

С 344.1К

T-19

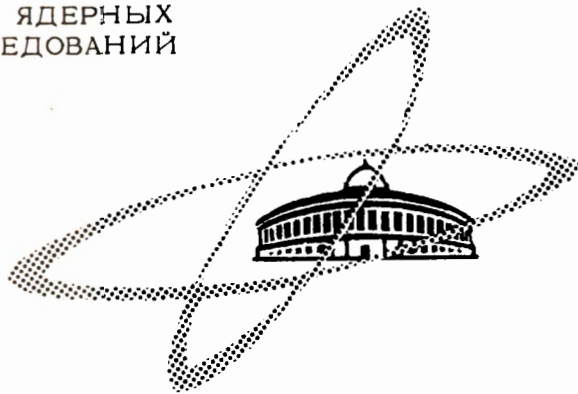
ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ЖТФ, 1967, т. 37, в. 2,  
с. 375-383

2/15-66

P-2573



Н.И. Тарантин

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
МАГНИТНОГО СПЕКТРОМЕТРА  
С ВАРИАЦИЕЙ ПОЛЯ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1966

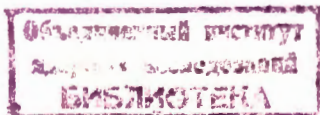
P-2578

4092/1, 48

Н.И. Тарантин

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
МАГНИТНОГО СПЕКТРОМЕТРА  
С ВАРИАЦИЕЙ ПОЛЯ

Направлено в ЖТФ



1. В работе<sup>/1/</sup> рассмотрен возможный спектрометр с поперечным магнитным полем, варьированным вдоль направления пучка анализируемых частиц. Такой спектрометр с вариацией поля (ВП) представляет собою дальнейшее развитие спектрометра с вырезами в полюсных наконечниках магнита<sup>/2/</sup> и является, по существу, многоступенчатым спектрометром, отличающимся от известных отсутствием промежуточных изображений между ступенями.

В работе<sup>/1/</sup> для спектрометра с ВП были получены в первом приближении по малым параметрам условия фокусировки пучка частиц, найдены выражения для коэффициента увеличения спектрометра в радиальной плоскости и для дисперсии, указан метод расчета аксиального движения частиц. В настоящей работе проводится дальнейший анализ основных ионно-оптических характеристик спектрометра с ВП (дисперсии и угловых аберраций второго порядка) в зависимости от характера вариации магнитного поля и типа спектрометра.

2. Как показано в работе<sup>/1/</sup>, величина дисперсии спектрометра с ВП определяется следующей формулой:

$$D = (-1)^{m-1} \frac{l''_1 \dots l''_m \cos \psi'_1 \dots \cos \psi'_m}{l'_1 \dots l'_m \cos \psi''_1 \dots \cos \psi''_m} l'_1 \operatorname{tg} \psi'_1 + \dots$$

$$\dots + (-1)^{m-1} \frac{l''_1 \dots l''_m \cos \psi'_1 \dots \cos \psi'_m}{l'_1 \dots l'_m \cos \psi''_1 \dots \cos \psi''_m} (l'_1 \operatorname{tg} \psi'_m - l''_{1-1} \operatorname{tg} \psi''_{1-1}) + \dots + l''_m \operatorname{tg} \psi''_m, \quad (1)$$

где  $l'_i$  - расстояние от входной границы до объекта для  $i$ -го составляющего спектрометра,  $l''_i$  - расстояние от выходной границы до изображения,  $\psi'_i, \psi''_i$  - некоторые вспомогательные углы, определяющие угол отклонения  $\phi_i = \psi'_i + \psi''_i$  главного луча,

$$i = 2 \frac{1}{m} \quad m.$$

Параметры  $l'_i, l''_i, \psi'_i$  и  $\psi''_i$  связаны условием угловой фокусировки, которое в первом приближении сводится к следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \psi'_i &= \operatorname{tg} \epsilon'_i + \frac{R_0}{\ell'_i} \\ \operatorname{tg} \psi''_i &= \operatorname{tg} \epsilon''_i + \frac{R_0}{\ell''_i} \end{aligned} \quad (2)$$

для  $i = 1 \div m$ , причем  $\ell'_i = -\ell''_{i-1} + d_{i-1,i}$  для  $i = 2 \div m$ .

Здесь  $R_0$  - радиус кривизны траекторий основного пучка в поле эквивалентных составляющих спектрометров,  $\epsilon'_i$  и  $\epsilon''_i$  - углы наклона входной и выходной грани этих спектрометров,  $d_{i-1,i}$  - расстояние по направлению главного луча между гранями эквивалентных составляющих спектрометров.

В настоящей работе для упрощения общего рассмотрения мы ограничимся выявлением закономерностей поведения дисперсии лишь для определенных типов спектрометра с ВП. Рассмотрим только спектрометры, симметричные относительно биссектрисы угла поворота радиуса вектора главного луча (в этом случае коэффициент увеличения в радиальной плоскости  $G = -1$ ) и с  $d_{i-1,i} = 0$  для всех возможных  $i$ . Однако и при этих ограничениях круг возможных вариантов спектрометра с ВП остается достаточно широким.

3. Отдельную серию составляют спектрометры с ВП, у которых  $\psi'_i = \psi''_i = \psi$  ( $i = 1 \div m$ ). В этом случае роль собирающих линз выполняет первая половина первой и вторая половина последней ступени спектрометра: остальные ступени служат как призмы. Для спектрометров этой серии

$$D = 2m \ell \operatorname{tg} \psi = 2m \ell \operatorname{tg} \frac{\Phi}{2m}, \quad (3)$$

где  $\Phi = \sum_{i=1}^m \phi_i$ , или

$$D = \frac{2m R_0 \operatorname{tg} \frac{\Phi}{2m}}{\operatorname{tg} \frac{\Phi}{2m} - \operatorname{tg} \epsilon}, \quad (4)$$

если учесть условие фокусировки пучка частиц, которое в этом случае переходит в более простую систему уравнений

$$\operatorname{tg} \epsilon'_i + \operatorname{tg} \epsilon''_{i-1} = 2 \operatorname{tg} \frac{\Phi}{2m} \quad (i = 2 \div m) \quad (5)$$

$$\ell'_1 = \ell''_m = \ell = \frac{R_0}{\operatorname{tg} \frac{\Phi}{2m} - \operatorname{tg} \epsilon},$$

где  $\epsilon = \epsilon'_1 = \epsilon''_m$ . В частном случае условие (5) может быть сведено к равенству  $\epsilon'_i = \epsilon''_{i-1} = \psi$  ( $i = 2 \div m$ ).

Дисперсия спектрометров этой серии приводится на рис. 1. В представлении  $D/m$  как функция  $\Phi/m$ , выбранном в данном случае, все спектрометры с ВП при фиксированном значении  $\epsilon$  описываются одной кривой. Из рисунка видно, что введение вариации поля дает возможность увеличить угол отклонения луча в спектрометре и таким образом повысить дисперсию спектрометра.

Следует отметить, что для осуществления больших значений  $\Phi/m$  требуются в соответствии с условием (5) и большие углы наклона границ областей вариации, которые на практике не всегда могут быть использованы из-за эффекта рассеяния магнитного поля в области границ. Из опыта создания спектрометров с наклонными границами известно, что основные параметры спектрометра с однородным полем практически не ухудшаются, если углы наклона границ не превышают  $60^\circ$ . Поэтому можно считать, что спектрометры рассмотренной серии с углами отклонения  $\Phi$  вплоть до  $120^\circ$  вполне реализуемы. Спектрометры с  $\Phi > 120^\circ$  как варианты рассмотренной серии неосуществимы (на рис. 1 они представлены пунктирными кривыми). Однако эти спектрометры могут быть заменены эквивалентными по  $\Phi$ ,  $l$  и  $\epsilon$  спектрометрами, но с несколько большим числом ступеней и соответственно несколько большей дисперсией. Это можно сделать, если  $\psi'_1$  и  $\psi''_m$  оставить без изменений, а все остальные  $\psi'_i$  ( $i = 2 \div m$ ) и  $\psi''_i$  ( $i = 1 \div m-1$ ) уменьшить, увеличив при этом число ступеней и сохранив  $\Phi$  неизменным.

4. Интересно сравнить по дисперсионной способности рассмотренные спектрометры с ВП и спектрометры наиболее совершенного типа с неоднородным аксиально-симметричным полем  $B = B_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^n$ , где  $0 < n < 1$ , а  $B_0$  — магнитная индукция на главной траектории  $R = R_0$ . Дисперсия спектрометра с аксиально-симметричным полем в случае, когда  $l' = l'' = l$  и  $\epsilon' = \epsilon'' = \epsilon$ , определяется формулой

$$D = \frac{2 R_0 \operatorname{tg} \frac{\omega \Phi}{2}}{\omega \left( \omega \operatorname{tg} \frac{\omega \Phi}{2} - \operatorname{tg} \epsilon \right)}, \quad (6)$$

где  $\omega = \sqrt{1-n}$ . Эта формула следует из общего выражения для дисперсии спектрометра с аксиально-симметричным полем

$$D = \frac{1}{\omega} (l'' \operatorname{tg} \omega \psi' - G l' \operatorname{tg} \omega \psi''), \quad (7)$$

где  $\psi'$ ,  $\psi''$  — некоторые вспомогательные углы  $\psi' + \psi'' = \Phi$ , связанные с остальными параметрами спектрометра условиями фокусировки

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \omega \psi' &= \frac{1}{\omega} \left( \operatorname{tg} \epsilon' + \frac{R_0}{\ell'} \right) \\ \operatorname{tg} \omega \psi'' &= \frac{1}{\omega} \left( \operatorname{tg} \epsilon'' + \frac{R_0}{\ell''} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

а коэффициент радиального увеличения

$$G = - \frac{\ell'' \cos \omega \psi'}{\ell' \cos \omega \psi''}. \quad (9)$$

Дисперсия спектрометров с аксиально-симметричным полем также представлена на рис. 1 двумя сериями кривых для  $\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}$  ( $n = \frac{1}{2}$ ) и  $\omega = \frac{1}{\sqrt{3}}$  ( $n = \frac{2}{3}$ ). Угол отклонения луча  $\Phi$  для спектрометров этого типа отложен по оси абсцисс в единицах  $\omega^2 \Phi$  в предположении, что  $\omega^2 = \frac{1}{m}$ . Для  $\epsilon = 0^\circ$  дисперсия спектрометров обоих типов в интервале общих углов отклонения одинакова и равна  $2 R_0 m$  или  $\frac{2 R_0}{\omega^2}$ . Для углов  $\epsilon > 0^\circ$  дисперсия спектрометров с ВП больше, чем спектрометров с аксиально-симметричным полем с тем же углом отклонения главного луча  $\Phi$  и  $\omega^2 = \frac{1}{m}$ .

Следует заметить, что сопоставляемые здесь спектрометры двух разных типов имеют одинаковые  $R_0$ ,  $\Phi$  и  $\epsilon$ , но отличаются величиной  $\ell$ , которая больше у спектрометров с ВП. Поэтому для более объективной оценки дисперсионной способности каждого спектрометра следует пользоваться не только абсолютной величиной дисперсии, но и величиной приведенной дисперсии, определяемой как  $\frac{D}{L|G|}$ , где  $L$  - расстояние от объекта до изображения по направлению главного луча.

Для спектрометра с ВП

$$\frac{D}{L|G|} = \frac{m \operatorname{tg} \frac{\Phi}{2m}}{1 + \frac{\Phi}{2} (\operatorname{tg} \frac{\Phi}{2m} - \operatorname{tg} \epsilon)}, \quad (10)$$

для спектрометра с аксиально-симметричным полем

$$\frac{D}{L|G|} = \frac{\operatorname{tg} \frac{\omega \Phi}{2}}{\omega \left[ 1 + \frac{\Phi}{2} (\omega \operatorname{tg} \frac{\omega \Phi}{2} - \operatorname{tg} \epsilon) \right]}. \quad (11)$$

Величина приведенной дисперсии для спектрометра с ВП ( $m=2$ ) и спектрометра с аксиально-симметричным полем ( $\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}$ ) дана на рис. 2. Из рисунка видно, что при малых углах наклона входной и выходной границ лучшие показатели имеют спектрометры с аксиально-симметричным полем, при больших углах наклона - спектрометры с ВП. Такое же положение сохраняется и для других пар спектрометров:  $m=3$  и  $\omega = \frac{1}{\sqrt{3}}$ ,  $m=4$  и  $\omega = \frac{1}{\sqrt{4}}$  и т.д., но с тем отличием, что приведенная дисперсия в этих случаях больше.



5. Другую выделенную серию спектрометров с ВП составляют спектрометры, у которых каждая ступень обладает одним и тем же фокусирующим действием. В этом случае  $\phi_i = \phi = \frac{\Phi}{m}$ , а  $\epsilon'_i = \epsilon''_i = \epsilon$  для  $i = 1 \dots m$ . При этом  $\psi'_i$  равномерно уменьшается от положительной величины при  $i = 1$  до равной по абсолютной величине, но обратной по знаку величины при  $i = m$ , а  $\psi''_i$  - в обратном порядке.

Общее выражение для дисперсии (1) в этом случае не допускает существенных упрощений, и анализ поведения дисперсии может быть проделан только на конкретных примерах.

Чтобы сузить круг возможных примеров, ограничимся спектрометрами, у которых объект и изображение располагаются в магнитном поле ( $l' = l'' = 0$ ). Дисперсия спектрометров этого типа в зависимости от числа ступеней дается на рис. 3 для различных углов отклонения главного луча. Значения  $\epsilon$ , необходимые для обеспечения фокусировки, приведены в таблице 1 наряду со значениями  $\phi$ .

Т а б л и ц а 1

$m$	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
$\Phi = \pi/2$	$\phi$	127,4°	84,9°	63,7°	52,9°	42,4°	36,4°	31,8°	28,3°	25,5°
	$\epsilon$	37,3	22,9°	16,2°	13,2°	11,0°	9,4°	8,5°	7,6°	6,8°
$\Phi = \pi/4$	$\phi$		120°	90°	72°	60°	51,4°	45°	40°	36°
	$\epsilon$		49,1°	35,2°	27,9°	22,8°	19,3°	16,7°	15,2°	13,8°
$\Phi = \pi/5$	$\phi$		134,2°	100,6°	80,5°	67,1°	57,5°	50,3°	44,7°	40,2°
	$\epsilon$		58,6°	41,9°	33,2°	27,5°	23,2°	20,3°	18,2°	16,5°

Из рис. 3 видно, что дисперсия спектрометров с ВП растет при увеличении  $m$ , приближаясь, как будет показано ниже, к предельным значениям  $4R_0$  (для  $\Phi = \pi/2$ ),  $8R_0$  (для  $\Phi = \pi/4$ ) и  $10R_0$  (для  $\Phi = \pi/5$ ). Заметим, что дисперсия спектрометра с аксиально-симметричным полем в случае  $l' = l'' = 0$  и  $\Phi = \pi/2$ ,  $\pi/4$  и  $\pi/5$  радиан также равна  $4R_0$ ,  $8R_0$  и  $10R_0$  (см. формулу (7)).

6. Третью серию спектрометров с ВП образуют спектрометры, у которых фокусирующее действие составляющих спектрометров монотонно возрастает от начала к середине и падает от середины к концу. В качестве примера спектрометра этого типа можно привести спектрометр, имеющий следующие параметры:  $\Phi = 360^\circ$ ,  $m = 7$ ;  $l' = l'' = 0$ ;  $\phi_1 = \phi_7 = 134,4^\circ$ ;  $\phi_2 = \phi_6 = 29,4^\circ$ ;  $\phi_3 = \phi_5 = 65,1^\circ$ ;  $\phi_4 = 144,2^\circ$ ;  $\epsilon''_1 = \epsilon'_2 = \dots = \epsilon'_7 = 55^\circ$ . Дисперсия

спектрометра  $D = 33 R_0$  и она более чем в четыре раза превосходит дисперсию спектрометра с аксиально-симметричным полем с тем же углом  $\Phi$ . Аналогом такого спектрометра (так же как и спектрометров с ВП первой серии) может служить спектрометр с неоднородным, но уже не аксиально-симметричным полем  $B = B_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^n$ , где показатель спада поля  $n$  изменяется в зависимости от азимута:  $n = n(\theta)$ . Уравнение движения частицы в таком поле в первом приближении сводится к уравнению

Матье:

$$\frac{d^2 \xi}{d\theta^2} + [1 - n(\theta)] \xi - \delta = 0, \quad (12)$$

где  $\xi = \frac{R - R_0}{R_0}$ ,  $\delta = \Delta \left( \frac{mv}{e} \right) / \frac{mv}{e}$ , решение которого не выражается в элементарных функциях и поэтому недоступно для наглядного рассмотрения. Однако, как показывает качественный анализ приближенного решения уравнения (12), для случая, например, когда  $n = n_0 + n_1 \cos 2\sqrt{1 - n_0} \theta$ , дисперсия спектрометра при  $n_1 > 0$  должна быть больше, а при  $n_1 < 0$  меньше, чем дисперсия спектрометра с показателем спада поля  $n = n_0$ . Этот вывод согласуется с результатами, полученными для спектрометров с ВП.

7. Укажем одно общее правило определения дисперсии, которое может быть полезно как для понимания полученных выше результатов, так и для конкретных расчетов спектрометров. Это правило применимо к спектрометрам с однородным, аксиально-симметричным и варьированным полем и состоит в том, что

$$D = \int_0^\Phi (R_{\alpha' = -G} - R_0) d\theta, \quad (13)$$

где  $R_{\alpha' = -G}$  - радиальная координата луча, образующего с главным лучом в точке объекта угол  $\alpha' = -G$  радиан, т.е. дисперсия спектрометра с точностью до членов первого порядка малости равна деленной на  $R_0$  площади, ограниченной входной и выходной границами магнитного поля, главным лучом ( $\alpha' = 0$ ) и лучом  $\alpha' = -G$  радиан.

Действительно, решение уравнения движения частицы (12) в случае  $n = \text{const}$  (однородному полю отвечает  $n = 0$ )

$$R - R_0 = (R - R_0)|_{\theta=0} \cos \omega \theta + \frac{\partial(R - R_0)}{\partial \theta}|_{\theta=0} \frac{1}{\omega} \sin \omega \theta, \quad (14)$$

где

$$(R - R_0)|_{\theta=0} = \alpha' l', \quad \frac{\partial(R - R_0)}{\partial \theta}|_{\theta=0} = \alpha' R_0 \left( 1 + \frac{l'}{R_0} \text{tg } \epsilon' \right).$$

Отсюда

$$\int_0^\Phi (R_{\alpha' = -G} - R_0) d\theta = \alpha' \left[ \frac{l'}{\omega} \sin \omega \Phi + \frac{R_0}{\omega^2} \left( 1 + \frac{l'}{R_0} \text{tg } \epsilon' \right) (1 - \cos \omega \Phi) \right], \quad (15)$$



Если учесть, что параметры спектрометра связаны условием фокусировки (8), то правая часть (15) переходит в  $\alpha' \frac{\ell'}{\omega} (\operatorname{tg} \omega \psi' + \frac{\sin \omega \psi''}{\sin \omega \psi'})$ , которая при  $\alpha' = -G$  равняется  $\frac{\ell''}{\omega} \operatorname{tg} \omega \psi'' - G \frac{\ell'}{\omega} \operatorname{tg} \omega \psi' = D$ . Легко видеть, что это правило распространяется и на спектрометры с ВП.

8. Приведенное выше правило (13) и рассмотрение хода лучей в радиальной плоскости спектрометра с ВП позволяют понять закономерности изменения его дисперсии.

В спектрометрах первой серии пучок лучей почти на всем протяжении магнитного поля или строго параллелен, или параллелен в среднем. Поэтому площадь, охватываемая пучком, а, следовательно, и дисперсия пропорциональна углу отклонения главного луча  $\Phi$ .

В спектрометрах второй серии пучок расширяется к середине спектрометра так, что охватываемая им площадь и дисперсия оказываются приблизительно пропорциональными  $\Phi^2$ . Это соотношение выполняется тем точнее, чем больше ступеней имеет спектрометр. В предельном случае ( $m = \infty$ ) фокусирующее действие отдельной ступени спектрометра с ВП точно такое же, как и действие аксиально-симметричного магнитного поля с тем же углом полной фокусировки. Траектории частиц в спектрометре с ВП и в аксиально-симметричном поле при этом, естественно, идентичны, дисперсии спектрометров одинаковы и строго пропорциональны  $\Phi^2$ , а

$$\lim_{l \rightarrow 1} \sum_{i=1}^m (\epsilon'_i + \epsilon''_i) = \Phi - \frac{\pi^2}{\Phi}.$$

В спектрометрах третьей серии расширение пучка к середине спектрометра происходит в большей степени в силу более слабой фокусировки начальными ступенями по сравнению со средними. В этом случае площадь, занимаемая пучком, и дисперсия зависят от угла фокусировки более сильно, чем  $\Phi^2$ .

9. Другой важнейшей характеристикой, определяющей разрешающую способность спектрометра, является величина угловых aberrаций. Для магнитного спектрометра с ВП и прямолинейными границами определяющими будут угловые aberrации второго порядка:  $\Delta z'' = A \Delta \alpha'^2$ , где  $A$  - коэффициент пропорциональности,  $\Delta \alpha'$  - половина угла начальной расходимости пучка частиц. В общем случае эти aberrации обуславливаются несовершенством фокусировки на всех участках варьированного поля спектрометра. В том случае, когда  $d=0$  или  $V_1=0$  (т.е.  $R_1 = \infty$ ) и при этом все лучи проходят только через область магнитного поля  $V_1$  ( $d > 0$ ), дополнительные искажения не вносятся областями вариации поля. Это следует из того, что в этих случаях угол отклонения луча  $\beta$  в области вариации поля, нужный для обеспечения фокусировки с точностью до малых второго порядка,

$$\beta = 2\pi \arcsin \frac{\alpha'_{i+1} \ell''_i (\operatorname{tg} \epsilon'_{i+1} + \operatorname{tg} \epsilon''_i) + d_{i,i+1} - \alpha'_{i+1} d_{i,i+1} \operatorname{tg} \epsilon'_{i+1} + 0,5 d_{i,i+1} \alpha'^2_{i+1}}{2(R_{1,2} - R_0)}$$

точно равен углу  $2 \arcsin \frac{\alpha'_{i+1} \ell''_i (\operatorname{tg} \epsilon'_{i+1} + \operatorname{tg} \epsilon''_i)}{2(R_{1,2} - R_0)}$ , на который отклоняется частица при прохождении через область вариации поля, если прямолинейные границы этой области выбраны в соответствии с условиями (1) и (2) работы [1].

В этих случаях угловые aberrации второго порядка для спектрометра с ВП определяются следующим выражением:

$$A = A_1 G_2 \dots G_m + \dots + A_i G_1 \dots G_{i-1} G_{i+1} \dots G_m + \dots + A_m G_1 \dots G_{m-1}, \quad (16)$$

где  $i=2 \dots m-1$ ,  $A_i$  - коэффициент, определяющий угловые aberrации  $i$ -го составляющего спектрометра:

$$A_i = G_i^{-2} (R_0 - 1,5 \ell''_i \operatorname{tg} \psi''_i) - G_i (R_0 - 1,5 \ell'_i \operatorname{tg} \psi'_i). \quad (17)$$

10. Для первой серии спектрометров с ВП общее выражение (16) существенно упрощается  $A = 2R_0 - 3\ell \operatorname{tg} \frac{\Phi}{2m}$ , поскольку  $\psi'_i = \psi''_i = \psi$  ( $i=1 \dots m$ ). В этом случае угловые aberrации вносятся только первой половиной первого и второй половиной последнего составляющих спектрометров; внутренние спектрометры искажений не вызывают. В спектрометрах с  $\epsilon'_i = \epsilon''_i = 0^\circ$   $A = -R_0$ , независимо от угла отклонения  $\Phi$ .

Для спектрометров этой серии отношение  $\frac{|A|}{D}$  - одна из величин, определяющих разрешение спектрометра, быстро уменьшается с ростом  $m$ .

11. Угловые aberrации спектрометров с ВП второй и третьей серий рассчитываются непосредственно по формуле (16). Такие расчеты были проделаны для рассмотренных выше вариантов. Результаты расчета для спектрометров с ВП второй серии приведены на рис. 4, из которого видно, что коэффициент  $A$  не превышает по абсолютной величине  $2R_0$ ,  $4R_0$  и  $5R_0$  соответственно для  $\Phi$ , равного  $\pi/2$ ,  $\pi/4$  и  $\pi/5$  радиан. Для этой серии спектрометров с ВП отношение  $\frac{|A|}{D}$  равняется 0,3-0,5, и при достаточно большом  $m$  по величине параметра  $\frac{|A|}{D}$  эти спектрометры повторяют полукруговой спектрометр с однородным п.п.ом, для которого  $\frac{|A|}{D} = 0,5$  ( $A = -R_0$ ,  $D = 2R_0$ ).

12. Сравним угловые aberrации спектрометров с ВП и спектрометров с аксиально-симметричным полем. Аналогом рассмотренных выше спектрометров с ВП с прямолинейными границами являются спектрометры с аксиально-симметричным полем  $V=V_0(1-\eta\xi)$ ,

которое представляет собою линейное приближение поля  $V = V_0 \left(\frac{R_0}{\omega}\right)^n$ . Для упрощения сравнения ограничимся только вариантами, для которых  $\epsilon' = \epsilon'' = 0^B$ , и, как услаивались выше,  $\ell' = \ell'' = \ell$ . В этом случае коэффициент  $A$ , определяющий угловые aberrации второго порядка спектрометра с полем  $V = V_0(1 - n\xi)$ , как можно показать, равен

$$A = \frac{R_0}{\omega^2} \left[ \left( \frac{1}{\omega} - 1 \right) \left( \frac{4}{3} + 2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\omega\Phi}{2} \right) - 1 \right]. \quad (18)$$

Результаты сравнения даются на рис. 5, где кривые относятся к спектрометрам с аксиально-симметричным полем, прямая — к спектрометрам с ВП первой серии, точки — к спектрометрам с ВП второй серии. Поскольку в двух последних случаях  $A < 0$ , то для удобства сравнения для этих случаев дается абсолютная величина  $A$ . Из рисунка видно, что угловые aberrации спектрометров с ВП во всех случаях, за исключением одного ( $\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}$ ), существенно меньше. Aberrации спектрометра  $\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}$  меньше aberrаций спектрометров с ВП только при  $\Phi > 203^\circ$ ; однако первые aberrации растут и заметно превышают вторые, когда угол уменьшается.

Aberrации второго порядка можно исключить путем введения круговых границ в спектрометрах с ВП и путем добавления к магнитному полю компоненты  $\sim \xi^2$ . Однако и после этого преимущество должно, по-видимому, остаться за спектрометрами с ВП, поскольку компенсировать малые отклонения можно более полно и надежно.

13. В работе<sup>1/</sup> отмечалось, что наиболее приемлемыми для практического изготовления являются спектрометры с ВП, у которых точка пересечения границ областей вариации лежит вне пучка, т.е. спектрометры с  $d \neq 0$ . Поэтому интересно знать, как изменяются основные ионно-оптические характеристики спектрометров с ВП, найденные в настоящей работе из соображений упрощения общего рассмотрения и расчетов для  $d = 0$ , при переходе к вариантам с  $d \neq 0$ .

В таблице II показано, как меняются  $D$  и  $A$  в зависимости от изменения  $d$  в практически интересных случаях, когда  $d > 0$ . При вычислении  $A$  предполагалось, что  $V_1 = 0$ , поэтому формула (16) для расчетов применима, хотя  $d \neq 0$ .

Т а б л и ц а II  
 $\Phi = \pi/4, \quad m = 3$

$d$	0	0,1 $R_0$	0,2 $R_0$	0,3 $R_0$
$D$	6,0 $R_0$	6,2 $R_0$	6,35 $R_0$	6,5 $R_0$
$A$	-2,1 $R_0$	-2,5 $R_0$	-2,8 $R_0$	-2,95 $R_0$

Из таблицы видно, что введение  $d > 0$  несколько увеличивает дисперсию и абберации, существенно не изменяя величины  $\frac{|A|}{D}$ .

14. Движение частиц в аксиальном направлении в спектрометре с ВП определяется действием краевых линз, фокусные расстояния которых можно найти по формулам (14-16) работы /1/.

Для всех рассмотренных здесь вариантов спектрометра с ВП эти линзы собирающие и обеспечивают фокусировку пучка относительно медианной плоскости. В качестве примера фокусирующего действия спектрометра с ВП на рис. 6 дается ход лучей в аксиальном направлении вдоль главного луча  $\alpha' = 0$  (толстые линии). Цифрами на рисунке обозначены в последовательном порядке промежуточные изображения.

Можно показать, что при  $\theta$  достаточно большом действие спектрометра с ВП в аксиальном направлении аналогично действию спектрометра с аксиально-симметричным полем с соответствующим значением  $\omega$ .

В заключение автор выражает благодарность В.П.Пермякову за помощь в проведении расчетов.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н.И.Тарантин. ЖТФ, **36**, 139, (1966).
2. H.A.Engel. Nucl. Instr. Math., **28**, 119 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 февраля 1966 г.

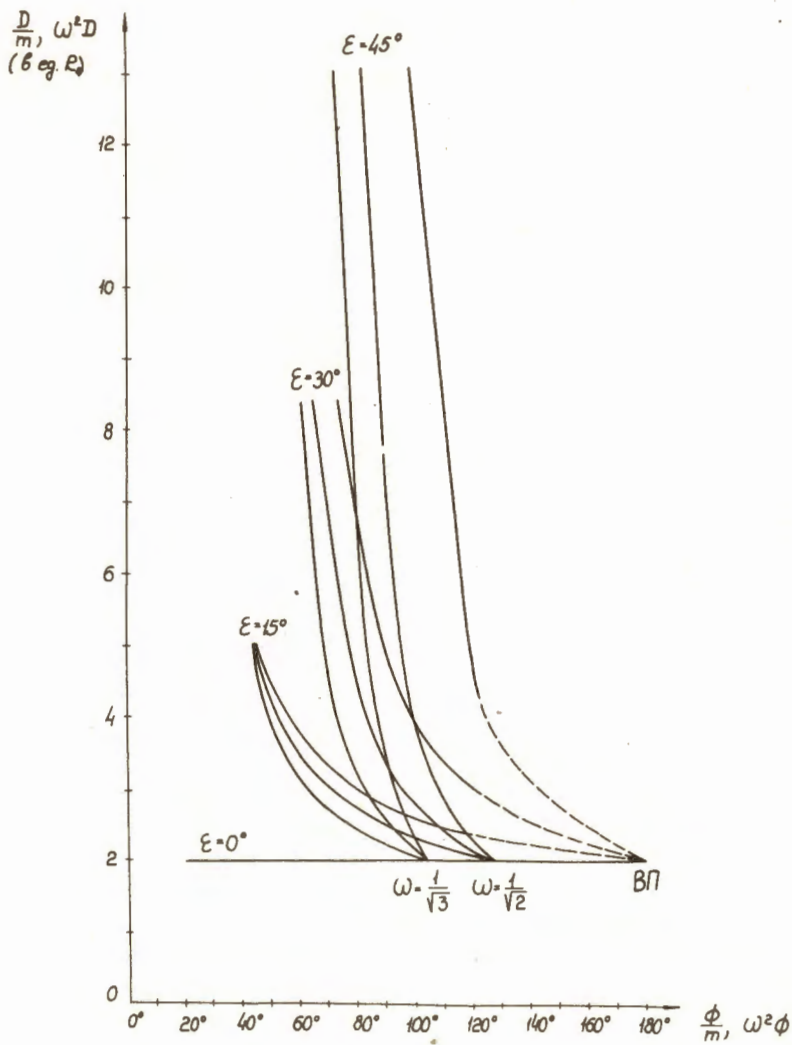


Рис. 1. Зависимость дисперсии спектрометров с ВП и с аксиально-симметричным полем ( $\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{3}}$ ) от угла отклонения главного луча.

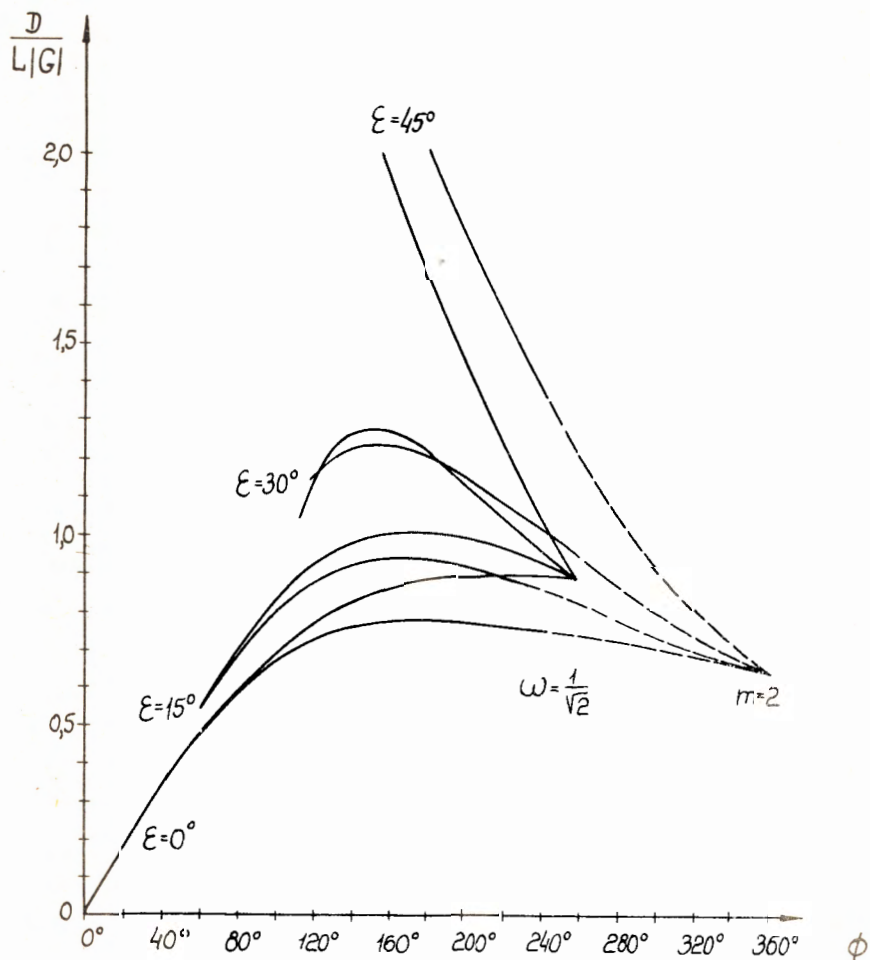


Рис. 2. Зависимость параметра  $\frac{D}{L|G|}$  от угла отклонения  
главного луча для спектрометра с ВП ( $m = 2$ )  
и спектрометра с аксиально-симметричным полем  $\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}$ .



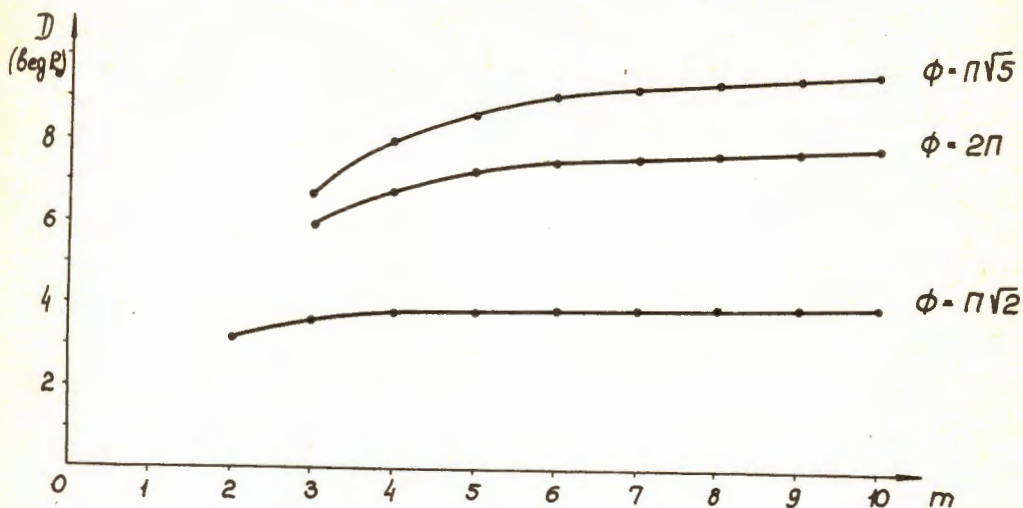


Рис. 3. Дисперсия спектрометров с ВП в зависимости от числа ступеней.

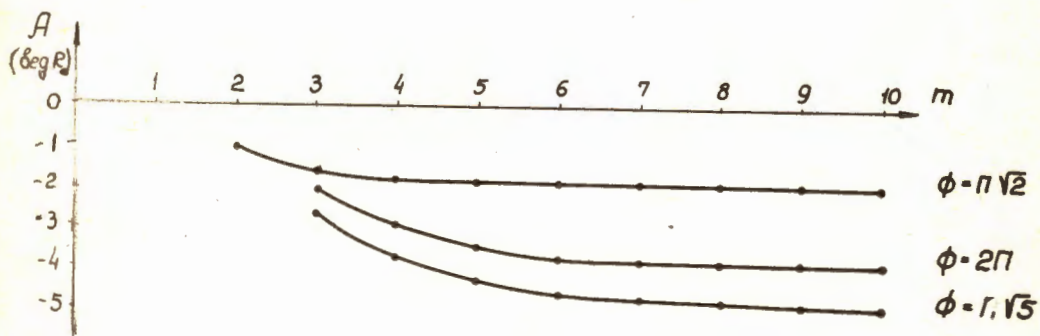


Рис. 4. Угловые aberrации второго порядка спектрометров с ВП в зависимости от числа ступеней.

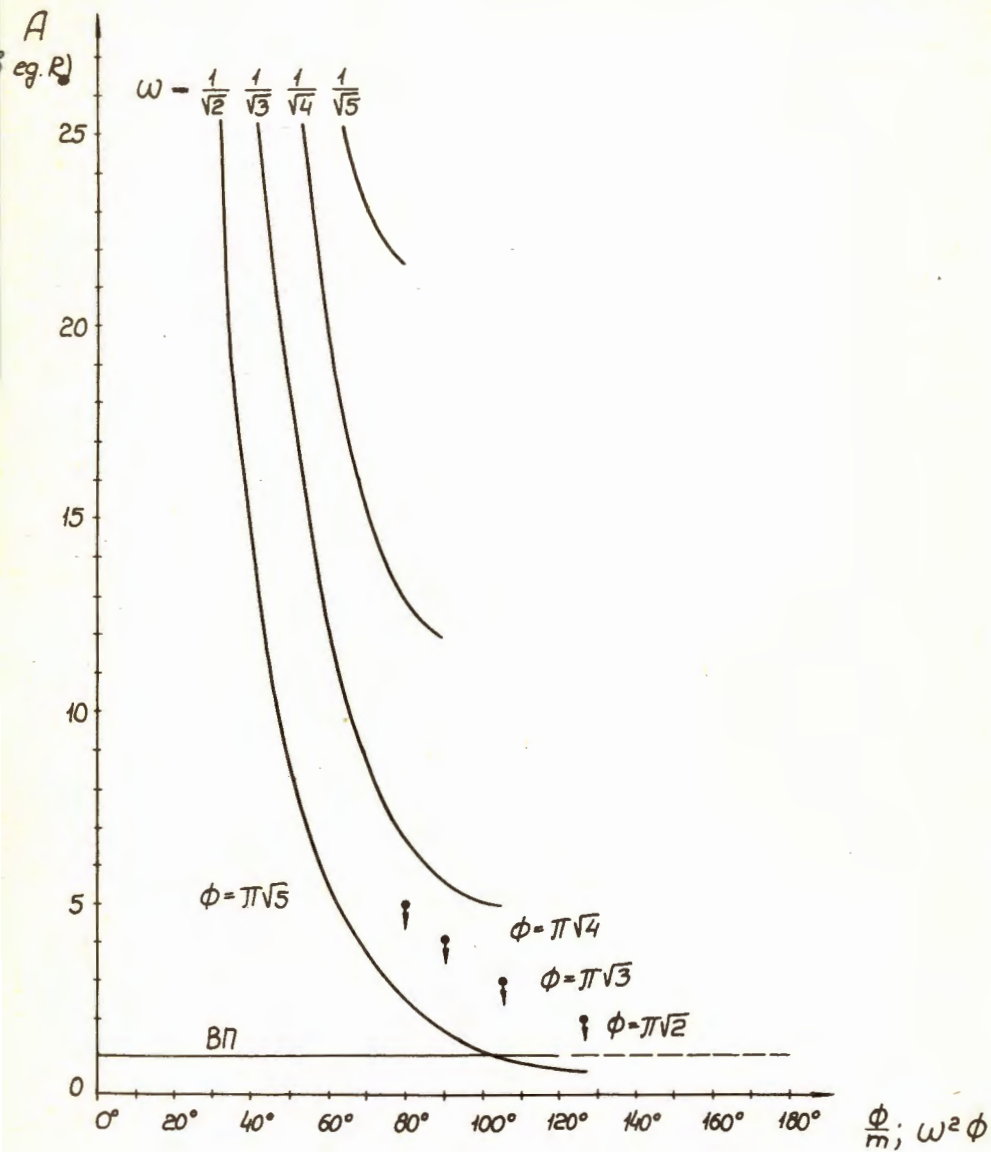


Рис. 5. Сравнение угловых aberrаций второго порядка спектрометров с ВП и с аксиально-симметричным полем.

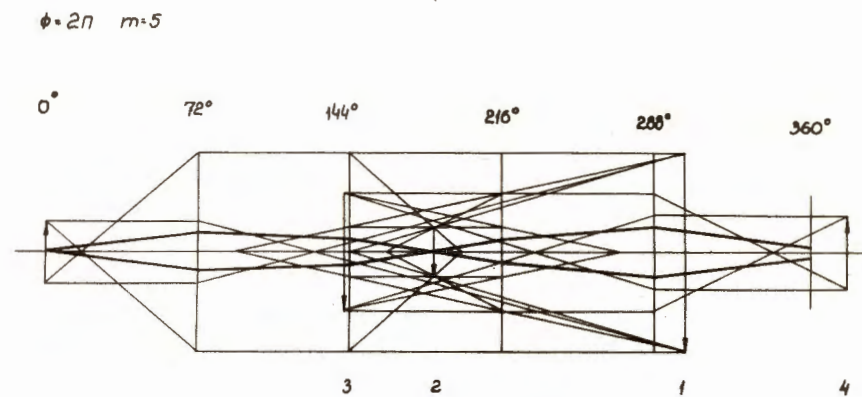


Рис. 6. Ход лучей в аксиальном направлении вдоль главного луча  $\alpha' = 0$  для спектрометра с ВП ( $\phi = 2\pi$ ,  $m=5$ ,  $l' = l'' = 0$ ,  $V_1 = 0$ ,  $V_2 = 2V_0$ ).