

МАГНИТНЫЙ АНАЛИЗ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Н. И. Тарантин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрено развитие магнитных анализаторов заряженных частиц, применяемых в ядерной физике, — альфа- и бета-спектрометров, масс-спектрометров и масс-сепараторов, спектрометров упруго и неупруго рассеянных частиц, монохроматоров ускоренных частиц. Рассмотрение проведено в рамках линейной теории магнитного анализа заряженных частиц и на основе общих закономерностей корпускулярной оптики.

Изложен новый подход к рассмотрению линейных преобразований пучка частиц в дипольном и квадрупольном магнитах, позволивший единообразно и в упрощенной форме представить все коэффициенты линейного преобразования. Приведены графические приемы определения корпускулярно-оптического действия дипольного и квадрупольного магнитов. Этот подход и приемы распространены на анализаторы, использующие скрещенные магнитное и электрическое поля.

The development of the charged particle magnetic analysers such as alpha- and beta-spectrometers, mass-separators and mass-spectrometers, spectrometers for elastically and inelastically scattered particles, and monochromators of charged particles are considered. The consideration is done within the framework of the linear theory of magnetic analysis of charged particles on the basis of the general laws of corpuscular optics. The review describes a new approach to the consideration of linear transformations of the particle beam in dipole and quadrupole magnets. This approach permits a unique and simplified representation of all coefficients of linear transformation. Some graphical methods of determining the corpuscular-optical action of dipole and quadrupole magnets are given. This approach and the graphical methods are extended to the analysers with crossed magnetic and electrical fields.

ВВЕДЕНИЕ

В экспериментальных исследованиях по ядерной физике, начиная с ее становления, широко используются магнитные анализаторы заряженных частиц самого различного назначения: α - и β -спектрометры и спектрографы, масс-спектрометры и масс-сепараторы стабильных нуклидов и радиоактивных продуктов ядерных реакций, спектрометры рассеянных частиц и частиц, испускаемых в ядерных реакциях, монохроматоры ускоренных ионов и тому подобные установки. Развитие теории магнитного анализа и стремление во все большей мере удовлетворить растущие потребности

эксперимента привели к тому, что в настоящее время в ядерной физике применяется достаточно широкий арсенал разнообразных по своей сущности магнитных анализаторов, отличающихся один от другого типами используемых магнитов, корпускулярно-оптическими схемами и другими параметрами.

Развитие и применение методов магнитного анализа в различных областях ядерной физики неоднократно уже обсуждалось. В частности, в обзорных статьях Бейнбриджа [1], Ханна [2], Дейча и Кофед-Хансена [3], Зигбана [4] достаточно подробно рассмотрены вопросы применения магнитных анализаторов в ядерной масс-спектрометрии, в спектрометрии α - и β -частиц. Ряд монографий [5—10] посвящен рассмотрению проблем формирования и анализа пучков заряженных частиц с помощью дипольных и квадрупольных магнитов применительно к задачам ядерной физики, физики высоких энергий и элементарных частиц, техники ускорителей. Однако все эти обзорные статьи и монографии изданы более десяти лет назад, и, естественно, достижения последних лет в области магнитного анализа заряженных частиц в них не отражены. Между тем именно в последние годы появились наиболее совершенные магнитные анализаторы, такие, как спектрометры с разрезанными полюсами и с комбинированными полями, развиты новые подходы к рассмотрению действия магнитных анализаторов, установлены новые закономерности корпускулярной оптики. Возникла необходимость обобщить все эти последние достижения теории и методов магнитного анализа заряженных частиц.

С одной стороны, обобщение только результатов последних лет, исторически связанных с прошлым и следующих из предшествующего развития теории и практики магнитного анализа заряженных частиц, кажется неоправданным. С другой стороны, рассмотреть достаточно подробно все известные анализаторы заряженных частиц в настоящем обзоре, ограниченном по объему, просто невозможно, да и вряд ли целесообразно, если иметь в виду уже написанные обстоятельные обзоры по отдельным направлениям магнитного анализа заряженных частиц. Поэтому в предлагаемом читателю обзоре дается лишь общая концепция развития магнитных анализаторов, применяемых в ядерной физике, и это развитие иллюстрируется примерами отдельных магнитных спектрометров. Рассмотрение проводится с использованием только линейной теории магнитных анализаторов и общих закономерностей корпускулярной оптики, достаточных для систематизации применяемых в ядерной физике магнитных спектрометров, для выявления их особенностей, достоинств и недостатков. В связи с этим в обзоре приводятся основные результаты теории линейного преобразования пучка заряженных частиц в дипольном и квадрупольном магнитах, изложенные в новой концепции. Вопросы дальнейшего улучшения действия магнитных анализаторов, как правило,

не затрагиваются, поскольку критическое и последовательное рассмотрение их возможно, по мнению автора, только после изложения результатов теории преобразования пучка частиц во втором и более высоких приближениях, что невыполнимо из-за ограниченности объема обзора.

В обзоре рассматриваются только методы магнитного анализа, использующие поперечное магнитное поле и являющиеся, по существу, единственными применяемыми в ядерной физике в настоящее время.

Обобщение большой совокупности магнитных анализаторов заряженных частиц в рамках относительно простой линейной теории и ее закономерностей, выявляющее основные особенности и возможности магнитных анализаторов различных типов, должно помочь при работе с ними.

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ОПТИКИ МАГНИТНОГО АНАЛИЗА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Сепарацию и анализ заряженных частиц по массам, скоростям и зарядам можно осуществить с помощью магнитного или электрического поля. Принципиальное отличие возможностей этих двух способов анализа состоит в том, что при магнитном способе масса и скорость частицы проявляются в совокупности как импульс частицы, тогда как при электрическом — как ее кинетическая энергия. Поэтому в масс-спектрометрах и масс-сепараторах, где используются ионы, ускоренные до строго определенной энергии, для разделения частиц по массам возможен только метод магнитного анализа. Электрическое поле, если оно применяется дополнительно к магнитному, выполняет в этом случае вспомогательные, хотя иногда и очень важные функции. Если отмеченное выше обстоятельство не является определяющим, то альтернатива применить или магнитное, или электрическое поле в конкретной физической задаче решается из соображений практических возможностей реализации и удобства работы с тем или иным полем. В частности, в качестве общего ориентировочного критерия выбора можно использовать следующие соображения.

Индукция B магнитного поля, получаемого без особых трудностей с помощью обычных (без использования сверхпроводимости) электромагнитов, составляет ~ 1 Т; максимальная напряженность электрического поля в вакууме $E \sim 100$ кВ/см. Если для указанных выше значений полей сравним компоненты силы Лоренца $e\mathbf{v}B/c$ и eE , определяющие фокусирующую и диспергирующую способность магнитного и электрического полей, то найдем, что метод магнитного анализа более эффективен для частиц, движущихся со скоростью $v \geq 0,03 c$ (e — заряд частицы, c — скорость

света в вакууме). Для тяжелых частиц: протонов, дейтонов, α -частиц, осколков деления и т. п. — нижнее значение указанной скорости отвечает минимальной энергии частицы $\sim 0,4$ МэВ на один нуклон, а для электронов и позитронов $\sim 0,2$ кэВ.

Основное назначение магнитных анализаторов в ядерной физике — это разделение заряженных частиц и определение их импульса или энергии, массового числа, заряда. При этом, как правило, от магнитного анализатора требуется максимальная разрешающая способность, определяющая степень разделения анализируемых частиц и точность измерения, а также наибольший акцептанс, от которого зависит чувствительность анализатора.

Требование максимально возможной разрешающей способности, в свою очередь, сводится к требованию наибольшей дисперсии анализатора и к наименьшему сечению пучка анализируемых частиц в плоскости приемника анализатора. Таким образом, при анализе частиц внимание сосредоточивается на перетяжке, «кроссовере» пучка, в отличие, например, от задач ускорения и проводки пучка ускоренных частиц, где основное требование к системам магнитной оптики заключается в доведении пучка частиц до заданного места без значительных потерь, и поэтому рассмотрению подвергаются самые широкие области пучка, опасные с точки зрения возможных потерь частиц. Это различие определяет особый подход к рассмотрению оптического действия магнитных элементов при анализе заряженных частиц.

В общем случае действие магнитного анализатора на пучок частиц сводится к направленному изменению формы пучка, т. е. к определенному изменению координат траектории частицы в плоскости приемника анализатора в зависимости от координат частицы в месте расположения источника и других параметров. В общем виде это преобразование можно представить таким образом:

$$q_{2i} = \sum_j Q_{ij} q_{1j} + \sum_j \sum_k Q_{ijk} q_{1j} q_{1k} + \dots \quad (1)$$

Здесь q_{1j} и q_{1k} — обобщенные поперечные координаты точки вылета частицы из источника; q_{2i} — обобщенные поперечные координаты точки прихода частицы на приемник, $i, j, k = 1, 2, 3, \dots$. Под источником здесь понимается объемная область, из которой происходит эмиссия заряженных частиц. Этой областью может быть источник ионов, радиоактивное вещество, мишень, облучаемая пучком ускоренных ионов. Приемник — это поверхность или коллектор ионов, или сцинтилляционный, ионизационный, полупроводникового детектора заряженных частиц, или пластинки с ядерной эмульсией, или диэлектрического детектора.

Некоторые обобщенные координаты имеют смысл малых параметров, характеризующих или частицу, независимо от ее поло-

жения, или магнитный анализатор. Таким параметром, например, является отличие рассматриваемой частицы от главной по массе, скорости и заряду δ . Такие обобщенные координаты, естественно, берутся без индекса 1 или 2: $q_{1i} = q_{2i} = \delta$.

Для того чтобы преобразование (1) имело смысл последовательных приближений по мере перехода от первого ко второму и т. д. слагаемым, обобщенные координаты должны удовлетворять условию $q_{1i} \ll 1$, $q_{ij} \ll 1$, $q_{1k} \ll 1$, $q_{2i} \ll 1$.

Члены Q_{ij} носят название линейных коэффициентов преобразования, Q_{ijj} — квадратичных, а Q_{ijk} ($j \neq k$) — смешанных коэффициентов преобразования второго порядка.

Цель правильного выбора параметров магнитного анализатора заряженных частиц состоит в обеспечении возможно большего значения коэффициента Q_δ , определяющего поперечную координату частицы на приемнике в зависимости от δ , и в снижении всех коэффициентов, от которых зависит поперечный размер перетяжки пучка в плоскости приемника. В первую очередь ставится задача уменьшить коэффициенты линейного преобразования начальных координат траектории частицы, поскольку от них при $q_1 \ll 1$ в наибольшей мере зависит ширина перетяжки пучка. В силу общих закономерностей магнитной оптики сделать равными нулю все линейные коэффициенты Q_{ij} невозможно. Поэтому решается вопрос о выборе коэффициента, полагаемого равным нулю, чтобы исключить наибольший вклад в размеры перетяжки при заданном эмиттансе пучка частиц. Этим самым определяется тип преобразования пучка частиц в магнитном анализаторе. Таким образом, уже в линейном приближении определяется минимально возможный размер перетяжки пучка и максимальная разрешающая способность, которая может быть обеспечена данным магнитным анализатором для заданного пучка анализируемых частиц.

Вопрос о том, в какой мере это разрешение может быть достигнуто, зависит уже от того, насколько удастся снизить или обратить в нули коэффициенты второго и более высоких порядков. Однако ни в каком случае достигнутая разрешающая способность не будет выше разрешающей способности, определенной из начального линейного рассмотрения. Все это указывает на важность правильного выбора параметров первого порядка магнитного анализатора, от которых к тому же зависят размеры и стоимость установки, возможность и удобство работы с анализатором в конкретных условиях.

В общем случае магнитный анализатор заряженных частиц представляет собой комбинацию дипольных, квадрупольных магнитов и магнитов более высокой мультипольности. На рис. 1 дано схематическое представление расположения полюсов в поперечном сечении пучка в дипольном, квадрупольном и секступольном магнитах. Дипольный магнит обеспечивает поперечную дисперсию

заряженных частиц, линейную и более высокого порядка фокусировки пучка. Квадрупольный магнит выполняет только фокусировку пучка частиц, начиная с линейной. Магнит секstupольный ответствен за фокусировки второго и более высокого порядков.

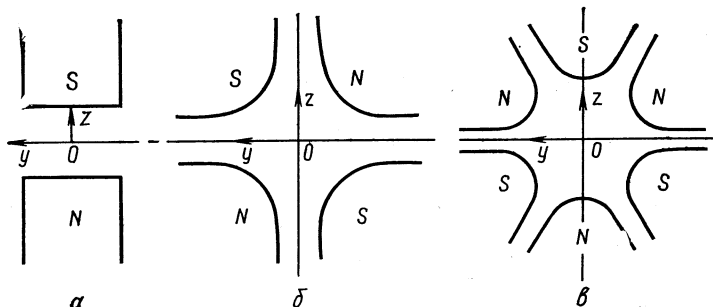


Рис. 1. Типы магнитов, применяемых в анализаторах заряженных частиц с поперечным магнитным полем:

a — диполь; *б* — квадруполь; *в* — секstupоль

Потому, чтобы в линейном приближении рассматривать действие магнитного анализатора заряженных частиц, необходимо и достаточно знать в линейном приближении преобразования пучка заряженных частиц, производимые дипольным и квадрупольным магнитами.

2. ЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА ДИПОЛЬНЫХ МАГНИТОВ

В первых работах по корпускулярной оптике дипольных магнитов, относящихся к началу 30-х годов, наблюдалась определенная тенденция свести действие дипольного магнита на пучок заряженных частиц к действию известных оптических элементов — призмы и линзы — на пучок световых лучей. Одной из таких работ явилась работа Герцога [11], в которой, например, дипольный магнит с однородным полем описывается как толстая оптическая линза с определенными положениями главных плоскостей (h_i) и определенным значением переднего и заднего фокусных расстояний (f). Параметры дипольного магнита, необходимые для осуществления заданного преобразования пучка частиц, даются уравнением толстой линзы, известным из геометрической оптики:

$$1/(L_1 - h_1) + 1/(L_2 - h_2) = 1/f,$$

где

$$h_i = R_0 \frac{\cos \varepsilon_i \cos (\Phi - \varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_i) - \cos \varepsilon_1 \cos \varepsilon_2}{\sin (\Phi - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)}$$

$$(i = 1, 2) \text{ и } f = R_0 \frac{\cos \varepsilon_1 \cos \varepsilon_2}{\sin (\Phi - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)}.$$

Используемые в формулах символы имеют общепринятые значения (рис. 2).

Были попытки распространить этот подход также и на действие дипольного магнита с неоднородным полем [12]. Однако такое рассмотрение, хотя и имеет простую оптическую аналогию, приводит к очень громоздким математическим выражениям.

Другое направление рассмотрения действия дипольного магнита пошло по пути описания преобразований траектории частицы с помощью матриц линейной алгебры. Впервые методика матричного представления линейного преобразования пучка частиц

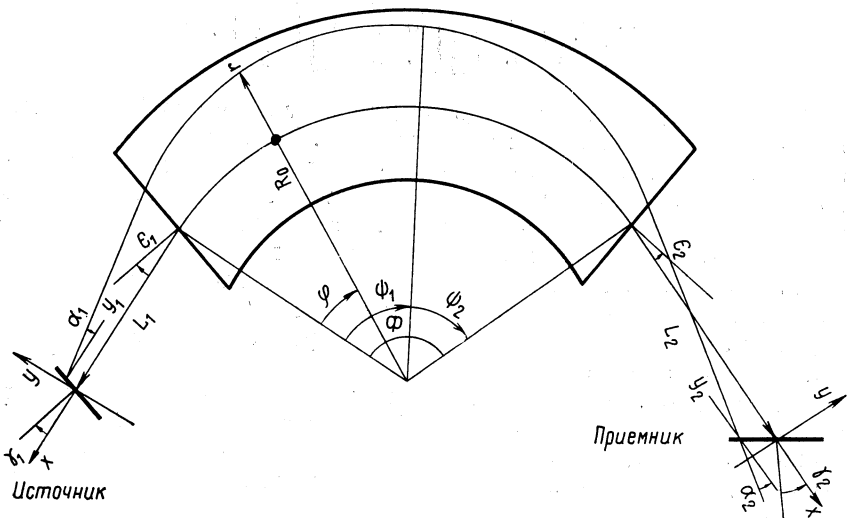


Рис. 2. Траектория радиального движения заряженной частицы в магнитном дипольном элементе.

Стрелками указаны направления положительного отсчета величин

дипольным магнитом была дана в работе [13]. В [14] и независимо в [15] эта методика расширена путем включения в матрицу преобразования дисперсионного действия магнитного поля.

Возможность применения двумерных, плоских матриц для рассмотрения преобразований пучка частиц с включением коэффициентов преобразования второго порядка, вообще-то требующих пространства трех измерений, показана в [16] и несколько позднее в [17].

Преобразование пучка частиц, производимое дипольным магнитом, описывается матричным методом в виде произведения нескольких матриц, последовательно представляющих действия промежутка без магнитного поля, краевого магнитного поля и так называемого клиновидного магнита, секторного магнита и далее пред-

шествующих секторному магниту элементов, но взятых в обратном порядке. Ниже приведен пример матричной записи линейного преобразования координат траектории частицы в радиальной плоскости дипольного магнита:

$$\begin{bmatrix} \eta_2 \\ \alpha_2 \\ \delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l_2 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \operatorname{tg} \varepsilon_2 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \omega\Phi & \frac{\sin \omega\Phi}{\omega} & \frac{1 - \cos \omega\Phi}{\omega^2} \\ -\omega \sin \omega\Phi & \cos \omega\Phi & \frac{\sin \omega\Phi}{\omega} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \operatorname{tg} \varepsilon_1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \eta_1 \\ \alpha_1 \\ \delta \end{bmatrix}.$$

Такое представление неудобно для начального выбора линейных параметров магнитного анализатора. Хотя каждая из входящих в произведение матриц имеет относительно простую форму, но тем не менее выявить аналитические зависимости конечных координат от исходных невозможно. Поэтому метод поиска параметров магнитного анализатора сводится к вычислениям при различных значениях входящих в матрицы величин, задаваемых случайным образом. При этом, как отмечается в ряде работ, нет гарантии, что при расчетах не будет пропущен наиболее оптимальный вариант анализатора.

Промежуточным вариантом между выражением действия дипольного магнита одной формулой, аналогичной формуле линзы, и описанием матричным методом, разделяющим действия отдельных составляющих частей магнитного анализатора, явилось рассмотрение дипольного магнита с применением специальных параметров, имеющих конкретную интерпретацию. Первые такие попытки предприняты в работах [18—21]. При таком рассмотрении существенно упрощаются математические выражения и появляется возможность использовать простые графические построения для выбора нужных параметров и расчета характеристик магнитного анализатора. К последним относятся известные правила Барбера [22], Картана [23] и Джадда [24], определяющие положение перетяжки пучка частиц в зависимости от положения источника. Наиболее полное развитие это направление нашло в работах [25], результаты которых кратко излагаются ниже.

Дипольный магнит в анализаторе, как правило, рассматривается совместно с источником и приемником частиц, от положения которых по отношению к магниту зависят многие характеристики магнитного анализатора. Поэтому собственно дипольный магнит и пространство без магнитного поля — от входной границы магнита до источника и от выходной границы до приемника — составляют единое целое — магнитный дипольный элемент. Маг-

нитный дипольный элемент представлен на рис. 2. Там же приведены траектория частицы и принятые обозначения. Ось z направлена от рисунка к читателю. В качестве обобщенных координат, входящих в формулу (1), используются: $q_1 = \eta = y/R_0$; $q_2 = \alpha$; $q_3 = \zeta = z/R_0$; $q_4 = \beta$; $q_5 = \delta = (R - R_0)/R_0 = \Delta m/m_0 + \Delta v/v_0 - \Delta e/e_0$, где β — угол наклона траектории частицы к медианной плоскости дипольного магнита; R_0 — радиус кривизны оптической оси магнита, равный радиусу кривизны траектории главной частицы в магнитном поле B_0 ($R_0 = m_0 v_0 c / B_0 e_0$); R — радиус кривизны траектории рассматриваемой частицы ($R = m v c / B_0 e$). Остальные символы ясны из рис. 2.

Аксиальная составляющая магнитного поля в медианной плоскости задана в виде $B_z(\rho, \varphi, 0) = B_0(1 + a_1 \rho)$, где $-1 \leq a_1 \leq 0$ отвечает магнитному полю, не дефокусирующему ни в аксиальном, ни в радиальном направлениях, $\rho = (r - R_0)/R_0$.

Радиальное уравнение траектории частицы с точностью до первого порядка малых величин ρ и δ имеет следующий вид:

$$\rho'' + \omega^2 \rho - \delta = 0, \quad (2)$$

где $\omega = \sqrt{1 + a_1}$, штрихом обозначено дифференцирование по φ .

При решении уравнения (2) использовался особый прием, суть которого изложена ниже.

Находится решение уравнения (2), отвечающее следующим начальным условиям:

$$\rho_1(\varphi_{гр}) = \eta_1 + \alpha_1 l_1; \quad \rho_1'(\varphi_{гр}) = \eta_1 t_1 + \alpha_1(1 + l_1 t_1), \quad (3)$$

где $\eta_1 = y_1/R_0$, $l_1 = L_1/R_0$, $t_1 = \operatorname{tg} \varepsilon_1$. Частное решение уравнения (2) с граничными условиями (3) имеет вид

$$\rho_1(\varphi) = (\eta_1 + \alpha_1 l_1 - \delta/\omega^2) \cos \omega \varphi + (1/\omega) [\eta_1 t_1 + \alpha_1(1 + l_1 t_1)] \sin \omega \varphi + \delta/\omega^2. \quad (4)$$

Находится другое частное решение, дающее траекторию частицы, приходящей на приемник в точку с координатой y_2 и под углом α_2 . Граничные условия на выходной границе в этом случае можно записать так:

$$\rho_2(\omega_{гр}) = \eta_2 - \alpha_2 l_2; \quad \rho_2'(\omega_{гр}) = -\eta_2 t_2 - \alpha_2(1 + l_2 t_2), \quad (5)$$

где $\eta_2 = y_2/R_0$, $l_2 = L_2/R_0$, $t_2 = \operatorname{tg} \varepsilon_2$. Решение уравнения (2), отвечающее граничным условиям (5), есть

$$\rho_2(\varphi) = (\eta_2 - \alpha_2 l_2 - \delta/\omega^2) \cos \omega(\Phi - \varphi) + (1/\omega) [\eta_2 t_2 - \alpha_2(1 + l_2 t_2)] \sin \omega(\Phi - \varphi) + \delta/\omega^2, \quad (6)$$

где Φ — угол отклонения основной частицы ($\delta = 0$), движущейся по оптической оси.

Для того чтобы связать выходные координаты частицы η_2 и α_2 с входными η_1 , α_1 и δ , продолжим траекторию частицы (4), выраженную через начальные координаты траекторией (6), определяемой конечными координатами, положив

$$\rho_1(\psi_1) = \rho_2(\psi_1) \text{ и } \rho'_1(\psi_1) = \rho'_2(\psi_1), \quad (7)$$

где ψ_1 — произвольное значение угла φ .

Ограничившись линейным приближением в разложении (1)

$$\eta_2 = H_\eta \eta_1 + H_\alpha \alpha_1 + H_\delta \delta; \quad \alpha_2 = A_\eta \eta_1 + A_\alpha \alpha_1 + A_\delta \delta,$$

где обобщенные линейные коэффициенты Q_{ij} обозначены прописными буквами A и H греческого алфавита, одноименными с символами выходных обобщенных координат η_2 и α_2 , и приравняв

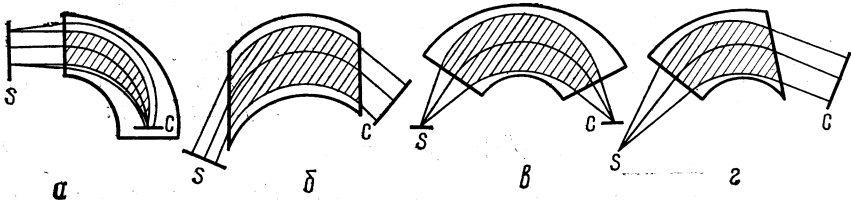


Рис. 3. Типы преобразования пучка заряженных частиц магнитным дипольным элементом:

a — зажигательное стекло; b — телескоп; v — проектор; z — конденсор; S — положение источника частиц; C — положение приемника

друг другу коэффициенты при η_1 , α_1 и δ в левой и правой частях равенств (7), получим три системы уравнений для определения линейных коэффициентов разложения. Приведем решение одной из этих систем:

$$H_\alpha = [l_1 c_1 + (1 + l_1 t_1) s_1 / \omega] [-\omega l_2 s_2 + (1 + l_2 t_2) c_2] + [-\omega l_1 s_1 + (1 + l_1 t_1) c_1] [l_2 c_2 + (1 + l_2 t_2) s_2 / \omega], \quad (8)$$

где $s_i = \sin \omega \psi_i$, $c_i = \cos \omega \psi_i$, $i = 1, 2$, $\psi_2 = \Phi - \psi_1$.

Практика показывает, что магнитный дипольный элемент в зависимости от эмиттанса источника и конечной формы пучка частиц используется для осуществления одного из четырех представленных на рис. 3 преобразований, называемых по аналогии с действием известных световых приборов зажигательным стеклом ($H_\eta = 0$), проектором ($H_\alpha = 0$), телескопом ($A_\eta = 0$) и конденсором ($A_\alpha = 0$).

Каждый из указанных выше типов преобразований пучка частиц можно осуществить дипольным элементом двумя различными способами, отличающимися один от другого различным ходом траекторий частиц в поле дипольного магнита и различными значениями дисперсии и изохронности дипольного элемента. Это определяется тем, что каждый из коэффициентов линейного пре-

образования H_η , H_α , A_η и A_α можно обратить в нуль при двух условиях. Например, $H_\alpha = 0$ при выполнении условий

$$-\omega l_i s_i + (1 + l_i t_i) c_i = 0 \quad (9)$$

или условий

$$l_i c_i + (1/\omega) (1 + l_i t_i) s_i = 0, \quad i = 1, 2. \quad (10)$$

При выполнении (9) имеет место квазипараллельный ход основных траекторий при $\varphi = \psi_1$, т. е. $\rho'_1(\psi_1) = \rho'_2(\psi_2) = 0$, и этим определяется значение угла ψ_1 . В данном случае магнитный дипольный элемент имеет отличную от нуля дисперсию, определяющую возможность его использования в качестве магнитного анализатора ($H_\delta \neq 0$ для зажигательного стекла и проектора, $A_\delta \neq 0$ для телескопа и конденсора).

Таблица 1

Условия и коэффициенты линейного преобразования пучка заряженных частиц хроматическим магнитным дипольным элементом в радиальной плоскости

Тип преобразования	Зажигательное стекло	Проектор	Телескоп	Конденсор
Условия преобразования	$\frac{s_1}{c_1} = \frac{t_1}{\omega};$ $\frac{s_2}{c_2} = \frac{1}{\omega} \left(t_2 + \frac{1}{l_2} \right)$	$\frac{s_i}{c_i} = \frac{1}{\omega} \left(t_i + \frac{1}{l_i} \right),$ $i = 1, 2$	$\frac{s_i}{c_i} = \frac{t_i}{\omega},$ $i = 1, 2$	$\frac{s_1}{c_1} = \frac{1}{\omega} \left(t_1 + \frac{1}{l_1} \right);$ $\frac{s_2}{c_2} = \frac{t_2}{\omega}$
H_η	0	$-\frac{l_2 c_1}{l_1 c_2}$	$\frac{c_2}{c_1}$	$\frac{c_2}{c_1} - \frac{l_2 c_1}{l_1 c_2} - \frac{s}{\omega l_1}$
H_α	$\frac{l_2 c_1}{c_2}$	0	$\frac{l_1 c_2}{c_1} + \frac{l_2 c_1}{c_2} + \frac{s}{\omega}$	$\frac{l_1 c_2}{c_1}$
H_δ	$\frac{l_2 (s_1 + s_2)}{\omega c_2}$		$\frac{l_2 (s_1 + s_2)}{\omega c_2} + \frac{1-c}{\omega^2}$	
A_η	$-\frac{c_2}{l_2 c_1}$	$-\frac{c_1}{l_1 c_2} - \frac{c_2}{l_2 c_1} + \frac{s}{\omega l_1 l_2}$	0	$-\frac{c_1}{l_1 c_2}$
A_α	$\frac{c_1}{c_2} - \frac{l_1 c_2}{l_2 c_1} - \frac{s}{\omega l_2}$	$\frac{l_1 c_2}{l_2 c_1}$	$-\frac{c_1}{c_2}$	0
A_δ	$\frac{s_1 + s_2}{\omega c_2} - \frac{1-c}{\omega^2 l_2}$		$\frac{s_1 + s_2}{\omega c_2}$	

Условие (10) означает пересечение основных траекторий частиц в области магнитного поля при $\varphi = \psi_1$ ($\rho_1(\psi_1) = \rho_2(\psi_1) = 0$) и одновременно определяет второе значение ψ_1 . В этом случае дисперсия магнитного дипольного элемента существенно меньше, чем в первом. Эти два случая преобразования логично назвать хроматическим и квазихроматическим вариантами преобразования.

Коэффициенты и условия для различных типов преобразования пучка заряженных частиц в хроматическом дипольном элементе даны в табл. 1 (использованы обозначения: $s = \sin \omega\Phi$, $c = \cos \omega\Phi$). Значения параметров, входящих в выражения для коэффициентов преобразования, ограничены следующими условиями: $0 \leq l_i < \infty$; $-\pi/2 < \varepsilon_i < \pi/2$; $-\pi/2 < \omega\psi_i \leq \pi/2$, $i = 1, 2$, $\psi_1 + \psi_2 > 0$.

При значениях $l_i = 0$ и $\omega\psi_i = \pi/2$ в выражениях для некоторых коэффициентов появляются неопределенности типа $0/0$ или $1/0 - 1/0$. Раскрытие неопределенностей для этих случаев дано в табл. 2.

Таблица 2

Коэффициенты линейного преобразования пучка заряженных частиц хроматически магнитным дипольным элементом при $l_i = c_i = 0$

Тип преобразования	Зажигательное стекло	Проектор			Конденсор
		1	2	1, 2	
Значения i	2	1	2	1, 2	1
H_η	0	$-\frac{\omega l_2}{c_2}$	$-\frac{c_1}{\omega l_1}$	-1	$-\frac{\omega l_2}{c_2} - s_2$
H_α	$\frac{c_1}{\omega}$	0	0	0	$\frac{c_2}{\omega}$
H_δ	$\frac{1+s_1}{\omega^2}$	$\frac{l_2(1+s_2)}{\omega c_2}$	$\frac{1+s_1}{\omega^2}$	$\frac{2}{\omega^2}$	$\frac{l_2(1+s_2)}{\omega c_2} + \frac{1+s_2}{\omega^2}$
A_η	$-\frac{\omega}{c_1}$	$\frac{s_2}{l_2} - \frac{\omega}{c_2}$	$\frac{s_1}{l_1} - \frac{\omega}{c_1}$	0	$-\frac{\omega}{c_2}$
A_α	$-\frac{\omega l_1}{c_1} - s_1$	$-\frac{c_2}{\omega l_2}$	$-\frac{\omega l_1}{c_1}$	-1	0
A_δ	$\frac{c_1}{\omega}$	$\frac{1+s_2}{\omega c_2} - \frac{1+s_2}{\omega^2 l_2}$	$\frac{c_1}{\omega}$	0	$\frac{1+s_2}{\omega c_2}$

Коэффициенты линейного преобразования отвечают требованию сохранения фазовой площади пучка частиц при его преобразовании, вытекающему из общей теоремы Лиувилля. Действительно, фазовую площадь пучка после преобразования s_{ABCD} найдем, рассматривая площадь четырехугольника $ABCD$ (рис. 4), полученного в результате преобразования прямоугольного элемента $\Delta\eta_1 \Delta\alpha_1$, отвечающего начальной фазовой площади пучка. Площадь четырехугольника $ABCD$ есть геометрическая сумма площадей треугольников AOB , BOC , COD и DOA . Например, площадь треугольника AOB $s_{AOB} = (\mathbf{OB} \cdot \mathbf{OA})/2 = (\mathbf{OB}_\eta \mathbf{OA}_\alpha - \mathbf{OB}_\alpha \mathbf{OA}_\eta)/2 = [H_\eta \eta_{1 \max} + H_\alpha \alpha_{1 \min}] (A_\eta \eta_{1 \min} + A_\alpha \alpha_{1 \min}) - (H_\eta \eta_{1 \min} + H_\alpha \alpha_{1 \min}) (A_\eta \eta_{1 \max} + A_\alpha \alpha_{1 \min})/2 = (H_\eta A_\alpha - H_\alpha A_\eta) \Delta\eta_1 \alpha_{1 \min}/2$. Аналогичные выражения имеем для других

треугольников. Площадь же четырехугольника

$$s_{ABCD} = (H_{\eta} A_{\alpha} - H_{\alpha} A_{\eta}) \Delta \eta_1 \Delta \alpha_1, \quad (11)$$

где $\Delta \eta_1 = \eta_{1 \text{ макс}} - \eta_{1 \text{ мин}}$, $\Delta \alpha_1 = \alpha_{1 \text{ макс}} - \alpha_{1 \text{ мин}}$.

После подстановки в (11) коэффициентов, определяемых из табл. 1 и 2, получаем

$$H_{\eta} A_{\alpha} - H_{\alpha} A_{\eta} = 1, \text{ т. е. } s_{ABCD} = \Delta \eta_1 \Delta \alpha_1. \quad (12)$$

Из (12) следует, что все указанные четыре коэффициента линейного преобразования одновременно не могут быть равны нулю, кроме того, не обращаются одновременно в нули и два любых коэффициента в разных слагаемых.

Вопрос о выборе коэффициента, полагаемого равным нулю, сводящийся, по существу, к выбору одного из четырех указанных

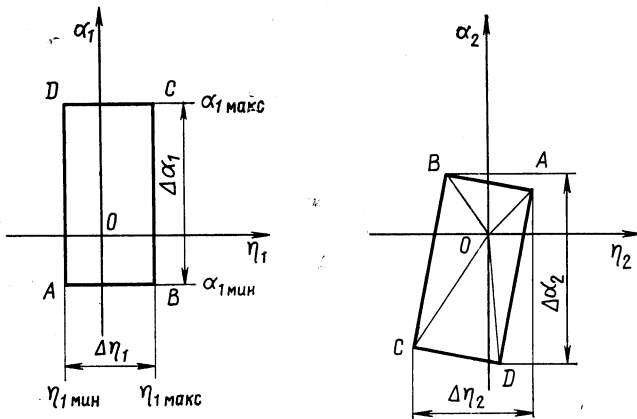


Рис. 4. Преобразование координат траекторий заряженных частиц магнитным дипольным элементом на фазовой плоскости $\eta\alpha$

типов преобразования пучка частиц, решается исходя из требований обеспечения минимального размера в линейном приближении перетяжки пучка на приемнике анализатора. Этот выбор определяется начальным эмиттансом пучка частиц и вариантом использования дипольного магнита в анализаторе. Легко видеть, что при $l_1 |\Delta \alpha_1| > |\Delta \eta_1|$ минимальный размер перетяжки пучка получается при преобразовании типа проектор, а когда $|\Delta \eta_1| > l_1 |\Delta \alpha_1|$, то минимальная перетяжка пучка имеет место при преобразовании типа зажигательное стекло. Здесь $\Delta \alpha_1$ — угловой раcтвор траекторий частиц, захватываемых магнитным анализатором; $\Delta \eta_1$ — используемая ширина источника, определяемая коллимирующей диафрагмой.

Дипольные магниты с преобразованием типа телескоп и конденсор применяются совместно с последующими фокусирующими элементами, например линзами, сводящими параллельный пучок в пятно. В этом случае для получения наименьших размеров пучка на приемнике от дипольного магнита требуется обеспечить минимальный угловой разброс частиц, что обуславливает применение телескопа при $|\Delta\eta_1| > l_1 |\Delta\alpha_1|$ и конденсора при обратном соотношении.

Вопрос оптимального выбора типа преобразования пучка частиц обсуждается также в работах [21, 26].

Отметим, что коэффициент H_α определяет при преобразовании типа зажигательное стекло величину $\Delta\eta_2$. Однако его нельзя назвать коэффициентом увеличения или уменьшения в том смысле, в каком этот термин иногда используется по отношению к H_η при преобразовании типа проектор, поскольку при преобразовании типа зажигательное стекло нет однозначного отображения области $\Delta\eta_1$ на область $\Delta\eta_2$. Коэффициент H_η в случае преобразования типа проектор также следует рассматривать как аберрационный, поскольку в корпускулярной оптике преследуется цель предельного уменьшения ширины перетяжки пучка, а не создание «изображения» объекта, и поэтому всякое отличие $\Delta\eta_2$ от нуля является искажением требуемого, т. е. аберрацией.

К числу коэффициентов линейного преобразования иногда относят коэффициент E_ξ , где $\xi = x/R_0$ определяется координатой x точки вылета частицы из объема источника, выражающий изменение положения перетяжки пучка частиц при изменении положения источника на оси x . Однако по отношению к координате η_2 он выступает всегда вместе с одним из других коэффициентов линейного преобразования, например, как $E_\xi A_\alpha$, что в итоге приводит для η_2 к эффектам второго порядка, здесь не рассматриваемым.

Уравнение аксиального движения заряженной частицы в рассматриваемом магнитном поле имеет вид

$$\zeta'' + v^2\zeta = 0, \quad (13)$$

где $v = \sqrt{-a_1}$. Одно из частных решений уравнения (13) найдем, исходя из условий на входной границе магнитного поля. Эти условия определяются координатой выхода частицы из источника ζ_1 и углом β_1 между проекцией траектории на плоскость xz и медианной плоскостью, а также преломлением траектории [13, 27] при прохождении частицей краевого магнитного поля.

Частное решение уравнения (13) есть

$$\zeta_1(\varphi) = (\zeta_1 + \beta_1 l_1) \cos v\varphi + (1/v) [-\zeta_1 t_1 + \beta_1 (1 - l_1 t_1)] \sin v\varphi.$$

Другое частное решение того же уравнения, определяемое условиями на выходной границе, имеет вид

$$\zeta_2(\varphi) = (\zeta_2 - \beta_2 l_2) \cos \nu (\Phi - \varphi) - (1/\nu) [\zeta_2 t_2 + \beta_2 (1 - l_2 t_2)] \sin \nu (\Phi - \varphi).$$

Линейные коэффициенты аксиального преобразования траектории частицы, найденные с помощью указанного выше приема, равны:

$$\begin{aligned} Z_\zeta &= (c_1 - t_1 s_1 / \nu) [-\nu l_2 s_2 + (1 - l_2 t_2) c_2] - \\ &\quad - (\nu s_1 + t_1 c_1) [l_2 c_2 + (1/\nu) (1 - l_2 t_2) s_2] = \\ &= (l_2 t_1 t_2 / \nu - t_1 / \nu - \nu l_2) s + [1 - l_2 (t_1 + t_2)] c; \\ B_\zeta &= (\nu s_1 + t_1 c_1) (-c_2 + t_2 s_2 / \nu) - (c_1 - t_1 s_1 / \nu) (\nu s_2 + t_2 c_2) = \\ &= (t_1 t_2 / \nu - \nu) s - (t_1 + t_2) c; \\ Z_\beta &= [l_1 c_1 + (1/\nu) (1 - l_1 t_1) s_1] [-\nu l_2 s_2 + (1 - l_2 t_2) c_2] + \\ &\quad + [-\nu l_1 s_1 + (1 - l_1 t_1) c_1] [l_2 c_2 + (1/\nu) (1 - l_2 t_2) s_2] = \\ &= [(1/\nu) (1 - l_1 t_1) (1 - l_2 t_2) - \nu l_1 l_2] s + [l_1 + l_2 - l_1 l_2 (t_1 + t_2)] c; \\ B_\beta &= [-\nu l_1 s_1 + (1 - l_1 t_1) c_1] (c_2 - t_2 s_2 / \nu) - \\ &\quad - [l_1 c_1 + (1/\nu) (1 - l_1 t_1) s_1] (\nu s_2 + t_2 c_2) = \\ &= -[\nu l_1 + (1/\nu) (1 - l_1 t_1) t_2] s + [1 - l_1 (t_1 + t_2)] c, \end{aligned}$$

где прописными греческими буквами Z и B обозначены коэффициенты линейного разложения выходных аксиальных координат ζ_2 и β_2 по принципу (7), выбранному для радиальных координат, а $s_i = \sin \nu \chi_i$, $c_i = \cos \nu \chi_i$, $i = 1, 2$, $s = \sin \nu \Phi$, $c = \cos \nu \Phi$. $\chi_1 + \chi_2 = \Phi$. Коэффициенты аксиального преобразования удовлетворяют соотношению, аналогичному соотношению (12):

$$Z_\zeta B_\beta - Z_\beta B_\zeta = 1.$$

Найденные коэффициенты линейного преобразования определяют аксиальные размеры и угловую расходимость пучка частиц в плоскости приемника магнитного дипольного элемента, параметры которого выбраны, исходя из требований к преобразованию пучка частиц в радиальном сечении, являющихся, как правило, определяющими. Однако очень часто наряду с требуемым преобразованием пучка в радиальном сечении необходима определенная трансформация пучка и в аксиальном сечении, например, для получения анастигматичного, т. е. стигматичного, поперечного сечения перетяжки пучка. Тогда для аксиальной трансформации пучка необходим определенный тип преобразования пучка.

Напомним, что в радиальном сечении рассматривался только один способ преобразования пучка в магнитном анализаторе, а именно: с квазипараллельным ходом траекторий при $\varphi = \psi_1$ как обеспечивающий наибольшую дисперсию. Поскольку аксиальное

преобразование не связано подобным условием диспергирования, здесь возможен и другой указанный выше способ обращения в нуль коэффициентов преобразования. В общем случае следует различать два варианта преобразования пучка частиц в аксиальном сечении: с четным (включая нуль) и нечетным числом пересечений траекторией частицы медианной плоскости дипольного магнита, не считая пересечений в местах расположения источника и приемника, в пределах значений вспомогательных углов χ_1 и χ_2 .

Условия и коэффициенты линейного преобразования пучка частиц в аксиальном сечении при четном числе пересечений выражаются также формулами табл. 1, но при использовании вместо радиальных характеристик ω и ψ_i аксиальных ν и χ_i , а также при изменении знака перед t_i . Так, например, условиями аксиального преобразования типа проектор являются $\sin \nu \chi_i / \cos \nu \chi_i = (1/\nu) (1/l_i - t_i)$, $i=1, 2$, а коэффициент $Z_c = -l_2 \cos \nu \chi_1 / l_1 \cos \nu \chi_2$. Аналогичной заменой находятся предельные выражения коэффициентов линейного преобразования при $l_i = 0$ и $\cos \nu \chi_i = 0$ из формул табл. 2.

Для аксиальных преобразований с нечетным числом пересечений условия и коэффициенты определяются также из табл. 1 и 2, но с дополнительной заменой s_i на $-(-1)^i c_i$ и c_i на $(-1)^i s_i$. В частном случае однородного поля $\nu = 0$ условие осуществления преобразования типа проектор переходит в $1/\chi_i + 1/l_i = t_i$ — известную формулу тонкой линзы с фокусным расстоянием $f = R_0/t_i$, впервые полученным Котте [13] и Я. Хургиным [27].

Приведенные формы условий и коэффициентов преобразования имеют наглядное графическое представление. На рис. 5 дано такое графическое представление для радиального преобразования типа проектор. Построена условная схема магнитного дипольного элемента, в которой использованы величины ωL_i , $\omega \psi_i$ и $\text{arctg}(\text{tg } \varepsilon_i / \omega)$ вместо соответствующих параметров L_i , ψ_i и ε_i магнитного дипольного элемента. В случае однородного поля ($\omega = 1$) первые совпадают с последними. Положения источника и приемника определяются условием, что три нормали, а именно: нормаль к эффективной границе в точке входа (выхода) главной траектории, нормаль к радиус-вектору при $\varphi = \psi_1$ в точке O и нормаль к главной траектории в месте расположения источника (приемника) — пересекаются в одной точке A (B). При этом $H_\eta = -OB/OA$; $A_\alpha = -OA/OB$; $H_\delta = (OC + OD)/R_0 \omega^2$, а значения $l_1 c_2 / c_1$ и $l_2 c_1 / c_2$, необходимые для определения коэффициента A_η , выражаются отрезками AE и BC .

Аналогичное построение для определения параметров и коэффициентов магнитного дипольного элемента при аксиальном преобразовании с четным числом пересечений также имеет место. Отличие состоит в том, что на условной схеме откладывается $-\text{arctg}(\text{tg } \varepsilon_1 / \nu)$. Для нечетного числа пересечений траекторий

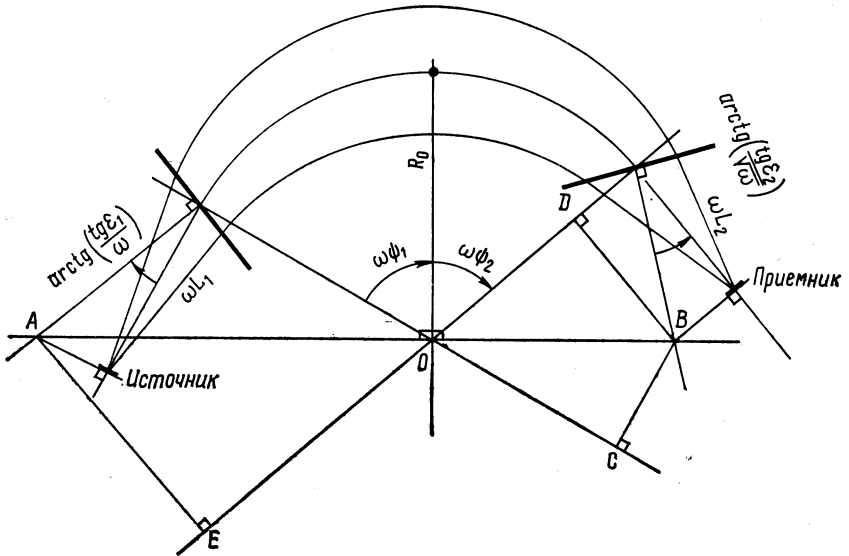


Рис. 5. Способ графического определения положений источника и приемника, а также основных коэффициентов линейного преобразования пучка заряженных частиц в радиальном сечении хроматического магнитного дипольного элемента.

Квадратами отмечены прямые углы

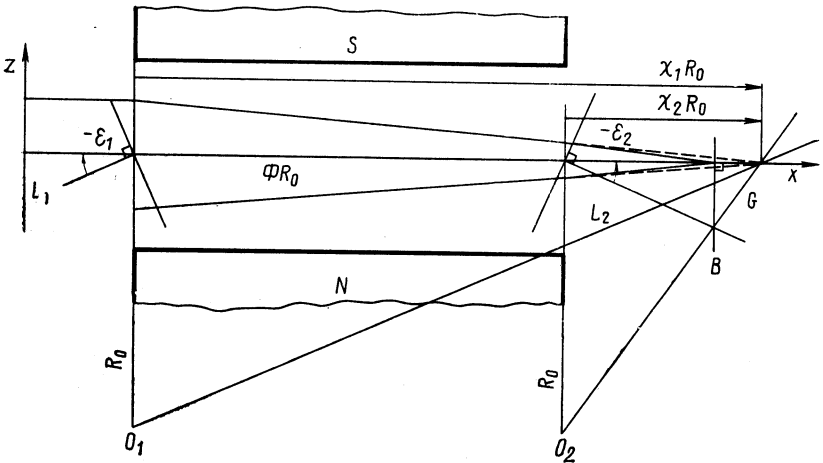


Рис. 6. Способ графического определения положения источника и приемника, а также основных коэффициентов линейного преобразования пучка заряженных частиц в аксиальном сечении магнитного дипольного элемента с однородным полем

частиц с медианной плоскостью в построении используется вместо нормали к радиус-вектору сам радиус-вектор или его продолжение.

Для однородного поля построение упрощается. На рис. 6 показан прием графического определения положения аксиальной перетяжки пучка частиц для преобразования типа зажигания стекло при нечетном числе пересечений (одном) медианной плоскости в пределах углов χ_1 и χ_2 . В построении используются величины L_2 , χ_i и $-\varepsilon_i$ вместо требуемых общим правилом νL_2 , $\nu \chi_i$ и $-\arctg(\operatorname{tg} \varepsilon_i/\nu)$. Величина $\chi_1 R_0$ (χ_1 , χ_2 и Φ в радианах) определяется точкой пересечения G главной траектории, представляемой прямой линией — осью x с прямой, проведенной параллельно входной нормали через точку O_1 , расположенную на расстоянии R_0 по нормали к главной траектории от точки входа оптической оси. Положение точки аксиальной перетяжки пучка частиц определяется условием, что нормаль к выходной границе и нормаль к оптической оси в месте перетяжки пучка пересекаются в точке B , лежащей на прямой O_2G , где O_2 — точка, находящаяся на расстоянии R_0 от точки выхода оптической оси.

Коэффициенты аксиального преобразования легко определяются с помощью отрезков, полученных при построении:

$$Z_B = -l_2 \chi_1 / \chi_2; \quad B_B = -\chi_1 / \chi_2 + l_1 \chi_2 / l_2 \chi_1 - \Phi / l_2; \quad B_C = \chi_2 / l_2 \chi_1,$$

3. ЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА КВАДРУПОЛЬНЫХ МАГНИТОВ

Квадрупольный магнит как сильнофокусирующая система получил широкую известность после работы Куранта, Ливингстона и Снайдера [28]. Действие квадрупольного магнита обычно рассматривается с помощью матричного представления. Поиск параметров квадрупольного магнита и расчет его оптического действия в таком представлении является достаточно громоздкой задачей. Поэтому не случайно то, что в литературе обсуждаются и другие приемы рассмотрения, направленные на упрощение методики расчетов квадрупольных магнитов. В частности, ряд полезных методов, облегчающих расчет оптического действия квадрупольного магнита или системы из квадрупольных магнитов, можно найти в работах [29—36]. Этот перечень работ показывает актуальность поиска более простых приемов рассмотрения действия квадрупольного магнита.

В настоящем обзоре линейная оптика квадрупольного магнита представлена по работам [37] в том же подходе, что и изложенная выше корпускулярная оптика дипольного магнита [25].

Как известно, уравнения траектории заряженной частицы в поле квадрупольного магнита с точностью до первого порядка

малых величин α , β и δ имеют вид:

$$y'' + k^2 y = 0; \quad (14)$$

$$z'' - k^2 z = 0, \quad (15)$$

где y и z — поперечные координаты траектории частицы; α и β — углы наклона траектории частицы к оптической оси квадрупольного магнита в двух взаимно перпендикулярных главных плоскостях, $k = \sqrt{eG/cmv}$, G — градиент магнитного поля. Заметим, что условия получения линейных уравнений траектории частицы не требуют малости величин y и z . Этим (14) и (15) отличаются

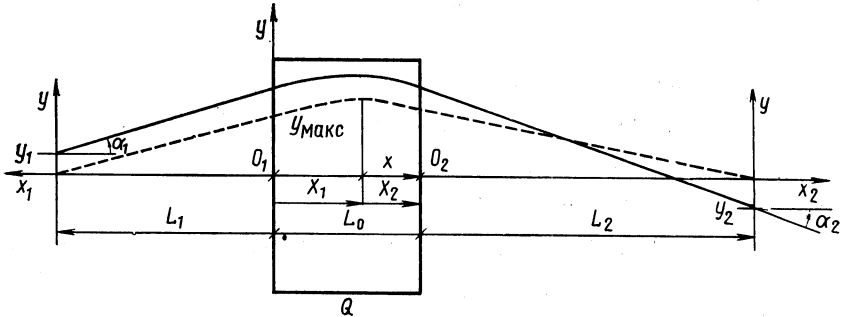


Рис. 7. Траектории заряженных частиц в собирающей плоскости магнитного квадрупольного элемента:

— — — — — траектория, характеризующая преобразование типа проектор

от линейной формы радиального уравнения траектории частицы в дипольном магните (2), где условие линеаризации уравнения требует выполнения соотношения $\rho < 1$.

Одно из частных решений уравнения траектории заряженной частицы в собирающей плоскости квадрупольного магнита (14) найдем, исходя из граничных условий на входной границе. Это решение есть

$$\eta_1(x) = (\eta_1 + \alpha_1 l_1) \cos kx + (\alpha_1/k) \sin kx, \quad (16)$$

где l_1 — расстояние от входной границы магнита до источника и η_1 — координата точки выхода частицы из источника (выражены в единицах длины L_0 квадрупольного магнита); α_1 — угол вылета частицы из источника (рис. 7), $k = kL_0$.

Приведем другое частное решение, представляющее траекторию частицы, приходящей на приемник в точку с координатой η_2 и под углом α_2 :

$$\eta_2(x) = (\eta_2 - \alpha_2 l_2) \cos k(L_0 - x) - (\alpha_2/k) \sin k(L_0 - x), \quad (17)$$

где l_2 — расстояние от выходной границы до приемника частиц.

Выразим выходные координаты частицы η_2 и α_2 через входные η_1 и α_1 , продолжив траекторию (16) траекторией (17):

$$\eta_1(X_1) = \eta_2(X_1); \quad \eta'_1(X_1) = \eta'_2(X_1), \quad (18)$$

где X_1 — произвольное значение x , и используя линейное представление выходных координат через входные:

$$\eta_2 = H_\eta \eta_1 + H_\alpha \alpha_1; \quad \alpha_2 = A_\eta \eta_1 + A_\alpha \alpha_1. \quad (19)$$

Тогда подставив (16), (17) и (19) в равенство (18) и приравняв коэффициенты при независимых переменных η_1 и α_1 левой и правой частей развернутого равенства (18), получим две системы уравнений, определяющих H_η , H_α , A_η и A_α . Решения этих систем уравнений:

$$\left. \begin{aligned} H_\eta &= c_1(-\kappa l_2 s_2 + c_2) - \kappa s_1(l_2 c_2 + s_2/\kappa) = c - \kappa l_2 s; \\ H_\alpha &= (l_1 c_1 + s_1/\kappa)(-\kappa l_2 s_2 + c_2) + (-\kappa l_1 s_1 + c_1)(l_2 c_2 + s_2/\kappa) = \\ &= (l_1 + l_2)c + (1/\kappa - \kappa l_1 l_2)s; \\ A_\eta &= -\kappa(s_1 c_2 + c_1 s_2) = -\kappa s; \\ A_\alpha &= (-\kappa l_1 s_1 + c_1)c_2 - (l_1 c_1 + s_1/\kappa)\kappa s_2 = c - \kappa l_1 s; \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

здесь $s_i = \sin kX_i$; $c_i = \cos kX_i$, $i = 1, 2$; $X_2 = L_0 - X_1$; $s = \sin \kappa$; $c = \cos \kappa$.

Детерминант матрицы преобразования (19), элементы которой выражаются формулами (20), равен единице: $H_\eta A_\alpha - A_\eta H_\alpha = 1$, что согласуется с теоремой Лиувилля.

Обращение в нуль первого, второго и т. п. коэффициентов отвечает соответственно преобразованию пучка типа зажигательное стекло, телескоп, проектор и конденсор, и накладывает определенные условия на значения параметров X_1 и X_2 , где $x = X_1$ — координата сопряжения двух частных решений (16) и (17).

Коэффициенты линейного преобразования, выраженные через параметры X_1 и $X_2 = L_0 - X_1$, для различных типов трансформации пучка заряженных частиц магнитным квадрупольным элементом представлены в табл. 3. Там же указаны условия, необходимые для осуществления заданного типа преобразования. Значения параметров заключены в следующих пределах $-\infty < l_i < \infty$, $-\pi/2 \leq kX_i < \infty$, $i = 1, 2$. Отрицательное значение X_i означает, что отсчет X_i ведется в противоположном направлении частиц направлению.

Параметры магнитного квадрупольного элемента, определяемые формулами второй строки табл. 3, легко находятся путем расчета или с помощью графиков рис. 8. При заданных значениях, например параметров магнитного квадрупольного элемента типа проектор l_1 и κ , значение l_2 находится построением ломаной линии $a'a''b''bb'$. При этом $a' = \kappa l_1$ и $a''b'' = \kappa$, а точка a откладывается

Таблица 3

Условия и коэффициенты линейного преобразования пучка заряженных частиц магнитным квадрупольным элементом в собирающей плоскости

Тип преобразования	Зажигательное стекло	Проектор	Телескоп	Конденсор
Условия преобразования	$s_1 = 0;$ $\kappa l_2 = \text{ctg } \kappa$	$\kappa l_i = \text{ctg } \kappa X_i;$ $k(X_1 + X_2) = \kappa,$ $i = 1, 2$	$c_1 = c_2 = 0$	$\kappa l_1 = \text{ctg } \kappa;$ $s_2 = 0$
H_η	0	$-\frac{s_1}{s_2} = -\frac{l_2 c_1}{l_1 c_2}$	-1	$c \left(1 - \frac{l_2}{l_1}\right)$
H_α	$\frac{1}{\kappa s} = \frac{l_2}{c}$	0	$-(l_1 + l_2)$	$\frac{1}{\kappa s} = \frac{l_1}{c}$
A_η	$-\kappa s = -\frac{c}{l_2}$	$-\kappa s$	0	$-\kappa s = -\frac{c}{l_1}$
A_α	$c \left(1 - \frac{l_1}{l_2}\right)$	$-\frac{s_2}{s_1} = -\frac{l_1 c_2}{l_2 c_1}$	-1	0

на одной из двух кривых, отмеченных символом κl_1 в зависимости от знака l_1 . Значение κl_2 дается ординатой b' точки b , отложенной на кривой, отмеченной символом κl_2 . Кривые построены по простой формуле $\kappa l_i = \text{ctg } [(-1)^i \kappa X_i]$.

Приведенная форма условий, необходимых для осуществления указанных преобразований пучка частиц, позволяет применить и другой графический метод, дающий непосредственно значения параметров l_1 и l_2 при заданных значениях k и L_0 , а также значения коэффициентов линейного преобразования (рис. 9). На рис. 9 значение l_1 с учетом знака отложено на оси x_1 . Из точки l_1 проведена прямая через точку A на оси ординат, отвечающую заданной собирающей силе квадрупольного магнита kL_0 . В точке A отложен по направлению часовой стрелки угол $l_1 AB$, равный в радианной мере значению собирающей силы kL_0 . Точка пересечения прямой BA с осью x_2 дает значение l_2 при преобразовании типа проектор. Значения линейных коэффициентов преобразования пучка частиц магнитным квадрупольным элементом также определяются из построения: $H_\eta = -l_2 A / l_1 A$; $A_\eta = -1 / AD$; $A_\alpha = l_1 A / l_2 A$.

Описанный выше прием, примененный для решения уравнения траектории частицы в рассеивающей плоскости квадрупольного магнита (15), приводит к следующим аналогичным выражениям

для коэффициентов линейного преобразования $\zeta_2 = Z_\zeta \zeta_1 + Z_\beta \beta_1$ и $\beta_2 = B_\zeta \zeta_1 + B_\beta \beta_1$:

$$\left. \begin{aligned} Z_\zeta &= c_1 (\kappa l_2 s_2 + c_2) + \kappa s_1 (l_2 c_2 + s_2 / \kappa) = c + \kappa l_2 s; \\ Z_\beta &= (l_1 c_1 + s_1 / \kappa) (\kappa l_2 s_2 + c_2) + (\kappa l_1 s_1 + c_1) (l_2 c_2 + s_2 / \kappa) = \\ &= (l_1 + l_2) c + (1 / \kappa + \kappa l_1 l_2) s; \\ B_\zeta &= \kappa (s_1 c_2 + c_1 s_2) = \kappa s; \\ B_\beta &= (\kappa l_1 s_1 + c_1) c_2 + (l_1 c_1 + s_1 / \kappa) \kappa s_2 = c + \kappa l_1 s, \end{aligned} \right\} (21)$$

где $s_i = \text{sh } kX_i$; $c_i = \text{ch } kX_i$; $i = 1, 2$; $X_1 + X_2 = L_0$; $kL_0 = \kappa$; $s = \text{sh } \kappa$; $c = \text{ch } \kappa$.

Коэффициенты преобразования (21) по форме записи идентичны коэффициентам (20), но существенно отличаются от них тем, что

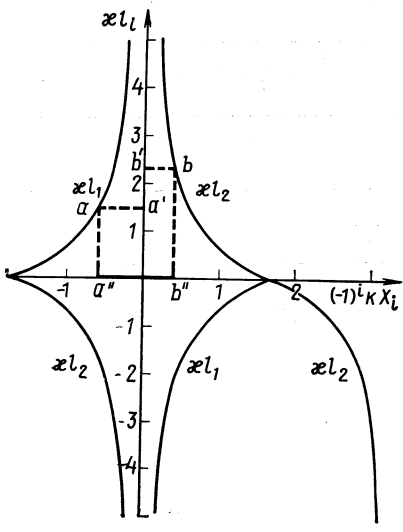
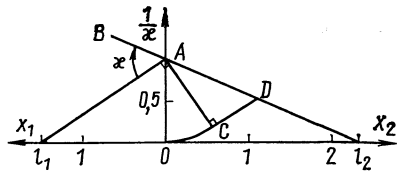


Рис. 8. Первый способ графического определения параметров l_1 , l_2 и κ магнитного квадрупольного элемента в собирающей плоскости

Рис. 9. Второй способ графического определения параметров l_1 , l_2 и κ и коэффициентов линейного преобразования пучка заряженных частиц в собирающей плоскости магнитного квадрупольного элемента



выражаются через гиперболические, а не круговые функции. Поэтому возможности обращения в нули коэффициентов (21), необходимые для осуществления определенного преобразования, ограничены. В частности, преобразование типа телескоп невозможно.

Условия и коэффициенты преобразования пучка заряженных частиц в рассеивающей плоскости квадрупольного магнита для преобразования типа квазизажигательное стекло, квазипроектор и квазиконденсор даны также в табл. 3, но с заменой круговых функций на гиперболические и с изменением знака перед гиперболической функцией в условиях осуществления преобразований.

В случае $\kappa |l_i| < 1$ при преобразовании типа квазипроектор дополнительно следует использовать: $\kappa l_i = -\text{th } \kappa X_i$; $Z_\zeta = 1/V_\beta = c_1/c_2 = l_2 s_1 / l_1 s_2$.

Для поиска параметров магнитного квадрупольного элемента в рассеивающей плоскости служат графики рис. 10, на котором приведены значения κl_i в зависимости от κX_i , построенные с помощью соотношений $\kappa l_i = \text{th} [-(-1)^i \kappa X_i]$ и $\kappa l_i = \text{cth} [-(-1)^i \kappa X_i]$. Метод определения параметров магнитного квадрупольного элемента в рассеивающей плоскости повторяет аналогичный способ для собирающей плоскости.

Таким образом, систематизация преобразований, производимых магнитными дипольным и квадрупольным элементами, а также введение новых параметров — слагаемых полного угла отклонения главной частицы в дипольном магните и слагаемых полной длины квадрупольного магнита, определяемых входными и выходными параметрами магнитного дипольного или квадрупольного элементов в новом подходе к рассмотрению их действия — позволили упростить форму коэффициентов линейного преобразования траекторий частиц в магнитных

элементах, систематизировать и упорядочить весь набор коэффициентов. Так, полная система коэффициентов линейного преобразования поперечных координат траектории частицы и углов наклона, включающая в себя 24 коэффициента радиального движения и 16 коэффициентов аксиального движения в магнитном дипольном элементе, а также 32 коэффициента, характеризующих собирающее и рассеивающее действия магнитного квадрупольного элемента, дается, по существу, одной табл. 1. (Заметим, что табл. 3 является частным случаем табл. 1, отвечающим $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0^\circ$).

Аналогичным образом выражаются коэффициенты продольного преобразования координат траектории частицы, изокви-дистантность траекторий и максимальные отклонения траекторий частиц в магнитных дипольном и квадрупольном элементах, которые, однако, здесь не рассматриваются.

При изложении вопросов корпускулярной оптики магнитных дипольных и квадрупольных элементов мы не рассматривали вза-

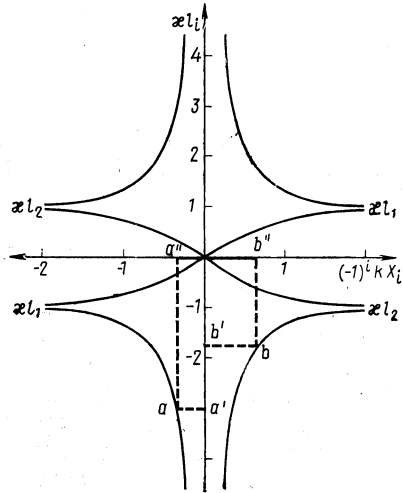


Рис. 10. Первый способ графического определения параметров l_1 , l_2 и κ магнитного квадрупольного элемента в рассеивающей плоскости

взаимодействия заряженных частиц между собой, а также с атомами остаточного газа, краями диафрагм и т. п. Во многих случаях применения магнитных анализаторов в ядерной физике эти вопросы несущественны из-за малой интенсивности, большого импульса анализируемых частиц, достаточно высокого вакуума и т. п. В масс-сепараторах, например, взаимодействие сепарируемых ионов между собой в интенсивных пучках в значительной мере исключается благодаря нейтрализации объемного заряда пучка электронами, образующимися в результате ионизации атомов остаточного газа.

4. ОБ ОБЩЕЙ ЗАКОНОМЕРНОСТИ, ОПРЕДЕЛЯЮЩЕЙ ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНЫХ АНАЛИЗАТОРОВ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

В спектрометрии заряженных частиц широко используются, как отмечалось выше, магнитные анализаторы самых различных типов, имеющие существенно различные характеристики. Эти характеристики зависят от многих параметров магнитного анализатора, что в значительной мере затрудняет выявление основных факторов, которые определяют качество магнитного анализатора. К числу главных характеристик магнитного анализатора, как уже отмечалось, следует отнести его разрешающую способность и аксептанс, выявление зависимости которых от основных параметров магнитного анализатора представляется интересным.

Первым, кто обратил внимание на простую связь между дисперсией и площадью радиального сечения пучка в магнитном анализаторе, был Брук [38]. Позднее аналогичное соотношение было получено независимо автором настоящего обзора [39] для магнитных анализаторов с аксиально-симметричным неоднородным полем и анализаторов с разрезанными полюсами. Еще позднее по этому вопросу была опубликована работа [40], автору которой из беседы с автором работы [39] были известны результаты последней. В данном обзоре эта общая закономерность, определяющая основные характеристики магнитных анализаторов самых различных типов, изложена на основе работы [41].

В рассмотрении используется площадь радиального сечения пучка частиц в поле дипольного магнита, ограниченная краевыми траекториями, характерными для данного типа преобразования пучка основных ($\delta = 0$) частиц, входной и выходной границами дипольного магнита, которая с точностью до первого порядка малых величин определяется соотношением

$$\Sigma = R_0^2 \left[\int_0^{\psi_1} (\rho_{1\text{макс}} - \rho_{1\text{мин}}) d\varphi + \int_{\psi_1}^{\Phi} (\rho_{2\text{макс}} - \rho_{2\text{мин}}) d\varphi \right].$$

На рис. 3 эта площадь заштрихована. Для преобразования типа зажигательное стекло показана также полная площадь радиального сечения пучка частиц, которая несущественно отличается от заштрихованной.

Например, в магнитном дипольном элементе с преобразованием типа зажигательное стекло эта площадь, согласно равенствам (4) и (6) и условиям: $\Delta\eta_1 \gg \Delta\alpha_1 l_1$, $H_\eta = 0$, $\delta = 0$, получается равной

$$\Sigma = R_0 (s_1 + s_2) \Delta y_1 / \omega c_1,$$

где $\Delta y_1 = y_{1\text{ макс}} - y_{1\text{ мин}}$ — используемая радиальная ширина источника и учтено, что $\Delta\alpha_2 = A_\eta \Delta\eta_1 = -c_2 \Delta y_1 / l_2 c_1 R_0$. Предельная разрешающая способность магнитного анализатора в этом случае, т. е. разрешающая способность, получающаяся после исключения aberrаций второго и более высоких порядков, равняется

$$R_m = H_\delta / H_\alpha (\alpha_{1\text{ макс}} - \alpha_{1\text{ мин}}) = (s_1 + s_2) / \omega c_1 \Delta\alpha_1.$$

Из сопоставления двух последних соотношений следует

$$R_m \Delta y_1 \Delta\alpha_1 = R_m A_r = \Sigma / R_0. \quad (22)$$

Величина $A_r = \Delta y_1 \Delta\alpha_1$ есть радиальный аксептанс магнитного анализатора, равный используемому эмиттансу, или светимости, источника.

Соотношение (22) получается тем же способом и для магнитного дипольного элемента с преобразованием типа проектор, если учесть, что анализатор этого типа применяется при условии $\Delta\alpha_1 l_1 \gg \Delta\eta_1$.

Магнитные дипольные элементы типа телескоп и конденсор обеспечивают угловое, а не линейное разделение пучков частиц с разными значениями δ . Эту угловую разрешающую способность, определяемую отношением $A_\delta / |A_\alpha| \Delta\alpha_1$ для телескопа и $A_\delta / |A_\eta| \Delta\eta_1$ для конденсора, можно преобразовать в эквивалентное пространственное разделение частиц с помощью фокусирующего и даже бездисперсионного элемента, который фокусируя частицы, преобразует угловое расхождение частиц разного вида в линейное. Поэтому, например, для магнитного анализатора типа конденсор $R_m = R_0 (s_1 + s_2) l_1 / \omega c_1 \Delta y_1$, $\Sigma / R_0 = R_0 (s_1 + s_2) l_1 \Delta\alpha_1 / \omega c_1$, и соотношение (22) выполняется.

Уравнение (22) справедливо также для анализаторов, состоящих из нескольких дипольных магнитов и других корпускулярно-оптических элементов. В качестве иллюстрации рассмотрим анализатор, составленный из магнитного квадрупольного элемента типа конденсор ($A_{\alpha 1} = 0$), магнитного дипольного элемента типа телескоп ($A_{\eta 2} = 0$) и снова квадрупольного элемента, но уже типа зажигательное стекло ($H_{\eta 3} = 0$). Здесь и ниже второй индекс

при символах обозначает порядковый номер элемента в составном анализаторе.

Площадь радиального сечения пучка в дипольном магните, характеризующего преобразование типа телескоп, $\Sigma = R_0 (s_1 + s_2) \Delta y_{12} / \omega c_1 = R_0 (s_1 + s_2) H_{\alpha 1} \Delta \alpha_{11} / \omega c_{\lambda}$. Но

$$\Delta \eta_{23} = H_{\alpha 3} \Delta \alpha_{22} = H_{\alpha 3} (A_{\alpha 2} \Delta \alpha_{12} + A_{\delta 2} \delta) = H_{\alpha 3} A_{\alpha 2} A_{\eta 1} + H_{\alpha 3} A_{\delta 2} \delta$$

и, следовательно, для анализатора в целом $H_{\eta} = H_{\alpha 3} A_{\alpha 2} A_{\eta 1}$ и $H_{\delta} = H_{\alpha 3} A_{\delta 2}$. Отсюда $R_m = H_{\delta} / |H_{\eta}| \Delta \eta_{11} = R_0 A_{\delta 2} / |A_{\alpha 2} A_{\eta 1}| \Delta y_{11}$. В итоге $R_m \Delta y_{11} \Delta \alpha_{11} = R_m R_r = \Sigma / R_0$, так как для конденсора $A_{\eta 1} = -1 / H_{\alpha 1}$ (см. табл. 3) и для телескопа $A_{\delta 2} = (s_1 + s_2) / \omega c_2$, $A_{\alpha 2} = c_1 / c_2$ (см. табл. 1).

В итоге $R_m \Delta y_{11} \Delta \alpha_{11} = R_m A_r = \Sigma / R_0$.

Заметим, что площадь радиального сечения пучка в поле дипольного магнита берется с учетом знака решений (4) и (6), и знак площади меняется на обратный после радиальной перетяжки пучка.

Площадь сечения пучка в поле квадрупольного магнита, даже если его рассматривать как дипольный магнит с равной нулю однородной составляющей поля и отличной от нуля линейной составляющей, не учитывается, поскольку в этом случае $R_0 = \infty$.

Из соотношения (22) следует, что достижимая разрешающая способность магнитного анализатора и его аксептанс, независимо от варианта преобразования пучка частиц, от конкретных параметров магнитного поля и параметров дипольного элемента, определяются отношением площади полюсов магнита к радиусу кривизны его оптической оси. Поэтому необоснованы иногда встречающиеся утверждения о том, что тот или иной магнитный анализатор имеет существенно более высокую разрешающую способность и больший аксептанс, обусловленные спецификой выбранной схемы линейного преобразования пучка частиц, при равных с другими спектрометрами размерах.

Одним из таких утверждений является заключение, сделанное в работе [42], о возможности магнитного анализатора с существенно меньшей шириной секторной дорожки по сравнению с обычно используемой, но с тем же аксептансом и якобы с той же разрешающей способностью. Автор [42] не учитывает влияния введенных в анализатор фокусирующих линз (хотя и бездисперсионных) на разрешающую способность анализатора в целом. Примеры конкретного рассмотрения влияния квадрупольных магнитных линз на дисперсию дипольного магнита можно найти в работе [43].

Соотношение (22) позволяет понять и обобщить главные тенденции улучшения магнитных анализаторов. В частности, можно видеть, что одна из возможностей повышения разрешающей способности магнитного анализатора — подобное увеличение его размеров. В этом случае площадь радиального сечения пучка растет

как R_0^2 и отношение Σ/R_0 увеличивается пропорционально R_0 . На других следствиях из соотношения (22) остановимся ниже.

Автор работы [42] величину $R_m A_r A_z$, где A_z — азимутальный аксептанс, предлагает называть показателем качества (Gütezfifer) магнитного анализатора. Как следует из вышеизложенного, этот показатель в своей основной части $R_m A_r$ определяется количественными параметрами анализатора — площадью полюсов дипольного магнита и радиусом кривизны его оптической оси.

Для оценки качества линейной схемы магнитного анализатора можно использовать параметр $H_\delta/H_\eta l$, примененный в работах [39, 44—46]. Этот параметр выражает дисперсию магнитного анализатора, отнесенную одновременно к двум основным ухудшающим разрешающую способность факторам: к коэффициенту H_η , определяющему ширину пучка частиц на приемнике анализатора, и к длине l пролетного расстояния от источника до приемника. Этот параметр, который можно назвать дважды относительной (удельной), или для упрощения терминологии относительной дисперсией, характеризует разрешающую способность различных магнитных анализаторов по отношению к одному и тому же источнику частиц и меру устойчивости этой разрешающей способности по отношению к различным возмущающим факторам, таким, как рассеяние анализируемых частиц на молекулах остаточного газа, электростатическое расталкивание частиц, искажение траекторий движения частиц из-за неточностей топографии магнитного поля и т. п.

5. ТИПЫ МАГНИТНЫХ АНАЛИЗАТОРОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ИСПОЛЪЗУЕМЫХ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Применение методов магнитного анализа в ядерной физике было начато уже в первые годы ее становления в опытах, предпринятых во многих лабораториях в конце XIX в. по установлению природы испускаемых радиоактивными веществами излучений, названных позже α -, β - и γ -лучами.

Магнитные анализаторы с полукруговой фокусировкой. Анализирующие свойства наиболее простого по топографии однородного магнитного поля реализованы Резерфордом и Робинсоном [47] в полукруговом спектрографе, принцип действия которого был известен из опытов Классена [48] по определению отношения заряда к массе для электрона. Как известно, полукруговой магнитный анализатор характеризуется параметрами: $\Phi = 180^\circ$, $a_1 = 0$, $l_1 = l_2 = 0$, и его радиальные коэффициенты линейного преобразования $H_\eta = -1$, $H_\alpha = 0$, $H_\delta = 2$ определяются по табл. 2. Аксиальная фокусировка в полукруговом анализаторе отсутствует, что является существенным недостатком анализатора,

снижающим его акцептанс, при анализе изотропно эмиттирующих частиц. Другой недостаток полукругового анализатора — необходимость размещать в межполюсном зазоре источник и приемник частиц. К достоинствам анализаторов этого типа относятся: простота формирования и точного измерения однородного магнитного поля, отсутствие входной и выходной границ.

Демпстер [49] первый использовал полукруговой масс-спектрометр для определения изотопного состава ряда легких элементов. В работах [50] описано применение полукругового спектрографа для измерения первых спектров α -частиц.

Широкое применение полукруговой магнитный анализатор нашел как сепаратор изотопов. В начале 1940 г. в США была построена целая серия сепараторов изотопов, разработанных под руководством Лоуренса в циклотронной лаборатории Калифорнийского университета и поэтому названных калютронами (Calutron) [51]. Сначала калютроны использовались для выделения килограммовых количеств ^{235}U , а позднее для осуществления широкой программы получения обогащенных стабильных и радиоактивных изотопов.

Основная отличительная особенность калютронов — это достаточно большая дисперсия по массам, определяемая достаточно большим радиусом кривизны оптической оси калютронов: $R_0 H_{\Delta m/m_0} = 1,22$ см на 1% изменения массы при $R_0 = 122$ см. Заметим, что для магнитного анализатора, работающего в режиме сепаратора изотопов, коэффициент дисперсии по массе $H_{\Delta m/m_0} = 0,5H_\delta = 1$, поскольку сепарируемые ионы имеют одинаковую энергию, определяемую одной и той же ускоряющей разностью потенциалов, и, следовательно, тем меньшую скорость, чем больше масса:

$$H_{\Delta m/m_0} = H_\delta (\Delta m/m_0 - \Delta m/2m_0)/(\Delta m/m_0) = H_\delta/2 = 1,$$

так как $\Delta m/m_0 + 2\Delta v/v_0 = 0$.

Другая особенность калютронов — большая величина используемой светимости источника ионов, позволяющая отбирать из источника ток до 100 мА, и размещение нескольких ионных источников в одном общем зазоре электромагнита в целях более эффективного использования последнего. При этом один полукруговой пучок пересекает два других, расположенных рядом.

Аналогичные полукруговые сепараторы для обогащения изотопов созданы в СССР [52]. Наибольший радиус кривизны оптической оси сепараторов равен 162,5 см, угловой раствор ионного пучка составляет 25—30°.

Фонды обогащенных изотопов как в США, так и в СССР содержат примерно по 250 изотопов пятидесяти элементов [51, 52], которые широко используются в различных научных исследова-

ниях. По данным работы [51], в 1972 г. более 60 % экспериментальных работ, опубликованных в журнале «Nuclear Physics», были выполнены с использованием обогащенных электромагнитным методом изотопов. В качестве примера укажем на работу [53], в которой при исследовании новых возможностей синтеза сверхтяжелых элементов применялись ускоренные ионы обогащенного изотопа ^{48}Ca (природное содержание всего 0,18 %) и мишени, одной из которых был обогащенный до 99,80 % изотоп ^{234}Pb (природное содержание 1,4 %).

Для уменьшения собственного фона анализируемых частиц полукруговые анализаторы иногда используют двукратно или трехкратно, отклоняя пучок в одну сторону соответственно на угол 2λ или 3λ . Дисперсия анализатора H_0 при этом равна 2, 0, 2 соответственно после первого, второго, третьего полуоборотов. Это легко видеть из соотношения (22), если учесть, что знак дополняемой площади поперечного сечения пучка меняется после каждой перетяжки пучка.

Первый β -спектрометр с трехкратной фокусировкой в однородном поле описан в работе Б. С. Джелеева и др. [54]. В перетяжках пучка после первого и третьего полуоборотов расположены счетчики частиц, включенные в схему совпадений и размещенные на спиральной траектории β -частиц с шагом вдоль магнитных силовых линий.

Сепаратор изотопов с аналогичным вариантом трехкратной фокусировки описан в [55].

Известен также масс-спектрометр с двукратной полукруговой фокусировкой на одном обороте пучка [56].

Секторные магнитные анализаторы с однородным полем. Магнитными анализаторами секторного типа называют анализаторы с вынесенными за пределы магнитного поля источником и приемником, т. е. с $l_1 \neq 0$, $l_2 \neq 0$ и углом Φ , меньшим угла до первой перетяжки пучка в заданном магнитном поле. Удобство анализаторов указанного типа заключается в возможности располагать источник и приемник вне узкого межполюсного зазора. Однако при этом возникает необходимость учета влияния сложного краевого поля на движение заряженных частиц в анализаторе.

Иногда полагают, что анализаторы секторного типа имеют дипольные магниты существенно меньших размеров по сравнению с полукруговыми анализаторами с теми же оптическими характеристиками. Легко видеть, что это суждение не совсем точно, ибо при одинаковых R_0 дипольный магнит при меньшей длине должен иметь большую ширину, если секторный и полукруговой анализаторы обеспечивают один и тот же угол захвата $\Delta\alpha_1$. Различие в площадях полюсов определяется только различием в величине нерабочих зон дипольного магнита, которые несколько больше в полукруговом варианте.

Секторный магнитный анализатор с однородным полем в наиболее простом варианте нормального входа и выхода пучка ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0^\circ$) был осуществлен Бейнбриджем и Иорданом как часть более сложного спектрографа с двойной фокусировкой по углу и скорости [57]. Другим примером анализатора этого типа может служить масс-спектрометр Нира [58], параметры которого: $a_1 = 0$; $\Phi = 60^\circ$; $l_1 = l_2 = 1,73$; $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0^\circ$; $R_0 = 12,5$ см. Симметричный вариант рассматриваемого анализатора обеспечивает те же основные оптические характеристики $H_\alpha = 0$, $H_\eta = -1$, $H_{\Delta m/m_0} = 1$, что и полукруговой анализатор, однако он имеет меньшую относительную дисперсию. Например, для масс-спектрометра Нира относительная дисперсия равна $D_{\text{отн}} = 0,22$, тогда как для калютрона этот параметр составляет 0,32.

Магнитный анализатор секторного типа с однородным полем и нормальным входом и выходом пучка не обладает аксиальной фокусировкой. Этот недостаток исключается в анализаторах с наклонными входной и выходной границами. Аксиальное преобразование траекторий частиц краевым полем дипольного магнита используется как для увеличения светосилы анализатора, так и для получения стигматического сечения пучка на приемнике. Возможность аксиальной краевой фокусировки пучка частиц впервые показана в [13, 27]. Более детально вопросы двойной пространственной фокусировки в анализаторах с однородным полем рассмотрены в работе Камака [18] и в более общем виде в работе Кросса [19].

Первым магнитным анализатором с однородным полем, в котором была осуществлена двойная пространственная фокусировка, был спектрометр Ловати и Тирена [59], предназначенный для анализа заряженных частиц, испускаемых в ядерных реакциях. Для выбора параметров и вычисления коэффициентов анализатора в [59] использовались довольно сложные формулы Картана [23]. Например, условия двойного преобразования типа проектор имели вид:

$$H_\alpha = \frac{\cos^2 \varepsilon_1 \cos^2 \varepsilon_2 - [l_1 \sin \Omega - \cos(\Phi - \varepsilon_2) \cos \varepsilon_1] [l_2 \sin \Omega - \cos(\Phi - \varepsilon_1) \cos \varepsilon_2]}{\cos \varepsilon_1 \cos \varepsilon_2 \sin \Omega} = 0;$$

$$Z_\beta = \Phi + l_1(1 - \Phi \operatorname{tg} \varepsilon_1) + l_2(1 - \Phi \operatorname{tg} \varepsilon_2) - \\ - l_1 l_2 [\operatorname{tg} \varepsilon_1 + (1 - \Phi \operatorname{tg} \varepsilon_1) \operatorname{tg} \varepsilon_2] = 0,$$

где $\Omega = \Phi - \varepsilon_1 - \varepsilon_2$, что значительно более громоздко, чем получаемые из формул табл. 1 соотношения

$$\operatorname{arctg}(\operatorname{tg} \varepsilon_1 + 1/l_1) + \operatorname{arctg}(\operatorname{tg} \varepsilon_2 + 1/l_2) = \\ = 1/(\operatorname{tg} \varepsilon_1 - 1/l_1) + 1/(\operatorname{tg} \varepsilon_2 - 1/l_2) = \Phi.$$

После рассмотрения различных вариантов спектрометра, потребовавшего трудоемких вычислений, авторы [59] выбрали следующую

шие параметры магнитного анализатора: $R_0 = 94$ см; $\Phi = 90^\circ$; $l_1 = l_2 = 1$; $\varepsilon_1 = 55^\circ 5'$ и $\varepsilon_2 = -30^\circ 7'$, обеспечивающие $H_\eta = -0,41$; $H_\delta = 1,40$; $Z_\zeta = 3,50$. Относительная дисперсия спектрометра $D_{\text{отн}} = 0,96$, что больше аналогичной величины для полукругового анализатора (0,64).

Схема линейного преобразования пучка в первом магнитном спектрометре оказалась достаточно оптимальной. Действительно, положительный наклон входной границы производит аксиальную фокусировку пучка, увеличивая тем самым аксиальный аксептанс спектрометра. Этим же наклоном ослабляется радиальная фокусировка пучка, что приводит к большей расходимости пучка в радиальном его сечении и к большей площади, определяющей величину $R_m A_r$. Отрицательный наклон выходной границы усиливает радиальную сходимость пучка частиц, уменьшая таким образом l_2 и в целом расстояние пролета частиц от источника до приемника.

Заметим, что аналогичная схема преобразования пучка применяется в наиболее совершенных магнитных анализаторах заряженных частиц [60, 61].

Несколько иная схема линейного преобразования пучка частиц используется в магнитных анализаторах масс-сепараторов. В масс-сепараторах обычно применяется параллельный в аксиальном сечении начальный пучок, поэтому аксиальной фокусировки на входной границе не требуется. Необходимая стигматичность пучка на приемнике масс-сепаратора достигается аксиальной фокусировкой на выходной границе. Положительный наклон выходной границы при этом увеличивает дисперсию масс-сепаратора, имеющую в масс-сепараторах самостоятельное значение. По такой схеме построены, например, масс-сепараторы, описанные в [62—64]. В частности, параметры магнитного анализатора масс-сепаратора из [62] составляют: $R_0 = 70$ см; $l_1 = 1,86$; $l_2 = 1,16$; $\varepsilon_1 = 0^\circ$; $\varepsilon_2 = 45^\circ$; $H_\alpha = Z_\zeta = 0$; $H_\eta = -1,15$; $H_{\Delta m/m_0} = 1,66$; $Z_\beta = 1,16$; $D_{\text{отн}} = 0,32$. Этот масс-сепаратор обеспечивает разрешающую способность $R = 2300$ с источником ионов с поверхностной ионизацией и $R = 500$ с источником газоразрядного типа [65] при угловой расходимости пучка $\Delta\alpha_1 = 7^\circ$. Масс-сепаратор с описанной выше ионно-оптической схемой был построен в двух вариантах: как сепаратор продуктов ядерных реакций на пучке циклотрона тяжелых ионов [65] и как сепаратор радиоактивных нуклидов, используемый вне пучка частиц [66].

Примеры рассмотрения других типов преобразования пучка — зажигательное стекло и конденсор в радиальном и аксиальном сечениях пучка с помощью дипольного магнита с однородным полем и наклонными границами — можно найти в работе [67], описывающей систему снижения, коммутации и монохроматизации пучка ионов циклотрона У-400.

Важным вопросом для секторных анализаторов является учет влияния краевого поля дипольного магнита на движение заряженных частиц, проявляющегося уже в линейном приближении. В частности, краевое поле ответственно за аксиальное преломление траекторий частиц, и оно сказывается на фактическом значении угла Φ , от которого зависят коэффициенты линейного преобразования.

Проявление краевого поля в радиальном действии на частицы учитывалось в первом приближении уже в работе [58] путем введения так называемых эффективных границ магнита вместо реальных. В последующем влияние краевого поля дипольного магнита рассматривалось неоднократно [21, 68—78].

При рассмотрении аксиального движения в линейном приближении иногда учитывают небольшое изменение фокусирующей силы аксиальной линзы краевого поля, вызванное конечной шириной области спада поля на границе. Следуя работе [70], измененное фокусное расстояние аксиальной линзы краевого поля должно быть равно $F = R_0 / \left[\operatorname{tg} \varepsilon - \frac{c(1 + \sin^2 \varepsilon)}{6R_0 \cos^3 \varepsilon} \right]$, где c — ширина области краевого поля c в линейной аппроксимации вместо $F = R_0 / \operatorname{tg} \varepsilon$, следующего из работ [13, 27], не учитывающих протяженность краевого поля. Однако рассмотрение [78] показывает, что условное фокусное расстояние линзы краевого поля, определяющее положение перетяжки пучка в аксиальном сечении, имеет более сложное выражение:

$$F = R_0 / \left\{ \operatorname{tg} \varepsilon - \frac{c(1 + \sin^2 \varepsilon)}{R_0 \cos^3 \varepsilon} \left[0,20 - 0,49 \left(\frac{\zeta}{c} \right)^2 - 0,32 \left(\frac{\zeta}{c} \right)^4 - \dots \right] \right\}. \quad (23)$$

Из (23) следует, что для частиц, проходящих краевое поле вдали от медианной плоскости, например при $\zeta = 0,6c$, условное фокусное расстояние становится равным, а при больших ζ — даже меньшим фокусного расстояния $F = R_0 / \operatorname{tg} \varepsilon$, полученного без учета протяженности краевого поля. Это обстоятельство необходимо иметь в виду при точном расчете аксиального действия дипольного магнита.

В работе [78] использовано новое определение эффективной границы реального поля дипольного магнита, которое не требует, например, в отличие от определения в [76], введения каких-либо специальных допущений о характере изменения поля вблизи края магнита, достаточно сложных в случае неоднородного основного поля. Положение эффективной границы дается соотношением

$$\Phi_{\text{гр}}(\rho) = \Phi_{\text{II}}(\rho) - \int_{\Phi_{\text{I}}(\rho)}^{\Phi_{\text{II}}(\rho)} \frac{B_z(\rho, \varphi, 0)}{(1 + a_1 \rho) B_0} d\varphi, \quad (24)$$

где $\Phi_{\text{тр}}(\rho)$ — уравнение эффективной границы в цилиндрической системе координат, данной на рис. 2; $B_z(\rho, \varphi, 0)$ — реальное поле дипольного магнита при $z = 0$; $\Phi_I(\rho)$ и $\Phi_{II}(\rho)$ — начальная и конечная угловые координаты области краевого поля, определяемые условиями: $\Phi_I(\rho) = 0$ и $\Phi_{II}(\rho) = (1 + a_{1\rho})B_0$.

Магнитные анализаторы с радиально-неоднородным аксиально-симметричным полем. Другая возможность аксиальной фокусировки заряженных частиц в анализаторах появляется в результате применения спадающего с ростом радиальной координаты магнитного поля.

Особенность такого поля заключается еще и в том, что радиальная фокусировка частиц оказывается ослабленной по сравнению с радиальной фокусировкой однородным полем (и тем более, чем сильнее аксиальная фокусировка), и это приводит в силу действия соотношения (22) к усилению анализирующей способности поля. Связь между появлением аксиально-фокусирующего компонента поля и ослаблением радиально-фокусирующего следует из уравнений Максвелла $\text{rot } \mathbf{V} = 0$ и $\text{div } \mathbf{V} = 0$, справедливых для межполюсного зазора при всегда выполняющемся условии, что ток анализируемых частиц пренебрежимо мал по сравнению с током обмоток возбуждения электромагнита.

Магнитный спектрометр с $\Phi = \pi\sqrt{2}$. Идея применить радиально-неоднородное магнитное поле для обеспечения двойной пространственной фокусировки частиц высказана Свартхольмом и Зигбаном [79] на основе известных результатов теории бетатронных колебаний [80]. Показано, что магнитное поле с показателем $a_1 = -0,5$ обеспечивает преобразование пучка типа проектор одновременно в радиальном и аксиальном сечениях при $\Phi = \pi\sqrt{2} = 254,56^\circ$ ($H_\alpha = Z_\beta = 0$). Основные коэффициенты линейного преобразования пучка частиц в таком спектрометре $H_\eta = Z_\xi = -1$ и $H_\delta = 2/\omega^2 = 4$ (см. табл. 2). В два раза большая дисперсия спектрометра по сравнению с полукруговым спектрометром объясняется в два раза большей площадью радиального сечения пучка в магнитном поле такого анализатора при заданном $\Delta\alpha_1$ вследствие в $\sqrt{2}$ раза больших протяженности и ширины пучка. Относительная дисперсия спектрометра с $\Phi = \pi\sqrt{2}$ равна 0,90, т. е. в $\sqrt{2}$ раза больше, чем у полукругового анализатора.

Первыми β -спектрометрами, построенными по этому принципу, были спектрометры, описанные в [81—83]. Первый α -спектрометр указанного типа описан в [84].

Масс-сепаратор, близкий к анализатору с $\Phi = \pi\sqrt{2}$, построен Л. А. Арцимовичем с сотрудниками [85]. В масс-сепараторе используется магнитное поле с углом радиальной фокусировки $\Phi = 225^\circ$, несколько меньшим $\pi\sqrt{2}$ из-за необходимости разместить

в пределах одного оборота пучка частиц источник ионов и приемник разделенных изотопов. Угол фокусировки обеспечивается показателем поля $a_1 = (180^\circ/225^\circ)^2 - 1 = -0,36$. Этот масс-сепаратор по значениям дисперсии и относительной дисперсии занимает промежуточное положение между калютроном и сепаратором с $\Phi = \pi\sqrt{2}$: $H_{\Delta m/m_0} = 1/\omega^2 = 1,5$ и $D_{\text{отн}} = 0,40$.

Секторные магнитные анализаторы с неоднородным полем. Условия преобразования пучка частиц секторным анализатором с неоднородным магнитным полем были впервые рассмотрены для некоторых частных случаев в работах [86—88] и в наиболее общем виде в [89].

В работе [90] описан спектрометр протонов, дейтонов и α -частиц с $\Phi = 180^\circ$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0^\circ$ и $a_1 = -0,5$, для которого при $l_1 = 1,15$ и $l_2 = 0,35$ выполнено двойное преобразование типа проектор. Спектрометр имеет $H_\eta = Z_\zeta = -0,8$; $H_\delta = 3,60$ и $D_{\text{отн}} = 0,94$. Отметим, что магнитное поле с показателем $a_1 = -0,5$ обладает в одинаковой мере фокусирующей силой в радиальном и аксиальном сечениях ($\omega = \nu = \sqrt{0,5}$). Поэтому при отсутствии действия краевого поля границ магнита ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0^\circ$) для частиц, выходящих из точечного источника, с точкой радиальной перетяжки пучка всегда будет совпадать точка аксиальной. Для симметричного варианта $l_1 = l_2 = \sqrt{2} \text{ctg}(\Phi/2\sqrt{2})$ и $H_\delta = 2/\omega^2 = 4$.

Масс-спектрометр секторного типа с сильно неоднородным полем $a_1 = -8/9$ построен Н. Е. Алексеевским и др. [91]. Параметры масс-спектрометра: $\Phi = 180^\circ$; $l_1 = l_2 = 5,2$; $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0^\circ$. Как подчеркивают авторы [91], дисперсия спектрометра превышает в девять раз дисперсию аналогичного прибора с однородным полем. Заметим, что относительная дисперсия такого прибора $D_{\text{отн}} = 0,775$ только в 2,4 раза больше значения этого параметра для полукругового анализатора.

Предельным вариантом анализаторов с сильно неоднородным полем являются спектрометры с полем типа $B_z \sim 1/r$, для которых показатель поля $a_1 = -1$. В таком поле полностью отсутствует радиальное преобразование траекторий частиц, поэтому радиальная фокусировка пучка осуществляется в результате применения границ дипольного магнита с отрицательным наклоном. Это дает возможность строить магнитные анализаторы с произвольно большим углом отклонения частиц без промежуточных перетяжек пучка, т. е. с произвольно большой положительной площадью радиального сечения пучка в магнитном поле.

Корпускулярно-оптическое действие анализатора с $a_1 = -1$ легко определить с помощью указанных выше приемов графического построения, которые упрощаются в этом случае. Условия преобразования пучка частиц, например типа проектор, в ради-

альном сечении имеют простой вид: $l_i = -\text{ctg } \varepsilon_i$. Аксиальное построение легко осуществляется в силу $\nu = 1$.

Как сообщается в [4], Бендер и Бейнбридж были первыми, предложившими использовать такое магнитное поле и построившими β -спектрометр с полем указанного типа. Свойства анализаторов с $a_1 = -1$ детально проанализированы в работах [92—94] и в некоторых других.

В [95] описан масс-сепаратор с полем рассматриваемого типа. Его параметры: $\Phi = 114,6^\circ$; $l_1 = l_2 = 2$; углы наклона входной и выходной границ магнита, определенные по соответствующей формуле табл. 1, — равны $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = -26,6^\circ$; коэффициент дисперсии по массе $H_{\Delta m/m_0} = l_2 \Phi / 2 = -\Phi \text{ ctg } \varepsilon_2 / 2 = 2$; относительная дисперсия $D_{\text{отн}} = 0,33$ лишь немного больше, чем у калю-трона.

К аксиально-симметричному полю с показателем $a_1 = -1$ весьма близко по своему корпускулярно-оптическому действию плоскосимметричное поле, изменяющееся по закону

$$B \sim B_0/d, \quad (25)$$

где d — расстояние от прямой, проходящей через источник и приемник. Такое поле создается, например, линейным проводником с током или тороидальной катушкой.

Возможность применения такого поля в спектрометрии заряженных частиц впервые рассмотрена Ричардсоном [96] для случая, когда источник и приемник располагаются в магнитном поле. Более удобный для использования секторный вариант этого поля рассмотрен Кофед-Хансеном, Линдхардом и Нильсоном [97]. Формулы, определяющие преобразования траектории частицы в этом поле, выражаемые через функции Бесселя, очень не наглядны. Поэтому для приближенного описания оптического действия спектрометра с полем типа (25) можно использовать приведенные выше методы и формулы, условно рассматривая указанный спектрометр при $\Phi < \pi$ как спектрометр с аксиально-симметричным полем с a_1 , близким к -1 . Из такого рассмотрения следует, что тороидальный спектрометр имеет достаточно сильную аксиальную фокусировку пучка частиц и очень слабую радиальную. Поэтому для осуществления последней в таких спектрометрах необходимо использовать отрицательные углы наклона входной и выходной границ.

Построено несколько β -спектрометров с полем вида (25), первый из них — спектрометр с шестью зорами типа «апельсин» [98], обеспечивающий высокую трансмиссию пучка частиц (15—20% от 4π). Безжелезный вариант спектрометра с применением тороидальной катушки описан в работе [99].

Еще одним примером необходимости использования в дипольном магните градиентной и краевой фокусировок является теле-

скопический преобразователь пучка частиц одновременно в двух его сечениях. Для поиска параметров и расчета основных коэффициентов дипольного магнита, обеспечивающего одно и то же телескопическое действие в радиальном и аксиальном сечениях пучка, удобно воспользоваться приведенным ниже построением (рис. 11).

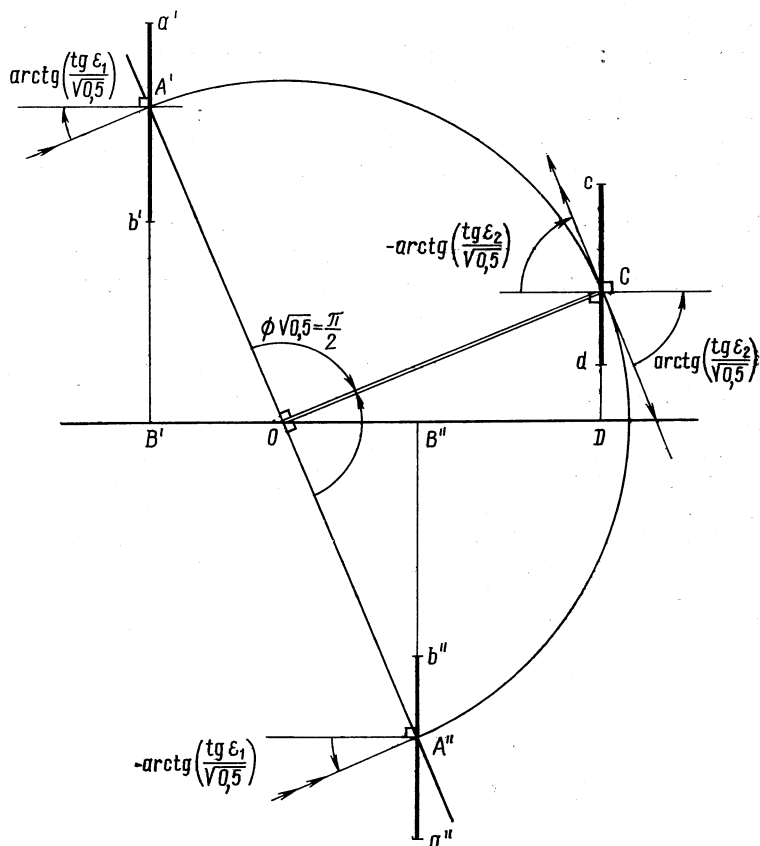


Рис. 11. Способ графического определения параметров и коэффициентов линейного преобразования пучка заряженных частиц типа телескоп в радиальном и аксиальном сечениях магнитного дипольного элемента

Схема построения дана для дипольного магнита с полем $a_1 = -0,5$, обеспечивающим равное фокусирующее действие в обоих сечениях пучка $\omega = \nu = \sqrt{0,5}$. Условные построения для радиального и аксиального преобразований, являющиеся частными случаями общих построений (см. рис. 5), представлены на верхней

и нижней половинах чертежа. Границы дипольного магнита в этих построениях даны отрезками $a'b'$, $a''b''$ и cd , которые в соответствии с условиями преобразования типа телескоп параллельны, $\Phi/\sqrt{0,5} = \pi/2$, т. е. $\Phi = 127,5^\circ$. Основные коэффициенты линейного преобразования пучка частиц равны: $H_\eta = 1/A_\alpha = c_2/c_1 = CD/A'B'$ и $A_\delta = (s_1 + s_2)/\omega c_2 = (B'O + OD)/\sqrt{0,5}CD$ в хроматическом варианте преобразования, $H_\eta = 1/A_\alpha = -s_2/s_1 = -CD/A''B''$ и $A_\delta = (c_1 - c_2)/\omega s_2 = (B''O - OD)/\sqrt{0,5}A''B''$ в квазихроматическом. Например, при $\epsilon_2 = \pm 60^\circ$, которым отвечают соответственно $\epsilon_1 = \pm 16,1^\circ$, $H_\eta = 1/A_\alpha = \pm 0,41$, $Z_\zeta = 1/B_\beta = \mp 0,41$, т. е. дипольный магнит сжимает пучок приблизительно в 2,5 раза. Коэффициент угловой дисперсии $A_\delta = 4,87$ в хроматическом варианте преобразования пучка ($\epsilon_1 = 16,1^\circ$ и $\epsilon_2 = 60^\circ$) и $A_\delta = -0,84$ в квазихроматическом ($\epsilon_1 = -16,1^\circ$ и $\epsilon_2 = -60^\circ$). Представленный на рис. 11 магнитный дипольный элемент при обратном движении частиц увеличивает поперечные размеры пучка.

Магнитные спектрометры с $\Phi > \pi\sqrt{2}$ и двойной пространственной фокусировкой пучка частиц. Первым, кто обратил внимание на то, что двойная пространственная фокусировка пучка частиц может быть обеспечена в неоднородном магнитном поле при значениях a_1 , не равных $-0,5$, был Ли-Уайтинг [100]. Он получил условия двойной пространственной фокусировки пучка частиц типа проектор в радиальном и аксиальном сечениях пучка $H_\alpha = Z_\beta = 0$ и основные коэффициенты преобразования. Даниэль [101] рассмотрел задачу двойной фокусировки для случая преобразования типа проектор в радиальном сечении и типа конденсор $B_\beta = 0$ — в аксиальном.

В общем случае условия двойной пространственной фокусировки в неоднородном магнитном поле для хроматического варианта имеют вид: $\omega\Phi = \pi$, $\nu\Phi = n\pi$. Здесь n — целое положительное число, если $Z_\beta = 0$, причем $n - 1$ равно числу пересечений медианной плоскости осевой траекторией пучка. Если $B_\beta = 0$, то n — полуцелое положительное число. Отсюда следует: $\Phi = \pi\sqrt{1+n^2}$; $a_1 = -n^2/(1+n^2)$; $H_\delta = 2/\omega^2 = 2(1+n^2)$; $H_\eta = -1$, $Z_\zeta = (-1)^n$ при n целом и $Z_\zeta = 0$ при n полуцелом.

Значения основных параметров и характеристик магнитных спектрометров с $\Phi \geq \pi\sqrt{2}$ и двойной пространственной фокусировкой пучка представлены в табл. 4. Первые пять строк таблицы не требуют пояснений. В шестой строке приведены относительные значения телесных углов спектрометров Ω при фиксированных ширине магнитной дорожки и высоте межполюсного зазора, полученные по формуле $\Omega \sim \Delta\alpha_1\Delta\beta_1 \sim \omega\nu \sim n/(1+n^2)$. Как видно, по мере увеличения радиального спада магнитного поля телесный угол спектрометра с двойной пространственной фокусировкой

уменьшается в результате более сильного ослабления радиальной фокусировки, чем усиления аксиальной. В последней строке представлено отношение площади радиального сечения пучка S_{Π} при заданном $\Delta\alpha_1$ к площади рабочей части кольцевой магнитной дорожки $S_{ан}$. Это отношение постоянно, пока $\Phi \leq 360^\circ$, а затем оно растет, отражая меру повторного, использования магнитной дорожки анализатора.

Таблица 4

Параметры и характеристики магнитных анализаторов с $\Phi \geq \pi\sqrt{2}$ и двойной пространственной фокусировкой пучка частиц

n	1	3/2	2	5/2	3	7/2	4
a_1	-1/2	-9/13	-4/5	-25/29	-9/10	-49/53	-16/17
Φ/π	$\sqrt{2}$	$\sqrt{13}/2$	$\sqrt{5}$	$\sqrt{29}/2$	$\sqrt{10}$	$\sqrt{53}/2$	$\sqrt{17}$
N_δ	4	6,5	10	14,5	20	26,5	34
$D_{отн}$	0,89	1,15	1,42	1,71	2,02	2,32	2,63
Ω	1,00	0,92	0,80	0,69	0,60	0,53	0,47
$S_{\Pi}/S_{ан}$	0,63	0,63	0,71	0,86	1,01	1,16	1,31

Одним из примеров реализации анализаторов указанного типа является β -спектрометр с $\Phi = (\pi/2)\sqrt{13} = 324,5^\circ$ [102]. Магнитное поле нужного профиля создается десятью токовыми катушками без применения железного ядра.

В работе [103] описан β -спектрометр с $\Phi = \pi\sqrt{10} = 507^\circ$. При $R_0 = 40$ см спектрометр обеспечивает дисперсию 8 см на 1% изменения импульса. Спектрометр дает восьмикратный выигрыш в используемой светимости мишени при равном разрешении с другими аналогичными по размерам спектрометрами типа $\pi\sqrt{2}$.

В спектрометрах с $\Phi > 2\pi$ для исключения попадания частиц на приемник на начальном этапе движения в качестве осевой траектории пучка используется орбита с начальным отклонением или по α_1 [103], или по η_1 [101], или по ζ_1 [104] экранирование и диафрагмирование пучка.

Существенным недостатком рассмотренных выше спектрометров являются очень высокие требования к точности топографии магнитного поля, обусловленные сильной зависимостью основных линейных характеристик спектрометра от a_1 при значении этого параметра, близком к -1 . Последнее обстоятельство вызывает

серьезные технические трудности при создании таких магнитных анализаторов, особенно анализаторов с железным ярмом электромагнита, где имеет место гистерезис и нелинейная зависимость индукции магнитного поля от его напряженности.

В значительной мере эти трудности снижаются в магнитных анализаторах с разрезанными полюсами и однородным полем, где также возможны большие углы отклонения Φ и большая дисперсия.

Магнитные анализаторы с однородным полем и разрезанными полюсами. Магнитный спектрограф заряженных частиц с разрезанными полюсами описан в работе Спенсера и Энже [105]. Полюс спектрометра состоит из двух частей, охваченных одной обмоткой возбуждения. В каждой части магнита спектрографа поле однородное, в промежутке между частями поле составляет приблизительно 10% поля в основных зазорах. Параметры спектрографа, взятые для главной траектории, следующие: $\Phi = 40^\circ$, $\varepsilon_1 = 37^\circ$, $\varepsilon_2 = 14^\circ$ для первой части и $\Phi = 74^\circ$, $\varepsilon_1 = 35^\circ$, $\varepsilon_2 = -19^\circ$ для второй. Максимальный радиус кривизны траекторий частиц равен 90 см.

Наличие четырех границ вместо обычно используемых двух на пути частиц от источника до приемника дает дополнительные возможности для улучшения характеристик первого и второго порядков. Наклоны и радиусы кривизны границ выбраны так, чтобы обеспечить стигматическую фокусировку пучка частиц на всей приемной плоскости спектрографа.

Различные варианты магнитного анализатора с однородным полем и разрезанными полюсами рассмотрены в работах [39, 106]. Показано, что такие анализаторы по значению дисперсии и значению относительной дисперсии практически не уступают, а иногда и превосходят аналогичные анализаторы с сильно неоднородным полем, выгодно отличаясь от них простотой формирования однородного поля. Например, анализатор с разрезанными полюсами, имеющий угол отклонения $\Phi = 360^\circ$, образуемый последовательно расположенными по окружности шесть 60-градусными секторными магнитами с $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 22,8^\circ$, имеет $H_\delta = 7,5$ и $D_{\text{отн}} = 1,1$, сравнимые с $H_\delta = 8$ и $D_{\text{отн}} = 1,27$ — характеристиками спектрометра с аксиально-симметричным неоднородным полем с $\Phi = 360^\circ$ при $a_1 = -0,75$.

Комбинированные магнитные анализаторы. Комбинация полей различного типа в одном анализаторе часто расширяет его возможности и улучшает его корпускулярно-оптические характеристики.

Одним из примеров использования двух дипольных полей разного типа (однородного поля и поля с $a_1 = -1$) может служить газонаполненный сепаратор осколков деления [107]. Возможность комбинации таких полей впервые рассматривались в [108].

Полный угол отклонения пучка частиц в сепараторе [107] $\Phi = 312^\circ$, из которых 66° в начале и 66° в конце сектора заполнены однородным полем и 180° в средней части — неоднородным полем с показателем $a_1 = -1$. Сепаратор имеет $l_1 = l_2 = 0,92$ и углы наклона границ $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 46^\circ$, которые могут изменяться на $\pm 8^\circ$ благодаря подвижным концевым частям полюсов электромагнита. Сепаратор осуществляет симметричную ($H_\eta = Z_\xi = -1$) двойную пространственную фокусировку типа проектор ($H_\alpha = Z_\beta = 0$) и имеет $H_\delta = 11$. Относительная дисперсия сепаратора достаточно большая $D_{\text{отн}} = 1,51$. Как отмечают авторы [107], выбор для сепаратора указанной комбинации полей был обусловлен необходимостью отклонить пучок осколков деления на угол 60° , вытекающей из условий размещения установки. Из двух возможных вариантов магнитного анализатора с $\Phi = 60^\circ$ и $\Phi = 300^\circ$ был выбран последний, как имеющий примерно в четыре раза лучшие корпускулярно-оптические характеристики.

Особенностью сепаратора, описанного в [107], является применение фокусировки осколков деления по скорости и ионному заряду в результате их перезарядки при столкновениях с атомами газа, наполняющего камеру сепаратора до небольшого (~ 500 Па) давления.

Подобное сочетание однородного и неоднородного магнитных полей применено в электронном спектрометре для исследования (n, e)-реакции [109]. Комбинация двух однородных полей разной индукции с одной промежуточной границей, преследующая цель улучшения спектрографических характеристик, использована в спектрографе заряженных частиц [110].

Другой пример комбинации магнитных полей — расположение перед дипольным магнитом квадрупольной линзы, рассеивающая плоскость которой совпадает с медианной плоскостью магнита. Это приводит к увеличению площади радиального сечения пучка частиц и величины $R_m A_r$. Для заданного эмиттansa источника увеличивается разрешающая способность анализатора или то же разрешение получается при большей радиальной протяженности источника. Одновременно с этим квадрупольная линза фокусирует частицы в аксиальном сечении дипольного магнита, увеличивая светосилу анализатора.

Впервые такая комбинация квадрупольной линзы и дипольного магнита была описана Энже в работе [111].

Улучшение параметра $R_m A_r$ для рассматриваемой комбинации квадрупольного и дипольного магнитов проявляется через уменьшение коэффициента H_η .

Действительно, общий коэффициент системы $H_{\eta(Q+D)} = H_{\eta Q} H_{\eta D}$, где символами Q и D отмечена соответствующая принадлежность коэффициентов. Согласно приведенным выше формулам $H_{\eta Q} = c_1/c_2$ при $k | l_1 | < 1$ и $H_{\eta Q} = -s_1/s_2$ при $k | l_1 | >$

> 1 , где $s_i = \text{sh } kX_i$; $c_i = \text{ch } kX_i$, $i = 1, 2$; $X_2 = L_0 - X_1$. Для источника частиц, расположенного перед квадрупольным дефокусирующим магнитом, $X_1 < 0$, и поэтому $|X_1| < X_2$. Отсюда следует, что $c_1/c_2 < 1$, $s_1/s_2 < 1$ и $H_{\eta(Q+D)} < H_{\eta D}$. Для анализатора, описанного в [111], $H_{\eta(Q+D)} = -0,56$.

Рассматривались также варианты применения дублета дефокусирующей и фокусирующей квадрупольных линз перед дипольным магнитом [112]. Такой дублет расширяет возможности для оптимальной проводки пучка частиц через узкий межполюсный зазор, однако при этом снижается эффект дефокусирующего действия первого квадрупольного магнита, и, следовательно, снижается эффект увеличения радиального сечения пучка и улучшения тем самым характеристик анализатора.

Иные результаты можно получить, если использовать перед дипольным магнитом две квадрупольные линзы с дефокусирующими плоскостями, совпадающими с медианной плоскостью дипольного магнита. Как известно, суммарное действие двух последовательно установленных линз определяется формулой $1/f = 1/f_1 + 1/f_2 - d/f_1 f_2$, где f — фокусное расстояние системы из двух линз; f_1 и f_2 — фокусные расстояния первой и второй линз; d — расстояние между линзами. Согласно приведенной формуле фокусное расстояние двух линз в радиальном сечении анализатора при $f_{r1} < 0$ и $f_{r2} < 0$ всегда отрицательно, т. е. действие двух квадрупольных магнитов в этой плоскости всегда дефокусирующее. Действие двух квадрупольных магнитов в аксиальном направлении может быть фокусирующим ($f_z > 0$), если $f_{z1} + f_{z2} > d$ ($f_{z1} > 0$, $f_{z2} > 0$), нейтральным ($f_z = \infty$), если $f_{z1} + f_{z2} = d$, и дефокусирующим ($f_z < 0$), если $f_{z1} + f_{z2} < d$, с широким изменением оптической силы. Такую комбинацию квадрупольных магнитов предполагают использовать перед дипольными магнитами в системе монохроматизации пучка циклотрона тяжелых ионов для повышения разрешающей способности анализатора [67].

Известны также анализаторы, составленные по схеме *QDD* [113] и *QDDD* [114]. Такие анализаторы представляют, по существу, объединение двух рассмотренных выше улучшений: дефокусирующей квадрупольной линзы перед дипольным магнитом и разрезанных полюсов дипольного магнита. Относительная дисперсия таких установок достаточно высока (~ 2 для главной частицы).

Еще одним вариантом комбинированного использования линз и дипольного магнита является призмный спектрометр, предложенный В. М. Кельманом и Д. П. Каминским [115]. Спектрометр состоит из последовательно расположенных фокусирующей линзы (электростатической или магнитной) с преобразованием типа конденсор, дипольного магнита телескопического действия и линзы с действием типа зажигательное стекло. Дипольный магнит имеет однородное поле и параллельные друг другу входную и выходную

плоские границы. В этом случае, как легко видеть, параллельный в радиальном сечении пучок остается параллельным после прохождения через дипольный магнит при любом значении Φ , поскольку условия преобразования типа телескоп удовлетворены: $\Omega = \psi_1 + \psi_2 - \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = 0$, и, следовательно, $\operatorname{tg} \psi_i = \operatorname{tg} \varepsilon_i$, $i = 1, 2$.

Особенностью призмного спектрометра является отсутствие в дипольном магните угловых aberrаций второго и следующих порядков, зависящих от радиальной ширины пучка ($A_{\eta\eta} = At_{\eta\eta} = \dots = 0$ в силу полной идентичности соответствующих траекторий в однородном поле, ограниченном плоскими параллельными границами), и отсутствие aberrаций второго порядка в плоско-симметричных фокусирующих линзах. Это обстоятельство дает возможность использовать относительно широкий пучок частиц в поле дипольного магнита и, следовательно, иметь относительно большое значение Σ/R_0 , реализуемое без дополнительных мер по исключению aberrаций.

Действительно, согласно общей схеме построения призмного спектрометра $A_{\alpha_1} = A_{\eta_2} = H_{\eta_3} = 0$, где второй индекс при символе указывает порядковый номер элемента в призмном спектрометре, и с точностью до основных aberrационных членов второго порядка имеем $\Delta\eta_{23} = H_{\alpha_3}\Delta\alpha_{13} = H_{\alpha_3}\Delta\alpha_{22} = H_{\alpha_3}(A_{\alpha_2}\Delta\alpha_{12} + A_{\alpha\alpha_2}\Delta\alpha_{12}^2) = H_{\alpha_3}(A_{\alpha_2}\Delta\alpha_{21} + A_{\alpha\alpha_2}\Delta\alpha_{21}^2) = H_{\alpha_3}A_{\alpha_2}A_{\eta_1}\Delta\eta_{11} + H_{\alpha_3}A_{\alpha\alpha_2}A_{\eta_1}^2\Delta\eta_{11}^2$.

Из полученного выражения видно, что ширина перетяжки пучка на приемнике призмного спектрометра, в котором в целом применяется преобразование типа проектор, не зависит в пределах взятой точности рассмотрения от $\Delta\alpha_{11}$. Это дает возможность использовать пучок частиц с относительно большим начальным угловым радиальным раствором и иметь относительно большое значение Σ/R_0 .

Рассмотрение различных вариантов призмных β -спектрометров и масс-спектрометров можно найти в обзорной статье [116].

Заметим, что первый спектрометр, построенный по аналогии с призмным спектрографом света, описанный в работе [117], был выполнен в квазиахроматическом варианте с перетяжкой пучка в области магнитного поля и имел очень малую величину дисперсии.

К комбинированным магнитным анализаторам следует отнести и спектрометры, в которых для фокусировки и анализа заряженных частиц используется одновременно и магнитное, и электрическое поле. Такие поля наряду с пространственной фокусировкой обеспечивают фокусировку по скорости. Это впервые было показано Бартки и Демпстером [118]. Более подробное рассмотрение корпускулярно-оптического действия совместного магнитного и электрического полей проделано в работах [11, 119—121].

Корпускулярно-оптическое совместное действие магнитного и электрического полей аналогично действию магнитного поля. Линейное уравнение траектории частицы в скрещенных под прямым углом магнитном $B_z = B_0 (1 + a_1 \rho)$ и электрическом $E_r = E_0 (1 + b_1 \rho)$ полях, действующих в противоположных направлениях на заряженную частицу, имеет вид, аналогичный уравнению (2):

$$\rho'' + R_0 [(1 + a_1)/R_B + (3 + b_1)/R_E - R_0/R_B R_E] \rho - \Delta = 0. \quad (26)$$

Здесь $R_B = m_0 v_0 c / e_0 B_0$ и $R_E = -m_0 v_0^2 / e_0 E_0$ — радиусы кривизны главной частицы (m_0 , v_0 , e_0) в магнитном поле с индукцией B_0 и в электрическом поле с напряженностью E_0 ; $\Delta = \Delta m / m_0 + \Delta v / v_0 - \Delta e / e_0 + (R_0 / R_E) \Delta v / v_0$, $1 / R_0 = 1 / R_B + 1 / R_E$. Граничные условия для частных решений уравнения (26), используемых в приведенном выше методе для определения коэффициентов преобразования пучка частиц, тождественны условиям (3) и (5). Поэтому, как легко видеть, требования для осуществления четырех рассмотренных выше типов преобразования пучка частиц и сами коэффициенты линейного преобразования в анализаторах со скрещенными магнитным и электрическим полями должны выражаться формулами табл. 1, в которых вместо $\omega = \sqrt{1 + a_i}$ и δ следует использовать соответственно $\Omega = \{R_0 [(1 + a_1)/R_B + (3 + b_1)/R_E - R_0/R_B R_E]\}^{1/2}$ и $\Delta = \delta + (R_0/R_E) \Delta v / v_0$. Для таких анализаторов остается справедливым соотношение (22) при условии, что разрешающая способность анализатора определяется в общем случае по отношению к параметру Δ :

$$R_m(\Delta) A_r = \Sigma_{BE} / R_0, \quad (27)$$

где $R_m(\Delta)$ — максимально достижимая по Δ разрешающая способность; Σ_{BE} — площадь радиального сечения пучка частиц в скрещенных магнитном и электрических полях анализатора; R_0 — радиус кривизны оптической оси анализатора, определяемый соотношением $1/R_0 = 1/R_B + 1/R_E$.

Для масс-спектрометров и масс-сепараторов, где применяются ионы, имеющие постоянную кинетическую энергию $mv^2/2 = \text{const}$ и, следовательно, $\Delta v / v_0 = -\Delta m / 2m_0$, $\Delta = (\Delta m / 2m_0) R_0 / R_B$, $H_{\Delta m / m_0} = H_{\Delta} \Delta / (\Delta m / m_0) = (R_0 / 2R_B) H_{\Delta}$, соотношение (27) принимает вид

$$R_m(\Delta m / m_0) A_r = \Sigma_{BE} / 2R_B, \quad (28)$$

где $R_m(\Delta m / m_0)$ — максимально достижимая разрешающая способность по массам. Как следует из (28), при добавлении к магнитному полю электрического, которое само по себе не производит диспергирования по массам ионов с постоянной энергией [$H_{\Delta m / m_0} = H_{\Delta} (1 - R_0 / R_E) = 0$, так как $R_0 / R_E = 1$], параметром, опре-

деляющим максимальное разрешение анализатора со скрещенными магнитным и электрическим полями, остается радиус кривизны главной траектории в магнитном поле. Однако это не означает, что электрическое поле не влияет на разрешение анализатора. Наоборот, такая зависимость показывает, что при заданных размерах анализатора с комбинированным полем его разрешающая способность может быть существенно большей по сравнению с разрешением аналогичного по размерам анализатора с магнитным полем, если $R_B < R_0$, что требует $R_B < 0$, т. е. электрического поля, отклоняющего частицу в противоположном магнитному направлении.

Масс-сепаратор со скрещенными магнитным и электрическим полями описан, например, в работе [122]. В сепараторе применяется частный случай скрещенных полей с $R_0 = \infty$, т. е. с $E_0 = -(v_0/c)B_0$, известный как селектор скоростей Вина [123]. Введение электрического поля в этом случае увеличивает относительную площадь радиального сечения пучка и параметр $R_m (\Delta m/m_0) A_r$.

Скрещенные, а также последовательно расположенные магнитное и электрическое поля дают возможность осуществить фокусировку частиц по скоростям, исключаящую зависимость ширины перетяжки пучка на приемнике от разброса скоростей и, таким образом, улучшающую разрешение. Частный случай такой фокусировки частиц по скоростям в окрестности v_0 имеет место в скрещенных полях при $R_0/R_E = -1$, т. е. при $E_0 = -0,5 (v_0/c)B_0$, поскольку при этом $H_{\Delta_0/v_0} = H_{\Delta}(1 + R_0/R_E)$. Дисперсия и разрешающая способность масс-спектрометра с таким полем в два раза больше, чем у масс-спектрометра с магнитным полем и тем же радиальным сечением пучка: $H_{\Delta m/m_0} = H_{\Delta}R_0/2R_B = H_{\Delta}$ вместо $H_{\Delta m/m_0} = H_{\Delta}/2$.

Для масс-спектрометров, в которых применяется комбинация последовательно расположенных дипольного магнита и электростатического дефлектора, для разрешающей способности по скоростям и радиального аксептанса имеем соотношение

$$R_m (\Delta v/v_0) A_r = \Sigma_B/R_B + 2\Sigma_E/R_E. \quad (29)$$

Из приведенного соотношения следует, что бездисперсионность комбинированного анализатора по скорости обеспечивается при условии, что площадь радиального сечения пучка частиц в магнитном поле, деленная на R_B , равна по абсолютной величине и противоположна по знаку удвоенной площади аналогичного сечения пучка в электрическом поле, деленной на R_E .

Соотношение (29) лежит в основе корпускулярно-оптических схем всех анализаторов с фокусировкой частиц по скоростям: масс-спектрометров, сепараторов осколков деления и продуктов ядерных реакций. В частности, для масс-спектрометра с фокуси-

ровкой по скоростям [124], являющегося вариантом масс-спектрометра типа Демпстера [125], имеем $\Phi_E = 90^\circ$; $b_1 = -1$ (цилиндрический конденсатор); $\Omega = \sqrt{2}$; $R_E = 20$ см; $l_{1E} = 0,15$; $l_{2E} = 0,609$; $\Phi_B = 180^\circ$; $a_1 = 0$; $\omega = 1$; $R_B = 23$ см; $l_{1B} = l_{2B} = 0$; отклонение пучка частиц в электростатическом дефлекторе и дипольном магните осуществлено в одну сторону. Отсюда получаем

$$\Sigma_E/R_E = \Delta\alpha_{1E}R_E \int_0^{\Phi_E} \left(l_{1E} \cos \Omega\varphi + \frac{1}{\Omega} \sin \Omega\varphi \right) d\varphi = 17,5\Delta\alpha_{1E} \text{ см};$$

$$\Sigma_B/R_B = \Delta\alpha_{1E}A_{\alpha E}R_B \int_0^{\Phi_B} \sin \omega\varphi d\varphi = -35,0\Delta\alpha_{1E} \text{ см},$$

где $A_{\alpha E} = -l_{1E} \cos \Omega\psi_{2E}/l_{2E} \cos \Omega\psi_{1E} = -0,76$. В итоге имеем $2\Sigma_E/R_E + \Sigma_B/R_B = 0$.

Известен и другой вариант комбинации магнитного и электрического полей, а именно с взаимно перпендикулярным расположением медианных плоскостей этих полей. Такое сочетание полей обеспечивает стигматическую фокусировку пучка частиц с выделенной массой, скоростью и зарядом и их диспергирование по импульсам и энергии в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Геометрическое место точек прихода частиц с фиксированными массой и ионным зарядом на приемник анализатора представляет собой параболу. Это и определяет название анализаторов, в которых используются такие поля. Параболические анализаторы не обеспечивают фокусировку частиц по скоростям в буквальном смысле этого слова, однако они дают возможность анализировать частицы по массам и ионным зарядам при достаточно широком разбросе их скоростей и, более того, определять эти скорости.

Параболический масс-спектрометр, предназначенный для сепарации и изучения осколков деления тяжелых ядер под действием нейтронов, описан в [126]. От классического варианта параболического спектрометра Томсона [127] он отличается тем, что магнитное и электрическое поля отделены одно от другого, и еще тем, что в нем обеспечивается стигматическая фокусировка пучка. О размерах масс-спектрометра можно судить по его параметрам: $R_B = 4$ м; $\Phi_B = 45^\circ$; $R_E = 5,6$ м; $\Phi_E = 35,35^\circ$; полная длина оптической оси составляет 23,1 м; дисперсии по массам и энергии равны соответственно 3,24 и 6,52 см на 1% изменения анализируемых величин.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение параметров относительной дисперсии $D_{\text{отн}}$ и относительной площади радиального сечения пучка частиц Σ/R_0 дало возможность систематизировать и сравнить между собой маг-

нитные анализаторы с поперечным полем с самыми различными параметрами и характеристиками. Показано, что по мере усовершенствования магнитных анализаторов от простейшего полукругового спектрометра с однородным магнитным полем до спектрометров со сложными комбинированными полями растет значение относительной дисперсии, отражающей таким образом улучшение качества магнитных анализаторов. Наряду с этим проиллюстрирована прямая зависимость основных характеристик магнитного анализатора — его разрешающей способности и радиального аксептанса — от относительной площади радиального сечения пучка частиц в магнитном поле анализатора и достаточно подробно проанализировано, с помощью каких элементов спектрометра — градиента магнитного поля, наклонных границ дипольного магнита, дополнительного квадрупольного или электрического поля — обеспечивается увеличение этой площади, ведущее к улучшению магнитного анализатора.

Изложен новый подход к рассмотрению линейных преобразований пучка заряженных частиц в дипольном и квадрупольном магнитах, позволивший единообразно и в упрощенной форме представить все коэффициенты линейного преобразования пучка частиц.

Приведены графические приемы определения основных результатов преобразования пучка заряженных частиц и коэффициентов линейного преобразования. Этот подход и приемы графического определения распространены на анализаторы, содержащие магнитное и электрическое поля.

Упрощенные формулы и приемы позволяют без громоздких и трудоемких вычислений относительно просто определять основные результаты корпускулярно-оптического действия анализатора, включающего в себя дипольные, квадрупольные магниты, а также электростатические дефлекторы, и оценивать предельную разрешающую способность. Таким образом, уже в линейном приближении появляется возможность выбирать схему анализатора, дальнейшее совершенствование которого позволит получить нужные корпускулярно-оптические характеристики, и, наоборот, видеть, в каких случаях выбранная схема не обеспечит требуемых результатов.

В обзоре на основе единой концепции рассмотрены все основные варианты магнитных анализаторов заряженных частиц, используемых в ядерной физике. Особенности некоторых типов магнитных спектрометров (таких, как спектрометры с компенсацией кинетических эффектов ядерных реакций, спектрометры потерь энергии заряженной частицей, спектрометры с использованием времени пролета частиц) отдельно в обзоре не обсуждены, поскольку их принципиальные схемы повторяют рассмотренные варианты магнитных анализаторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бейнбридж К. Т. В кн: Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. М., 1955, с. 495.
2. Ханна Дж. К. В кн.: Экспериментальная ядерная физика. Т. 3. М., 1964, с. 159.
3. Дейч М., Кофед-Хансен А. Там же, с. 400.
4. Зигбан К. В кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 1. Под ред. К. Зигбана. Пер. с англ. М., 1969, с. 96.
5. Штеффен К. Оптика пучков высокой энергии. М., 1969.
6. Бенфорд А. П. Транспортировка пучков заряженных частиц. М., 1962.
7. Focusing of Charged Particles. V. 1, 2. N.Y.—London, 1967.
8. Явор С. Я. Фокусировка заряженных частиц квадрупольными линзами. М., 1968.
9. Котов В. И., Миллер В. В. Фокусировка и разделение по массам частиц высоких энергий. М., 1969.
10. Livingood J. J. The Optics of Dipole Magnets. N.Y.—London, 1969.
11. Herzog R.— Z. Phys., 1934, Bd. 89, S. 447.
12. Rosenblum E. S.— Rev. Scient. Instrum., 1950, v. 21, p. 586.
13. Cotte M.— Ann. phys., 1938, v. 10, p. 333.
14. Penner S.— Rev. Scient. Instrum., 1961, v. 32, p. 150.
15. Кекк Х. Сообщение ОИЯИ, 1713. Дубна, 1961.
16. Brown K. L. e.a.— Rev. Scient. Instrum., 1964, v. 35, p. 481.
17. Takeshita I.— Z. Naturforsch. a, 1966, Bd 21, S. 9.
18. Samas M.— Rev. Scient. Instrum., 1951, v. 22, p. 197.
19. Cross W. G.— Ibid., 1951, v. 22, p. 717.
20. Саулит В. Р.— Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. физ. и хим., 1965, № 4, с. 49.
21. Тарантин Н. И., Демьянов А. В.— Журн. техн. физ., 1965, т. 35, с. 186.
22. Barber N. F.— Proc. Leeds Phil. Soc., 1933, v. 2, p. 427.
23. Cartan L.— J. Phys. Rad., 1937, v. 8, p. 453.
24. Judd D. L.— Rev. Scient. Instrum., 1950, v. 21, p. 213.
25. Тарантин Н. И.— Журн. техн. физ., 1979, т. 49, с. 251; Сообщения ОИЯИ, P9-11039, P9-11040, P0-11041. Дубна, 1977.
26. Amadori R., Wollnik H.— Intern. J. Mass Spectrom. Ion. Phys., 1971, v. 6, p. 347.
27. Хургия Я.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1939, т. 9, с. 824.
28. Courant E. D. e.a.— Phys Rev., 1952, v. 88, p. 1190.
29. Enge H. A.— Ibid., 1959, v. 30, p. 248; 1961, v. 32, p. 662.
30. Knowles H. V.— Nucl. Instrum. and Methods, 1963, v. 25, p. 29.
31. Миллер В. В.— Приборы и техника эксперимента, 1964, № 4, с. 23.
32. Веников Н. И., Миронов Е. С. Журн. техн. физ., 1964, т. 34, с. 530.
33. Randl T. C.— Nucl. Instrum. and Methods, 1966, v. 41, p. 319.
34. Майков Е. В., Миллер В. В.— Приборы и техника эксперимента, 1967, № 1, с. 34.
35. Resmini F.— Nucl. Instrum. and Methods, 1969, v. 68, p. 235.
36. Luccio A. U.— Ibid., 1970, v. 80, p. 197.
37. Тарантин Н. И. Сообщения ОИЯИ, P9-11808, P9-11809. Дубна, 1978.
38. Bruck H. In: Electromagnetically Enriched Isotopes and Mass Spectrometry. London, 1956, p. 231.
39. Тарантин Н. И.— Журн. техн. физ., 1967, т. 37, с. 375.
40. Wollnik H.— Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v. 95, p. 453.
41. Тарантин Н. И. В кн.: Призмная электронная спектроскопия высокого разрешения. Вильнюс, 1979, с. 18.
42. Rüdener F. G.— Intern. J. Mass Spectrom. Ion. Phys., 1971, v. 6, p. 325.

43. Hagedorn H. L.— Nucl. Instrum. and Methods, 1970, v. 86, p. 253.
44. Anderson G. e.a.— Ibid., 1964, v. 28, p. 245.
45. Тарантин Н. И., Демьянов А. В.— Приборы и техника эксперимента, 1966, № 1, с. 41.
46. Dagenhart W. K., Whitehead W. T.— Nucl. Instrum. and Methods, 1970, v. 85, p. 245.
47. Rutherford E., Robinson H.— Philos. Mag., 1913, v. 26, p. 717; le Radium, 1912, v. 9, p. 1.
48. Classen J.— Phys. Zs., 1908, Bd 9, S. 762.
49. Dempster A. J.— Phys. Rev., 1922, v. 20, p. 631.
50. Rosenblum S.— Compt. rend. Acad. sci. colon, 1929, v. 188, p. 1401; 1930, v. 190, p. 1424.
51. Love L. O. In: Proc. 8th Intern. EMIS Conf. Goteborg, 1973, p. 128.
52. Золотарев В. С. и др. Вторая междунар. конференция по мирному использованию атомной энергии. Получение и применение изотопов. М., 1959, с. 87.
53. Flerov G. N. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 267, p. 359.
54. Дзелепов Б. С. и др.— Докл. АН СССР, 1949, т. 64, с. 309.
55. Love L. O. e.a. In: Proc. Intern. Conf. Electromag. Isotope Sep. and Techn. Their Appl. Marburg, 1970, p. 243.
56. Ионов Н. И. Каратаев В. И.— Приборы и техника эксперимента. 1962, № 3, с. 119.
57. Bainbridge K. T., Jordan E. B.— Phys. Rev., 1936, v. 50, p. 282.
58. Nier A. O.— Rev. Scient. Instrum., 1940, v. 11, p. 212.
59. Lovatti A., Tyren H.— J. Scient. Instrum., 1956, v. 33, p. 151.
60. Borggreen J. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1963, v. 24, p. 1.
61. Афанасьев Н. Г. и др.— Приборы и техника эксперимента, 1964, № 5, с. 48; 1966, № 5, с. 44.
62. Демьянов А. В. и др.— Там же, 1966, № 2, с. 28.
Tarantin N. I. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1965, v. 38, p. 103.
63. Anderson G. e.a.— Ibid., 1957, v. 1, p. 245.
64. Chavet I. e.a. In: Proc. 8th Intern. EMIS Conf. Goteborg, 1973, p. 191.
65. Тарантин Н. И. и др.— Атомная энергия, 1969, т. 27, с. 304., 432; Tarantin N. I. e.a. In: Proc. Intern. Conf. Electromag. Isotope Sep. and Techn. Their Appl. Marburg, 1970, p. 59.
66. Афанасьев В. П. и др. Сообщение ОИЯИ, 13-4763. Дубна, 1969.
67. Тарантин Н. И. Сообщение ОИЯИ, P9-11536. Дубна, 1978.
68. Coggeshall N. D.— J. Appl. Phys., 1947, v. 18, p. 855.
69. Reutersward C.— Arkiv fys., 1951, v. 3, p. 53.
70. Афанасьев Н. Г.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1960, т. 24, с. 1157.
71. Попович М., Саулит В. Р.— Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. физ. и хим., 1962, т. 10, с. 38.
72. Малов А. Ф.— Журн. техн. физ., 1965, т. 35, с. 1617.
73. Ludwig R.— Z. Naturforsch. a, 1967, Bd 22, S. 553.
74. Engel H. In: Focusing of Charged Particles. V. 2. N. Y.— London, 1967, p. 203.
75. Басаргин Ю. Г.— Журн. техн. физ., 1968, т. 38, с. 1400.
76. Matsuda H., Wollnik H.— Nucl. Instrum. and Methods, 1970, v. 77, p. 40.
77. Трубачев Г. М. и др.— Журн. техн. физ., 1978, т. 48, с. 1317.
78. Тарантин Н. И. Сообщение ОИЯИ, P9-12463. Дубна, 1979.
79. Svartholm N., Sigbahn K.— Arkiv. mat. astron. fys. A, 1946, v. 33, № 24; Svartholm N.— Ibid., № 24.
80. Kerst D. W., Serber R.— Phys. Rev., 1941, v. 60, p. 53.
81. Kurie F.N.D. e.a.— Rev. Scient. Instrum., 1948, v. 19, p. 711.
82. Hedran A. e.a.— Proc. Phys. Soc. A, 1950, v. 63, p. 960.
83. Bartlett A. A., Bainbridge K. T.— Rev. Scient. Instrum., 1951, v. 22, p. 517.

84. Гольдин Л. Л., Третьяков Е. Ф.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1956, т. 20, с. 859.
85. Арцимович А. А. и др.— Атомная энергия, 1957, т. 3, с. 483.
86. Shull F. B., Dennison D. M.— Phys. Rev., 1947, v. 71, p. 681.
87. Shull F. B.— Ibid., 1948, v. 74, p. 917.
88. Svartholm N.— Arkiv fys., 1950, v. 2, p. 115.
89. Sternheimer R. M.— Rev. Scient. Instrum., 1952, v. 23, p. 629.
90. Snyder C. W. e.a.— Ibid., 1950, v. 21, p. 852.
91. Алексеевский Н. Е. и др.— Докл. АН СССР, 1955, т. 100, с. 229.
92. Rezanke I.— Czechosl. J. Phys., 1958, v. 8, p. 355.
93. Малов А. Ф., Суздаев В. А.— Abhande Dtsch. Akad. Wiss. Berlin. Kl. Chem. Geol. Biol., 1963, Bd 7, S. 273.
94. Малов А. Ф. и др.— Журн. техн. физ., 1965, т. 35, с. 914.
95. Малов А. Ф. и др.— Приборы и техника эксперимента, 1969, т. 2, с. 146.
96. Richardson H.O.W.— Proc. Phys. Soc. A, 1947, v. 59, p. 791.
97. Kofoed-Hansen O. e.a.— Kgl. danske vid. selskab. mat.-fys. medd., 1950, v. 25, N 16.
98. Nielson O. B., Kofoed-Hansen O.— Ibid., 1955, v. 29, N 6.
99. Владимирский В. В. и др.— Приборы и техника эксперимента, 1956, т. 1, с. 13.
100. Lee-Whiting.— Canad. J. Phys., 1957, v. 35, p. 570.
101. Daniel H.— Rev. Scient. Instrum., 1960, v. 31, p. 249.
102. Daniel H. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1965, v. 35, p. 171; Даниель Х. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1966, т. 30, с. 2022.
103. Баранов С. А. и др.— Приборы и техника эксперимента, 1965, т. 6, с. 64.
104. Tauscher L. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1966, v. 39, p. 1.
105. Spencer J. E., Enge H. A.— Nucl. Instrum. and Methods, 1967, v. 49, p. 181.
106. Тарантин Н. И.— Журн. техн. физ., 1966, т. 36, с. 139; Изв. АН СССР. Сер. физ., 1967, т. 31, с. 247.
107. Lawin H. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1976, v. 137, p. 103.
108. Egidy T.— Ann. Phys., 1962, v. 9, p. 221.
109. Mampe W. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1978, v. 154, p. 127.
110. Basargin Yu. G.— Ibid., 1975, v. 126, p. 413.
111. Enge H.— Rev. Scient. Instrum., 1958, v. 29, p. 885.
112. Yagi K.— Nucl. Instrum. and Methods, 1964, v. 31, p. 173.
113. Kato S. e.a.— Ibid., 1978, v. 154, p. 19.
114. Wiedner C. e.a.— Ibid., 1972, v. 105, p. 205.
115. Кельман В. М., Каминский Д. Л.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1951, т. 21, с. 555.
116. Перегуд Б. П.— Журн. техн. физ., 1972, т. 42, с. 457.
117. Klempereger O. K.— Philos. Mag., 1935, v. 20, p. 545.
118. Bartky W., Dempster A. J.— Phys. Rev., 1929, v. 33, p. 1019.
119. Henneberg W.— Ann. phys., 1934, v. 21, p. 390.
120. Cogeshall N. D.— Phys. Rev., 1946, v. 70, p. 270.
121. Малов А. Ф. В кн.: Некоторые вопросы экспериментальной физики. Вып. 2. М., 1959, с. 54.
122. Wahlin L.— Nucl. Instrum. and Methods, 1965, v. 38, p. 133.
123. Wien W.— Ann. phys., 1898, v. 65, p. 440; 1902, v. 8, p. 260.
124. Dackworth H. E.— Rev. Scient. Instrum., 1950, v. 21, p. 50.
125. Dempster A. J.— Proc. Amer. Phylos. Soc., 1935, v. 75, p. 755.
126. Moll E. e.a. In: Proc. Intern. Conf. Electromag. Isotope Sep. and Techn. Their. Appl. Marburg, 1970, p. 241.
127. Thomson J. J.— Philos. Mag., 1910, v. 20, p. 752; 1911, v. 21, p. 225.