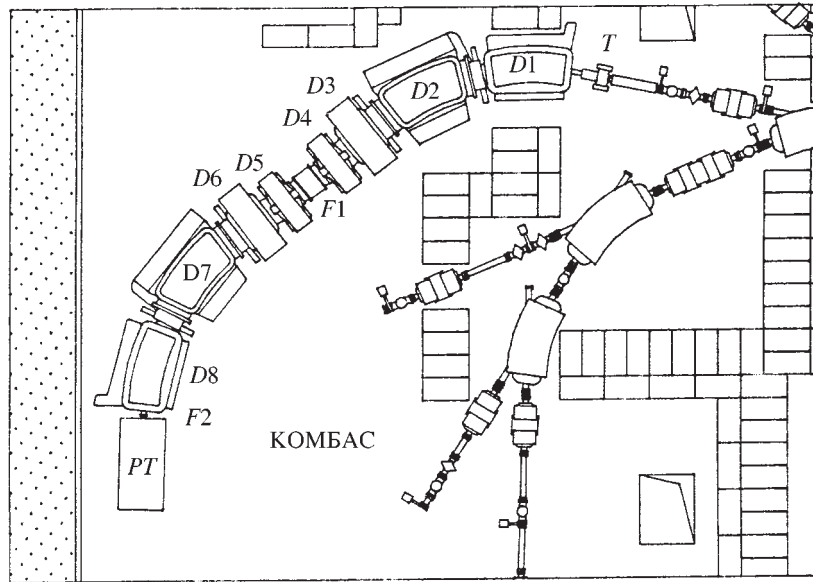


Рис.5. Магнитный канал КОМБАС на пучке циклотрона У-400М [11]. Пояснения в тексте

ских. Коэффициент неоднородности поля в магнитах $D2$ и $D7$ $b_1=6,75$, $\rho=2,78$, угол отклонения оси $\Phi_0=25^\circ$.

Дипольные магниты $D1$, $D2$, $D7$ и $D8$, как это следует из значений коэффициентов b_1 , являются магнитами с переменнo-градиентной сильной фокусировкой, которая каналом КОМБАС впервые реализована в магнитном анализе заряженных частиц. Сильная фокусировка позволяет выполнить нужное преобразование пучка продуктов ядерных реакций, имеющих достаточно высокую жесткость $B_0 R_{0B} \cong 4,5$ Тл·м ($k \cong 30-50$ А·МэВ), на относительно небольшой длине канала 14,5 м.

Четыре других дипольных магнита $D3+D6$ с $\Phi_0=\pm 7,5^\circ$ и однородным полем ($b_1=0$) предназначены для коррекции положения пучка частиц в промежуточной $F1$ и конечной $F2$ фокальных плоскостях.

Продукты ядерных реакций, выбитые из мишени толщиной до 1 г/см² в телесном угле $\Delta\Omega=6$ мср и с относительным разбросом значений магнитной жесткости $\delta BR=\pm 10\%$, акцептируются и транспортируются магнитным каналом к детектору на фокальной плоскости $F2$. Первая секция магнитного канала производит набег фазы $\rho\Phi_0 \cong 180^\circ$ и обеспечивает совместно со свободны-

ми промежутками изохронизм (18), а также линейное диспергирование продуктов реакций в плоскости $F1$ с коэффициентом $Y_{\delta}R_{0B} = 157$ см на $1\% \delta BR$. Угловое диспергирование отсутствует: $A_{\delta} = 0$.

Вторая секция магнитного канала, дополняя набег фазы до $\rho\Phi_0 \cong 360^\circ$, сохраняет изохронизм (18) и полностью исключает диспергирование продуктов реакций, обеспечивая в конечной фокальной плоскости канала $F2$ двойной ахроматизм ($Y_{\delta} = 0, A_{\delta} = 0$). Это дает возможность использовать метод времени пролета для измерения масс широкого круга продуктов ядерных реакций, собранных на $F2$ в малое фокальное пятно.

Масс-спектрометрическая ионная ловушка типа ловушки Пеннинга в варианте «in flight» на рисунке обозначена ПТ.

Обычно такие каналы выполняются в обратном варианте [12–14], обеспечивающем перевод канала из ахроматического режима в диспергирующий ($Y_{\delta} \neq 0$), необходимый для магнитного анализа продуктов ядерных реакций. Это осуществляется путем зеркального преобразования пучка траекторий в плоскости диспергирования с помощью магнитных квадрупольных линз. В первой из работ [11] указывается на другую возможную трансформацию режима канала КОМБАС, не имеющего в своем составе квадрупольных линз, а именно на трансформацию путем механического поворота второй секции канала на 180° . В этом случае контрдиспергирующее действие второй секции переходит в дополняющее диспергирующее, и общий коэффициент диспергирования каналом удваивается: $Y_{\delta} = 2Y_{\delta 0}$. Однако устройство такого механического поворота на канале КОМБАС пока не реализовано.

Этот принцип преобразования хроматичности магнитного канала поясняется на рис. 6, а, б на примере двух последовательно действующих простейших полукруговых магнитных анализаторов с однородным магнитным полем, каждый из которых, имея $\rho\Phi_0 = 180^\circ$, обеспечивает также изохронизм (18) и угловой ахроматизм ($A_{\delta} = 0$).

Для канала КОМБАС в качестве нового типа трансформатора режима было предложено [15] использовать относительно компактный дублет сверхпроводящих соленоидов, размещенный между первой и второй секциями, с помощью которого пучок ядер отдачи можно было бы зеркально трансформировать, и, таким образом, в зависимости от физических задач канал использовать как в ахроматическом, так и в хроматическом режимах. Трансформация пучка с помощью соленоидов схематически показана на рис. 6, в, г.

Более детально траектории ионов в дублете соленоидов показаны на рис. 7. Они отражают действие на заряженную частицу радиально направленных аксиально-симметричных краевых полей B_r на входе и выходе каждого из соленоидов, определяемое теоремой Буша [16]. Эта теорема связывает определенным образом азимутальную скорость вращения, приобретенную заряженной частицей в результате прохождения сквозь краевое поле, с потоком магнитной индукции основного поля соленоида. В настоящем обзоре исполь-

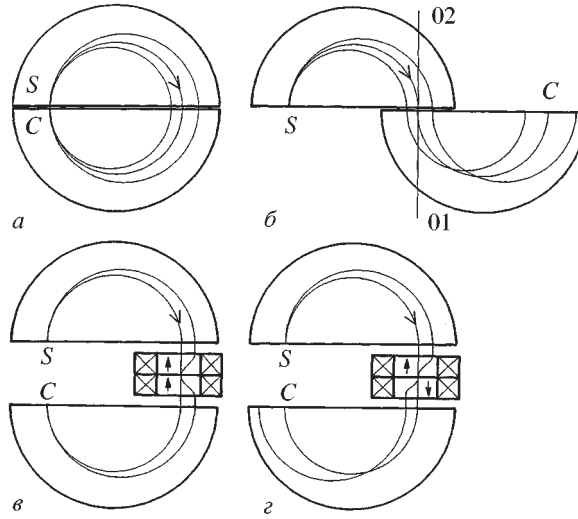


Рис.6. *а*) Основные и дисперсионные траектории $\delta BR = \pm 0,1$ в изохронном ($T_{\delta v} = 0$) и дважды ахроматическом ($Y_{\delta} = 0, A_{\delta} = 0$) магнитном канале, состоящем из двух полуциркулярных анализаторов с однородным полем ($\rho\Phi_0 = 180^\circ$). *S* — источник, *C* — приемник заряженных частиц. *б*) Дважды ахроматический магнитный канал, трансформированный в хроматический анализатор ($Y_{\delta} \neq 0$) путем механического поворота второй секции канала вокруг оси 01–02 [11]. *в*) То же, что и на рис. *а*, но с $\delta BR = 0,1$ и дополнительным дублетом соленоидов, преобразующим пучок частиц согласно (20б) [15]. *г*) То же, что и на рис. *б*, но с $\delta BR = 0,1$ и дополнительным дублетом соленоидов, преобразующим пучок частиц согласно (20а) [15]

здается более простое выражение результата действия краевого поля однородного соленоида, приведенное в [3, с. 89]. Новая формулировка теоремы утверждает, что заряженная частица с нулевым начальным азимутальным моментом количества движения после пролета сквозь входное краевое поле соленоида приобретает азимутальную скорость, которая обеспечивает движение частицы в основном, однородном поле соленоида по круговой траектории, пересекающей ось симметрии краевого поля. Это правило выполняется для частиц с радиальной составляющей начальной скорости \dot{r} , как равной, так и не равной нулю. Действие выходного краевого поля соленоида противоположно действию входного, и этим обеспечивается равенство нулю конечного азимутального момента количества движения частицы. На рис. 7,а показано действие дублета соленоидов с полями, равными по абсолютной величине и направленными в противоположные стороны: $|\mathbf{B}_1| = |\mathbf{B}_2|, \text{sign } \mathbf{B}_1 = - \text{sign } \mathbf{B}_2$.

При условии

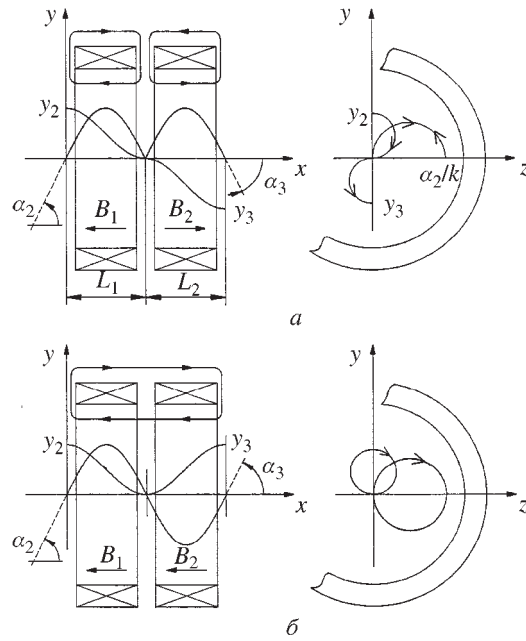


Рис.7. Радиальная и азимутальная проекции траектории иона в дублете соленоидов [15]. *а)* Магнитные поля соленоидов направлены в противоположные стороны. *б)* Магнитные поля соленоидов направлены в одну и ту же сторону

$$B_{0z}L = \pi m_0 v_0 / q_0, \quad (19)$$

где L — эффективная длина соленоида, преобразование поперечных координат траектории, представленной косинусоидальными и синусоидальными составляющими, описывается отрицательной единичной матрицей

$$\begin{vmatrix} y_3 \\ \alpha_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} y_2 \\ \alpha_2 \end{vmatrix}, \quad (20a)$$

трансформирующей ахроматический режим канала в хроматический. С помощью одиночного соленоида получить преобразование (20a) невозможно, вопреки существующему обратному мнению.

На рис. 7,б представлены соленоиды с магнитными полями, равными по абсолютной величине и направленными в одну и ту же сторону: $|\mathbf{B}_1| = |\mathbf{B}_2|$, $\text{sign } \mathbf{B}_1 = \text{sign } \mathbf{B}_2$. В этом случае преобразование траектории заряженной частицы при выполнении условия (19) описывается положительной единичной матрицей

$$\begin{vmatrix} y_3 \\ \alpha_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} y_2 \\ \alpha_2 \end{vmatrix}, \quad (206)$$

сохраняющей первоначальный ахроматический режим канала. Начальная фокусировка пучка при преобразованиях (20) сохраняется.

Масс-спектрометр TOFI. Другим примером сложного изохронного магнитного анализатора является масс-спектрометр TOFI (time-of-flight isochronous spectrometer) [17], предназначенный для измерений масс экзотических ядер, образующихся под действием высокоинтенсивного пучка протонов с энергией 800 МэВ на ускорителе LAMPF, США.

Магнитный анализатор содержит четыре идентичных дипольных магнита с однородным полем, каждый из которых имеет $R_{0B}=11$ м, $\Phi_0=810^\circ$, $\epsilon_1=\epsilon_2=23,3^\circ$ и $L_2=0,958R_{0B}$. Акцептанс магнитного спектрометра равняется по телесному углу $\Delta\Omega=28$ мср и по магнитной жесткости $\Delta(B_0R_0)/(B_0R_0)=\pm 2\%$ при номинальной магнитной жесткости B_0R_0 , отвечающей кинетической энергии продуктов реакций $k\cong 25$ А·МэВ. Общая длина пролета продуктов реакций в спектрометре составляет 14 м.

Спектрометр представляет собой дважды ахроматический ($Y_\delta=0, A_\delta=0$) и изохронный (18) магнитный анализатор. Изохронность пролета частиц обеспечивается на суммарном угле отклонения оптической оси $4\Phi_0=324^\circ$ вместо $\Phi_0=360^\circ$ в случае непрерывного однородного магнитного поля.

Измерения масс ионов с помощью изохронных циклотронов. Другим примером сочетания магнитного анализа и метода времени пролета является предложение Миттига [18] использовать изохронные циклотроны для измерения атомных масс. Это предложение реализовано на циклотронах с разделенными секторами CSS1 и CSS2 научного центра GANIL (Франция), входящих в ускорительный комплекс из трех циклотронов. Схема измерения масс с помощью этих циклотронов приведена на рис.8. Циклотроны работают при одной и той же частоте ускоряющего напряжения, но на разных гармониках, определяемых условием $n_1v_1/R_1=n_2v_2/R_2$, где n_1 и n_2 — номера радиочастотных гармоник ускоряющего напряжения в первом и втором циклотронах, v_1 и v_2 — скорости ускоряемых ионов на выходе первого и на входе второго циклотронов, R_1 и R_2 — ра-

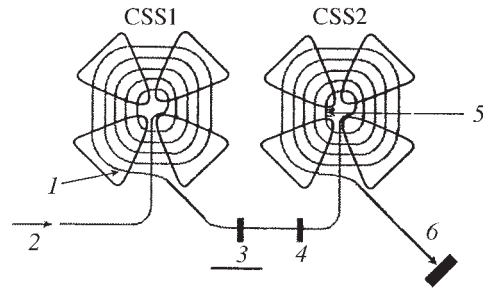


Рис.8. Схема измерения атомных масс с помощью двух изохронных циклотронов [18]: 1 — выходной радиус первого циклотрона CSS1, 2 — пучок ионов из циклотрона СО, на рисунке не показанного, 3 — мишень, 4 — деградер, 5 — входной радиус второго циклотрона CSS2, 6 — детектор ионов

диусы эжекции и инъекции. Обычно при ускорении ионов циклотронами, первый из которых обеспечивает кинетическую энергию $k \cong 5 \div 13 \text{ А} \cdot \text{МэВ}$, первая гармоника $n_1 = 5$, отношение $R_2/R_1 = 2/5$ и $v_1 = v_2$. Тогда $n_2 = 2$.

Продукты реакций, выбиваемые из мишени, расположенной в промежутке между циклотронами, имеют $v_2 < v_1$, и тогда следует, например, необходимость иметь $n_2 = 3$ и $v_2 = (2/3)v_1$, что обеспечивается деградером.

Другая особенность метода заключается в необходимости одновременно ускорения во втором циклотроне исследуемых продуктов реакции и близких по m/q стабильных ионов с подходящей интенсивностью. Как отмечают авторы [18], обеспечить это требование довольно-таки трудно, поскольку частотный акцептанс второго циклотрона ограничен значением $\Delta f \cong 10^{-4}$. Однако если это сделано, то измерение массы исследуемого нуклида сводится к измерению разницы времен ускорения от начального до конечного радиусов δt двух сортов ионов с несколько различными значениями m/q . Полная длина траектории ускорения во втором циклотроне составляет около 5 км, что обеспечивает хорошие условия для использования метода времени пролета.

Измерения масс ионов с помощью накопительного кольца. Аналогичная возможность применения метода времени пролета для измерения атомных масс обеспечивается и в изохронном магнитном поле накопительного кольца ионов [19]. Однако в отличие от рассмотренных выше магнитных систем со стартом и финишем частиц, расположенных на оптической оси, метод времени пролета в накопительном кольце требует специальной организации старта и финиша ионов вне и вблизи замкнутой оптической оси кольца, разделенных целым числом изохронных полуоборотов. Старт вне оптической оси и небольшие неточности в магнитном поле кольца приводят к резонансной раскачке первоначальной стартовой амплитуды заряженных частиц. Это вызывает потери ионов, обусловленные сильными целочисленными или полуцелочисленными резонансами, и тем самым ограничивает число возможных оборотов частиц в накопительном кольце. Как указано в работе [20], наиболее оптимальные условия реализации этого метода ожидаются при числе оборотов $n \cong 30$.

В рассмотренных (п.5.1—5.3) гибридных магнитных анализаторах, дополнительно использующих методику времени пролета, точность измерения атомной массы определяется в конечном итоге точностью измерения магнитной индукции, длиной и точностью задания дистанции и точностью измерения времени пролета. Длина и время представлены основными единицами в СИ и обеспечены возможностями точных измерений на основе принятых определений и эталонов. Магнитная индукция измеряется также с высокой точностью методом ядерного магнитного резонанса. Все это позволяет измерять атомные массы с помощью комбинации магнитного метода и метода времени пролета с хорошим разрешением и точностью до $\delta m \cong 10^{-6}$.

5.4. Магнитный анализ и измерение кинетической энергии. Измерение атомных масс продуктов ядерных реакций, имеющих разброс скоростей, возможно также путем измерения количества движения заряженной частицы $p = mv = qBR$ с помощью магнитного анализатора и ее кинетической энергии $k = mv^2 / 2$ с помощью, например, измерения ионизации, производимой частицей в регистрирующем устройстве до ее полного торможения. Двухмерная аппаратная функция отклика для продуктов реакций фрагментации, приблизительно сохраняющих скорость бомбардирующих частиц, показана на рис. 9: $\delta y = Y_{\delta} (\delta m + \delta v - \delta q)$, $\delta k = \delta m + 2\delta v$. Малые приращения параметра δk представляют собой отрезки параболической кривой.

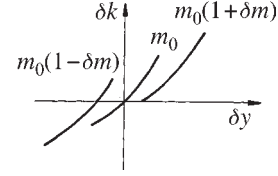


Рис.9. Масс-анализ продуктов ядерных реакций путем измерения их импульса δy магнитным анализатором и кинетической энергии δk

Первой работой, в которой для идентификации продуктов ядерных реакций по массовому числу были применены измерения импульсов с помощью магнитного анализатора и одновременного измерения кинетической энергии, явилась публикация [21]. Для измерения кинетической энергии продуктов реакций использовался полупроводниковый кремниевый детектор.

Известно, что дифференциальные потери кинетической энергии нуклида при его движении в веществе зависят от его атомного номера Z . Поэтому, измеряя частичную потерю кинетической энергии в тонком детекторе, установленном на пути продуктов ядерных реакций, получаем возможность определить их атомные номера Z . Впервые гибридная методика сочетания магнитного анализа с измерениями частичной и полной потери кинетической энергии в тонком и толстом полупроводниковых детекторах была применена в работе [22]. Позднее для этих целей была применена многоэлектродная ионизационная камера [23].

Точность измерения масс заряженных частиц гибридным методом с дополнительным измерением кинетической энергии, например, с помощью ионизационной камеры, ограничена неизбежными случайными флуктуациями потерь кинетической энергии заряженными частицами на ионизацию вещества. Энергия, затрачиваемая частицей на образование одной пары электрон — ион в газах (~ 30 эВ), определяет относительную статистическую погрешность числа пар ион — электрон и, следовательно, погрешность измерения кинетической энергии как $\delta k \cong 10^{-2}$. Полупроводниковые детекторы, требующие ~ 3 эВ для образования пары электрон — положительно заряженная дырка, имеют несколько более высокую точность измерения кинетической энергии (в $(30/3)^{1/2}$ раз). Наиболее точные измерения обеспечиваются сверхпроводящими детекторами, в которых выделенная энергия регистрируется по числу разорванных куперовских электронных пар, имеющих энергию связи в несколько мэВ. Один из современных сверхпроводящих калориметрических (боллометрических) детекторов [24], представляющих собой термоэлектрический слой алюминия, нанесенный на сапфировую основу и охла-

жденный до температуры сжиженного гелия (1,5 К), обеспечивает энергетическое разрешение на уровне $\delta m \cong 10^{-3}$ для ионов ^{20}Ne и ^{238}U с энергией несколько сотен А·МэВ.

5.5. Газонаполненный масс-сепаратор. Газонаполненный масс-сепаратор представляет собой гибрид магнитного анализатора быстрых ионов и газового наполнения его камеры. Он предназначен для сепарации по массам продуктов ядерных реакций или осколков деления, имеющих большой разброс скоростей и ионных зарядов, путем исключения зависимости диспергирования от ионного заряда и скорости, связанных в газе между собой определенным образом.

Быстрые атомы, движущиеся в веществе, теряют и подхватывают электроны в результате столкновений с атомами вещества и таким образом получают (на толщине $\cong 10^{16}$ атом/см²) и поддерживают далее среднее значение флуктуирующего ионного заряда. Рассмотрению механизма образования равновесного ионного заряда посвящено много теоретических и экспериментальных работ. Однако итоговый результат этого рассмотрения достаточно хорошо выражается формулой, данной Н.Бором еще в работе [25], обобщающей более ранние работы его и других:

$$Q = q / e_0 \cong Z^{1/3} v / v_0, \quad (21)$$

где v — скорость атома, $v_0 = 2,19 \cdot 10^6$ м/с — скорость электрона в атоме водорода. При обосновании этой формулы исходят из того, что при неупругом механическом столкновении движущегося атома с покоящимся свободным электроном атом получает возбуждение, равное относительной кинетической энергии электрона $m_e v^2 / 2$. Этого возбуждения достаточно, чтобы удалить из атома электроны с энергией связи, равной или меньшей этого значения. Из теоремы о вириале, устанавливающей связь между кинетической энергией электрона, движущегося в кулоновском поле ядра, и потенциалом поля на орбите, следует, что энергия связи электрона и его кинетическая энергия на орбите равны. Это означает, что атом в столкновениях теряет все электроны, скорости которых на атомных орбитах меньше скорости самого атома. Учет распределения скоростей электронов в атоме, взятого по модели Томаса — Ферми, приводит к формуле (21). Пропорциональная зависимость Q от v в (21) и, следовательно, $\delta q \cong \delta v$ определяет диспергирование в газонаполненном сепараторе, как зависящее только от массы: $\delta y = y_\delta / R_{0B} \cong Y_\delta \delta m$.

От себя заметим, что принятое исходное положение о возбуждении атома до энергии $m_e v^2 / 2$ при его столкновении с электроном ведет к другому правилу, определяющему в нерелятивистском случае кинетическую энергию атома k_a , необходимую для его ионизации до определенного состояния при столкновении. Эта энергия $k_a = A I m_n / m_e = 1863 \cdot A I$, где I — значение потенциала ионизации, известное из справочников, m_n и m_e — массы нуклона и электрона.

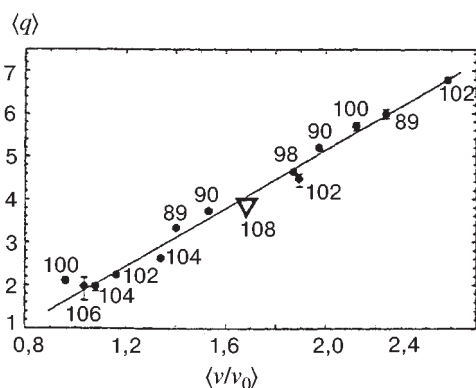


Рис.10. Зависимость среднего заряда ионов трансураниевых элементов от их скорости при движении в водороде при давлении 1 Тор [27]. Указаны атомные номера Z продуктов реакций. Ионный заряд дан в единицах заряда протона e_0

Работоспособность газонаполненного магнитного масс-сепаратора была впервые продемонстрирована в работах [26] в применении к сепарации по массам осколков вынужденного деления тяжелых ядер. Экспериментальное подтверждение формулы (21), например, для тяжелых нуклидов, образующихся с относительно малыми скоростями в реакциях под действием ускоренных тяжелых ионов, дано на рис. 10, взятом из работы [27]. Эти результаты получены на газонаполненном магнитном сепараторе ЛЯР ОИЯИ [28] в экспериментах по синтезу новых трансураниевых элементов.

Разрешение по массам, обеспечиваемое газонаполненным масс-сепаратором, зависит не столько от параметров магнитного анализатора, сколько от рода наполняющего газа и его давления. В частности, при наполнении водородом или гелием, т.е. легкими газами, вносящими лишь малое многократное угловое рассеяние тяжелых продуктов реакций, до оптимального давления в несколько Тор массовое разрешение составляет $\delta m \cong 10^{-2}$. Этого вполне достаточно для надежного отделения продуктов, образующихся в реакциях полного слияния бомбардирующей частицы с ядром мишени, от самих бомбардирующих частиц и от продуктов реакций неполного слияния в экспериментах по синтезу новых трансураниевых нуклидов. Дальнейшая более точная и более полная идентификация новых трансураниевых нуклидов по массовому числу A и атомному номеру Z однозначно производится на основе генетических связей, прослеживаемых по α -частицам распада материнского, дочернего, внучатого, правнучатого и более далеких продуктов. При этом обеспечивается до-

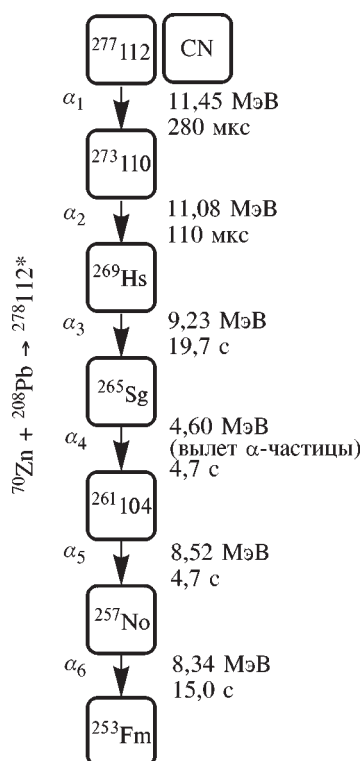


Рис.11. Одна из двух генетических цепочек последовательных α -распадов, зарегистрированных при облучении мишени из ^{208}Pb ускоренными ионами ^{70}Zn — доказательство синтеза нуклида $^{277}\text{112}$ [29]. Наряду с энергиями α -частиц и временами ожидания α -распада указаны атомные номера Z или символы и массовые числа A продуктов распада

статочное прецизионное определение атомной массы исследуемого нуклида способом, изложенным ниже в разд.6.

На рис. 11 представлена одна из двух зарегистрированных цепочек α -распадов наиболее далекого в ряду химических элементов и наиболее тяжелого в настоящее время нуклида $^{277}\text{112}$, воспроизведенная здесь по работе [29]*. Аналогичная методика идентификации использовалась и в экспериментах [27, 30], в которых синтезировались изотопы 108-го и 110-го химических элементов.

Заметим, что идея идентификации трансурановых нуклидов по цепочке α -распадов была высказана [31] еще в 1953 г. и позднее опубликована в [32]. Тогда предлагалась регистрация цепочек α -распадов с помощью ядерной фотоэмульсии, однако не дающей возможности проследить цепочку распадов во времени. Тогда же было обосновано [31, 33], а позднее экспериментально подтверждено и предложение использовать выбивание продуктов ядерных реакций из мишени импульсом ускоренных тяжелых ионов для быстрого отделения и идентификации этих продуктов с помощью быстродействующего магнитного сепаратора. Для определения пробегов выбиваемых ядер в 1954 г. были предприняты эксперименты, результаты которых опубликованы только в 1960 г. [34, 35]. На начальном этапе исследований использовались моноэнергетические нейтроны с энергией 14 МэВ из реакции

*Как сообщил еженедельник ОИЯИ «Дубна — наука, содружество, прогресс» (№1 (3440) от 15 января 1999 г.), в последние дни 1998 года в ЛЯР группой ученых под руководством профессора Ю.Ц.Оганесяна в коллаборации с сотрудниками Ливерморской национальной лаборатории (США) синтезирован новый относительно долгоживущий (30 с) сверхтяжелый элемент Периодической системы Д.И.Менделеева с порядковым номером $Z = 114$ и массовым числом $A = 289$. Это открытие подвело итог многолетних усилий физиков-экспериментаторов России, США и Германии по поиску острова стабильности в области сверхтяжелых ядер, предсказанного теоретиками разных стран 35 лет тому назад.

${}^2\text{H} + {}^3\text{H}$ для выбивания радиоактивных нуклидов, образующихся в реакциях типа $(n, 2n)$ и (n, pn) , а позже — ускоренные до энергии 90 МэВ ионы ${}^{14}\text{N}$. Найденные общие зависимости пробега от энергии, атомного номера Z и массового числа A выбитых нуклидов и атомов тормозящей среды показали достаточную эффективность метода выбивания для будущих экспериментов с ускоренными тяжелыми ионами. Полученные результаты [34, 35] и результаты аналогичной работы [36], выполненной приблизительно в то же время, оказались в согласии.

6. МАГНИТНЫЙ АНАЛИЗ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РАСПАДОВ И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Одно из косвенных определений атомных масс сводится к измерению импульса α -частицы, испускаемой при радиоактивном распаде ядер, с помощью магнитного анализатора. В этом случае неизвестная масса одного из двух участвующих в распаде нуклидов, преимущественно материнского, определяется на основании законов сохранения энергии и импульса $m_1c^2 = (m_2 + m_3)c^2 + Q$ и $\mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3 = 0$, где m_1 , m_2 и m_3 — массы покоя, соответственно, материнского и дочернего нуклидов и эмитируемой α -частицы, p — импульс испущенной α -частицы (3), равный по абсолютной величине импульсу отдачи дочернего ядра (2), Q — энергия, выделяемая в радиоактивном распаде. В нерелятивистском приближении, уместном при рассмотрении α -распада, кинетические энергии α -частицы и ядра отдачи, соответственно, равны $k_2^2 = p^2/2m_2$, $k_3 = p^2/2m_3$, $Q = k_2 + k_3$.

Аналогичная ситуация имеет место и в бинарных, или двухтельных, ядерных реакциях, протекающих через составное ядро или, минуя его, с вполне определенным выделением или поглощением энергии. Вторичные продукты таких реакций, если они инициируются моноэнергетичными бомбардирующими частицами, имеют строго определенные значения импульсов. В этом случае измерение импульса одного из двух вторичных продуктов бинарной реакции дает возможность однозначно определить энергию реакции и, следовательно, неизвестную массу одного из продуктов на основе законов сохранения энергии и импульса $(m_1 + m_2)c^2 + k_1 = (m_3 + m_4)c^2 + k_2 + k_3$ и $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4$. Конкретное нерелятивистское кинематическое соотношение, вытекающее из законов сохранения и связывающее три известные массы, заданный в эксперименте импульс бомбардирующей частицы, измеренный в эксперименте импульс

одного из двух продуктов реакции и неизвестные импульс и массу другого продукта реакции, имеет вид

$$p_3 = p_1 m_3 \cos \theta / (m_1 + m_2) \pm \{2m_3 m_4 [p_1^3 m_2 / 2m_1(m_1 + m_2) + Q] / (m_3 + m_4) - [p_1^2 m_3 \sin \theta / (m_1 + m_2)]^2\}^{1/2}, \quad (22)$$

где $Q = (m_1 + m_2)c^2 - (m_3 + m_4)c^2$ — энергия, выделяемая в реакции, θ — угол вылета продукта реакции в лабораторной системе по отношению к направлению движения бомбардирующей частицы. В реакциях уже при промежуточных энергиях относительно легкие продукты реакции, как правило, полностью освобождены от электронов ($\delta q = 0$), и для измерения импульса p_3 имеем $\delta y = y_\delta / R_{0B} = Y_\delta \delta p_3$. Такой прием измерения атомных масс используется в реакциях под действием и ускоренных легких частиц (см., например, одну из первых работ [37]), и ускоренных тяжелых ионов [38, 39], и π -мезонов [40].

Этот метод измерения атомных масс дает возможность определять массы и короткоживущих, почти нуклонно-нестабильных продуктов реакции с временем жизни вплоть до 10^{-20} с, не успевающих до распада долететь до приемника магнитного анализатора, но проявивших свою массу в акте реакции. В этом случае измеряется импульс стабильного продукта бинарной реакции, сопряженного с нестабильным. Этот вариант измерения масс носит название метода измерения отсутствующей или исчезнувшей массы (mass missing method, mass escape method).

6.1. Квазимонохроматизация. Прецизионные измерения импульсов продуктов бинарных ядерных реакций с целью определения масс новых нуклидов и энергий их возбужденных состояний требуют адекватной прецизионности импульсов бомбардирующих частиц. Иногда нужная монохроматичность первичных частиц обеспечивается непосредственно ускорителем, например, управляемым электростатическим. Иногда для монохроматизации пучка первичных частиц применяется дополнительный магнитный или электрический анализатор, с помощью которого пучок бомбардирующих частиц диспергируется соответственно по импульсам или энергиям. Далее из диспергированного пучка частиц с помощью диафрагмы выделяется его некоторая часть с допустимой немонохроматичностью.

Существует еще один метод упорядочивания импульсов частиц в пучке, предложенный в работах [41, 42], который можно назвать квазимонохроматизацией. Этот метод основан на уравнивании, спаривании (matching) диспергирующих действий анализатора бомбардирующих частиц и анализатора продуктов ядерных реакций таким образом, чтобы немонохроматичность бомбардирующих частиц в результатах измерения импульсов продуктов ядерных бинарных реакций не проявлялась. В этом способе квазимонохроматизации, по существу, определяется только разность импульсов первичного и вторич-

ного участников реакции, чем и обеспечивается независимость измерений импульсов продуктов реакций от разброса импульсов первичных частиц. При этом начальная интенсивность первичных бомбардирующих частиц используется полностью для инициирования ядерных реакций в отличие от способа монохроматизации с ограничивающей диафрагмой.

Эндотермические реакции ($Q < 0$), имеющие место, как правило, при получении новых, менее стабильных ядер из более стабильных, сопровождаются уменьшением кинетической энергии участников реакции. Отсюда и название способа уравнивания диспергирований двух анализаторов — метод измерения потери энергии (energy loss method).

6.2. Уравнивание диспергирований анализаторов, расположенных под углом друг к другу. Принцип уравнивания диспергирований, когда второй магнитный анализатор расположен под углом к пучку диспергированных бомбардирующих частиц, поясняется на рис. 12 в рамках осевого рассмотрения. На рисунке показаны выход анализатора бомбардирующих частиц $D1$ и анализатор вторичных продуктов ядерных реакций $D2$, установленный под

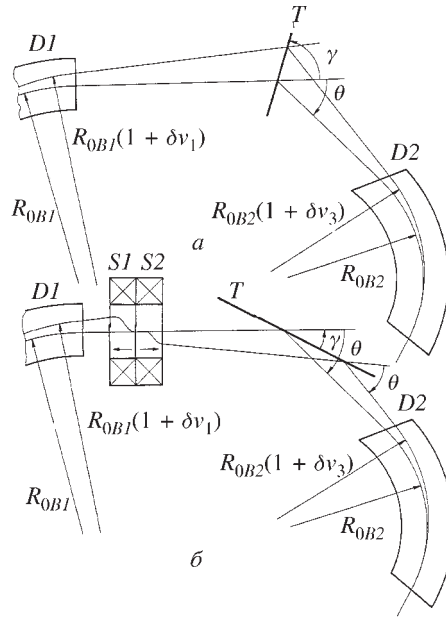


Рис.12. Принципы уравнивания диспергирований магнитных анализаторов первичных бомбардирующих частиц $D1$ и продуктов реакций $D2$, расположенных под некоторым углом $\theta \neq 0^\circ$. T — облучаемая мишень. *а)* Уравнивание поперечных линейных диспергирований. *б)* Уравнивание поперечных линейных и угловых диспергирований с применением дополнительного дублета соленоидов $S1$ и $S2$ с противоположно направленными магнитными полями [15]

некоторым углом $\theta \neq 0$ к первому анализатору. Бомбардирующие частицы представлены диспергированной частицей, характеризуемой $m_1, v_{10}(1+\delta v_1)$ и q_1 ($\delta v_1 = 0,075$), положение которой в плоскости мишени есть $y_2 = Y_{\delta 1}^* R_{0B1} \delta v_1$. Продукты ядерной реакции представлены частицей с параметрами $m_3, v_{30}(1+\delta v_3)$ и q_3 , из которых v_{30} определено кинематической формулой (22) при заданных параметрах m_1, p_{10}, m_3 и угле наблюдения θ . Для определения значения δv_3 , связанного с δv_1 матричным элементом D_{δ} из (13) $\delta v_3 = D_{\delta} \delta v_1$, используется то же кинематическое соотношение (22). Представленное на рис.12,*a* можно рассматривать как встречу выделенной бомбардирующей частицы (δv_1) и продукта реакции (δv_3), как бы движущегося в обратном направлении по осевой дисперсионной траектории анализатора $D2$. Из рис.12,*a* следует, что встреча двух частиц состоится, если $Y_{\delta 2}^* R_{0B2} D_{\delta} / \cos(\theta+\gamma) = -Y_{\delta 1}^* R_{0B1} / \cos \gamma$, где $Y_{\delta 2}^*$ — коэффициент обратного диспергирования заряженных частиц вторым анализатором при их движении от приемника к источнику, γ — угол, под которым установлена мишень по отношению к осевой траектории первичного пучка. Коэффициент $Y_{\delta 2}^*$ выражается формулой (10) при простой замене выходных параметров ε_2, l_2 магнитного анализатора $D2$ входными ε_1, l_1 . Выполнение условия уравнивания линейных поперечных диспергирований пучков осуществляется выбором угла наклона мишени γ .

Для исключения проявления кинематического эффекта ядерной реакции при измерении импульса продуктов реакций, обусловленного разбросом значений угла вылета θ из протяженной мишени, наряду с сопряжением поперечных линейных диспергирований требуется сопряжение и поперечных угловых диспергирований: $A_{\delta 2}^* D_{\delta} = -A_{\delta 1}^*$. Из (9) и (10) следует, что коэффициенты A_{δ}^* и Y_{δ}^* одного знака, если $p\Phi_0 \leq 180^\circ$ и ε_2 не имеет слишком большого отрицательного значения. Поэтому одновременное выполнение обоих условий с учетом того, что $\cos(\theta+\gamma) < 0$ требует варьирования в зависимости от эксперимента магнитного анализа бомбардирующих частиц. Например, в магнитном анализаторе такого типа [43] планируется использовать 5 дипольных и 18 квадрупольных магнитов для обеспечения возможности варьирования.

Уравнивание обоих диспергирований можно осуществить с помощью дублета соленоидов с противоположно направленными полями, обращающими направление диспергирования ионов магнитным анализатором бомбардирующих частиц (см. п. 5.3.). На рис. 12,*б* представлен предлагаемый здесь вариант выполнения обоих условий уравнивания. В этом случае осевые дисперсионные траектории продуктов реакций имеют один и тот же угол вылета θ по отношению к дисперсионным траекториям бомбардирующих частиц в любой точке мишени T . Облучение мишени первичными частицами в этом варианте постановки эксперимента производится не через ее подложку, ухудшающую

энергетическую однородность бомбардирующих частиц, а с лицевой стороны при регистрации продуктов реакций в передней полусфере.

Заметим, что представленный на рис. 12 прием обратной встречи двух траекторий частиц является частным случаем более общего приема обратного сопряжения начальных и конечных частей траекторий частиц, использованного автором настоящего обзора для кардинального упрощения и симметризации коэффициентов преобразования траекторий частиц первого порядка (12) в дипольных [44] и квадрупольных магнитах [45].

6.3. Уравнивание диспергирований анализаторов, расположенных под нулевым углом. При исследовании продуктов ядерных реакций под углом θ , близким к 0° , мишень при уравнивании должна быть установлена под острым углом к пучку бомбардирующих частиц. Это приводит к усилению проявления неоднородности толщин подложки и самой мишени. В связи с этим был предложен [46] прием уравнивания диспергирующих способностей двух анализаторов путем поворота второго анализатора вокруг входного участка его оптической оси.

Этот прием был разработан применительно к вертикально отклоняющим дипольным магнитам установки снижения и коммутации пучка ионов циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Ионно-оптические параметры этой установки даны в [47], а схема ее действия в уравнивании диспергирований показана на рис. 13.

Как следует из рассмотрения обратной дисперсионной осевой траектории, уравнивание диспергирований двух анализаторов имеет место при выполнении следующего условия для ψ — угла поворота анализатора продуктов реакций: $Y_{\delta 2}^* R_{0B2} D_{\delta} / \cos \psi =$

$= Y_{\delta 1} R_{0B1}$. Избыточное диспергирование первым анализатором ведет к уширению изображения в направлении, перпендикулярном к итоговой оси диспергирования U_4 , не ухудшающего конечного разделения.

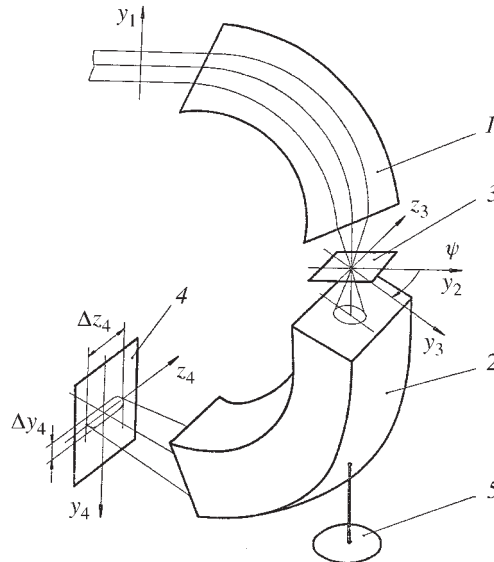


Рис.13. Принцип уравнивания поперечных линейных диспергирований магнитных анализаторов, расположенных под углом $\theta=0^\circ$ [46, 47]: 1 — магнитный анализатор бомбардирующих частиц, 2 — магнитный анализатор продуктов ядерных реакций, 3 — облучаемая мишень, 4 — детектор продуктов реакций, 5 — устройство поворота анализатора продуктов

6.4. Уравнивание диспергирований двух анализаторов с взаимно перпендикулярными плоскостями диспергирования. Иногда первый и второй магнитные анализаторы имеют взаимно перпендикулярные направления диспергирований, например, горизонтальное и вертикальное. В таких случаях для уравнивания их диспергирований необходимо повернуть пучок, выходящий из первого анализатора, на угол, равный 90° . Сделать это с помощью соленоидов невозможно, вопреки существующему мнению. Для этой цели можно использовать скручивание пучка так называемым ротатором (rotator), или твистером (twister) [48]. Такой ротатор пучка представляет собой систему квадрупольных магнитов чередующегося фокусирующего-дефокусирующего действий, плоскости фокусировки (дефокусировки) которых повернуты на угол 45° по отношению к плоскости начального диспергирования. Скручивающее действие такой системы из квадрупольных магнитов основано на том, что в сечениях квадрупольного магнита, проходящих через вершины одноименных гиперболических полюсов, линии магнитной индукции имеют только радиальную составляющую $\pm B_r$ (знаки даны для пар полюсов, соответственно, южной и северной полярностей), вызывающую, как легко понять, азимутальное перемещение $\pm \dot{\phi}$ продольно движущихся заряженных частиц. Это перемещение закручивает пучок частиц вокруг оси квадрупольных магнитов. Азимутальный поворот частиц, исключение при этом приобретенного промежуточного азимутального момента количества движения $mr^2\dot{\phi}$ и сохранение первоначальной фокусировки пучка частиц может быть обеспечено только с помощью нескольких квадрупольных магнитов со специальным подбором их азимутального закручивающего и радиального фокусирующего и дефокусирующего действий. Например, в твистере Института физических и химических исследований RIKEN (Япония) для такого поворота пучка используются семь квадрупольных магнитов.

7. ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ НЕЙТРИНО

Особое место среди ядерных масс занимает масса нейтрино — масса нейтральной частицы, в частности, участницы атомно-ядерного процесса электронного захвата и ядерного процесса β -распада. Важные аспекты космологии, астрофизики, физики элементарных частиц и ядерной физики непосредственно связаны с вопросом, имеет ли нейтрино отличную от нуля массу покоя, и если имеет, то какова эта масса.

Наиболее известны эксперименты по определению массы нейтрино, осуществляемых при β -распаде трития ${}^3\text{H} = {}^3\text{He}^{1+} + \beta + \nu$. Законы сохранения энергии и импульса в этом случае требуют для определения массы нейтрино с приемлемой погрешностью знания масс участников распада и измерений импульсов ядра отдачи и β -частицы с точностью, пока не достигнутой. Поэтому в современных экспериментах используют косвенный метод определения

массы нейтрино, основанный на измерении формы спектра энергий β -частиц, испускаемых при распаде.

Бета-распад трития относится к сверхразрешенным переходам, и энергетическое распределение β -частиц $N(k)$, испущенных при этом, описывается согласно теории Ферми функцией $N(k) = dN/dk \propto [(k_0 - k)^2 - m_\nu^2 c^4]^{1/2}$, где m_ν — масса покоя нейтрино, k — кинетическая энергия β -частицы, k_0 — энергия, отвечающая конечной точке β -спектра. Из формулы следует, что энергетический спектр β -частиц резко обрывается при $(k_0 - k) = m_\nu c^2$, если масса покоя нейтрино не равна нулю (это более наглядно проявляется на графике Кюри — линейаризованной версии приведенного распределения). Поэтому методика измерения массы нейтрино сводится к прецизионному измерению формы энергетического спектра β -частиц вблизи его конечной точки k_0 ($k_0 = 18,6$ кэВ при β -распаде ^3H) с помощью, например, магнитного бета-спектрометра.

7.1. Магнитный анализатор типа $\pi\sqrt{2}$. Одними из первых таких измерений являются эксперименты Бергквиста [49] по определению формы спектра β -частиц из распада трития с помощью магнитного спектрометра аксиально-симметричного типа с углом отклонения оптической оси $\pi\sqrt{2}$ радиан, т.е. спектрометра с $b_1 = -0,5$, $\Phi_0 = \pi\sqrt{2} = 254,6^\circ$, $l_1 = l_2 = 0$.

Существенной особенностью этого β -спектрометра является применение распределенного вдоль радиальной координаты источника электрического потенциала, исключающего проявление радиального размера источника в ширине изображения ($Y_y = 0$) при реализации в спектрометре угловой фокусировки ($Y_\alpha = 0$) [50]. Это дает возможность использовать источник β -частиц большой радиальной ширины без ухудшения разрешения и в обход ограничения $Y_y A_\alpha - Y_\alpha A_y = 1$ следующего из теоремы Лиувилля.

Принцип действия распределенного электрического потенциала, рассмотрение которого обычно дается с привлечением матричных элементов фокусировки пучка, схематически показан на рис.14 в рамках осевого рассмотрения обратной траектории частицы. На рисунке представлена обратная осевая дисперсионная траектория β -частицы с импульсом $p = p_0(1 + \Delta p)$, имеющая в плоскости источника S координату $y_\delta =$

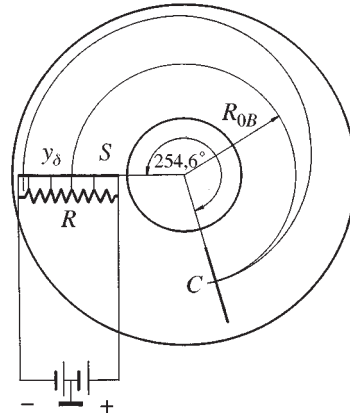


Рис.14. Исключение зависимости ширины изображения в β -спектрометре от радиального размера источника частиц с помощью распределенного вдоль источника электрического потенциала

$=Y_{\delta}^* R_{0B} \delta p$. Этой обращенной траектории отвечает реальная траектория β -частицы с начальным импульсом p_0 , дополнительно ускоренной потенциалом $U = (dU/dy)y_{\delta} = (p_0^2 / m_0 q_0) \delta p = (q_0 R_{0B}^2 B_{0z}^2 / m_0) \delta p$. Как можно видеть, исключение зависимости радиальной ширины изображения от размера источника осуществляется при условии, что $dU/dy = q_0 R_{0B} B_{0z}^2 / m_0 Y_{\delta}^*$, где Y_{δ}^* — коэффициент обратного диспергирования, который в симметричном магнитном анализаторе, как в рассматриваемом случае, равен Y_{δ} .

7.2. Тороидальный магнитный анализатор. Другая серия широко известных экспериментов с неподтвердившимся впоследствии результатом обнаружения ненулевой массы нейтрино была проведена в начале 80-х годов [51] с применением четырехступенчатого магнитного спектрометра β -частиц с полем тороидального типа, разработанного Третьяковым [52] и обладающего большим диспергированием и большим аксептансом. Тороидальное магнитное поле для β -спектрометрии $B_{\phi}(\phi, r, z) = B_0 r_0 / r$, $B_r(\phi, r, z) = 0$, $B_z(\phi, r, z) = 0$ создается обычно безжелезными токовыми обмотками, имеющими форму долек апельсина и давшими повод такие спектрометры называть еще спектрометрами типа «апельсин». В таком поле осевая траектория имеет не круговую форму, а выражается через угол искривления оптической оси θ формулой [53]

$$r(\theta) = r_{\max} \exp[-k(1 - \cos \theta)], \quad z(\theta) = r_{\max} k \exp(-k) \int \cos \theta \cdot \exp(k \cos \theta) d\theta, \quad (23)$$

где r_{\max} — наибольшее отклонение оптической оси от координатной оси z , $k = R(r)/r$, $R(r)$ — радиус кривизны траектории основной частицы в точке тороидального поля с координатой r . Обычно рассмотрение траекторий частиц в поле (23) и коэффициентов их преобразования проводят методами численного расчета серии траекторий. В работе [54] дано полуаналитическое представление коэффициентов преобразования пучка траекторий частиц в тороидальном поле, выраженных через единожды вычисленные осевые интегралы (23). Диспергирующее действие тороидального магнитного анализатора вдоль координаты z дается формулой $\delta z = \delta z / Z_0 = \delta m + \delta v - \delta q$, где Z_0 определено через интегралы (23).

Спектрометр другого типа для измерения массы нейтрино — соленоидальный тормозящий спектрометр, будет рассмотрен ниже (см. п. 12.2) в разделе об анализаторах, использующих магнитное и электрическое поля.

8. ЧАСТОТНЫЙ МЕТОД МАСС-АНАЛИЗА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Логическим продолжением метода времени пролета является метод определения массы заряженных частиц путем измерения частоты их обращения в магнитном поле. Существенное различие этих двух методов состоит в том,

что измерение частоты обращения частицы по достаточно длинной многооборотной траектории может быть выполнено с большой точностью с помощью неразрушающего пучок анализа в течение времени, принципиально ограниченного не дистанцией, а временем жизни, например, радиоактивного нуклида. Измерение же времени пролета в первом методе всегда лимитировано самим временем пролета, как правило, более короткой дистанции.

8.1. Частотный метод в аксиально-симметричном поле. Если среднее значение угловой скорости частицы в магнитном поле $\dot{\phi}(\phi, r, z)$ является величиной постоянной на каждом обороте частицы, то можно определить частоту обращения частицы как число ее оборотов в единицу времени $f_B = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} \dot{\phi}(\phi, r, z) d\phi$. Частота обращения основных ионов в осесимметричном магнитном поле

$$f_{0B} = v_0 / 2\pi R_{0B} = q_0 B_0 / 2\pi m_0. \quad (24)$$

Частоту обращения неосновных ионов найдем, используя линейное приближение для $\dot{\phi}$ и уравнение осевой дисперсионной траектории (8а). В итоге имеем

$$\begin{aligned} \delta f_B = \Delta f / f_{0B} &= (1/2\pi) \int_0^{2\pi} [\delta v - (1/\rho^2)(1 - \cos p\phi) \delta B R] d\phi = \\ &= [1 - (1/\rho^2)(1 - \sin 2\pi p / 2\pi p)] \delta v - (1/\rho^2) [1 - \sin 2\pi p / 2\pi p] (\delta m - \delta q), \end{aligned} \quad (25)$$

где f_{0B} выражается формулой (24). Дисперсионное соотношение (25), представленное через массу покоя ионов, имеет следующий вид:

$$\delta f_B = [1 - (\gamma_0 / \rho^2)(1 - \sin 2\pi p / 2\pi p)] \delta v - (1/\rho^2) [1 - \sin 2\pi p / 2\pi p] (\delta m_{\text{rest}} - \delta q). \quad (26)$$

Формула (26) показывает, что в осесимметричном магнитном поле независимость частоты обращения ионов от их скорости, т.е. изохронность обращения, обеспечивается, если

$$F_{\delta v} = [1 - (\gamma_0 / \rho^2)(1 - \sin 2\pi p / 2\pi p)] = 0. \quad (27)$$

Условие (27) приблизительно выполняется в однородном магнитном поле ($b_1 = 0$, $\rho = 1$), если динамическая масса иона не сильно отличается от его массы покоя ($\gamma_0 \cong 1$). Тогда функция отклика (26) упрощается до $\delta f_B = -\delta m + \delta q$. Примером использования частотного метода измерения масс нерелятивистских ионов в однородном магнитном поле является омегатрон, впервые описанный в [55]. В общем случае из условия изохронности (27) вытекает требование $\rho \cong \gamma_0$, ведущее при $\rho > 0$ к неустойчивости аксиального движения в аксиально-симметричном магнитном поле.

Дисперсионное соотношение (26), выраженное через массы покоя и импульсы ионов, имеет вид

$$\begin{aligned} \delta f_B = & \{m_{0\text{rest}}^2 c^2 / (\rho_0^2 + m_{0\text{rest}}^2 c^2) - [1 - \sin(2\pi\rho) / (2\pi\rho)] / \rho^2\} \delta\rho - \\ & - [m_{0\text{rest}}^2 c^2 / (\rho_0^2 + m_{0\text{rest}}^2 c^2)] \delta m_{\text{rest}} + \{1 - \sin(2\pi\rho) / (2\pi\rho)\} / \rho^2 \delta q, \end{aligned} \quad (28)$$

где $\delta\rho = \Delta(mv) / (m_0 v_0) = \Delta p / \rho_0$, ρ_0 — выделенное значение импульса.

8.2. Частотный метод в периодическом поле накопительного кольца.

В магнитном поле накопительного кольца или ускорителя частиц на большие энергии, образуемом системой чередующихся дипольных и квадрупольных магнитов жесткой фокусировки, условие изохронности определяется требованием равенства энергии частицы так называемой энергии перехода $E_{\text{tr}} = \gamma_{\text{tr}} E_{\text{rest}}$, при котором коэффициент расширения орбиты при ускорении частиц проходит через нуль ($\alpha = 0$), обеспечивая тем самым постоянство дистанции и, следовательно, периода обращения частиц, достигших практически предельной скорости $v \cong c$. В периодическом магнитном поле накопительного кольца роль приведенного выше условия изохронности $\rho \cong \gamma_0$ выполняет равенство $\gamma_{\text{tr}} = \gamma_0$. При этом переходное значение $\gamma_{\text{tr}} \cong N_r$, где N_r — число радиальных бетатронных колебаний на одном обороте частицы, аналогичное усредненному по орбите значению коэффициента ρ . Для кольца с периодической структурой магнитного поля соотношение (26) имеет вид

$$\delta f_B = [1 - (\gamma_0 / \gamma_{\text{tr}})^2] \delta v - (1 / \gamma_{\text{tr}}^2) (\delta m_{\text{rest}} - \delta q), \quad (29)$$

а (28) представляется в двух формах:

$$\delta f_B = (1 / \gamma_0^2 - 1 / \gamma_{\text{tr}}^2) \delta\rho - (1 / \gamma_0^2) \delta m_{\text{rest}} + (1 / \gamma_{\text{tr}}^2) \delta q, \quad (30a)$$

$$\delta f_B = [m_{0\text{rest}}^2 c^2 / (\rho_0^2 + m_{0\text{rest}}^2 c^2) - \alpha] \delta\rho - [m_{0\text{rest}}^2 c^2 / (\rho_0^2 + m_{0\text{rest}}^2 c^2)] \delta m_{\text{rest}}. \quad (30b)$$

В магнитном поле с жесткой фокусировкой оба усредненных коэффициента ρ и q имеют положительные значения, обеспечивающие одновременную фокусировку ионов в накопителе в радиальном и аксиальном измерениях.

Конкретная схема реализации частотного метода измерения масс ионов в накопительном кольце, предложенная в [56], заключается в измерении спектра частот шумов Шоттки, индукционно наводимых на измерительный зонд обращающимися в накопительном кольце ионами, и разложения спектра шумов в ряд Фурье.

Одним из способов повышения разрешения спектра частот (29) является выравнивание значений γ_{tr} и γ_0 путем специального выбора ионно-оптических параметров магнитов кольца, исключающих зависимость частоты обращения ионов от неизбежного разброса их скоростей δv [57].

Важность выполнения условия $\gamma_{tr} = \gamma_0$ в накопительном ионном кольце, имеющем аббревиатуру ESR (GSI, Германия), при измерении атомных масс иллюстрируется работами [58]. Авторам этих работ пришлось преодолеть некоторые трудности, чтобы снизить, не уменьшая аксептанса накопительного кольца, значение γ_{tr} для обеспечения изохронного движения ионов в ESR, первоначально не предназначавшемся для работы в таком режиме. Вначале был проанализирован и рассчитан возможный вариант накопительного кольца с $\gamma_{tr} = 1,48$, который должен был обеспечить независимость частоты обращения ионов от их скорости при энергии $447 \text{ А} \cdot \text{МэВ}$. Реально было достигнуто $\gamma_{tr} = 1,96$, а затем и $\gamma_{tr} = 1,37$ (энергия ионов соответственно 894 и $345 \text{ А} \cdot \text{МэВ}$).

В техническом предложении ЛЯР ОИЯИ [59] по накопительному комплексу тяжелых ионов К4-К10 вопрос о выборе γ_{tr} и о взаимном соответствии значений γ_0 и γ_{tr} никак не обсуждается. Между тем большое расхождение между γ_0 и $\gamma_{tr} = 5,26$ для накопительного кольца К10, рассматриваемого как основной инструмент для изучения накопленных ядер, сильно затруднит прецизионные измерения их масс.

Снижение проявления разброса скоростей ионов в (29) при измерении масс в тех случаях, когда $\gamma_0 \neq \gamma_{tr}$, обеспечивается монохроматизацией ионов по скорости путем их стохастического, электронного или лазерного охлаждения. Каждый из этих методов охлаждения имеет свои особенности и ограничения. Рассмотрение истории, теории и современного состояния электронного метода охлаждения ионов дается, например, в обзоре [60].

Уровень монохроматизации ионов часто используемым методом электронного охлаждения, основанным на выравнивании скоростей силами трения коллинеарных ионного и моноэнергетичного электронного пучков, в конечном итоге ограничен тепловым разбросом скоростей электронов, эмитируемых горячим ($T = 2000 \text{ К}^\circ$) термокатодом: $\delta v \cong 10^{-6}$. Поэтому более точные измерения атомных масс, по-видимому, могут быть достигнуты другим возможным методом — путем монохроматизации накопленных в кольце ионов «холодным» сверхпроводящим магнитным полем.

8.3. Возможный частотный метод измерения масс в накопительном кольце. В работах [61] предложен новый частотный метод измерения масс накопленных в кольце ионов, в котором для монохроматизации ионов используется их селекция по импульсам с помощью сверхпроводящего соленоида. Селекция основана на том, что сквозь соленоид, установленный в прямолинейном свободном промежутке накопительного кольца со смещением оси соленоида относительно оптической оси кольца на расстояние y_1 (см. рис.15), пролетают без поперечных возмущений только ионы с импульсом p_0 , удовлетворяющим соотношению $B_{0z}L[1+(\pi y_1/L)^2]^{1/2} = 2\pi p_0 / q$, где B_{0z} и L — магнитная индукция и эффективная длина соленоида. Это соотношение следует

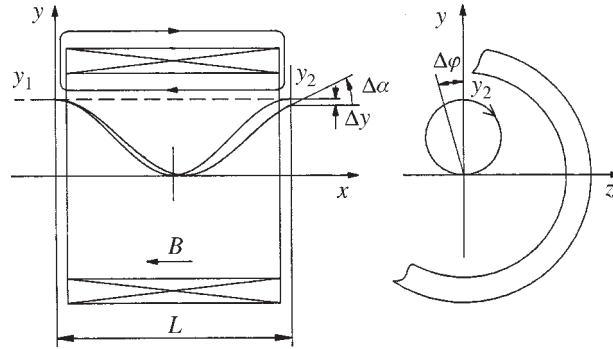


Рис.15. Селекция по импульсам ионов, накопленных в кольце, с помощью магнитного соленоида [61]

из условия полного циклотронного оборота частицы в магнитном поле соленоида с точным учетом малой величины $(y_1/L) \ll 1$ в результате рассмотренного выше азимутального действия входного и выходного краевых магнитных полей соленоида. Накопление угловых $\Delta\alpha \sim \delta\rho$ ($\delta\rho = \Delta\rho/\rho_0$) и линейных поперечных $\Delta y \sim \delta\rho^2$ возмущений на каждом обороте приводит к тому, что побочные ионы выбывают из накопительного кольца. Степень монохроматизации определяется условиями устойчивости, следующими из уравнения Матье, которое будет рассмотрено ниже.

Метод селекции ионов по импульсам (30а) имеет следующие преимущества по сравнению с методом «охлаждения» ионов (29).

а) Коэффициент диспергирования частоты ионов в зависимости от их масс возрастает в $(\gamma_{\text{тр}}/\gamma_0)^2$ раз (для кольца К10 [59] более чем в 25).

б) Интенсивность непосредственно детектируемых ионов в результате их селекции по импульсам снижается и таким образом исключается внутривидовое расталкивание ионов, ухудшающее их частотное разрешение.

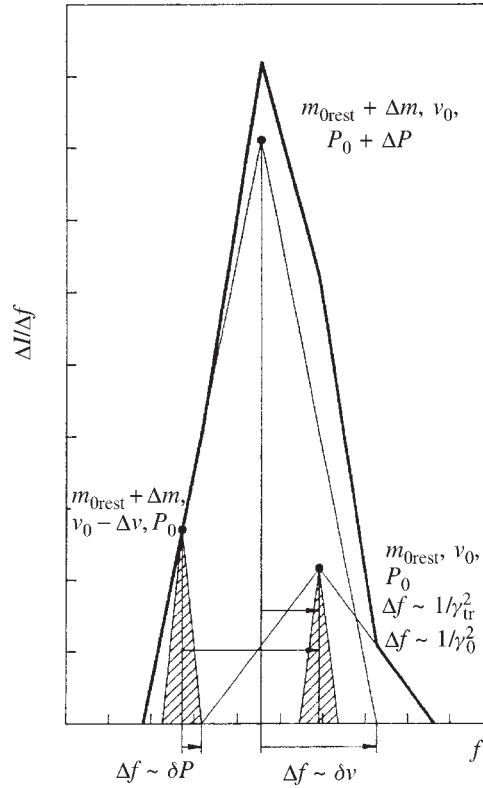
в) Селекция по импульсам обеспечивает движение детектируемых ионов по одной и той же траектории в накопительном кольце. Тем самым исключается зависимость частоты обращения ионов от локальных нарушений заданной структуры магнитного поля кольца.

Прогнозируемые качественные результаты применения соленоида для измерения разности масс дублета ионов в накопительном кольце путем селекции по импульсам представлены на рис. 16. Предельная погрешность измерения атомных масс зависит в конечном итоге только от временных флуктуаций и дрейфа сверхпроводящего магнитного поля соленоида и накопительного кольца. Если следовать аналогии с ловушкой Пеннинга (см. разд. 13), также

Рис.16. Прогнозируемые качественные результаты улучшения измерений атомных масс в накопительном ионном кольце методом селекции ионов по импульсу [61]

использующей соленоидальное сверхпроводящее магнитное поле и имеющей погрешность измерения масс на уровне $\delta m \cong 10^{-10}$, то предложенный метод, вероятно, обеспечит не худшую точность измерения атомных масс ионов. Это заключение учитывает высокую избирательность многократного поперечного отбора ионов сверхпроводящим соленоидом, ведущего к существенному сужению разброса орбит ионов в накопительном кольце, больший продольный импульс ионов и отсутствие (по сравнению с ловушкой Пеннинга) применения в методе менее стабилизируемого электрического поля.

Сверхпроводящее магнитное поле соленоидов характеризуется, как известно, относительной неоднородностью, меньшей $10^{-8}/\text{см}$, и дрейфом не более $10^{-9}/\text{час}$.



9. ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Электрическое поле, как и магнитное, широко используется для диспергирования ионов по их массам.

9.1. Аналитическое построение аксиально-симметричного электрического поля. Для осесимметричного электрического поля, характеризуемого условием $E_\phi(\phi, r, z) = 0$, имеем радиальную компоненту поля, заданного в медианной плоскости $z = 0$ в виде $E_r(\phi, r, 0) = E_{0r}(1 + e_1\rho + e_2\rho^2)$ и продолженного на область вне этой плоскости (см. [3], с. 29-31, [62]) как $E_r(\phi, r, z) = E_{0r}[1 + e_1\rho + e_2\rho^2 + (1 - e_1 - 2e_2)\zeta^2 / 2 \dots]$, $E_z(\phi, R_{0E}, z) = -E_{0r}[1 + e_1 -$

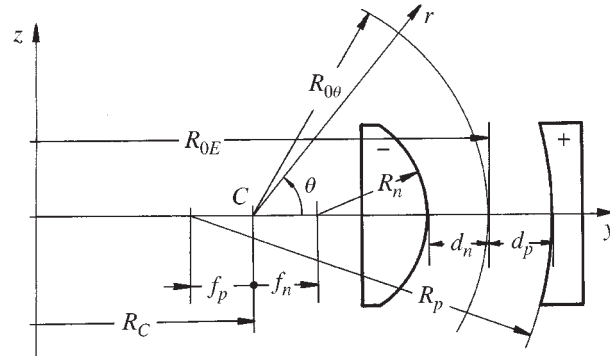


Рис.17. Поперечное сечение электрического дефлектора-анализатора тороидального типа [62]

$-(1-e_1-2e_2)\rho+\dots]\zeta$, где малые величины учтены вплоть до второй степени, а в качестве опорного радиуса для выражения безразмерных координат ρ и ζ использован радиус кривизны оптической оси электрического анализатора R_{0E} .

9.2. Конструирование электрического анализатора типа «дефлектор».

Непосредственное интегрирование компонент аксиально-симметричного поля по координатам r и z позволяет определить электрический потенциал поля в любой точке и таким образом реализовать это поле с помощью тонких (по r и z) кольцевых (по ϕ) потенциальных электродов. Имеется также возможность формирования поля с помощью более удобных в применении сплошных широких эквипотенциальных электродов тороидальной формы (см. [3], с.30-31, [62]), представленных на рис.17. Потенциалы электродов и параметры поля определяются с точностью до малых во второй степени формулами $U=E_0(d+e_1d^2/2R_{0E}+e_2d^3/3R_{0E}^2)$, $e_1=-(1+R_{0E}/R_{0\theta})$, $e_2=1+R_{0E}/R_{0\theta}+(R_{0E}/R_{0\theta})^2(1-f/2d)$, где R_{0E} — радиус кривизны оптической оси, он же радиус сечения нулевой медианной поверхности тороидального дефлектора в экваториальной плоскости, $R_{0\theta}$ — радиус кривизны той же поверхности, но в меридиональном сечении; параметры d и f могут быть асимметричны по отношению к положительному (p) и отрицательному (n) электродам.

9.3. Осевая дисперсионная траектория. В электрическом поле, когда движение заряженных частиц происходит вдоль силовых линий, кинетическая энергия, а следовательно, динамическая масса частиц в результате действия поля изменяется. В связи с этим в общем случае в левой части уравнения движения (1) нельзя априори отказаться от дифференцирования по времени массы частицы. Однако в тех случаях, когда продольная составляющая

силовых линий электрического поля относительно мала по сравнению с поперечной, удерживающей составляющей, в рамках линейного приближения полную массу заряженной частицы можно рассматривать не изменяющейся при перемещении в электрическом поле. Поэтому при дифференцировании импульса в (1) можно дифференцировать только вектор скорости.

Для перехода от уравнений движения (1) к уравнениям траекторий выразим $\dot{\phi}$ и $\ddot{\phi}$ через производные по координате ϕ , используя закон сохранения энергии в форме, учитывающей малые величины вплоть до первой степени: $m_0 R_{0E}^2 (1 + \delta m + 2\rho) \dot{\phi}^2 / 2 = m_0 v_0^2 (1 + \delta m + 2\delta v) / 2 + q_0 E_{0r} R_{0E} \rho$, где v_0 — скорость основных частиц на оптической оси электрического анализатора $r = R_{0E}$, а последнее слагаемое есть изменение потенциальной энергии заряженной частицы при ее удалении от оптической оси. Из закона сохранения энергии следует: $\dot{\phi} = (v_0 / R_{0E}) (1 - 2\rho + \delta v) + Q(2)$ и $\ddot{\phi} = 0 + Q(1)$, где R_{0E} определено соотношением

$$m_0 v_0^2 / q_0 = -E_{0r} R_{0E}. \quad (31)$$

Знак минус в правой части формулы (31) отражает то, что заряженная частица имеет в заданном поле круговую орбиту с радиусом $R_{0E} > 0$, если сила действия радиальной составляющей поля на частицу направлена к оси вращения, т.е. $q_0 E_{0r} < 0$.

Из уравнения (1) в конечном итоге следуют те же линейные уравнения траектории частицы в электрическом поле и их решения, что и в магнитном (6), но с параметрами p , q и δER , имеющими другие выражения:

$$p^2 = 3 + e_1, \quad q^2 = -(1 + e_1), \quad \delta = \delta ER = \delta m + 2\delta v - \delta q = \delta k - \delta q. \quad (32)$$

Из (32) видно, что устойчивое движение заряженных частиц в электрическом поле одновременно в радиальном ($p^2 > 0$) и в аксиальном ($q^2 > 0$) направлениях имеет место при значениях линейного коэффициента неоднородности поля e_1 в интервале $-3 < e_1 < -1$ охватывающем поля цилиндрического ($e_1 = -1$), сферического ($e_1 = -2$) и предельного (радиально не фокусирующего) тороидального ($e_1 = -3$) типа. Из (32) также видно, что электрическое поле диспергирует заряженные частицы по значениям их кинетической энергии $k = mv^2 / 2$ ($\delta k = \delta m + 2\delta v$) в отличие от магнитного поля, диспергирующего по импульсу $p = mv$ ($\delta p = \delta m + \delta v$).

В качестве дисперсионной функции для дефлектора имеем $\delta u = y_\delta / R_{0E} = Y_\delta (\delta m + 2\delta v - \delta q) = Y_\delta (\delta k - \delta q)$, где коэффициент Y_δ выражен все той же формулой (10), но с параметрами, определяемыми формулами (32), и при обычно используемом условии $\varepsilon_2 = 0^\circ$. Последнее условие отражает тот

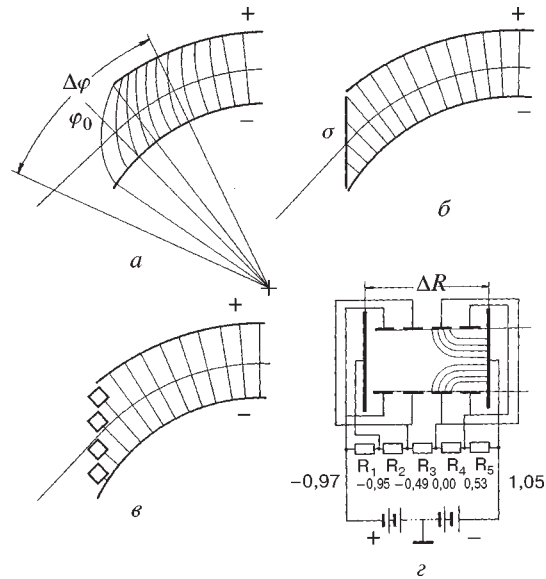


Рис.18. Формирование наклонной границы электрического поля в дефлекторе-анализаторе. а) Положение эффективной границы электрического поля, определяемое ортогональной к оптической оси прямой $\phi = \phi_0$, в дефлекторе с электродами разной угловой протяженности. б) Формирование наклонной границы диэлектрической заряженной пленкой. в, г) Формирование наклонной границы вспомогательными потенциальными электродами [63], представленными в радиальном (в) и аксиальном (г) сечениях. Распределение потенциалов на вспомогательных электродах дано для радиального размера каждого из электродов $\Delta r = \Delta R / 4$ и аксиального расстояния между ними $\Delta z = \Delta R / 2$

факт, что в электрическом дефлекторе координата ϕ эффективной границы поля, выражаемая как $\phi(r) = \int_{\Delta\phi} E_r(\phi, r, 0) d\phi / E_{0r}(1 + e_1 \rho + \dots)$, согласно теореме

Стокса есть величина постоянная ϕ_0 , определяющая ортогональность границы незранированного поля дефлектора к оптической оси (рис. 18,а).

Однако вопрос о возможности принудительного формирования наклонных границ электрического поля не лишен интереса, поскольку наклонные границы изменяют диспергирование и фокусировку пучка частиц. Одна из возможностей создания наклонной границы поля ($\epsilon \neq 0^\circ$) — это экранирование поля с помощью торцевой наклонной тонкой заряженной диэлектрической пленки, проницаемой для частиц и несущей электрические заряды с поверх-

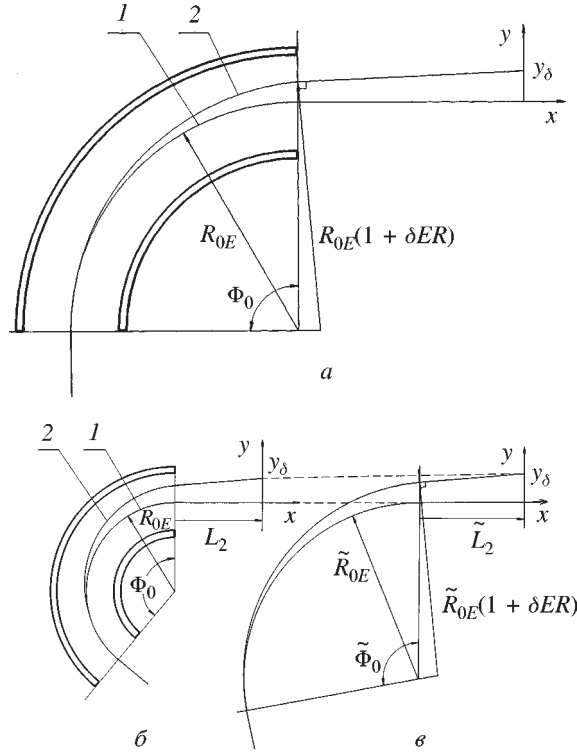


Рис.19. Диспергирование заряженных частиц электрическими дефлекторами-анализаторами. Дисперсность частиц $\delta ER = 0,1$. Параметры анализаторов: а) электрическое поле цилиндрическое ($e_1 = -1, \rho = 2^{1/2} = 1,41$), $\Phi_0 = 90^\circ, \epsilon_2 = 0^\circ, L_2 = 100$. Коэффициент диспергирования $Y_\delta = 1,37$. 1 — оптическая ось анализатора, 2 — осевая дисперсионная траектория, построенная по формулам (8а) и (9) и с помощью циркуля и линейки. б) Сферическое электрическое поле ($e_1 = -2, \rho = 1$), $\Phi_0 = 140^\circ, \epsilon_2 = 0^\circ, L_2 = 100$. Коэффициент диспергирования $Y_\delta = 2,41$. 1 и 2 — то же, что на 19,а. в) Вспомогательное построение с помощью циркуля и линейки для анализатора, представленного на рис. 19,б: $\tilde{R}_{0E} = 2R_{0E} / \rho^2, \tilde{\Phi}_0 = \rho\Phi_0 / 1,41, \tilde{L}_2 = 1,41L_2 / \rho, \text{tg } \tilde{\epsilon}_2 = 1,41 \text{tg } \epsilon_2 / \rho$. 1 — оптическая ось, 2 — вспомогательное построение, заменяющее построение траектории 2 на рис. 19,б

ностной плотностью $\sigma = -E_{0r}(1 + e_1\rho)\text{sin}\epsilon / 4\pi$, которые исключают проникновение поля наружу дефлектора (рис. 18,б).

Формирование наклонной торцевой границы поля дефлектора может быть обеспечено также системой потенциальных плоских электродов, найденной путем решения обратной задачи и показанной на рис. 18,в,г [63].

Демонстрация диспергирования заряженных частиц электрическими дефлекторами-анализаторами с полями разных типов представлена на рис.19, где показаны дисперсионные траектории в цилиндрическом $e_1 = -1$ (рис.19,а) и сферическом $e_1 = -2$ (рис. 19,б) анализаторах, построенные по формулам (8а), (9) и (32).

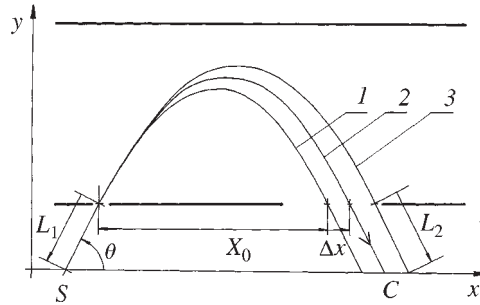
Из закона сохранения энергии и равенства центростремительной и электрических сил на орбите следует, что изменение положения заряженной частицы в цилиндрическом дефлекторе ($e_1 = -1$) ведет к изменению ее скорости в соответствии с соотношением $\delta v = -\rho$. Это означает, что в любой точке электрического цилиндрического поля радиус кривизны траектории частицы имеет одно и то же значение R_{0E} , как и в случае однородного магнитного поля. Это дает основание для применения приема определения диспергирования в цилиндрическом анализаторе методом циркуля и линейки (построение этим методом на рис. 19,а совпадает с результатом, полученным по формулам (8), (9) и (32)), а также для распространения этого приема на любое другое электрическое поле путем его условного приведения к цилиндрическому, как это сделано на рис. 2,в для магнитного поля с $b_1 = -0,5$, приведенного к однородному магнитному полю. На рис. 19,в это вспомогательное построение дано для определения диспергирования заряженных частиц в сферическом электрическом анализаторе.

Примером анализатора с высокой диспергирующей способностью может служить энергоанализатор типа «тороидальный дефлектор» со значением $e_1 = -2,93$, близким к предельному значению -3 , и с коэффициентом диспергирования $Y_\delta = 27,9$, [64]. Для обеспечения необходимой фокусировки пучка частиц ($Y_\alpha = 0$) используется угол отклонения $\Phi_0 = 540^\circ$, т.е. угол в полтора полных оборота, реализуемых с помощью электродов, направленных по винтовой линии в спиральной криволинейной системе координат, метрика которой определена соответствующими коэффициентами Ламе.

10. АНАЛИЗАТОР ТИПА «ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЗЕРКАЛО»

Наряду с электрическими дефлекторами для диспергирования заряженных частиц используются анализаторы типа «электрическое зеркало» с возвратным движением частиц. Наиболее простым таким анализатором является плоское зеркало, образованное двумя параллельными пластинами, находящимися под разностью потенциалов U_0 , создающей тормозящее электрическое поле $E_y = -U_0 / d$. Это зеркало и его диспергирующее действие показаны на рис. 20: $\delta x = \Delta x / X_0 = \delta E R = \delta m + 2\delta v - \delta q$, где $X_0 = m_0 v_0^2 \sin 2\theta / q_0 E_y$. Угловое диспергирование A_δ равно нулю. Диспергирование по времени пролета определяется формулой $\delta t = \Delta t / t_0 = \delta x - \delta y = \delta m + \delta v - \delta q$, где $t_0 = 2m_0 v_0 \sin \theta / q_0 E_y$.

Рис.20. Диспергирование заряженных частиц анализатором типа «плоское электрическое зеркало». 1 — осевая траектория, 2 и 3 — дисперсионные траектории, характеризуемые, соответственно, $\delta m = 0,1$ и $\delta v = 0,1$, S — положение источника заряженных частиц, C — положение коллектора



10.1. Конструирование анализатора типа «электрическое зеркало».

Для широкого класса анализаторов этого типа с выделенной плоскостью симметрии $\phi = 0$ и для радиальной и аксиальной компонент электрического поля в этой плоскости, заданных в виде $E_r(Q, r, z) = kr^n$ и $E_z(\phi, r, z) = 0$, имеем, согласно [62], следующие конечные выражения потенциала поля: $U(\phi, r, z) = -[kr^{(n+1)} / (n+1)] \cos(n+1)\phi$ для $n \neq -1$, $U(\phi, r, z) = V(Q, r_0, z) - k \ln r / r_0$, для $n = -1$. При $n = 0$ получаем плоскопараллельное зеркало (диполь) (рис. 21,а), диспергирующее действие которого представлено на рис. 20, при $n = 1, 2, 3$ и т.д. имеем зеркала с электрическими полями квадрупольного, секступольного, октупольного типа и т.д. (рис. 21,б,в,г). По мере увеличения индекса n жесткость электрического поля увеличивается, уменьшая его диспергирующую способность. При $n = -2$ получаем цилиндрическое зеркало (рис. 21,е) с полем, которое можно назвать квазисферическим — аналогичным в некотором отношении полю сферического дефлектора, имеющему также индекс $n = -2$. При $n = -3$ получаем цилиндрическое лемнистическое зеркало (рис. 21,ж),

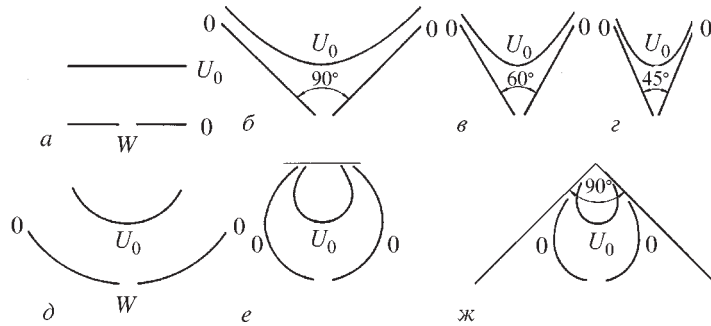


Рис.21. Профили электродов цилиндрических анализаторов типа «электрическое зеркало» [62]: а) плоское (дипольное) зеркало; б) квадрупольное зеркало; в) секступольное зеркало; г) октупольное зеркало; д) круговое зеркало; е) квазисферическое зеркало; ж) лемнистическое зеркало. Символом W обозначены положения входных окон

(от лемнискаты Бернулли $r=k(\cos 2\phi)^{1/2}$). Индексом $n=-1$ и соответствующим приведенным выше отдельным решением представлено известное цилиндрическое зеркало с круговыми сечениями двух электродов (рис. 21,д). Диспергирующая способность электростатических зеркал с индексом поля $n < 0$ увеличивается по мере роста абсолютного значения n .

Поперечное движение частиц относительно плоскости $\phi = 0$ устойчиво в зеркальных полях с индексом $n < 0$, неустойчиво при $n > 0$ и нейтрально в плоском и цилиндрическом круговом зеркалах.

10.2. Электрический анализ и метод времени пролета. К числу приборов для измерения атомных масс, использующих электрический анализатор типа «плоское зеркало», аналогичное представленному на рис. 20 и 21, но с углом влета и вылета ионов $\theta \cong 90^\circ$, и метод времени пролета ионов, принадлежит предложенный в работе [65] масс-спектрометр, названный авторами масс-рефлектроном. Изохронность пролета ионов от источника до приемника, существенно улучшающая разрешение ионов по массам при использовании метода времени пролета, в приборе обеспечена выбором L_{12} и X_0 согласно (18) и с учетом изменения скорости ионов при предварительном ускорении (13).

11. ЧАСТОТНЫЙ МЕТОД МАСС-АНАЛИЗА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Из равенства (31) следует, что частота обращения основных ионов, движущихся по оптической оси осесимметричного электрического кольцевого анализатора,

$$f_{0B} = v_0 / 2\pi R_{0E} = (-q_0 E_{0r} / m_0 R_{0E})^{1/2} / 2\pi, \quad (33)$$

где не мнимое значение f_{0B} при положительном (реально осуществимом) значении радиуса $R_{0B} > 0$ реализуется при $q_0 E_{0r} < 0$, когда сила действия электрического поля на заряженную частицу направлена к оси вращения.

Относительная разность частот обращения неосновных и основных ионов в электрическом поле, найденная процедурой, которая была применена для определения частоты обращения в магнитном поле (см. п. 8.1), выражается формулой

$$\begin{aligned} \delta f_E = \Delta f / f_{0E} = \{ & 1 - (2/p^2) - (2/p^2)[1 - \sin 2\pi p / (2\pi p)] \} \delta v - \\ & - \{ (1/p^2) + (1/p^2)[1 - \sin 2\pi p / (2\pi p)] \} (\delta m - \delta q), \end{aligned} \quad (34)$$

где f_{0E} дается формулой (33).

Из дисперсионной зависимости (34) следует, что частота обращения ионов в осесимметричном электрическом поле не зависит в нерелятивистском приближении от разброса скоростей частиц только в том случае, когда $p=2$, т.е. когда показатель линейной неоднородности поля $e_1=1$. Дисперсионная функция (34) в этом случае принимает простое выражение $\delta f_E = (-\delta m + \delta q) / 2$. Аксиальное движение заряженных частиц в поле с $e_1=1$ неустойчиво, поскольку $q^2 = -2 < 0$.

Поле с $e_1=1$ реализуется в кольцевой области в окрестности оптической оси $r=R_{0E}$ с помощью двух тороидальных электродов, показанных на рис. 17 и 22, а, у которых $R_{0\theta} = -R_{0E} / 2$.

11.1. Масс-спектрометры Пауля. Аналогичное по своей структуре изохронное электрическое поле $E_r(\phi, r, z) = G_r r$, где G_r — градиент радиальной составляющей напряженности электрического квадрупольного поля, $G_r = E_{0r} / R_{0E}$, можно получить не в кольцевом тороидальном объеме, а в некоторой шаровой области. Трехмерный потенциал такого поля в известных из литературы случаях (см., например, [66]) определялся простым подбором соответствующего решения второго порядка уравнения Лапласа. В работе [62] приводится новый алгоритм определения решения любого порядка трехмерного уравнения Лапласа методом обратной задачи. При этом непосредственно уравнение Лапласа не используется, а интегрируются уравнения Максвелла $\text{div } \mathbf{D} = 0$ и $\text{rot } \mathbf{E} = 0$, первое из которых является исходным для построения уравнения Лапласа. В случае базового поля $E_\phi(\phi, r, 0) = 0$, $E_r(\phi, r, 0) = k_n r^n$, $E_z(\phi, r, 0) = 0$ имеем

$$E_r(\phi, r, z) = k_n r^n [1 - (n+1)(n-1)(z/r)^2 / 2! + (n+1)(n-1)^2(n-3)^2(z/r)^4 / 4! - \dots],$$

$$E_z(\phi, r, z) = k_n r^n [-(n+1)(z/r) + (n+1)(n-1)^2(z/r)^3 / 3! - (n+1)(n-1)^2(n-3)^2(z/r)^5 / 5! + \dots] \quad (35)$$

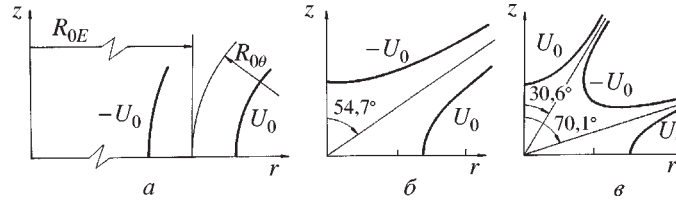


Рис.22. Профили электродов электрических систем с квадрупольным и октупольным полями: а) тороидальный кольцевой дефлектор с аксиально-симметричным полем с параметром $e_1=1$; б) осесимметричный трехмерный квадруполь (гиперболоид); в) осесимметричный трехмерный октуполь. Ось z и плоскость $z=0$ — ось и плоскость симметрии

и соответствующие потенциалы, определяющие форму электродов элементов. При $n = -1$ имеем поле круглого цилиндра, при последующих значениях n следуют трехмерные мультиполи нечетного порядка, а именно: при $n = 1$ — объемный квадруполь (гиперболоид), $E_\phi(\phi, r, z) = 0$, $E_r(\phi, r, z) = G_r r$, $E_z(\phi, r, z) = -2G_r z$, (рис. 22, б), при $n = 3$ — объемный октуполь (рис. 22, в) и т.д.

В электрическом гиперболоидном поле радиальное и аксиальное уравнения траектории заряженной частицы находятся из (1) в линейном приближении с помощью определений $\dot{\phi} = (v_0 / R_{0G})(1 - 2\rho + \delta v) + O(2)$ и $\ddot{\phi} = 0 + O(1)$, вытекающих из закона сохранения энергии, где для радиуса осевой круговой орбиты R_{0G} имеет место равенство

$$m_0 v_0^2 / q_0 = -R_{0G}^2 G_r, \quad (36)$$

требующее $q_0 G_r < 0$. Траектории заряженных частиц определяются уравнениями (6) с $p = 2$, $q^2 = -2$ и $\delta = \delta_G = \delta m + 2\delta v - \delta q = \delta k - \delta q$. Эти траектории при $q_0 G_r < 0$, так же, как и в случае кольцевого поля с $e_1 = 1$ (рис. 22), устойчивы в радиальном и неустойчивы в аксиальном направлениях.

Частота обращения основных ионов в поле объемного квадруполя равна

$$f_{0G} = (-q_0 G_r / m_0)^{1/2} / 2\pi \quad (37)$$

при обязательном условии $q_0 G_r < 0$. Дисперсионная функция для неосновных ионов в трехмерном квадрупольном поле имеет вид $\delta f_G = \Delta f / f_{0G} = 2(-\delta m + \delta q)$, где f_{0G} выражается формулой (37).

Применение для масс-анализа частотного действия электрического поля трехмерного квадруполя (рис. 22, б) и частотного действия аналогичного двухмерного цилиндрического квадрупольного масс-фильтра, изобретенного Пауллем [67], основано на использовании условий устойчивости и неустойчивости движения заряженных частиц в периодически меняющихся квадрупольных электрических полях. В общем случае устойчивость движения частиц под действием периодической силы определяется решениями уравнения Матье. В гиперболическом трехмерном квадрупольном поле с постоянной U и переменной $V \cos \omega_0 t$ составляющими потенциалов электродов эти уравнения имеют вид

$$d^2 r / d\xi^2 + (a_r - 2q_r \cos 2\xi)r = 0 \quad (38a)$$

и

$$d^2 z / d\xi^2 + (a_z - 2q_z \cos 2\xi)z = 0, \quad (38б)$$

где $\xi = \omega_0 t / 2$ — безразмерное нормированное время, ω_0 — угловая частота изменения переменного поля. В уравнении (38, а) $a_r = -2G_r U q / m\omega_0^2 = 4Uq / r_0^2 m\omega_0^2$, $q_r = -G_r v q / m\omega_0^2 = 2Vq / m\omega_0^2$, в уравнении (38, б) $a_z = 2a_r$, $q_z = 2q_r$. Общая теория решений уравнений Матье достаточно полно изложе-

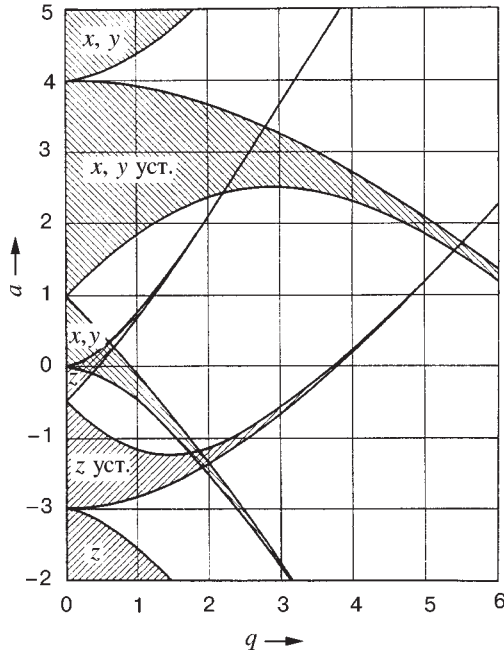


Рис.23. Области стабильности решений уравнений Маттье для осесимметричного объемного квадрупольного [68]

на в книге [68]. Решение каждого из уравнений (38), согласно [68], представляется в виде суммы двух рядов, которые описывают или неограниченно растущее (неустойчивое), или ограниченное (устойчивое) решение.

Частный случай анализа решений уравнений Маттье применительно к полю объемного квадрупольного впервые был дан в работе [66]. На плоскости значений a и q на рис. 23, взятом из [66], заштрихованные области представляют устойчивые решения системы уравнений (38) соответственно в радиальном (x, y) и аксиальном (z) сечениях объемного квадрупольного, незаштрихованные области — неустойчивые решения. Общие дважды заштрихованные области представляют устойчивые решения одновременно в двух направлениях движения частиц.

Первая область устойчивости, обычно используемая на практике, ограничена значениями $0 < a < 0,3$ и $0 < q < 0,9$. Путем изменения ω_0 или G_{rU} и G_{rV} последовательно выявляют ионы с устойчивым движением, обеспечивая при этом их идентификацию по значению отношения m/q .

Аналогичным образом действует двухмерный цилиндрический квадрупольный масс-спектрометр [67]. В этом случае избирательность масс-спектрометра проявляется в том, что ионы только с определенным значением m/q пролетают сквозь цилиндрическое квадрупольное поле параллельно его оптической оси z , не претерпевая при пролете сильного отклонения и выбывания из пучка. Модификацией четырехполюсного цилиндрического квадрупольного масс-спектрометра является его однополюсный или монополюсный вариант [69] (рис. 21,б, но без входного окна W), в котором исключена оптическая ось z , открытая для пролета всех ионов из-за отсутствия на оси селективного действия электрического поля.

Первая иллюстрация работы электрического двухмерного цилиндрического квадрупольного масс-фильтра Пауля была дана в [67] на примере разде-

ления ионов ^{85}Rb и ^{87}Rb . Первые описания действия электрического объемного трехмерного осесимметричного квадрупольного поля в качестве масс-спектрометра приведены в работах [66, 70].

Фишер, впервые продемонстрировавший [66] разделение с помощью электрического гиперболоида изотопов криптона и производных пропана, назвал новое устройство «ионной клеткой» (Ionenkafig). Однако впоследствии в физических исследованиях это устройство получило название «ионная ловушка» (ion trap), ловушка Пауля, а в химических исследованиях — квестор (questor) (от полного английского наименования — quadrupole ion storage trap).

В настоящее время основное применение электрической резонансной высокочастотной гиперболической ловушки Пауля — это удержание и накопление ионов для прецизионных атомных и ядерных спектроскопических исследований, и в том числе — исследований с применением лазерного луча. Другое, не менее широкое использование ловушки Пауля, как и цилиндрический квадрупольный масс-спектрометр, также носящий его имя, находит в области измерений атомных и молекулярных масс.

Существенной особенностью объемной гиперболической электрической ионной ловушки, применяемой в качестве масс-спектрометра, является возможность совмещения области ионизации атомов и области масс-анализа ионов в одном небольшом объеме ловушки. Это исключает необходимость иметь отдельный ионный источник со специальными устройствами экстракции, ускорения и ввода ионов в ловушку, что обеспечивает высокую чувствительность устройства. Одним из примеров применения ионной ловушки Пауля в качестве высокочувствительного масс-спектрометра явилась нашумевшая в свое время история труднодоступного обнаружения в винах некоторых европейских фирм примеси диэтиленгликоля (грушевой эссенции).

12. ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В СОВМЕЩЕННЫХ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Траектории заряженных частиц в совмещенных магнитном и электрическом полях с параллельными друг другу силовыми линиями описываются в линейном приближении независимыми друг от друга уравнениями без перемешивания членов уравнений, обусловленного одновременным действием магнитной и электрической сил. Поэтому дисперсионные траектории в каждой из двух ортогональных плоскостей отклонения в этом случае определяются формулами из соответствующих предыдущих разделов обзора и не требуют дополнений.

12.1. Масс-спектрограф Томсона. Примером масс-анализатора с параллельными друг другу однородными магнитным B_z и электрическим E_z поля-

ми является масс-спектрограф Томсона [71], относящийся к классическим масс-анализаторам. В спектрографе [71] используются малые угловые отклонения осевых траекторий. В этом случае пучок дает изображение следов осевых траекторий на светящемся под действием ионов экране (например, из вельимита в опытах Томсона) в виде ветвей параболы $z = [mE_{0z}/qB_{0z}^2 X_0(L_2 + X_0/2)]y^2$, где y и z — декартовы координаты отклонения ионного луча перпендикулярно первоначальному направлению движения ионов вдоль оси x , X_0 — длина пролета ионов в совмещенных магнитном и электрическом полях, L_2 — расстояние от выходной границы анализирующих магнитного и электрического полей до приемника-экрана. Диспергирование ионов с различным отношением m/q здесь проявляется в различии парабол, как это показано на рис. 24.

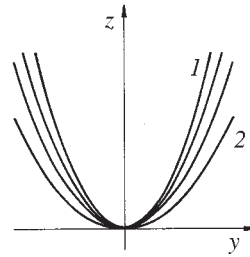


Рис.24. Масс-анализ с помощью спектрографа Томсона [71], $(m/q)_1 > (m/q)_2$

Масс-спектрограф Томсона [71], с помощью которого впервые было показано существование изотопов элементов, является наглядной демонстрацией реализации оптики осевых траекторий, принятой в настоящем обзоре для иллюстрации диспергирования ионов и заряженных частиц масс-анализаторами. В приборе Томсона ионный пучок формировался из так называемых во времена Томсона каналовых положительных лучей механическим коллимированием с помощью длинного отверстия с малым диаметром.

12.2. Соленоидальный тормозящий спектрометр. Для измерения массы нейтрино при β -распаде трития путем измерения энергетического спектра β -частиц (см. разд. 7) в работе [72] было предложено использовать торможение β -частиц статическим электрическим полем в продольном, изменяющемся в пространстве соленоидальном магнитном поле. Рассматриваемый метод измерения, названный в [72] методом магнитной адиабатической коллимации, был реализован также и авторами работы [73]. Схема устройства, названного в работе [73] соленоидальным тормозящим спектрометром, воспроизведена на рис. 25.

Источник β -частиц и детектор помещены в двух сверхпроводящих соленоидах с осевой магнитной индукцией B_0 . В промежутке между соленоидами расположена система тормозящих электродов. Силовые линии магнитного поля образуют сначала расходящийся и затем сходящийся поток, что обеспечивает акцептирование β -частиц спектрометром в пределах телесного угла 2π ср и их транспортировку к детектору небольшого размера после электрического торможения и селекции части частиц. В медианной плоскости между двумя соленоидами, где магнитная индукция снижается до минимума B_1 , поперечная кинетическая энергия k_{\perp} β -частиц, обусловленная их начальным циклотронным вращением в магнитном поле, в значительной мере трансформи-

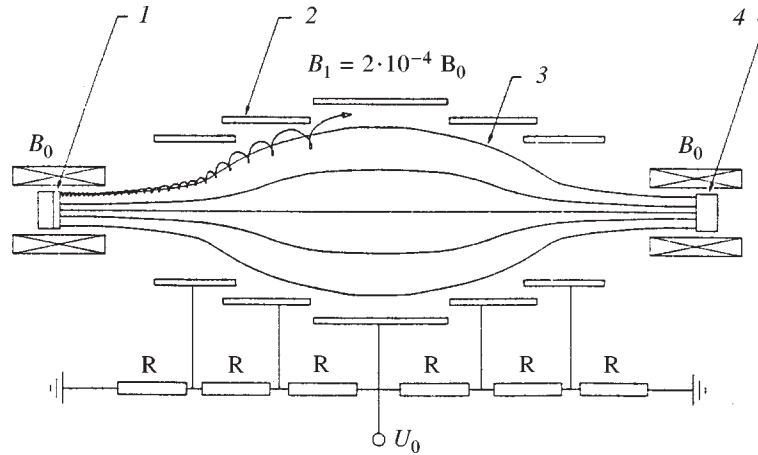


Рис.25. Схема соленоидального тормозящего спектрометра [73]: 1 — источник частиц; 2 — электроды; 3 — силовая линия магнитного поля; 4 — детектор частиц

руется в продольную кинетическую энергию k_{\parallel} . При этом имеет место соотношение $k_{\perp 1}/k_{\perp 0} = B_1/B_0$, выполняющееся, как известно, лишь приближенно. Этим самым как бы обеспечиваются трансформация начального поперечного движения β -частиц в продольное движение и точность интегрального порогового измерения продольной энергии задерживающим потенциалом на уровне $\delta k = \Delta k / k_0 = B_1 / B_0 = 2 \cdot 10^{-4}$. Этого достаточно для определения конечной точки спектра энергий β -частиц трития с точностью до $\Delta k = 4$ эВ.

Между тем заметим, что в рассматриваемых экспериментах [72, 73] в значительном числе случаев имеет место внеаксиальный вылет β -частиц из источника ($r_0 \neq 0$) параллельно или почти параллельно оси соленоида ($\dot{\phi}_0 = 0$, $\dot{r}_0 = 0$, $\dot{z} \neq 0$). Для таких частиц осуществляется не учитываемая в [73] трансформация части их продольной кинетической энергии в поперечную при пролете в спадающем магнитном поле, ухудшающая точность энергетического анализа. В работе [73] движение электронов рассматривается как первоначально состоящее из циклотронного вращения вокруг некоторого центра и движения этого центра. Результатом такого рассмотрения является трансформация только энергии вращения заряженной частицы в продольную (иногда только части продольной энергии), но не наоборот. В действительности, из уравнения Максвелла $\text{div } \mathbf{B} = 0$ следует в первом приближении для изменяющегося вдоль оси z магнитного поля $B_r(\phi, r, z) = -(r/2)dB_z(\phi, r, z)/dz$. Подставляя B_r в правую часть уравнения (3а) и пренебрегая малым под действием силы второго порядка изменением r ($\dot{r}_0 = 0$) при движении в магнитном поле,

получаем следующий первый интеграл $mr_0^2\dot{\phi}(t) \approx (qr_0^2/2) \int \dot{z}(dB/dz)dt = (qr_0^2/2) \int dB$, из которого в медианной плоскости устройства имеем $mr_0^2\dot{\phi}_1 = qr_0^2(B_0 - B_1)/2$ или $k_{\perp} \cong q^2 r_0^2 B_0^2 / 8m$. Полученное значение приобретенной электроном поперечной кинетической энергии k_{\perp} равняется потере продольной кинетической энергии, следующей из (3в): $-\Delta k_{\parallel} = (qr_0^2/4m) \iint (dB)^2 \cong q^2 r_0^2 B_0^2 / 8m$, так что закон сохранения энергии выполняется.

Заметим, что отмеченная трансформация продольной энергии заряженных частиц в поперечную в спадающем магнитном поле имеет место и в устройствах формирования моноэнергетического электронного пучка для охлаждения ионов в накопительном кольце и в магнитных ловушках для удержания плазмы. Но там эта трансформация учитывается.

13. ДИСПЕРГИРОВАНИЕ В СОВМЕЩЕННЫХ СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

13.1. Однородные магнитное и электрическое поля. Простейшим для рассмотрения вариантом скрещенных полей является однородное магнитное поле B_z , направленное ортогонально к однородному электрическому полю E_y . Движение заряженных частиц в таких скрещенных полях впервые было проанализировано в [74] и потом реализовано для измерения масс ионов. Это движение описывается в праввинтовой декартовой системе координат уравнениями $m_0\ddot{x} = q_0\dot{y}B_z, m_0\ddot{y} = q_0(-\dot{x}B_z + E_y)$. Решение приведенной системы уравнений с начальными условиями, например, $x(0)=0, y(0)=0, \dot{x}(0)=0$ и $\dot{y}(0)=v_0$, полученное известным способом в параметрической форме, представляет собой трохоиду: $x(t) = (v_d/\omega_{0B})(\omega_{0B}t - \sin\omega_{0B}t) + (v_0/\omega_{0B})(1 - \cos\omega_{0B}t), y(t) = (v_d/\omega_{0B})(1 - \cos\omega_{0B}t) + (v_0/\omega_{0B})\sin\omega_{0B}t$, где $\omega_{0B} = q_0B_z/m_0$ — угловая скорость обращения частицы в магнитном поле по окружности,

$$v_d = E_y / B_z \quad (39)$$

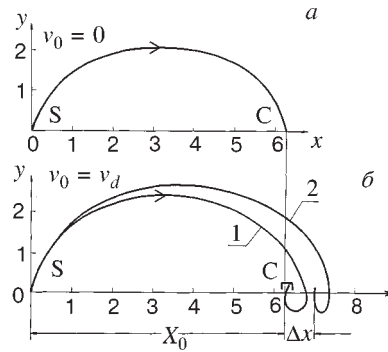


Рис.26. Масс-анализ с помощью трохоидального спектрометра [74]. а) Обыкновенная циклоида, $v_0=0$. За единицу длины принят радиус круга трохоиды. б) 1 — оптическая ось спектрометра, $m=m_0, v_0=v_d = E_y/B_z, q=q_0$. 2 — осевая дисперсионная траектория, $\delta m = 0,1$

— скорость дрейфа центра этой окружности вдоль оси x . Рассмотренное трохойдальное движение представлено на рис. 26 двумя траекториями основной частицы с $v_0 = 0$ (рис. 26,а) и $v_0 = v_d$ (рис. 26,б, кривая 1). Из рисунка и формул движения следует, что частицы независимо от их начальных скоростей перемещаются на одно и то же расстояние вдоль оси x после завершения одного оборота. Диспергирование по m/q заряженных частиц, предварительно ускоренных разностью потенциалов (13), показано на рис. 26,б кривой 2. Оно определяется формулой $\delta x = \Delta x / X_0 = \delta m - \delta q$, где $X_0 = 2\pi m_0 E_y / q_0 B_z^2$. Трохоидальный анализатор осуществляет фокусировку заряженных частиц по скорости, в отличие, например, от ахроматического параболического масс-спектрографа Томсона, не обеспечивающего такой фокусировки.

13.2. Однородное магнитное и кольцевое электрическое поля. Нулевое приближение, вытекающее из уравнений траектории, приводит к следующему определению радиуса кривизны оптической оси пучка основных частиц в скрещенных магнитном и электрическом полях:

$$1/R_{0BE} = 1/R_{0B} + 1/R_{0E}. \quad (40)$$

В соотношении (40) R_{0B} определяется формулой (5) как радиус кривизны траектории основной частицы в магнитном поле $B_z = B_{0z}$. Радиус R_{0E} , определенный формулой (31), в скрещенных магнитном и электрическом полях имеет физический смысл не только в случае $R_{0E} > 0$, но и в случае $R_{0E} < 0$ при $qE_{0r} > 0$, если $R_{0BE} > 0$.

Определение итогового радиуса кривизны оптической оси скрещенных магнитного и электрического полей формулой (40), существенно упрощающей рассмотрение движения заряженных частиц в таких полях, было введено в [2, с. 893] и впоследствии использовалось в [3, с. 110-114], а также в работах других авторов (см., например, [75, с. 93]).

Согласно (40), например, при торцевом внеосевом $r_0 \neq 0$ и параллельном оси $\dot{r}_0 = 0$ вводе заряженных частиц в магнитное поле соленоида имеем осесимметричное движение частиц с $r = R_{0BE} = r_0$, если внутри соленоида размещен электрический кольцевой дефлектор с $E_{0r} = q_0 B_{0z}^2 r_0 / 4m_0$. В этом случае $R_{0E} = -R_{0BE}$ и $R_{0B} = r_0 / 2 = R_{0BE} / 2$ и скорость частиц на оптической оси удовлетворяет равенству

$$v_0 = 2E_{0r} / B_{0z}. \quad (41)$$

Из уравнения движения следуют в линейном приближении уравнения траекторий частиц в совмещенных полях и дисперсионные решения, тождественные (6) и (8)—(11), но со следующими определениями параметров:

$$p^2 = R_{0BE} [(1+b_1)/R_{0B} + (3+e_1)/R_{0E} - R_{0BE} / R_{0B} R_{0E}], \quad (42)$$

$$q^2 = -R_{0BE} [b_1/R_{0B} + (1+e_1)/R_{0E}], \quad \delta BER = \delta m + (1 + R_{0BE}/R_{0E}) \delta v - \delta q.$$

Из формул (42) непосредственно вытекают некоторые особенности диспергирования заряженных частиц совмещенными скрещенными полями. Например, при $R_{0E} = -R_{0BE}$ и $R_{0B} = R_{0BE} / 2$ зависимость диспергирования заряженных частиц в анализаторе от скорости ионов исчезает и $\delta y = y_\delta / R_{0BE} = = Y_{\delta BE} (\delta m - \delta q)$.

Один из немногих примеров применения совмещенных скрещенных полей — это вторая ступень масс-сепаратора, предназначенного для получения изотопов тяжелых элементов высокой чистоты [76].

13.3. Масс-спектрограф типа «фильтра Вина». При $R_{0E} = -R_{0B}$ из формулы (40) имеем $R_{0BE} = \infty$ т.е. оптическая ось анализатора есть прямая линия. В этом случае для однородных магнитного и электрического полей в декартовой системе координат получаем $\delta y = \Delta y / X_0 \cong (L_0 / 2R_{0B}) \delta v = -(X_0 / 2R_{0E}) \delta v$, где X_0 — протяженность скрещенных полей вдоль оси x . В этом случае диспергирование заряженных частиц анализатором в линейном приближении производится только по скоростям частиц и не зависит ни от их массы, ни от их заряда. Скорость заряженных частиц, проходящих без отклонения от прямой оптической оси анализатора v_0 , удовлетворяет соотношению

$$v_0 = E_y / B_z. \quad (43)$$

Здесь значение требуемого электрического поля на прямолинейной оси фильтра скоростей (43) в два раза выше, чем на круговой орбите кольцевого анализатора со скрещенными полями (41).

Анализатор с $R_{0E} = -R_{0B}$ был применен Вином [77] как предварительный селектор скоростей в экспериментах по определению отношения m/q для электронов и ионов с помощью магнитного анализатора. Фильтр скоростей Вина использовался Томсоном для изучения электрической проводимости газов и в том числе для измерения электрического заряда так называемых в то время корпускул катодных лучей, за что Томсон в 1906 г. был удостоен Нобелевской премии.

Фильтр скоростей Вина, примененный к ионам, ускоренным постоянной разностью потенциалов (13), осуществляет сепарацию ионов по m/q в варианте масс-спектрографа. В этом случае $\Delta y / X_0 = (X_0 + 2L_2) \delta m / 4R_{0B}$, где L_2 — расстояние от выходной границы анализатора до плоскости сбора сепарированных ионов. Селектор скоростей Вина в качестве сепаратора изотопов, описан, например, в [78]. Особенностью такого масс-сепаратора является его регулируемая диспергирующая способность, задаваемая значениями E и B . Варьируемое диспергирование важно для обеспечения оптимальных условий сепарации изотопов химических элементов в широком диапазоне их массовых чисел.

14. ЧАСТОТНЫЙ МЕТОД МАСС-АНАЛИЗА В СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

14.1. Однородное магнитное и кольцевое электрическое поля. Частота обращения основных ионов f_{0BE} , движущихся по круговой оптической оси R_{0BE} в скрещенных магнитном и электрическом полях, следует из равенства (40):

$$f_{0BE} = f_{0B} + f_{0E}, \quad (44)$$

где f_{0B} и f_{0E} — слагаемые частоты, выражаемые формулами (24) и (33). Алгебраическое сложение частот (44), учитывающее направления их векторов, определяет, например, частоту обращения основных ионов на орбитах в полях (41) как $f_{0BE} = f_{0B} - f_{0E} = f_{0B} / 2 = -f_{0E}$.

Частота обращения неосновных частиц в скрещенных полях, найденная способом, аналогичным методу определения частот в разделенных магнитном (см. разд. 8) и электрическом (см. разд. 11) полях, не зависит от скорости частиц, если выполняется условие

$$1 - (1 + R_{0BE} / R_{0E})^2 / \rho^2 = 0. \quad (45)$$

Условие (45) выполняется, если скрещенными полями являются однородное магнитное поле ($b_1 = 0, \rho = 1$) и электрическое поле с линейным показателем $e_1 = 1 (\rho = 2)$. Относительное диспергирование заряженных частиц по частотам их обращения в таких скрещенных полях $\delta f_{BE} = \Delta f / f_{0BE} = -\delta m + \delta q$, где f_{0BE} выражается формулой (44).

14.2. Ловушка Пеннинга. Рассмотренный выше трехмерный электрический квадруполь с обратной полярностью электродов, помещенный в однородное магнитное поле, явился качественно новым устройством для прецизионного измерения атомных масс. Обратная полярность электродов нужна для удержания заряженных частиц вдоль силовых линий магнитного поля. Это устройство было названо ловушкой Пеннинга в знак признания практически важного предложения Пеннинга использовать поперечное магнитное поле для удержания электронов в плазме электрического разряда, высказанного [79] им в 1936 г., однако в связи с другим устройством. Действие ловушки Пеннинга во многом аналогично масс-спектрометрическому частотному действию скрещенных однородного магнитного и кольцевого электрического полей (см. п. 14.1). Рассмотрение некоторых специфических вопросов движения ионов в ловушке Пеннинга можно найти, например, в [80-82]. Ниже приводятся некоторые результаты из области теории ловушки Пеннинга, полученные в одной из последних работ [82].

Две равновесные круговые траектории ионов в ловушке Пеннинга.

В [82] получено следующее соотношение нулевого порядка для радиуса круговой траектории в ловушке Пеннинга, аналогичное соотношению (40):

$$1/R_{0BG} = 1/R_{0B} + R_{0BG}/R_{0G}^2, \quad (46)$$

где $R_{0G}^2 = -m_0 y_0^2 / q_0 G_r$ имеет условное отрицательное значение в силу обратной полярности электродов трехмерного квадрупольного поля $q_0 G_r > 0$. Однако в случае $q_0 G_r < 0$ величина R_{0G}^2 приобретает физический смысл квадрата радиуса кривизны траектории. Из (46) следует существование двух решений $R_{0BG}^{+-} = -(R_{0G}^2 / 2R_{0B}) [1 \pm (1 + 4R_{0B}^2 / R_{0G}^2)^{1/2}]$, означающих, что в ловушке Пеннинга заряженная частица с массой m_0 , скоростью v_0 и зарядом q_0 имеет две равновесные круговые орбиты, в отличие от всех других рассмотренных выше ионно-оптических магнитных и электрических систем. Скорость частиц на равновесной орбите с радиусом R_{0BG}^+ удовлетворяет приближенному соотношению

$$v_0 \cong 2R_{0BG}^+ G_r / 2B_{0z} = 2E_r(R_{0BG}^+) / B_{0z}, \quad (47)$$

где $E_r(R_{0BG}^+)$ — напряженность электрического поля на круговой орбите. Выражение (47) аналогично соотношению (41) для скрещенных однородного магнитного и кольцевого электрического полей, и существенно отличается от скорости прохождения частиц сквозь фильтр Вина (43), которое без каких либо обоснований обычно используется при рассмотрении движения частиц в ловушке Пеннинга.

К частотному методу масс-анализа в ловушке Пеннинга. Из (46) также следуют [82] две частоты обращения частиц в ловушке Пеннинга

$$f_{0BG}^{+-} = (f_{0B} / 2) [1 \pm (1 + 4f_{0G}^2 / f_{0B}^2)^{1/2}], \quad (48)$$

где $f_{0BG}^{+-} = v_0 / 2\pi R_{0BG}^{+-}$ — частоты обращения основных ионов в скрещенных полях на орбитах с радиусами $r = R_{0BG}^+$, f_{0B} и f_{0G} определены, соответственно, формулами (24) и (37).

Сложилось так, что величину $[q_0 G_r / (2\pi)^2 m_0] > 0$ не используют для описания радиального движения и обращаются к f_{0z}^2 , несмотря на то, что в идеальном поле ловушки Пеннинга круговые движения частиц в радиальной плоскости и осцилляция частиц по оси z не связаны в линейном приближении. Эти два движения — радиальное и аксиальное, смешиваются (интерферируют) в третьем порядке по малым величинам при наличии, например, октупольной составляющей электрического поля, ближайшей по мультипольности и по типу симметрии к квадрупольному полю. Такая составляющая может генерироваться трехмерным электрическим октуполем, представленным на рис. 22, в, или каким-то его проявлением в несовершенном гиперboloиде.

Заметим, кстати, что объемный электрический октуполь, помещенный в однородное магнитное поле, образует ангармоническую ловушку, удерживающую в объеме одновременно положительно и отрицательно заряженные ча-

стицы. Аналогичная неявно выраженная октупольная система использовалась, например, для накопления антипротонов и позитронов в экспериментах по синтезу антиводорода [83].

Аналитическое представление траекторий заряженных частиц в ловушке Пеннинга. Движение частиц в скрещенных однородном магнитном и объемном квадрупольном электрическом полях с частотой f_{0BG}^+ (а мы добавим — и с радиусом равновесной орбиты R_{0BG}^-) называют измененным циклотронным движением, или квазициклотронным, отличие которого от сугубо циклотронного движения обусловлено дополнительным центробежным действием электрического поля на заряженную частицу.

Движение частиц с частотой f_{0BG}^- или f_{0z} (а мы добавим — и с радиусом равновесной орбиты R_{0BG}^+) называют магнетронным движением из-за некой аналогии с движением электронов в магнетроне — магнитном устройстве, генерирующем высокочастотное электромагнитное излучение.

Движение ионов в ловушке Пеннинга определяется в цилиндрической системе координат уравнениями

$$\ddot{\phi} = (\omega_{0B} - 2\dot{\phi})\dot{\gamma} / r, \quad (49a)$$

$$\ddot{r} + \omega_{0r}^2 r = 0, \quad (49b)$$

где $\omega_{0r}^2 = \omega_{0B}\dot{\phi} + \omega_{0G}^2 - \dot{\phi}^2$, $\omega_{0G}^2 = -q_0 G_r / m_0$. Обычно такая система уравнений движения решается численными методами, например, методом Рунге — Кутты. В работе [82] решение системы проведено аналитически методом последовательных приближений, который использовался автором ранее [84] при рассмотрении в хроматических абберациях второго порядка магнитных анализаторов так называемых секулярных, или вековых, членов, ведущих свое начало из решений уравнения движения Луны вокруг Земли при учете влияния притяжения Солнца. В правильности полученного решения

$$\dot{\phi}(t) = \omega_{0B} / 2 + [\dot{\phi}(0) - \omega_{0B} / 2][r(0) / r(t)]^2 \quad (50)$$

легко убедиться непосредственным его дифференцированием и подстановкой в исходное уравнение (49a). При торцевом внеосевом вводе частицы в соленоид $r(0) \neq 0$, $\dot{r}(0) = 0$ согласно новой формулировке теоремы Буша (см. п.13.2) $\dot{\phi}(0) = \omega_{0B} / 2$, т.к. $R_{0B} = r(0) / 2$, и зависимость угловой скорости обращения частицы $\dot{\phi}(t)$ (49) от времени исчезает. В этом случае траектория частицы описывается решением уравнения (49b)

$$r(t, \phi) = 2R_{0B} \cos \omega_{0r} t = 2R_{0B} \cos(\phi / n), \quad (51)$$

где использовано $t = \phi / \dot{\phi} = 2\phi / \omega_{0B}$ и n принимает значения $n = 1, 2, 3, 4$ и ∞ при

$$(\omega_{0G})^2 / (\omega_{0B})^2 = 0, -3/16, -2/96, -15/64, -1/4. \quad (52)$$

Разложение движения заряженных частиц в ловушке Пеннинга на вращательное и дрейфовое. Траектории частицы в скрещенных полях ловушки Пеннинга можно представить как суперпозицию кругового вращательного и кругового дрейфового движений. В работе [82] приведена схема, похоже, единственно возможного варианта разложения найденного движения в ловушке Пеннинга (51) на указанные выше составляющие. В качестве радиусов вращательного и дрейфового движений принят один и тот же радиус орбиты частицы в однородном магнитном поле $R_{0B} : R_{rot} = R_{0B}$ и $R_d = R_{0B}$. В качестве угловой скорости вращательного движения взята квазициклотронная угловая скорость: $\omega_{rot} = \omega_{0BG}^+$. Тогда из схемы разложения движения следует, что угловая скорость дрейфового движения

$$\omega_d = (\omega_{0B} / 2) \{1 - [1 + 4(\omega_{0G})^2 / (\omega_{0B})^2]^{1/2}\}. \quad (53).$$

Для указанных выше пяти значений параметра траектории частицы в ловушке (52) имеют место следующие численные значения относительной угловой скорости дрейфа: $\omega_d / \omega_{0B} = 0, 1/4, 1/3, 3/8$ и $1/2$. Последнее значение ω_d отвечает вращательному перемещению частицы по окружности и дрейфу центра этой окружности с одинаковыми угловыми скоростями $\omega_{0B} / 2$ приводящим к результирующему осесимметричному круговому движению со скоростью $\omega_{0BG}^- = \omega_{0B} / 2$.

Такое дрейфовое движение не описывается ни формулой (39), ни формулой (43). Оно не является, вопреки распространенному мнению, эпитрохоидальным, т.е. образованным качением круга по внешней (внутренней) стороне окружности.

Детектирование ионов в ловушке Пеннинга. В идеальной ловушке Пеннинга, имеющей аксиально-симметричное электрическое поле, детектирование частиц осуществляется посредством регистрации индукционного сигнала от движения частиц вдоль электрических силовых линий E_r или E_z , определяемого теоремой Рамо—Шокли. В общем случае смешанного вращательного и дрейфового движений индуцируются частоты f_{0BG}^+ и f_{0BG}^- . Отсюда дисперсионная функция отклика масс-спектрометра Пеннинга имеет вид $\delta f_{BG}^{+-} = \Delta f / f_{0BG}^{+-} = -\delta m + \delta q$, которая не зависит от разброса скоростей ионов.

Сложный вопрос взаимодействия частиц с электрическим полем в ловушке Пеннинга, важный для охлаждения ионов и измерения частоты их обращения, рассмотрен в обстоятельной работе [85]. В работе анализируется роль азимутальной составляющей электрического поля в формировании электрического сигнала от кругового движения ионов, но уже в поле неправильного, аксиально разрезанного гиперблоида, поскольку, как отмечается в [85], к несчастью, уравнение Лапласа не имеет простого аналитического решения второго порядка, обеспечивающего азимутальную составляющую поля. Поэтому авторам [85] пришлось рассчитывать азимутальную компоненту поля в таких

«разрезанных» устройствах численными методами, очень трудоемкими для трехмерных систем. Была модифицирована программа численного решения уравнения Лапласа для ловушки с разрезами кругового электрода гиперboloида и получен ряд интересных для практического использования результатов. В частности, было найдено, что в ловушке с кольцевым электродом, разделенным вдоль оси z на четыре части, возникает азимутальная составляющая электрического поля, непосредственно откликающаяся на суммарную частоту $f_{0BG}^+ + f_{0BG}^-$, равная, как следует из (48), более строго определенной и более стабильной частоте f_{0B} .

Метод аналитического решения обратной задачи [62] дает простой способ построения электрического поля с азимутальной компонентой E_ϕ в трансформированном гиперboloиде. Например, в [62, 82] для заданного базового электрического поля в виде $E_\phi(\phi, r, 0) = kr^l \sin m\phi$, $E_z(\phi, 0, z) = -2G_r z$, $E_z(\phi, r, 0) = 0$ из уравнений Максвелла $\text{div } \mathbf{D} = 0$ и $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ интегрированием получено $E_\phi(\phi, r, z) = [km^2 r^l / (l+1)^2] \sin m\phi$, $E_r(\phi, r, z) = G_r r - [kmr^l / (l+1)] \cos m\phi$, $E_z(\phi, r, z) = -2G_r z$. Для обеспечения изохронности движения полагаем $l = 1$ и, следовательно, имеем $m = l + 1 = 2$. Потенциал такого поля $U(\phi, r, z) = G_r (r^2 / 2 - z^2) + kr^2 \cos 2\phi$ при $k = 0$ определяет известный гиперboloид, состоящий из одного кольцевого и двух торцевых электродов. При $0 < k < G_r$ сечения трех электродов в плоскости $z = \text{const}$ представляют собой эллипсы, обуславливающие появление азимутальной составляющей в электрическом поле с периодичностью, равной второй гармонике дрейфового движения частицы в ловушке Пеннинга (53).

Из [62, 82] также следует, что движение заряженной частицы по круговой орбите со смещением с оси идеальной ловушки Пеннинга дрейфующим центром также индуцирует переменный электрический сигнал с частотой $\omega_{\text{rot}} = \omega_{0BG}^+$ в цепи торцевой — кольцевой гиперболические электроды, вызванный составляющей $kr \cos \phi$. Все это дает возможность также измерять сумму частот (48), но с помощью сплошных, более чувствительных электродов.

Рассмотренные выше особенности движения заряженных частиц в ловушке Пеннинга предполагается использовать в масс-спектрометрической ионной ловушке in-flight, планируемой для магнитного канала КОМБАС [11].

В настоящее время ловушки Пеннинга широко используются для прецизионных измерений атомных масс, для измерения гиромангнитных факторов элементарных заряженных частиц. Другим приложением ловушки Пеннинга является удержание в ее скрещенных полях движущихся по орбитам заряженных частиц в экспериментах различного назначения. Наиболее яркий пример таких экспериментов — это удержание одиночного электрона, впервые осуществленное в работе Демельта и других [86]. Одиночный электрон в ловушке Пеннинга представляет собой устойчивую квантово-механическую си-

стему, которая подобна атому водорода и поэтому дает возможность измерять некоторые константы движения электрона с точностью, характерной для измерений атомных констант водорода. По предложению Демельта такая искусственная система была названа «атомом геониума», по-видимому, как отражение факта построения квазиатомной структуры с помощью «земных» (человеком произведенных) магнитного и электрического полей. За развитие техники ловушек заряженных частиц Пауль и Демельт были удостоены в 1989 г. Нобелевской премии.

15. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре были рассмотрены все используемые приемы диспергирования ионов и заряженных частиц на основе осевых траекторий частиц в магнитном и электрическом полях, обеспечивающих наиболее точные измерения атомных масс. Поэтому здесь не обсуждался, например, известный метод приближенного определения массовых чисел осколков деления по их кинетической энергии k и времени пролета t , функции отклика для которого $\delta k = \delta m + 2\delta v$ и $\delta t = -\delta v$. Не было обращено внимание также на чисто условный, гипотетический гравитационный масс-анализатор, в котором диспергирование ионов, предварительно ускоренных разностью потенциалов U_0 , осуществляется полем притяжения Земли: $\delta y_\delta = \Delta y / X_0 = (gX_0 m_0 / 4q_0 U_0) (\delta m - \delta q)$, где g — гравитационная постоянная.

Масс-анализаторы с последовательно расположенными друг за другом магнитным и электрическим полями здесь не были представлены потому, что для понимания принципов их построения и общего действия требуется привлечение помимо осевых дисперсионных траекторий также и неосевых, поскольку осевая дисперсионная траектория первого элемента составного анализатора перестает быть осевой в его последующих элементах.

Существенное упрощение теории диспергирования в обзоре было достигнуто в результате не только осевого рассмотрения, но и введения для индексации неосновных частиц дифференциальных различий их параметров — массы, скорости и заряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Тарантин Н.И.** — ЭЧАЯ, 1995, т.26, вып.4, с.1046.
2. **Тарантин Н.И.** — ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып.4, с.851;
Тарантин Н.И. — Вопр. атомн. науки и техн. — Радиационная техн., 1986, вып.1(32), с.70.
3. **Тарантин Н.И.** — Магнитные статические анализаторы заряженных частиц. Поля и линейная оптика. М.: Энергоатомиздат, 1986.
4. **Кабаченко А.П., Тарантин Н.И.** — Сообщение ОИЯИ Р13-80-737, Дубна, 1980;
Тарантин Н.И., Кабаченко А.П.

- А.с. СССР, №983827, 1980. Способ масс-спектрального анализа элементного состава вещества. Опул. в ОИПОТЗ, 1982, № 47, с.231.
5. **Dempster A.J.** — Phys. Rev., 1918, v.11, p.31.
6. **Bleakney W.** — Am. Phys. Theach., 1936, v.4, p.12.
7. **Goudsmit S.A.** — Phys. Rev., 1948, v.4, p.621.
8. **Smith L.G.** — Phys. Rev., 1951, v.81, p.295A;
Smith L.G. — Rev. Sci. Instr., 1951, v.22, p.115.
9. **Smith L.G.** — Phys. Rev., 1952, v.85, p.767.
10. **De Saint Simon M., Thibault C., Audi G. et al.** — Phys. Scripta, 1995, v.59, p.406.
11. **Artukh A.G., Obukhov Y.L., Stchepunov V.A. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1991, v.A306, p.123.
Artukh A.G., Gridnev G.F., Grushezki M et al. — Preprint JINR E7-98-294, Dubna, 1998.
Artukh A.G., Tarantin N.T. — Nucl. Instr. and Meth., 1997, v.B126, p.246.
12. **Münzenberg G. et al.** — 1st Conf. on Radioactive Nucl. Beams, 1990, Berkely.
13. **Geissel H., Armbruster P., Behr K.H. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.B70, p.286.
14. **Sherrill B.M., Morrissey D.J., Nolen Jr. J.A., Winger J.A.** — Nucl. Instr. and Meth., 1993, v.B56/57, p.1106.
15. **Tarantin N.I.** — Proc. of the Third Kiev's International School on Nuclear Physics. Kiev, 1992, v.2, p.414.
Tarantin N.I. — JINR, FLNR, Scientific Report 1991-1992. E7-93-57, Dubna, 1993, p.267;
Tarantin N.I. — JINR, Intern. School-Seminar on heavy ion Physics, Ed. Yu.Ts. Oganessian, Yu.E. Penionzhkevich, R. Kalpakchieva. Dubna, 1993, v.2, p.462;
Тарантин Н.И. — Патент №2054830, 1994. Магнитный канал. Опул. в Бюл. Комитета Российской Федерации по патентам и товарным знакам. Изобретения. 1996, №5, с.253.
Тарантин Н.И. — II Научный семинар памяти В.П. Саранцева, Дубна, 23-24 сентября, 1997, ОИЯИ, Д9-98-153, Дубна, 1998, с.127.
16. **Bush H.** — Ann. Phys., 1926, bd.81, s.974.
17. **Wouters J.M., Vieira D.J., Wollnik H. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1985, v.A240, p.77.
18. **Auger G., Bajard M., Baron E. et al.** — Nouvelles du GANIL., 1991, № 37, p.11.
19. **Fujita Y., Trotscher J., Schwab Th. et al.** — Proc. Intern. Symp. on Structure and Reactions of Unstable Nuclei, Ed. K. Ikeda, Y. Suzuki, Nigata, Japan, 1991, p.40.
20. **Trotscher J., Wollnik H., Balog K. et al.** — Nuclei Far From Stability / Atomic Masses and Fundamental Constants. Ed. R. Neugart, A. Wotr, 1992, p.959.
21. **Jacmart J.S., Liu M., Mazloum F. et al.** — Rev. Phys. Appl., 1969, v.4, p.99.
22. **Artukh A.G., Avdeichikov V.V., Erö J. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1970, v.83, p.72.
23. **Shapira D., Devries R.M., Fulbright H.W. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1975, v.129, p.123.
24. **Meier J, Chulkov L., Egelhof P., et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1996, v.A370, p.259.
25. **Bohr N.** — Kgl. Danske Vid. Selsk. Math.-Fys. Medd., 1948, v.18;
Бор Н. — Прохождение атомных частиц через вещество (пер. с англ.), М.: ИЛ, 1950.
26. **Cohen B.L., Fulmer C.B.** — Nucl. Phys., 1958, v.6, p.547;
Fulmer C.B., Cohen B.L. — Phys. Rev., 1958, v.109, p.94.
27. **Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Oganessian Yu.S. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1995, v.75, p.1903.
28. **Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Mezentsev A.N. et al.** — Sci. Rep. 1991-1992, JINR, E7-93-57, Dubna, 1995, p.303;

- Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Mezentsev A.N. et al. — JINR, Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Ed. Yu.Ts. Oganessian, Yu.E. Penionzhkevich, R.Kalpakchieva. Dubna, 1993, v.2, p.497.
29. Hofmann S., Ninov V., Hebberger E.P. et al. — Z. Phys., 1996, v.A354, p.229.
30. Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V. Oganessian Yu.S. et al. — Phys. Rev., 1996, v.C54, p.620.
31. Флеров Г.Н., Поликанов С.М., Парфанович Д.М., Тарантин Н.И. — Отчет ЛИП АН СССР, 1953, № 360.
32. Парфанович Д.М. — Материалы конференции по ядерным реакциям с многозарядными ионами (март 1958), ОИЯИ, Р-374, 1958, с.53.
33. Тарантин Н.И. — См. [32], с.107.
34. Флеров Г.Н., Поликанов С.М., Карамян С.А. и др. — ЖЭТФ, 1960, т.38, с.82.
35. Тарантин Н.И. — Канд. дисс., 1960, ИАЭ АН СССР им. И.В.Курчатова.
36. Leachman R.B., Atterling H. — Arkiv for Fusik, 1958, v.13, p.101.
37. Trentelman G.F., Predom B.M., Kashy E. et al. — Phys. Rev., 1971, v.C3, p.2205.
38. Naulin F., Detraz C., Roy-Stephan M. et al. — Phys. Rev., 1982, v.C25, p.1074.
39. Fifield I.K., Durell J.L., Hotchkis M.A.C. — Nucl. Phys., 1982, v.A385, p.505.
40. Seth K.K., Nann H., Iversen S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, v.41, p.1589.
41. Cohen B.L. — Rev. Sci. Instr., 1959, v.30, p.415.
42. Sjögren B. — Nucl. Instr. and Meth., 1960, v.7, p.76.
43. Fujita Y., Hatanaka R., Berg G.P.A. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1997, v.B126, p.274.
44. Тарантин Н.И. — ЖТФ, 1979, т.49, с.251.
45. Tarantin N.I. — Nucl. Instr. and Meth., 1980, v.171, p.535.
46. Тарантин Н.И. — А.с. СССР, № 1594626, 1987. Способ измерения потерь энергии в бинарных ядерных реакциях. Опубл. в ОИ, 1990 № 35, с.251.
47. Тарантин Н.И. — Сообщение ОИЯИ Р9-11536, Дубна, 1978.
48. Kowalski S., Enge H. — Proc. 4-th Intern. Conf. on Magnet Technol. Brookhaven, 1972, p.182.
49. Bergkvist K.E. — Nucl. Phys., 1972, v.B39, p.317.
50. Bergkvist K.E. — Ark. Phys., 1964, v.27, p.383, 439.
51. Lubimov V.A., Novikov E.G., Nozik V.Z. et al. — Phys. Lett., 1980, vol. B94, p.266.
Любимов В.А., Новиков Е.Г., Нозик В.З. и др. — ЖЭТФ, 1981, т.81, с.1158.
52. Третьяков Е.Ф. — Изв. АН СССР, 1975, сер. физ., т.39, с.583.
53. Richardson H.O.M. — Proc. Phys. Soc. (London), 1947, v.59, p.791.
54. Тарантин Н.И. — Журн. техн. физ., 1967, т.37, с.375;
Тарантин Н.И. — В кн.: Призменная электронная спектроскопия высокого разрешения. Вильнюс: Ин-т физ. АН Лит. ССР, 1979, с.18.
55. Hipple J.A., Sommer H., Thomas H.A. — Phys. Rev., 1949, v.76, p.1877L;
Sommer H., Thomas H.A., Hipple J.A. — Phys. Rev., 1950, v.80, p.497L.
56. Franzke V. — Nucl. Instr. and Meth., 1987, v.B24/25, p.18.
57. Trotscher J. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.B70, p.455.
58. Fujita Y., Eickhoff H., Franczak B. et al. — GSI Scientific Report 1992, 93-1, p.369, Darmstadt, 1993;
Franzke V., Beckert K., Eickhoff H. et al. — GSI Scientific Report 1993, 94-1, p.305, Darmstadt, 1994.
Hausmann M., Beckert K., Eickhoff H. et al. — GSI Scientific Report 1997, 98-1, p.170, Darmstadt, 1998.
59. Пархомчук В.В., Серый А.А., Белов В.П. и др. — Накопительный комплекс тяжелых ионов К4-К10, Сообщение ОИЯИ Р9-92-15, Дубна, 1992, с.41.
60. Мешков И.Н. — ЭЧАЯ, 1994, т.25, вып.6, с.1487.
61. Tarantin N.I. — Abstracts. The Second International Symposium on Nuclear Physics at Storage Rings. St.-Petersburg, Russia, 1994, p.8;
Tarantin N.I. — JINR FLNR, Scientific Report 1993-1994. JINR, E7-95-227, Dubna, 1995, p.205;

- Tarantin N.I.** — Nucl. Phys., 1997, v.A626, p.333c.
62. **Тарантин Н.И.** — Сообщение ОИЯИ Р9-88-149, Дубна, 1988.
63. **Тарантин Н.И.** — А.с. СССР, № 1443052, 1986. Электростатический цилиндрический дефлектор заряженных частиц. Оpubл. в ОИ, 1988, № 45, p.210.
64. **Тарантин Н.И.** — А.с. СССР, № 1647699, 1988. Электростатический энергоанализатор заряженных частиц. Оpubл. в ОИ, 1991, № 17, с.219.
65. **Мамырин Б.А., Каратаев В.И., Шмик Д.В., Загулин В.А.** — ЖЭТФ, 1973, т.64, с.82.
66. **Fischer E.** — Zs. Phys., 1959, bd. 156, s.1.
67. **Paul W., Steinwedel H.** — Zs. Naturforsch., 1953, bd.8, s.448.
68. **Мак Лахлан Н.Б.** — Теория и применение функций Матъе (пер. с англ.). М. ИЛ: 1953.
69. **Von Zahn V.** — Rev. Sci. Instr., 1963, v.34, p.1.
70. **Berkling K.** — Diplomarbeit. Physik Inst., Univ. Bonn, 1956.
71. **Thomson J.J.** — Phil. Mag., 1911, v.21, p.225.
72. **Lobashev V.M., Spivak P.E.** — Nucl. Instr. and Meth., 1985, v.A240, p.305
73. **Picard A., Backe H., Barth H. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.B63, p.345
74. **Bleakney W., Hipple J.A., Jr.** — Phys. Rev., 1938, v.53, p.521.
75. **Nakabuchi H., Sakurai T., Matsuda H.** — Intern. Jour. Mass Spectr. and Ion Phys., 1983, v.49, p.89.
76. **Дмитрук М.И., Малов А.Ф., Панин Б.В. и др.** — Физическая электроника. М.: Атомиздат, вып. 2, 1965, с.47.
77. **Wien W.** — Annalen Phys., 1902, bd.8, s.260.
78. **Wahlin L.** — Nucl. Instr. and Meth., 1965, v.38, p.133.
79. **Penning E.M.** — Physica, 1936, v.3, p.873.
80. **Brown S., Gabrielse G.** — Rev. Mod. Phys., 1986, v.58, p.233.
81. **Kretzschmar M.** — Europ. J. Phys., 1991, v.12, p.240; Phys. Scripta, 1992, v.46, p.544.
82. **Tarantin N.I.** — Nucl. Instr. and Meth., 1997, v.B126, p.392.
83. **Landua R.** — Report F4 on 3rd Int. Conf. on Nuclear Physics at Storage Rings. Bernkastel-Kues, Germany, 1996.
84. **Tarantin N.I.** — Intern. J. Mass Spectrometry Ion Phys., 1983, v.46, p.51.
85. **Bollen G., Moore R.B., Savard G., Stolzenberg H.** — Journ. Appl. Phys., 1990, v.68, p.4355.
86. **Van Dyck R.S., Jr., Schwinberg P.B., Dehmelt H.G.** — In: Atomic Physics. Ed. R.S. Van Dyck, Jr., E.N. Fortson. World Scientific, Singapore 1984.