

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



6/II - 78

671/2-78

P9 - 11040

Н.И.Тарантин

СИСТЕМА КОЭФФИЦИЕНТОВ  
ЛИНЕЙНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПУЧКА  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ  
ДИПОЛЬНОМ ЭЛЕМЕНТЕ.

Часть II. Радиальное движение.

Квазиахроматический способ.

1977

P9 - 11040

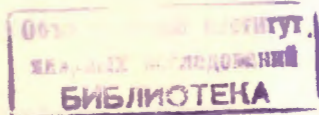
Н.И.Тарантин

СИСТЕМА КОЭФФИЦИЕНТОВ  
ЛИНЕЙНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПУЧКА  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ  
ДИПОЛЬНОМ ЭЛЕМЕНТЕ.

Часть II. Радиальное движение.

Квазиахроматический способ.

*Направлено в ЖТФ*



Тарантин Н.И.

P9 - 11040

Система коэффициентов линейного преобразования пучка заряженных частиц в магнитном дипольном элементе.  
Часть II. Радиальное движение.  
Квазиахроматический способ.

Получен набор систематизированных коэффициентов линейного преобразования пучка заряженных частиц для радиального движения их в квазиахроматическом магнитном дипольном элементе. Дан способ графического определения положений источника, приемника и основных коэффициентов линейного преобразования. Приведены соотношения, связывающие основные характеристики магнитного спектрометра: разрешающую способность, аксептанс и неизохронность - с площадью радиального сечения пучка в магнитном поле и радиусом кривизны главной траектории.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Tarantin N.I.

P9 - 11040

Coefficient System for Linear Transformation of the Beam of Charged Particles by a Magnetic Dipole Element.  
Part II. Radial Motion. Quasiachromatic Method

A set of systematized coefficients for linear transformation of the beam of charged particles for their radial motion in a quasiachromatic magnetic dipole element was obtained. A rule for graphical presentation of positions of a source, a collector and main coefficients of linear transformation is presented. The relations are given which connect the main characteristics of a magnetic spectrometer: resolving power, acceptance and non-isochronism and the area of the beam radial cross section in the magnetic field and the radius of the main trajectory.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

## ВВЕДЕНИЕ

В статье <sup>1</sup> был получен набор систематизированных коэффициентов линейного преобразования пучка заряженных частиц для радиального движения их в хроматическом магнитном дипольном элементе. В настоящей работе проводится дальнейшее рассмотрение проблемы преобразования пучка и дается набор коэффициентов линейного преобразования пучка частиц для радиального движения в квазиахроматическом магнитном дипольном элементе.

### 1. КОЭФФИЦИЕНТЫ ЛИНЕЙНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПУЧКА ЧАСТИЦ В КВАЗИАХРОМАТИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ДИПОЛЬНОМ ЭЛЕМЕНТЕ

Как отмечалось в работе <sup>1</sup> наряду с хроматическим возможен другой способ заданного формирования пучка заряженных частиц магнитным дипольным элементом. Например, преобразование пучка типа "зажигательное стекло", при котором  $H_{\eta} = 0$ , может быть получено при выполнении или условий

$$-\omega s_1 + t_1 c_1 = 0 \quad \text{и} \quad -\omega l_2^2 s_2 + (1 + l_2^2 t_2^2) c_2 = 0. \quad /1/$$

или условий

$$c_1 + \frac{t_1 s_1}{\omega} = 0 \quad \text{и} \quad l_2 c_2 + (1 + l_2 t_2) \frac{s_2}{\omega} = 0^* \quad /2/$$

Условие /2/ отвечает пересечению основных траекторий частиц при  $\phi = \psi_1$  в одной точке  $[\rho_1(\psi_1) = \rho_2(\psi_2) = 0]$  и одновременно является вторым определением угла  $\psi_1$ , а следовательно, и угла  $\psi_2 = \Phi - \psi_1$ . Этот способ формирования пучка частиц для преобразования типа "зажигательное стекло" представлен в нижней части рис. 1. В верхней части изображен для сравнения рассмотренный в работе /1/ хроматический вариант преобразования типа "зажигательное стекло" для магнитного дипольного элемента с теми же параметрами  $L_1, L_2, \epsilon_1, \epsilon_2, \omega$  и  $R_0$ .

Отличие этих двух способов преобразования состоит в том, что преобразования с пересечением траекторий в области магнитного поля имеют определяющую дисперсию /линейную  $H_\delta$  - для зажигательного стекла и проектора и угловую  $A_\delta$  - для телескопа и конденсора/, существенно меньшую, чем в случае хроматического способа.

Это иллюстрируется на рис. 1 положением на приемниках траектории частицы с  $\delta \neq 0$ . Отсюда следуют названия: квазихроматический способ и квазихроматический магнитный дипольный элемент.

Коэффициенты линейного преобразования пучка заряженных частиц квазихроматическим магнитным дипольным элементом даны в табл. 1. Значения используемых параметров заключены в следующих пределах:

$$0 \leq l_i \leq \infty, \quad -\frac{1}{2}\pi < \epsilon_i < \frac{1}{2}\pi, \quad 0 < \psi_i \leq \pi, \quad i=1,2, \quad 0 \leq \omega \leq 1.$$

Коэффициенты линейного преобразования пучка при  $l_i = 0, \psi_i = \pi, i=1,2$ , приобретающие неопределенности типа  $\frac{0}{0}$  или  $\frac{1}{0} - \frac{1}{0}$ , раскрыты в табл. 2.

\* В настоящей работе используются те же обозначения, что и в статье /1/.

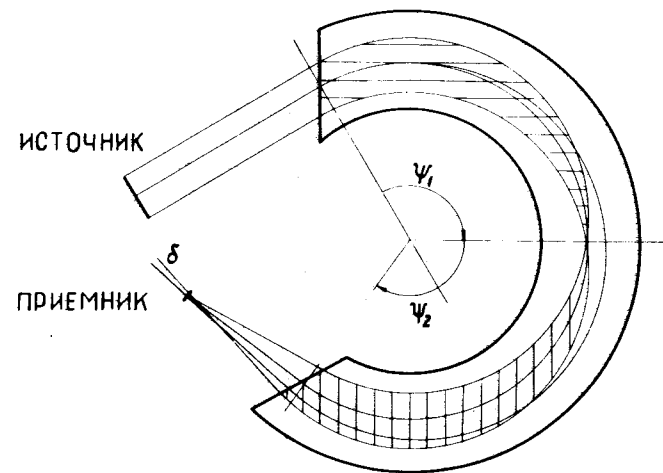
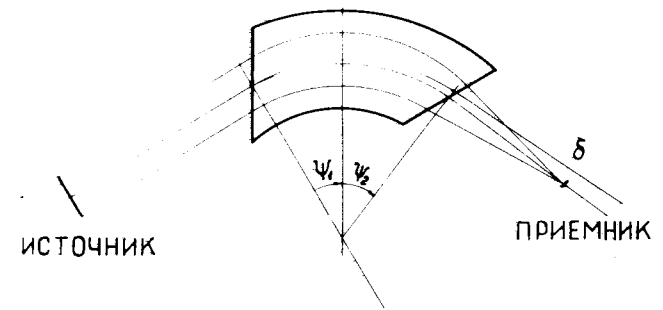


Рис. 1. Два способа преобразования пучка заряженных частиц типа "зажигательное стекло". В верхней части рисунка представлен хроматический способ преобразования, в нижней - квазихроматический. Параметры  $\omega, R_0, L_i, \epsilon_i (i=1,2)$  магнитных дипольных элементов одни и те же. Знаком  $\delta$  отмечена основная траектория частицы ( $\eta_i = 0, a_i = 0$ ) с  $\delta \neq 0$ .

При  $\omega = 0$  /так называемое, призматическое поле/ имеем  $\frac{1}{\psi_i} = -t_i$ ,  $i = 1, 2$ , в случае параллельного хода лучей через границу /вместо условия  $\frac{c_i}{s_i} = -\frac{t_i}{\omega}$  / и  $\frac{1}{\psi_i} = -(t_i + \frac{1}{f_i})$  в случае расходящегося или сходящегося пучка /вместо условия  $\frac{c_i}{s_i} = -\frac{1}{\omega} (t_i + \frac{1}{f_i})$  /.

Как можно видеть, дипольный магнит с призматическим полем ( $\omega = 0$ ) действует на радиальное движение частицы как тонкая линза, расположенная на эффективной границе, фокусное расстояние которой  $f = -R_0 / t_i$ . Неопределенности в коэффициентах табл. 1 при  $\omega = 0$  раскрываются путем подстановок  $\frac{s}{\omega} = \Phi$ ,  $\frac{1-c}{\omega^2} = \frac{\Phi^2}{2}$ ,

$$\frac{c_1 - c_2}{\omega s_2} = \frac{\psi_2^2 - \psi_1^2}{2\psi_2}$$

Из табл. 1 следует, что коэффициенты, определяющие практическую дисперсию магнитного дипольного элемента, а именно:  $H_\delta$  - при преобразованиях типа "зажигательное стекло" и "проектор" и  $A_\delta$  - "телескоп" и "конденсор", зависят от разности двух примерно равных или равных членов  $c_1$  и  $c_2$ , которая приводит к малой или равной нулю величине дисперсии.

Коэффициенты линейного преобразования, представленные в табл. 1 и 2, дают  $H_\eta A_\alpha - H_\alpha A_\eta = 1$ , и, таким образом, удовлетворяют принципу сохранения элемента площади фазовой плоскости  $\eta - \alpha$  при преобразовании величин  $\eta_1$ ,  $\alpha_1$  и  $\delta$  в величины  $\eta_2$ ,  $\alpha_2$  и  $\delta$ .

Форма условий для преобразования заданным образом пучка частиц и структура коэффициентов преобразования допускают и в случае квазиахроматического способа применение графического приема их рассмотрения. Графическое построение для квазиахроматического преобразования типа "зажигательное стекло" дано на рис. 2.

Таблица 1

Коэффициенты линейного преобразования пучка частиц в квазиахроматическом магнитном дипольном элементе

Тип и условия осуществления преобразования	Коэффициенты					
	$H_\eta$	$A_\eta$	$H_\alpha$	$A_\alpha$	$H_\delta$	$A_\delta$
Зажигательное стекло $\frac{c_1}{s_1} = -\frac{t_1}{\omega}$ , $\frac{c_2}{s_2} = -\frac{1}{\omega} (t_2 + \frac{1}{f_2})$	0	$\frac{s_2}{f_2 s_1}$	$-\frac{f_2 s_1}{s_2}$	$-\frac{s_1 f_1 s_2}{s_2 f_2 s_1} - \frac{s}{\omega f_2}$	$\frac{f_2 (c_1 - c_2)}{\omega s_2}$	$\frac{c_1 - c_2}{\omega s_2} - \frac{1-c}{\omega^2 f_2}$
Телескоп $\frac{c_1}{s_1} = -\frac{t_1}{\omega}$ , $i = 1, 2$	$-\frac{s_2}{s_1}$	0	$-\frac{f_1 s_2}{s_1} - \frac{s}{\omega f_2}$	$-\frac{s_1}{s_2}$	$\frac{f_2 (c_1 - c_2)}{\omega s_2}$	$\frac{c_1 - c_2}{\omega s_2}$
Проектор $\frac{c_1}{s_1} = -\frac{1}{\omega} (t_1 + \frac{1}{f_1})$ , $i = 1, 2$	$\frac{f_2 s_1}{f_1 s_2}$	$\frac{s_1 + f_1 s_2}{f_1 s_2} + \frac{s}{\omega f_1 f_2}$	0	$\frac{f_1 s_2}{f_2 s_1}$	$\frac{f_2 (c_1 - c_2)}{\omega s_2}$	$\frac{c_1 - c_2}{\omega s_2} - \frac{1-c}{\omega^2 f_2}$
Конденсор $\frac{c_1}{s_1} = -\frac{1}{\omega} (t_1 + \frac{1}{f_1})$ , $\frac{c_2}{s_2} = -\frac{t_2}{\omega}$	$-\frac{f_1 s_1}{s_1} + \frac{f_2 s_1}{f_1 s_2}$ $-\frac{s}{\omega f_1}$	$\frac{s_1}{f_1 s_2}$	$-\frac{f_1 s_2}{s_1}$	0	$\frac{f_2 (c_1 - c_2)}{\omega s_2}$	$\frac{c_1 - c_2}{\omega s_2}$

Таблица 2

Коэффициенты линейного преобразования пучка частиц в квазиахроматическом магнитном дипольном элементе при значениях  $\ell_i \approx 0$  и  $\omega\psi_i = \pi$ .

Тип преобразования и значения $i$	Коэффициенты					
	$H_\eta$	$A_\eta$	$H_a$	$A_a$	$H_\delta$	$A_\delta$
Зажигательное стекло $i=2$	0	$\frac{\omega}{s_1}$	$-\frac{s_1}{\omega}$	$\frac{\omega\ell_1}{s_1} - c_1$	$\frac{1+c_1}{\omega^2}$	$-\frac{s_1}{\omega}$
Проектор $i=1$	$\frac{\omega\ell_2}{s_2}$	$\frac{c_2 + \frac{\omega}{s_2}}{\ell_2}$	0	$\frac{s_2}{\omega\ell_2}$	$-\frac{\ell_2(1+c_2)}{\omega s_2}$	$-\frac{1+c_2}{\omega s_2} - \frac{1+c_2}{\omega^2\ell_2}$
Проектор $i=2$	$\frac{s_1}{\omega\ell_1}$	$\frac{c_1 + \frac{\omega}{s_1}}{\ell_1}$	0	$\frac{\omega\ell_1}{s_1}$	$\frac{1+c_1}{\omega^2}$	$-\frac{s_1}{\omega}$
Проектор $i=1,2$	1	0	0	1	0	0
Кондensor $i=1$	$\frac{\omega\ell_2}{s_2} - c_2$	$\frac{\omega}{s_2}$	$-\frac{s_2}{\omega}$	0	$-\frac{\ell_2(1+c_2)}{\omega s_2} + \frac{1+c_2}{\omega^2}$	$-\frac{1+c_2}{\omega s_2}$

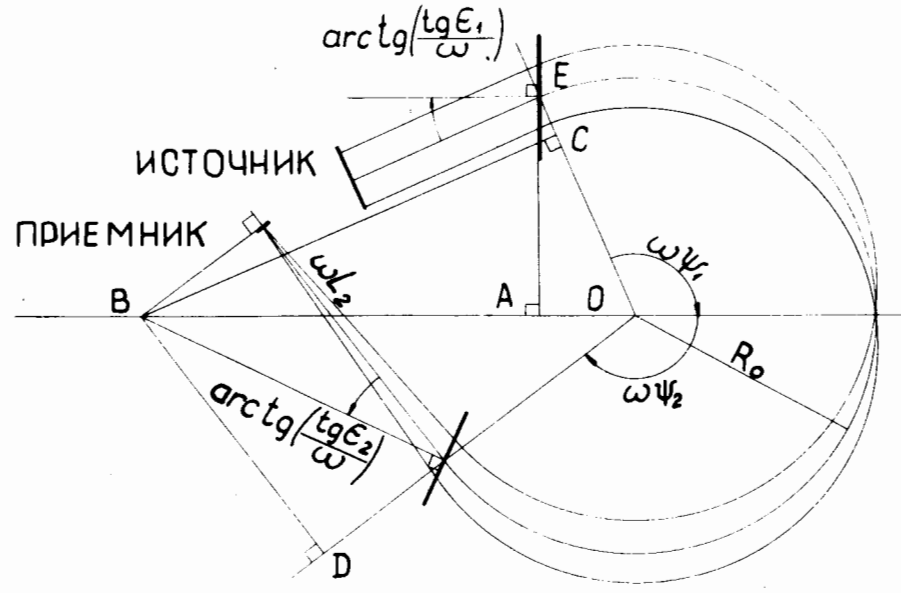


Рис. 2. Способ графического определения положений источника ( $L_1$ ), приемника ( $L_2$ ) и основных коэффициентов линейного преобразования пучка частиц квазиахроматическим магнитным дипольным элементом. Квадратами отмечены прямые углы.  $A_\eta = \frac{AE}{OB}$ ,  $H_a = -\frac{OB}{AE}$ ,

$$H_\delta = \frac{OC - OD}{R_0 \omega^2}, \quad \frac{\omega L_2 s_1}{s_2} = BC.$$

При построении должны быть использованы величины  $\omega L_i$ ,  $\omega\psi_i$  и  $\arctg\left(\frac{\text{tg}\epsilon_i}{\omega}\right)$  вместо величин  $L_i$ ,  $\psi_i$  и  $\epsilon_i$ ,  $i=1,2$ . В этом построении расстояние до источника  $L_2$  определяется из условия, что нормаль к эффективной границе в точке выхода главной траектории, нормаль к главной траектории в месте расположения приемника и продолжение радиуса-вектора  $r$  при  $\phi = \psi_1$  за на-

Таблица 3

Коэффициенты неизохронности траекторий заряженных частиц в квазиахроматическом магнитном дипольном элементе

Тип преобразования	Коэффициенты		
	$\Lambda_\eta$	$\Lambda_a$	$\Lambda_\delta$
Зажигательное стекло и телескоп	$\frac{c_2 - c_1}{\omega s_1}$	$\frac{\rho_1(c_2 - c_1)}{\omega s_1} + \frac{1 - c}{\omega^2}$	$\frac{1}{\omega^2}(\Phi - \frac{s}{\omega})$
Проектор и конденсор	$\frac{c_2 - c_1}{\omega s_1} - \frac{1 - c}{\omega^2 \rho_1}$	$\frac{\rho_1(c_2 - c_1)}{\omega s_1}$	$\frac{1}{\omega^2}(\Phi - \frac{s}{\omega})$

чало координат пересекаются в одной точке В. Это утверждение легко доказать. Действительно,

$$DO = \omega L_2 \operatorname{tg} \arctg\left(\frac{\operatorname{tg} \epsilon_2}{\omega}\right) + R_0 \quad \text{и} \quad DO = \omega L_2 \operatorname{ctg}(\pi - \omega \psi_2).$$

Отсюда следует  $\frac{c_2}{s_2} = -\frac{1}{\omega} \left(t_2 + \frac{1}{\rho_2}\right)$

условие для выходных параметров дипольного магнита при преобразовании типа "зажигательное стекло".

Для параллельного хода лучей при входе в дипольный магнит точка пересечения нормали к входной границе и продолжения того же радиуса-вектора  $r$  должна быть отнесена в бесконечность /эти отрезки парал-

лельны/. В этом случае, как можно видеть,  $\operatorname{tg}(\pi - \omega \psi_1) = -\operatorname{tg}\left[\frac{1}{2}\pi - \arctg\left(\frac{\operatorname{tg} \epsilon_1}{\omega}\right)\right]$ , и условие  $\frac{c_1}{s_1} = -\frac{t_1}{\omega}$  выпол-

няется. Легко найти, что  $\Lambda_\eta = \frac{AE}{OB}$ ,  $\Lambda_a = -\frac{OB}{AE}$ ,

$$H_\delta = (OC - OD) / R_0 \omega^2, \quad \frac{s_1}{s_2} = BC / BD.$$

Коэффициенты неизохронности для квазиахроматического магнитного дипольного магнита даны в табл. 3.

При значениях  $\rho_1 \neq 0$  и  $\omega \psi = \pi$ , которые могут иметь место при преобразованиях типа "проектор" и "конденсор", раскрытие неопределенностей приводит к

следующим выражениям:  $\Lambda_\eta = -\frac{s_2}{\omega}$  и  $\Lambda_a = \frac{1 + c_2}{\omega^2}$ .

При  $\omega = 0$  необходимо воспользоваться указанными выше

заменами и подстановкой  $\frac{1}{\omega^2} \left(\Phi - \frac{s}{\omega}\right) = \frac{\Phi^3}{b}$ .

Неизохронность, практически проявляющаяся, определяется по формуле

$$\Delta \lambda \approx \frac{c_2 - c_1}{\omega s_1} \Delta \eta_1 \quad /3/$$

при преобразованиях типа "зажигательное стекло" и "телескоп" и

$$\Delta \lambda = \frac{\rho_1(c_2 - c_1)}{\omega s_1} \Delta a_1 \quad /4/$$

при преобразованиях типа "проектор" и "конденсор". Общая форма соотношений /3/ и /4/ есть

$$\Delta \lambda = R_{\max} \Lambda_\eta \Lambda_a = \frac{\sigma}{R_0} \quad /5/$$

Заметим, что площадь радиального сечения пучка в магнитном поле, определяемая интегральным выражением /30/ работы [1], берется с учетом знака координат ограничивающих траекторий  $\rho_1(\psi)$  и  $\rho_2(\psi)$ . Поэтому при квазиахроматическом способе преобразования площадь пучка до точки пересечения берется со знаком плюс, тогда как последующая часть площади - со знаком минус. Результирующее значение  $\sigma$  в этом случае может быть мало или равно нулю. На рис. 1 эти части площадей радиального сечения пучка заштрихованы линиями соответственно разных направлений.

Заметим также, что любой магнитный дипольный элемент с квазиахроматическим способом преобразова-

ния пучка можно рассматривать как два последовательно действующих дипольных элемента с хроматическим способом преобразования. Такое рассмотрение является дополнительной иллюстрацией справедливости высказанного в работе<sup>/1/</sup> утверждения, что соотношение /5/ применимо и для многоэлементных магнитных систем, состоящих из нескольких дипольных магнитов и линз. При этом площадь пучка в каждом элементе должна включаться со знаком, определяемым знаком  $\rho(\phi)$  - координаты граничной траектории. Площадь пучка в магнитных мультипольных линзах не вносит вклада в

$\frac{\sigma}{R_0}$ , поскольку для мультипольных линз  $R_0 = \infty$ .

Коэффициенты неизохронности, представленные в табл.4 работы<sup>/1/</sup> и в табл. 3 настоящей работы, были получены в предположении нормального положения плоскостей источника и приемника ( $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$ ) по отношению к главной траектории. Для наклоненных к главной траектории плоскостей источника и приемника при определении неизохронности траекторий необходимо учитывать разницу в длинах траекторий, обусловленную различием значений координаты  $x$  точек выхода и прихода частиц.

Это различие может быть использовано в некоторых случаях для частичного уменьшения неизохронности. В частности, в преобразованиях типа "зажигательное стекло" и "телескоп" неизохронность, обусловленная  $\Delta\eta_1$ , исключается, если  $\text{tg}\gamma_1 = \Lambda_\eta$ . В "конденсоре" неизохронность, связанная с  $\Delta\alpha_1$ , ликвидируется путем наклона плоскости приемника, при этом  $\text{tg}\gamma_2 = \Lambda_\alpha / H_\alpha$ . При  $\text{tg}\gamma_2 = \Lambda_\eta / H_\eta$  компенсируется  $\Lambda_\eta \Delta\eta_1$  в преобразованиях типа "телескоп".

## 2. ОБСУЖДЕНИЕ НЕКОТОРЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученное в работе<sup>/1/</sup> и в настоящей статье соотношение /5/ выражает общие закономерности, определяющие основные характеристики магнитного дипольного элемента, независимо от варианта преобразования пучка частиц, от конкретных параметров магнитного поля ( $\omega$ )

и самого дипольного элемента, от наличия дополнительных линз. В частности, это соотношение показывает, что хорошая изохронность несовместима с высокой разрешающей способностью и большим аксептансом магнитного дипольного элемента. Чем выше разрешающая способность и чем больше используемый эмиттанс источника, тем больше различие в длинах траекторий частиц, приходящих на приемник магнитного спектрометра. Впрочем, это противоречие уменьшается, если в магнитном спектрометре с квазиахроматическим способом преобразования пучка установить диафрагму в плоскости пересечения основных траекторий частиц /при  $\phi = \psi_1$  / и тем самым улучшить разрешение, не ухудшая изохронности и не уменьшая аксептанса магнитного дипольного элемента.

Из соотношения /5/ также следует, что максимальная разрешающая способность и аксептанс любого магнитного дипольного элемента в конечном итоге определяются площадью полюсов магнита и радиусом кривизны главной траектории. Поэтому не имеют оснований иногда встречающиеся утверждения о том, что тот или иной магнитный спектрометр имеет существенно более высокую разрешающую способность и существенно больший аксептанс, обусловленные выбором той или иной схемы линейного преобразования пучка частиц, при равных с другими спектрометрами размерах.

Соотношение /5/ позволяет также обобщить тенденции в методах улучшения характеристик магнитных дипольных спектрометров и указать возможные пути их дальнейшего совершенствования.

Как можно видеть, одна из возможностей улучшения магнитного спектрометра - это подобное увеличение его размеров. В этом случае площадь радиального сечения пучка растет как  $R_0^2$  и отношение  $\sigma/R_0$  увеличивается пропорционально  $R_0$ . Такая возможность часто использовалась и используется для повышения разрешающей способности спектрометров.

Увеличение площади радиального сечения пучка достигается также путем применения, например, дефокусирующей в радиальной плоскости магнитной квадрупольной линзы, располагаемой перед дипольным магнитом



с однородным полем. Такая комбинация квадрупольной линзы с дипольным магнитом первоначально была предложена<sup>12/</sup> с целью увеличения телесного угла спектрометра путем фокусировки линзой пучка частиц в  $z$ -направлении. На другое назначение применения квадрупольной линзы в комбинации с дипольным магнитом, получившей название (Q-D)-спектрометра /спектрографа/, было указано позднее<sup>13/</sup>. Действие дефокусирующей линзы вызывает существенное расширение радиального сечения пучка в дипольном магните и увеличение преимущественно разрешающей способности (Q-D)-спектрометра. Этот результат легко понять, если сравнить (Q-D)-спектрометр и D-спектрометр, имеющие одинаковые значения параметров  $R_0$ ,  $\omega$ ,  $\Phi$ ,  $\epsilon_i$  и  $L_i$  ( $i=1,2$ ) магнитных дипольных элементов, принимая, что  $L_1$  в (Q-D)-спектрометре определяется положением мнимого изображения реального источника, создаваемого дефокусирующей линзой. Линейная дисперсия  $H_\delta$  и линейное увеличение  $H_\eta$  магнитных дипольных элементов в этом случае будут равны. При равной ширине полюсов дипольных магнитов угловой аксептанс  $\Delta\alpha_1$  в радиальной плоскости (Q-D)-спектрометра будет меньше, а достижимая разрешающая способность  $R_{\max}$  при равной ширине источников  $\Delta\eta_1$  больше, чем у D-спектрометра, поскольку дефокусирующая линза, образуя мнимое изображение, увеличивает расхождение пучка и, согласно теореме Лнувилля, уменьшает ширину виртуального источника.

Аналогичное рассмотрение для спектрометра, представляющего комбинацию фокусирующей линзы и дипольного магнита, показывает, что при равной ширине полюсов дипольных магнитов угловой аксептанс  $\Delta\alpha_1$  сложного спектрометра больше, а его достижимая разрешающая способность  $R_{\max}$  при равной ширине источников  $\Delta\eta_1$  меньше, чем у D-спектрометра, поскольку фокусирующая линза, уменьшая угловую расходимость, увеличивает ширину виртуального источника, от которой зависит  $R_{\max}$ . Это заключение остается справедливым и для магнитного призменного спектрометра<sup>14/</sup>, построенного по схеме фокусирующая линза - дипольный магнит -

фокусирующая линза, так как линза /фокусирующая или дефокусирующая/, расположенная за дипольным магнитом, изменяет в одной и той же мере и величину дисперсии и величину изображения источника на приемнике, не изменяя, таким образом, разрешающей способности спектрометра.

Другой возможный путь увеличения радиального сечения пучка в магнитном поле - это увеличение угла отклонения  $\Phi$ . Для этого применяют поля с коэффициентом  $a_1 < 0$ , производящие менее сильную, чем однородное поле ( $a_1=0$ ), радиальную фокусировку пучка частиц. Например, в магнитном спектрометре, предложенном Свартхольмом и Зигбаном<sup>15/</sup>, используется магнитное поле с  $a_1 = -0.5$ . Максимальный угол отклонения пучка до пересечения траекторий и ширина пучка в таком поле в  $\sqrt{2}$  раз больше, чем в однородном поле, а радиальное сечение пучка и дисперсия в два раза больше.

Дальнейшее развитие магнитных спектрометров этого типа привело к применению магнитных полей с коэффициентом  $a_1 = -0.9$  и дипольных магнитов с углами отклонения более  $2\pi$  (до  $\pi\sqrt{10}$ ) /см., например,<sup>16-8/</sup> /, дисперсия которых в несколько раз превышает дисперсию спектрометров с однородным полем. Дополнительный выигрыш, достигаемый в многооборотных спектрометрах, заключается в повторном использовании некоторых участков магнитного поля при движении частиц от источника к приемнику по многооборотной траектории. Их существенный недостаток - сложность реализации с необходимой точностью сильнооспадающего по заданному закону магнитного поля.

Аналогичное увеличение угла отклонения  $\Phi$  и площади радиального сечения пучка, но в более простом для реализации однородном магнитном поле может быть достигнуто путем ослабления радиальной фокусировки с помощью клиновидных вырезов в полюсных наконечниках магнита, снижающих магнитное поле в области выреза. Границы клиновидного выреза действуют как наклоненные под положительным углом  $\epsilon$  выходная и входная границы дипольного магнита, ослабляющие радиальную и производящие аксиальную фокусировку частиц. Рас-

смотрение действия вырезов в полюсных наконечниках дипольного магнита с однородным полем, проделанное в работах <sup>9-11</sup> показывает, что угол отклонения пучка частиц в магните с вырезами полюсов до первого пересечения траекторий может быть любым, а площадь радиального сечения пучка растет в одном из вариантов спектрометра сильнее, чем  $\Phi^2$  / в аксиально-симметричном неоднородном поле эта площадь  $\sim \Phi^2$  /. Соответственно, с увеличением площади растет и дисперсия спектрометра. Угловые aberrации второго порядка такого спектрометра существенно ниже, чем aberrации эквивалентного по характеристикам спектрометра с аксиально-симметричным полем.

Наконец, увеличение площади радиального сечения пучка в однородном магнитном поле может быть получено тем, что в месте пересечения траекторий частиц в квазиахроматическом дипольном элементе устанавливается линза /в случае масс-спектрометра это может быть компактная электростатическая линза типа диафрагмы/, которая или дефокусирует пучок частиц и таким образом исключает пересечения траекторий, или дополнительно сильно фокусирует пучок, образуя второе близлежащее пересечение <sup>12</sup>/. В результате этого площадь радиального сечения пучка, определяющая достижимую разрешающую способность, увеличивается в два раза. Этот прием можно повторить несколько раз, если использовать движения частиц по траекториям, подобным удлинненной циклоиде.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тарантин Н.И. ОИЯИ, Р9-11039, Дубна, 1977.
2. Enge H. *Rev.Sci.Instr.*, 1958, 29, p.885.
3. Wiedner C.A. e.a. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1972, 105, p.205.
4. Кельман В.М., Каминский Д.Л. *ЖЭТФ*, 1951, 21, с.555.
5. Svartholm N., Siegbahn K. *Arkiv Math. Astronom. Fysik*, 1946, 33A, no.21, p.1.
6. Алексеевский Н.Е. и др. *ДАН СССР*, 1955, 100, с.229.

7. Daniel H. *Rev.Sci.Instr.*, 1960, 31, p.249.
8. Баранов С.А. и др. *ПТЭ*, 1965, 6, с.64.
9. Тарантин Н.И. *ЖТФ*, 1966, 36, с.139.
10. Тарантин Н.И. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1967, 31, с.247.
11. Тарантин Н.И. *ЖТФ*, 1967, 37, с.375.
12. Тарантин Н.И. Авторское свидетельство №305909. *Бюлл. ОИПОТЗ*, 1971, №19, с.24.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 октября 1977 года.