

†

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3469/
2-80

28/7-80
P9-80-208

Н.И.Тарантин

НОВЫЕ ПРИЕМЫ РАССМОТРЕНИЯ
ДЕЙСТВИЯ МАГНИТНЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Направлено на XXX Совещание по ядерной
спектроскопии и структуре атомного ядра
/Ленинград, март 1980 г./

1980

В исследованиях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра широко используются магнитные спектрометры различного назначения: α - и β -спектрометры, масс-сепараторы продуктов ядерных реакций, анализаторы первичных рассеянных частиц и частиц, испускаемых в ядерных реакциях, монохроматоры ускоренных ионов. Правильный выбор основных параметров магнитного спектрометра при его конструировании, в значительной мере определяющий возможность и успешность его использования в экспериментах, во многом зависит от простоты и наглядности представления корпускулярно-оптического действия магнитного анализатора. В настоящей работе обращается внимание на некоторые новые и известные результаты теории магнитного анализа, которые могут помочь более наглядно представить действие магнитного спектрометра заряженных частиц.

1. Достаточно простое и компактное представление коэффициентов линейных преобразований пучка заряженных частиц, производимых дипольным и квадрупольным магнитами, которые широко используются в магнитных анализаторах, было получено в работах^{1,2}. В них был разработан новый прием рассмотрения действия магнитного анализатора, существенно упростивший как саму процедуру решения уравнений траектории частицы, так и форму записи коэффициентов линейного преобразования. Этот прием, распространенный на уравнения траектории частицы второго и более высоких порядков, позволяет упростить также понимание действия магнитного спектрометра во втором и более высоких приближениях.

Сущность нового приема состоит в следующем. Во-первых, отдельный дипольный или квадрупольный магнит из числа входящих в спектрометр рассматривается совместно с соответствующими "предметным" пространством и пространством "изображения" как единый модульный элемент анализатора, производящий одно из четырех возможных преобразований пучка частиц, а именно: преобразование типа "проектор", "зажигательное стекло", "конденсор" или "телескоп". Результаты такого преобразования описываются как изменение координат траектории частицы при ее перемещении из плоскости "предмета" непосредственно в плоскость "изображения". Во-вторых, для определения коэффициентов преобразования находятся два частных решения уравнения траектории частицы, однозначно определяемые через конкретные началь-

ные координаты и конечные координаты частицы, представленные в виде рядов разложения по начальным координатам, и эти решения гладко сопрягаются. Сопряжение производится в месте, где рассматриваемая траектория, характерная для заданного типа преобразования пучка частиц, или параллельна оптической оси магнитного элемента, или пересекает ее. Это дает системы простых по форме линейных алгебраических уравнений для определения коэффициентов преобразования пучка частиц первого и второго порядков. В-третьих, для решения алгебраических уравнений, определяющих коэффициенты второго порядка, используется функциональный определитель системы уравнений, выраженный не через общие решения уравнения второго приближения, имеющие сложную форму, а через существенно более простые решения уравнения первого приближения и краевые условия.

Более детально сущность приема может быть показана на примере вывода одного из коэффициентов второго порядка, например для радиального преобразования пучка частиц магнитным дипольным элементом /МДЭ/. Радиальное уравнение траектории частицы в поле дипольного магнита с точностью до второго порядка малых величин имеет вид

$$\rho'' + \omega^2 \rho = \delta + f(\rho^2, \rho', \delta^2, \rho \delta, \zeta^2, \zeta'^2). \quad /1/$$

Здесь $\rho = (r - R_0) / R_0$ - относительное отклонение радиальной координаты траектории частицы от оптической оси дипольного магнита, $\omega = \sqrt{1 + a_1}$, где a_1 , так же, как и a_2 , - коэффициенты разложения радиально неоднородного аксиально-симметричного поля $B_z(\rho, \phi, 0) = (1 + a_1 \rho + a_2 \rho^2) B_0$, δ - относительная разность величин магнитной жесткости рассматриваемой и главной частиц, определяемая различием их масс $m - m_0$, скоростей $v - v_0$ или зарядов $e - e_0$, $\zeta = z / R_0$ - аксиальная координата частицы, штрихом обозначено дифференцирование по азимутальной координате ϕ . Пусть

$$\rho_i = \eta_i P_{i\eta} + \alpha_i P_{i\alpha} + \delta P_{i\delta} + \eta_i^2 P_{i\eta\eta} + \alpha_i^2 P_{i\alpha\alpha} + \dots \quad /2/$$

являются частными решениями уравнения /1/, определяемыми условиями на входной ($i=1$) и выходной ($i=2$) эффективных границах магнитного поля, ρ и P - функции ϕ ,

$$\eta_2 = H_{\eta} \eta_1 + H_{\alpha} \alpha_1 + H_{\delta} \delta + H_{\eta\eta} \eta_1^2 + H_{\alpha\alpha} \alpha_1^2 + \dots,$$

$$\alpha_2 = A_{\eta} \eta_1 + A_{\alpha} \alpha_1 + A_{\delta} \delta + A_{\eta\eta} \eta_1^2 + A_{\alpha\alpha} \alpha_1^2 + \dots,$$

где $\eta = y / R_0$ и α - радиальные линейная и угловая координаты траектории частицы в начале ($i=1$) и конце ($i=2$) МДЭ, H и A - постоянные коэффициенты.

Из условий гладкого сопряжения входной и выходной траекторий частицы в точке $\psi = \psi_1$

$$\rho_1(\psi_1) = \rho_2(\psi_1), \quad \rho_1'(\psi_1) = \rho_2'(\psi_1) \quad /3/$$

получаем системы алгебраических уравнений для определения коэффициентов разложения. Одна из таких систем уравнений, на пример система для определения $H_{\alpha\alpha}$ и $A_{\alpha\alpha}$, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} P_{1\alpha\alpha}(\psi_1) &= P_{2\eta}(\psi_1)H_{\alpha\alpha} + P_{2\alpha}(\psi_1)A_{\alpha\alpha} + P_{2\eta\eta}(\psi_1)H_{\alpha}^2 + P_{2\alpha\alpha}(\psi_1)A_{\alpha}^2 + P_{2\eta\alpha}(\psi_1)H_{\alpha}A_{\alpha}, \\ P_{1\alpha\alpha}'(\psi_1) &= P_{2\eta}'(\psi_1)H_{\alpha\alpha} + P_{2\alpha}'(\psi_1)A_{\alpha\alpha} + P_{2\eta\eta}'(\psi_1)H_{\alpha}^2 + P_{2\alpha\alpha}'(\psi_1)A_{\alpha}^2 + P_{2\eta\alpha}'(\psi_1)H_{\alpha}A_{\alpha}. \end{aligned} \quad /4/$$

Одно из решений системы /4/ есть

$$\begin{aligned} H_{\alpha\alpha} &= \{ [P_{1\alpha\alpha}(\psi_1) - P_{2\alpha}(\psi_1)A_{\alpha}^2 - P_{2\eta\eta}(\psi_1)H_{\alpha}^2 - P_{2\eta\alpha}(\psi_1)H_{\alpha}A_{\alpha}] P_{2\alpha}'(\psi_1) - \\ &- [P_{1\alpha\alpha}'(\psi_1) - P_{2\eta\eta}'(\psi_1)H_{\alpha}^2 - P_{2\alpha\alpha}'(\psi_1)A_{\alpha}^2 - P_{2\eta\alpha}'(\psi_1)H_{\alpha}A_{\alpha}] P_{2\alpha}(\psi_1) \} D^{-1}, \end{aligned} \quad /5/$$

где

$$D = P_{2\eta}(\psi_1)P_{2\alpha}'(\psi_1) - P_{2\eta}'(\psi_1)P_{2\alpha}(\psi_1) = 1.$$

Для преобразований пучка конкретного типа решение /5/ упрощается. Например, для преобразования типа "проектор", т.е. преобразования "из точки в точку", в хроматическом варианте имеем

$$P_{1\alpha}'(\psi_1) = P_{2\alpha}'(\psi_1) = 0, \quad P_{1\alpha}(\psi_1) = P_{2\alpha}(\psi_1)A_{\alpha}, \quad H_{\alpha} = 0, \quad /6/$$

и поэтому

$$H_{\alpha\alpha} = P_{2\alpha}(\psi_1)P_{2\alpha\alpha}'(\psi_1)A_{\alpha}^2 - P_{1\alpha}(\psi_1)P_{1\alpha\alpha}'(\psi_1)A_{\alpha}^{-1}. \quad /7/$$

Здесь

$$A_{\alpha} = \Pi_{\eta}^{-1} = \frac{f_1 \cos \omega \psi_2}{f_2 \cos \omega \psi_1} \quad /8/$$

при условии

$$\psi_i = \text{Arctg} \left[\left(\text{tg} \psi_i + \frac{1}{f_i} \right) / \omega \right], \quad i = 1, 2. \quad /9/$$

где $\Phi = \psi_1 + \psi_2$ - угол отклонения оптической оси дипольного магнита, $\ell_1 = L_1/R_0$ и $\ell_2 = L_2/R_0$ - расстояния от границ дипольного магнита до источника частиц /реального или виртуального/ и до "изображения", ϵ_1 и ϵ_2 - углы наклона границ магнита ¹¹.

Входящие в формулу /7/ произведения конкретных значений функций $P_{1a}(\psi_1)P'_{1aa}(\psi_1), i=1,2$ вычислим, минуя громоздкую операцию определения решений уравнения второго приближения /1/, имеющего в рассматриваемом случае для $i=1$ вид $P''_{1aa} + \omega^2 P_{1aa} = -(1+2a_1+a_2)P_{1a}^2 + \frac{1}{2}P_{1a}^{\prime 2}$. Для этого умножим это уравнение на P_{1a} , а уравнение первого приближения $P''_{1a} + \omega^2 P_{1a} = 0$ - на P_{1aa} и вычтем второй результат из первого. Тогда получим соотношение между функциональным определителем этих уравнений и искомым функциональным произведением

$$P_{1a} P''_{1aa} - P''_{1a} P_{1aa} = \frac{d}{d\phi} (P_{1a} P'_{1aa} - P'_{1a} P_{1aa}) = -(1+2a_1+a_2)P_{1a}^3 + \frac{1}{2}P_{1a} P_{1a}^{\prime 2} \quad /10/$$

Интегрируя левую и правую части /10/ по ϕ от 0 до ψ_1 , найдем нужное для определения H_{aa} значение

$$P_{1a}(\psi_1)P'_{1aa}(\psi_1) - P_{1a}(0)P'_{1aa}(0) - P'_{1a}(0)P_{1aa}(0) + (1-2\omega^2 - a_2) \times \\ \times [P_{1a}^2(0)P'_{1a}(0)/\omega^2 - 2P_{1a}^3(0)/3\omega^4] + P_{1a}^3(0)/6\omega^2 \quad /11/$$

/при интегрировании использовано /6/ и введена подстановка $P_{1a} = -P''_{1a}/\omega^2$, вытекающая из уравнения первого приближения/. Значения $P_{1a}(0)$, $P'_{1a}(0)$, $P_{1aa}(0)$, $P'_{1aa}(0)$ находим исходя из значений координаты траектории частицы и ее производной на входной границе дипольного магнита, определяемых, в свою очередь, начальным значением α_1 , а также преломлением и смещением траектории частицы при прохождении краевого поля магнита ¹³. Интегрируя /10/ для $i=2$ по ϕ от ψ_1 до Φ , получим аналогичное выражение для $P_{2a}(\psi_1)P'_{2aa}(\psi_1)$. В итоге имеем симметричную и относительно компактную форму записи коэффициента:

$$H_{aa} = \frac{\ell_1^2 \ell_2}{\cos^2 \omega \psi_1 \cos \omega \psi_2} \left\{ \frac{1-a_2}{\omega} - 2\omega \right\} (\sin \omega \psi_1 + \sin \omega \psi_2) + \left(\frac{5\omega}{6} - \frac{1-a_2}{3\omega} \right) \times \\ \times (\sin^3 \omega \psi_1 + \sin^3 \omega \psi_2) + \frac{\omega}{2} (t_1^2 \sin \omega \psi_1 \cos^2 \omega \psi_1 + t_2^2 \sin \omega \psi_2 \cos^2 \omega \psi_2) + \\ + \left(\frac{R_0}{2c_1^3 R_{b1}} + \frac{1}{c_1^2 \ell_1} + \omega^2 t_1 \right) \cos^3 \omega \psi_1 + \left(\frac{R_0}{2c_2^3 R_{b2}} + \frac{1}{c_2^2 \ell_2} + \omega^2 t_2 \right) \cos^3 \omega \psi_2,$$

где R_{b_i} - радиус кривизны входной ($i=1$) и выходной ($i=2$) эффективных границ магнитного поля в точках их пересечения с оптической осью магнита, $c_i = \cos \epsilon_i$, $t_i = \operatorname{tg} \epsilon_i$, $i=1,2$.

Для магнита с однородным полем ($a_1 = a_2 = 0, \omega = 1$) формула /12/ принимает вид

$$H_{an} = (\ell_1^2 \ell_2^2 / 2 \cos^2 \psi_1 \cdot \cos \psi_2) \{ 3(\frac{2}{3} - \ell_1 \operatorname{tg} \psi_1) \cos^3 \psi_1 / \ell_1^3 + \\ + 3(\frac{2}{3} - \ell_2 \operatorname{tg} \psi_2) \cos^3 \psi_2 / \ell_2^3 + R_0 \cos^2 \psi_1 / c_1^3 R_{b1} + R_0 \cos^3 \psi_2 / c_2^3 R_{b2} \}.$$

Если выражение, стоящее в квадратных скобках, приравнять нулю, то получим новую форму условий Хинтенбергера '4' для исключения aberrаций второго порядка, обусловленных углом α_1 .

В новом рассмотрении корпускулярно-оптического действия магнитного анализатора все коэффициенты преобразования пучка частиц и особенно линейные коэффициенты получают более простые выражения по сравнению со старой формой записи. Для сравнения приведем в прежней форме записи выражения для

$$A_\alpha = t_2 [\ell_1 \cos \omega \Phi + (1 + \ell_1 t_1) \sin \omega \Phi / \omega] - \ell_1 \sin \omega \Phi / \omega + (1 + \ell_1 t_1) \cos \omega \Phi$$

и для условия преобразования пучка частиц типа "проектор"

$$H_\alpha = \ell_1 \cos \omega \Phi + (1 + \ell_1 t_1) \sin \omega \Phi / \omega + \ell_2 t_2 [\ell_1 \cos \omega \Phi + (1 + \ell_1 t_1) \sin \omega \Phi / \omega + \\ + \ell_2 [(1 + \ell_1 t_1) \cos \omega \Phi - \omega \ell_1 \sin \omega \Phi] = 0.$$

тождественные по результатам формулам /8/ и /9/.

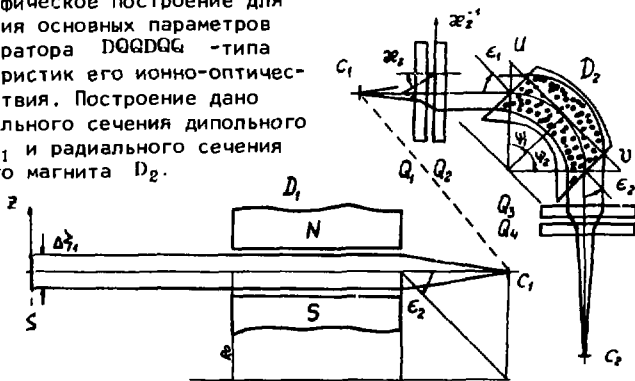
Новая форма коэффициентов линейного преобразования дает возможность представить все коэффициенты линейного преобразования для радиального и аксиального движений в МДЭ и для движений в собирающей и рассеивающей плоскости магнитного квадрупольного элемента /МКЭ/ одной таблицей коэффициентов с унифицированными параметрами. Так, например, коэффициенты A_α и H_α и условия преобразования типа "проектор" в собирающей плоскости МКЭ определяются формулами /8/ и /9/, если в них произвести замену ω на $k = \sqrt{e} \frac{G}{m_0 v_0}$, где G - градиент квадрупольного магнитного поля, R_0 на L_0 , где L_0 - длина квадрупольного магнита, Φ на $k = k L_0$ и ϵ_i положить равным нулю в силу ортогональности границ квадрупольного магнита к его оптической оси. В такой же мере аналогичны друг другу и просты по форме коэффициенты, определяющие максимальное отклонение траекторий частиц в МДЭ и МКЭ, которые необходимы для выбора минимально возможного размера ширины магнита анализатора.

ионов (S) и заданных параметрах дипольного магнита ($\Phi, \epsilon_1, \epsilon_2, a_1 = a_2 = 0$). Построения для дублета квадрупольных линз Q_1 и Q_2 определяют значения $\kappa_1 = 0,705$ и $\kappa_2 = 0,585$ обеспечивающие показанное на рисунках преобразование пучка, оптимальное с точки зрения получения максимального разрешения в анализаторе D_2 и транспортировки пучка через зазор магнита.

Основные коэффициенты преобразования пучка ионов находятся из построений. В частности, коэффициенты линейного и углового преобразований пучка определяются для МДЭ D_1 следующим образом. $H_{\eta} = A_{\alpha}^{-1} = -OB/OS$ /рис.1/. Коэффициент линейной дисперсии $H_{\delta} = (DO+OA)/R_0$. Для МКЭ Q_1 имеем в собирающей плоскости $H_{\eta} = A_{\alpha}^{-1} = -KM/C_1 K$ /рис.1/; для МДЭ D_1 получаем $Z_{\beta} = -V\zeta = f_2$ /рис.2/. Угловая дисперсия магнитного сепаратора D_2 с радиальным преобразованием типа "телескоп", преобразуемая в линейную последующим действием дублета $Q_3 Q_4$, равна $A_{\delta} = UV/R_0$ /рис.2/. Для определения коэффициента второго порядка $H_{\alpha\alpha}$ можно использовать следующие геометрические соотношения: $f_1/\cos\psi_1 = OS/R_0$, $f_2/\cos\psi_2 = OB/R_0$, $(2/3 - f_1 \tan\psi_1) = EF/R_0$, $(2/3 - f_2 \tan\psi_2) = -DG/R_0$ /рис.1/.

Перечисление применений результатов построений для определения значений коэффициентов преобразования пучка частиц можно продолжить далее, но, по-видимому, уже из приведенного ясно, что рассмотренный метод дает наглядное и достаточно полное представление об основных характеристиках магнитного анализатора и позволяет быстро, без сложных расчетов показать главные результаты действия и особенности выбранного варианта анализатора. В тех случаях, когда точность определения параметров и характеристик магнитного анализатора методом построений недостаточна для практического использования, она может быть по-

Рис.2. Графическое построение для определения основных параметров масс-сепаратора DQQDQG-типа и характеристик его ионно-оптического действия. Построение дано для аксиального сечения дипольного магнита D_1 и радиального сечения дипольного магнита D_2 .



вышена путем расчетов по систематизированным унифицированным формулам /1,2/.

3. Главные характеристики магнитного анализатора - дисперсия, разрешающая способность и аксептанс, сложным образом зависящие от его параметров, могут быть представлены простым и наглядным соотношением. Первым, кто обратил внимание на общую связь между величиной дисперсии и площадью радиального сечения пучка частиц в магнитном поле дипольного анализатора, был Брук /19/. Позднее подобная зависимость рассматривалась в работе /20/ для магнитных анализаторов с неоднородным полем, а также для анализаторов, составленных из нескольких дипольных магнитов. В дальнейшем этот вопрос анализировался в работах /21,22/.

Можно показать, что для любого сложного магнитного анализатора

$$R_{\max} A_T = \Sigma / R_0, \quad /13/$$

где R_{\max} - предельная разрешающая способность анализатора, достижимая после исключения всех аберраций второго и более высоких порядков, равная, например, при преобразовании типа "проектор" $H_0/H_y \Delta\eta_1$; A_T - радиальный аксептанс анализатора, тождественно определяемый как используемый эмиттанс источника заряженных частиц, $A_T = \Delta y_1 \Delta z_1$, где Δy_1 - абсолютная ширина источника частиц; Σ - площадь радиального сечения пучка частиц в дипольном поле магнитного анализатора /на рис. 1 и 2 эта площадь отмечена/. Поле квадрупольного магнита не учитывается в соотношении /13/, поскольку, если рассматривать квадрупольный магнит как частный случай дипольного с равной нулю основной составляющей поля, то при этом $R_0 = \infty$.

Из равенства /13/ следует, что достижимая разрешающая способность магнитного анализатора и его аксептанс независимо от варианта корпускулярно-оптической схемы преобразования пучка, от параметров магнитного поля и параметров магнитов определяются в конечном итоге площадью полюсов дипольного магнита и радиусом кривизны его оптической оси. Поэтому не обоснованы иногда встречающиеся утверждения о том, что тот или иной магнитный анализатор по сравнению с другими анализаторами имеет при равных размерах более высокую разрешающую способность и больший аксептанс, обусловленные особенностями выбранной схемы линейного преобразования пучка частиц.

Примером одного из таких заключений является суждение, сделанное в работе /23/, о возможности создания анализатора с существенно более узкой магнитной дорожкой по сравнению с обычно используемыми, но с тем же аксептансом и будто бы

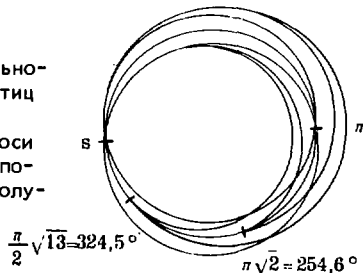
с той же разрешающей способностью. Конкретные расчеты показывают, что площадь радиального сечения пучка при неизменном угловом акцептансе и разрешающая способность в точке S_2 второго масс-сепаратора, представленного на рис.1 и 2, уменьшаются в одинаковой мере /в 4,4 раза/, если, например, изменить порядок действия линз G_1, G_2, G_3, G_4 с ДФД в радиальном сечении магнита D_2 на обратный ФДФ и сохранить при этом положение "предмета" и "изображения".

Соотношение /13/ позволяет понять и обобщить главные тенденции улучшения магнитных анализаторов. В частности, можно видеть, что одна из возможностей повышения разрешающей способности анализатора - это подобное увеличение его размеров, при котором площадь сечения пучка растет как R_0^2 и относительная площадь увеличивается пропорционально R_0 .

Другой возможный путь увеличения сечения пучка связан с увеличением угла отклонения Φ . На рис.3 показаны радиальные сечения пучка частиц с одной и той же начальной угловой расходимостью в спектрометрах с Φ , последовательно равными $\pi, \pi/2, \pi/13/2$. Чтобы не перегружать сверх меры чертэж, на рисунке не представлен спектрометр с $\Phi = \pi\sqrt{10}/26$. Дисперсия и достижимая разрешающая способность этих спектрометров растут как Φ^2 , но так же пропорционально Φ^2 растет и площадь сечения пучка за счет увеличения протяженности и ширины области магнитного поля, занятой пучком. Существенный недостаток спектрометров с большим углом отклонения Φ - сложность осуществления с необходимой точностью сильноспадающего по заданному закону магнитного поля, требующегося в этом случае.

На рис. 3 представлено также сечение пучка в β -спектрометре с трехкратной фокусировкой в однородном магнитном поле, который создан Б.С.Желеповым²⁷. Поскольку площадь сечения пучка учитывается вместе со знаком, который определяется знаком координат огибающих траекторий и меняется на обратный после каждой перетяжки пучка, то дисперсия спектрометра в месте третьего фокуса равна дисперсии полукругового спектрометра.

Рис.3. Сравнение площади радиального сечения пучка заряженных частиц в магнитном поле спектрометров с углами отклонения оптической оси Φ , равными $\pi, \pi/2, \pi/13/2$, и в поле спектрометра с трехкратной полукруговой фокусировкой пучка.



Однако существенным преимуществом спектрометра с трехкратной фокусировкой перед полукруговым является значительно более низкий фон от побочных частиц в результате их исключения в промежуточных первом и втором фокусах. Известен также сепаратор изотопов с аналогичной трехкратной фокусировкой пучка²⁸.

Характерное для спектрометров с неоднородным полем увеличение угла отклонения до первого фокуса и связанное с этим увеличение площади сечения пучка может быть получено и с помощью более простого для реализации однородного поля. Это достигается сочетанием нескольких дипольных магнитов с однородным полем и положительным наклоном границ магнитов, ослабляющим радиальную фокусировку пучка. Первый магнитный спектрограф, построенный по этому принципу, описан в работе²⁹. Сравнительный анализ магнитных анализаторов этого типа дается в работах^{20,30}.

Увеличение относительной площади радиального сечения пучка и улучшение тем самым магнитного анализатора достигается также путем применения дефокусирующей квадрупольной линзы, расположенной перед дипольным магнитом³¹.

Заметим, что соотношение /13/ справедливо и для анализаторов, в которых используются скрещенные магнитное и электрическое поля, если учесть, что R_0 определяется соотношением

$$\frac{1}{R_0} = \frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_E}$$
, где R_B и R_E - радиусы кривизны главной частицы соответственно в осевых магнитном и электрическом полях, а разрешающую способность определять по отношению к более общему параметру $\Lambda = \delta + \frac{R_0}{R_E} \frac{\Delta v}{v_0}$. Отсюда следует, например, что при

$R_0 = 2R_B = -R_E$ исчезает зависимость коэффициента дисперсии от скорости, что используется в масс-спектрометрах для улучшения разрешающей способности. В масс-спектрометрах, в которых применяется комбинация последовательно расположенных дипольного магнита и электростатического анализатора энергий заряженных частиц, осуществляется фокусировка по скорости в том случае, если площадь радиального сечения пучка частиц в магнитном поле Σ_B , деленная на R_B , равна по абсолютной величине и противоположна по знаку удвоенной площади аналогичного сечения в электростатическом Σ_E поле, деленной на R_E . $\Sigma_B R_B + 2\Sigma_E R_E = 0$.

4. Другой характеристикой качества линейной схемы магнитного анализатора может служить параметр $H_\delta H_\eta l$, где l - полная длина пролета анализируемой частицы от источника до приемника, выраженная в R_0 . Этот параметр, введенный в работах^{18,20,32}, выражает дисперсию магнитного анализатора, отнесенную одновременно к двум основным ухудшающим разрешающую способность факторам - к коэффициенту H_η , определяющему ши-

рину пучка на приемнике анализатора, и к полной длине пролета. Этот параметр, который можно назвать дважды относительной, или, для упрощения терминологии, относительной дисперсией, характеризует разрешающую способность различных магнитных анализаторов по отношению к одному и тому же источнику частиц и меру устойчивости разрешающей способности по отношению к различным возмущающим факторам, таким, как рассеяние анализируемых частиц на молекулах остаточного газа, электростатическое расталкивание частиц, искажение их траекторий из-за неточностей топографии поля.

Параметр относительной дисперсии $D_{\text{отп}} = H_{\delta} / H_{\text{п}}$ дает возможность более объективно сравнить между собой магнитные анализаторы с самыми различными характеристиками. Такое сравнение показывает, что по мере роста совершенства магнитных анализаторов от простейшего полукругового спектрометра до спектрометра со сложными комбинациями МДЭ и МКЭ растет величина относительной дисперсии, отражая таким образом улучшение качества магнитных анализаторов. Эта величина равна 0,64 для полукругового спектрометра с однородным полем и 2-3 для сложных магнитных анализаторов GD -типа. Так, например, для магнитных спектрометров, представленных на рис. 3, величина относительной дисперсии изменяется от 0,89 до 2,02 при увеличении Φ от $\pi\sqrt{2}$ до $\pi\sqrt{10}$, т.е. всего в 2,3 раза, тогда как сама дисперсия H_{δ} возрастает при этом в 5 раз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тарантин Н.И. ЖТФ, 1979, 49, с.25 ОИЯИ, Р9-11039, Р9-11040, Р9-11041, Дубна, 1977.
2. Тарантин Н.И. ОИЯИ, Р9-11808, Р9-11809, Дубна, 1978.
3. Тарантин Н.И. ОИЯИ, Р9-12463, Дубна, 1979.
4. Hintenberger H. Rev.Sci.Instr., 1949, 20, p.748.
5. Тарантин Н.И. ОИЯИ, Р9-11536, Дубна, 1978.
6. Barber N.F. Proc. Leeds Phil.Soc., 1933, v.2, p.427.
7. Cartan L. J.Phys.Rad., 1937, v.8, p.453.
8. Judd D.L. Rev.Sci.Instr., 1950, v.21, p.213.
9. Enge H.A. Rev.Sci.Instr., 1959, 30, p.248; 1961, 32, p.662.
10. Knowles H.B. Nucl.Instr. and Meth., 1963, 25, p.29.
11. Дымников А.Д. и др. ЖТФ, 1963, 33, с.393.
12. Миллер В.В. ПТЭ, 1964, 4, с.23.
13. Веников Н.И., Миронов Е.С. ЖТФ, 1964, 34, с.530.
14. Randl T.C. Nucl.Instr. and Meth., 1966, 41, p.319.
15. Майков Е.В., Миллер В.В. ПТЭ, 1967, 1, с.34.
16. Resmini F. Nucl.Instr. and Meth., 1969, 68, p.235.
17. Luccio A.U. Nucl.Instr. and Meth., 1970, 80, p.197.

18. Тарантин Н.И., Демьянов А.В. ПТЭ, 1966, 1, с.41; Демьянов А.В. и др. ПТЭ, 1966, 2, с.28; Tarantin N.I. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1965, v.38, p.103; In: Proc.Int. Conf. Electromagn. Isotope Sep. and Techn. Their Appl., Ed. Wagner H., Walcher W. Marburg, 1970, p.59.
19. Bruck H. In: Electromagnetically Enriched Isotopes and Mass Spectrometry, London, 1956, p.231.
20. Тарантин Н.И. ЖТФ, 1967, 37, с.375.
21. Wollnik H. Nucl. Instr. and Meth., 1971, v.95, p.453.
22. Тарантин Н.И. В кн.: Призменная электронная спектроскопия высокого разрешения. Изд-во ИФ АН ЛитССР, 1979, Вильнюс, с.18.
23. Rüdener F.G. Int.J. Mass Spectrom. Ion. Phys., 1971, v.6, p.325.
24. Svartholm N., Sigbahn K. Arkiv Mat. Astr.Fys., 1946, v.33A, n.21.
25. Даниель Х. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1966, 30, с.2022.
26. Баранов С.А. и др. ПТЭ, 1965, 6, с.64.
27. Желепов Б.С. и др. ДАН СССР, 1949, 64, с.309.
28. Love L.O. et al. In: Proc. Int. Conf. Electromagn. Isotope Sep. and Techn. Their Appl., Ed. Wagner H., Walcher W. Marburg, 1970, p.213.
29. Spencer J.E., Enge H.A. Nucl.Instr. and Meth., 1967, v.49, p.181.
30. Тарантин Н.И. ЖТФ, 1966, 36, с.139; Изв. АН СССР, сер. физ., 1967, 31, с.247.
31. Enge H. Rev.Sci.Instr., 1958, 29, p.885.
32. Anderson G. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1964, v.28, p.245.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 марта 1980 года.