

Василишин Б. В. и др.
Б1-9-8031.

+

С345е1 + С345е4

В-19



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

3573/74

x

Б1-9-8031

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Б1-9-8031

Б.В.Василишин, Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссинский,
Е.М.Кулакова, И.И.Куликсв, В.А. Михайлов,
Л.А.Смирнова, Р.В.Полякова

Влияние деформаций магнита на бетатронные
колебания в синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ

Рукопись поступила
в редакционный отдел
19 июля 1974.

Объединенный институт
высоких энергий
БИБЛИОТЕКА

Дубна, 1974 г.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

I. Введение	I
II. Деформация магнита синхрофазотрона	I
III. Влияние деформаций магнита на вертикальные орбиты ...	2
IV. Исследование резонансов связи бетатронных колебаний, вызванных деформациями магнита	5
I. Резонансы связи	5
2. Метод расчета на ЭВМ пространственного многооборот- ного движения частиц с учетом искажений магнитного поля ускорителя	8
3. Влияние резонансов связи на вертикальный размер пуч- ка в синхрофазотроне	10
V. Заключение	13
Литература	14

При проектировании Дубненского синхрофазотрона на 10 Гэв расчеты его характеристик и допусков были выполнены, как правило, на основании линейной теории /1,2,3/. Интенсивность ускорителя, который начал работать в 1957 г., до настоящего времени остается значительно ниже величины, определяемой размерами вакуумной камеры и током инжекции. В то же время характеристики магнита ускорителя, в частности его деформации, значительно отличаются как от проектных /4,3/, так и от тех, которые считаются допустимыми на других ускорителях класса синхрофазотрона /5,6,7/.

Ниже приведены результаты расчетов движения частиц циркулирующего пучка с учетом влияния деформаций и искажения показателя поля, имеющих место в магните ускорителя.

II. Деформация магнита синхрофазотрона

Основанием фундамента синхрофазотрона ОИЯИ служат мелкозернистые пылеватые водонасыщенные гески типа пльвунов, расчетное сопротивление для которых принимается равным $2,0 \text{ кг/см}^2$, однако фактическая нагрузка на грунт под ускорителем составляет не менее $2,6 \text{ кг/см}^2$ /4/. В этой работе А.Н.Комаровским еще в 1961 г. отмечалось: "В данном случае была допущена перегрузка основания против норм примерно на 30% . Этим, очевидно, прежде всего объясняется то, что при установке в январе 1955 г. основного оборудования весом в 36 тыс. т началась осадка фундамента, достигшая 23 мм. Из-за недостаточной жесткости самого фундамента эта осадка имела неравномерный характер (в виде волнообразной кривой). Причиной неравномерности осадки, несомненно, была неравномерная загрузка фундамента оборудованием при его монтаже. Неравномерность осадки фундамента наблюдалась как

вдоль оси фундамента, так и поперек ее, т.е. в радиальном направлении ...

По мнению научного руководства ускорителя, происшедшая осадка является предельной: при большей осадке магнитное поле невозможно было бы выправить даже в данном ускорителе... Если нет возможности обеспечить безосадочные условия для фундамента..., необходимо магнитное кольцо устанавливать на постоянные регулирующие устройства". Указанные деформации не были устранены в период монтажа и запуска ускорителя, а также при его последующей эксплуатации, т.к. магнит не имеет регулирующих механических устройств. Уместно отметить, что другие слабофокусирующие ускорители, например Бэватрон /6/, имеют стационарную систему для регулировки высотного положения магнита, что дает возможность производить его юстировку во время ревизий. Согласно требованиям проекта допуск на разность высотного положения квадрантов магнита синхрофазотрона должен составлять ± 2 мм /3,8/.

Однако к 1972 г. деформация фундамента достигла 25-28 мм /9/. Наружные края квадрантов опущены больше, чем внутренние и эта разница достигает по разным измерениям от 1,5 до 5 мм /9/.

С 1973 г. на синхрофазотроне организованы сезонные геодезические измерения высотного положения магнита, выполненные ГСПИ. Эти измерения позволяют оценить зависимость величины искажений магнита от уровня грунтовых вод.

III. Влияние деформаций магнита на вертикальные орбиты

Неточность положения квадрантов ускорителя по высоте двояким образом влияет на движение частиц: 1) вызывает искажение вертикальных орбит; 2) приводит к возникновению связи между радиальным и вертикальным движением частиц, что может стать

причиной резонансов связи бетатронных колебаний. В данном разделе рассмотрено влияние деформаций магнита на искажение вертикальных орбит.

В слабофокусирующих ускорителях выражение для горизонтальной компоненты магнитного поля $E_{\perp R}$ имеет вид:

$$B_R \approx - \frac{n B_z \xi}{R}, \quad (1)$$

где n - показатель поля, ξ - расстояние по вертикали от магнитной медианной поверхности ускорителя, B_z - вертикальная компонента поля на радиусе R . Если наружный край полюсов магнита наклонен по отношению к его внутреннему краю (перекос) и образующая его медианной поверхности составляет угол $\alpha < 0$ с горизонтальной плоскостью, то появляется добавочная горизонтальная составляющая поля:

$$B_{R\theta} = - B_z \sin \alpha. \quad (2)$$

Например, для синхрофазотрона при $B_z = -160$ гс (поле инъекции),

$R = 2800$ см, $n = 0,67$ и $\xi = 1$ см величина B_R составляет $0,038$ гс. В то же время при $\alpha = 0,625$ мрад, что соответствует перекосу 1 мм на базе 1600 мм (база принятая при геодезических измерениях) величина $B_{R\theta} = -0,1$ гс. Таким образом, значение дополнительной составляющей, возникающей за счет деформаций, превышает рабочую компоненту B_R .

Выражение для искаженной вертикальной орбиты получается при решении линейного уравнения вертикальных бетатронных колебаний с правой частью $/10/$:

$$z'' + n I z = \frac{R_0}{B_0} I^2 B_{R\theta}, \quad (3)$$

здесь $I = \frac{1}{2} \frac{L}{\pi R}$ - коэффициент рейстречности ускорителя,

L - длина прямолинейной секции, B_0 - вертикальная компонента поля на равновесном радиусе ускорителя R_0 . Если $B_{R\theta}$ не зависит от азимута ускорителя θ , решение уравнения (3), кото-

рое следует искать в виде $Z = \text{const}$, будет:

$$Z_u = - \frac{R_0 I (1 - x/R_0)}{n} \sin \alpha. \quad (4)$$

Здесь компонента $B_{R\theta}$ записана в линейном приближении:

$$B_{R\theta} \approx - B_0 (1 - nx/R_0) \sin \alpha, \quad (5)$$

где $x = R - R_0$. В данном случае перекося ± 1 мм вызывает искажение вертикальной орбиты, которое на R_0 составляет ± 32 мм.

Если магнит имеет k -ую гармонику перекося, решение уравнения (3), которое теперь следует искать в виде $Z = C \sin k\theta$ будет:

$$Z_{uk} = - \frac{R_0 I^2 (1 - nx/R_0)}{In - k^2} \sin \alpha \cdot \sin k\theta. \quad (6)$$

Наиболее опасна для такого характера перекося I -ая гармоника, поскольку теперь перекося магнита с амплитудой 1 мм (0,625 мрад) при прочих равных условиях искажает орбиту на ± 125 мм.

Когда квадранты магнита имеют k -ую азимутальную гармонику смещения по высоте относительно друг друга, в правую часть уравнения (3) войдет B_R в своем обычном виде $B_R = - \frac{n B_z \cdot Z_0}{R}$,

где Z_0 - расстояние от смещенной медианной поверхности:

$$Z'' + n Z I = - \frac{n B_z I^2 Z_0}{R} \cdot \frac{R_0}{E_0} \sin k\theta \quad (7)$$

или с учетом только линейных членов B_z и представлением R в виде $R = R_0 (1 + x/R_0)$:

$$Z'' + n Z I = - n Z_0 I^2 [1 - x(1-n)/R_0] \sin k\theta. \quad (8)$$

Выражение для искаженной орбиты теперь будет:

$$Z_{uk} = - \frac{Z_0 n I^2 [1 - x(1-n)/R_0]}{In - k^2} \sin k\theta. \quad (9)$$

Данная форма геометрических искажений менее опасна, чем перекося магнита по R . Например, I -ая гармоника параллельного смещения квадрантов магнита с амплитудой 2 мм вызывает максимальное искажение орбиты всего ≈ 9 мм. Чтобы искажение орбиты от перекося составляло также ≈ 9 мм, амплитуда I -ой гармоники

перекоса не должна превышать 0,07 мм (0,044 мрад) , т.е. допуск на перекос магнита должны быть значительно жестче.

IV. Исследование резонансов связи бетатронных колебаний,
вызванных деформациями магнита

I. Резонансы связи.

Наклон магнитной медианной поверхности ускорителя по R приводит к появлению целого класса резонансов связи /II/. Как известно, если для частот вертикальных и радиальных бетатронных колебаний ν_x и ν_z выполняется соотношение:

$$l\nu_z + k\nu_x = m,$$

где l, k и m - целые числа, то при наличии m -ой гармоники соответствующего возмущения возбуждаются резонансы /IO/. Здесь $|k| + |l|$ - порядок резонанса. Общие свойства резонансов бетатронных колебаний рассмотрены в работе /I2/ с использованием гамильтонова формализма. В данном случае гамильтониан для поперечного движения частицы в магнитном поле представляется в виде:

$$H(x, z, x', z', \theta) = H^{(0)} + H^{(1)}, \quad (IO)$$

где $H^{(0)} = \frac{x'^2 + z'^2}{2} - \frac{(1-n_0)x^2}{2} - \frac{n_0 z^2}{2}$ -- гамильтониан невозмущенной системы, а $H^{(1)} = \sum_{l,k} n_{l,k}(\theta) z^l x^k$ -- добавка за счет возмущений магнитного поля. Показатель поля при этом имеет вид:

$$n(x) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial x} x + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} x^2 + \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 n}{\partial x^3} x^3 = n_0 + n_1 x + \frac{1}{2!} n_2 x^2 + \frac{1}{3!} n_3 x^3, \quad (II)$$

где n_0, n_1, n_2 и n_3 соответствуют квадрупольной, секступольной, октупольной и декапольной составляющим вертикальной компоненты поля ускорителя. Линеаризованные уравнения движения в присутствии возмущений имеют вид:

$$\begin{aligned}
 x'' + (1 - n_0)x &= - \frac{\partial H^{(1)}}{\partial x}, \\
 z'' + n_0 z &= - \frac{\partial H^{(1)}}{\partial z}.
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

Возмущения магнитного поля ускорителя можно рассматривать как сумму квадрупольного, секступольного, октупольного и т.д. возмущений. Каждое из них можно описать скалярным потенциалом $\Phi(x, z)$, через который компоненты магнитного поля выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 B_R &= - \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \\
 B_z &= - \frac{\partial \Phi}{\partial z}.
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

Эти возмущения имеют несколько плоскостей симметрии, в каждой из которых значение Φ можно принять равным нулю. В общем случае плоскость нулевого потенциала возмущения может составлять некоторый угол α с плоскостью симметрии невозмущенного поля.

В приведенной ниже таблице каждому виду возмущения поставлен в соответствие гамильтониан $H^{(1)}$.

Таблица I

Вид возмущения	Гамильтониан	Порядок резонанса $ k + l $
квадрупольное	$\frac{A_0 R_0}{2 B_0} [(x^2 - z^2) \cos 2\alpha + 2xz \sin 2\alpha]$	2
секступольное	$\frac{A_1 R_0}{3 B_0} [(x^3 - 3xz^2) \cos 3\alpha + (z^3 - 3zx^2) \sin 3\alpha]$	3
октупольное	$\frac{A_2 R_0}{4 B_0} [(x^4 - 6x^2z^2 + z^4) \cos 4\alpha + (4z^3x - 4x^3z) \sin 4\alpha]$	4
декапольное	$\frac{A_3 R_0}{5 B_0} [(x^5 - 10x^3z^2 + 5xz^4) \cos 5\alpha + (z^5 - 10x^2z^3 + 5x^4z) \sin 5\alpha]$	5

Здесь коэффициенты A_i пропорциональны n_i .

Из таблицы I видно, что при $\alpha \neq 0$ в $H^{(1)}$ появляются доба-

вочные члены, вызывающие резонансы: 1) $\nu_x \pm \nu_z = m$ - при квадрупольном возмущении; 2) $3\nu_z = m$ и $\nu_z \pm 2\nu_x = m$ при секступольном возмущении; 3) $3\nu_z \pm \nu_x = m$ и $\nu_z \pm 3\nu_x = m$ при октупольном возмущении и т.д. Резонансы связи 4-го порядка $3\nu_z - \nu_x = 2$ и $3\nu_x - \nu_z = 1$, линии которых проходят вблизи рабочей точки ускорителя (рис. 1), возбуждаются в данном случае (т.е. при $\alpha \neq 0$) на октупольном ($\sim n_2$) возмущении поля. Ширина резонансной полосы и сила резонанса определяется амплитудой гармоники возмущения при соответствующем члене. Амплитуда в свою очередь зависит от α . Искажение горизонтальных и вертикальных орбит вида $a_x = a_{x0} \sin q\theta$ и $a_z = a_{z0} \sin q\theta$, вызываемое q -ми гармониками азимутальной асимметрии поля и деформаций магнита, приводит к тому, что вышеупомянутые резонансы 4-го порядка возбуждаются не только на октупольном ($\sim n_2$), но и на декапольном ($\sim n_3$) возмущении даже при $\alpha = 0$. Действительно, после замены переменных $X = a_x + X_1$ и $Z = a_z + Z_1$ получаем гамильтониан в новых канонических переменных I_2/X_1 и Z_1 , в котором есть дополнительные члены:

$$H^{(1)} = -\frac{A_3 R_0}{5 B_0} (20 a_z X_1^3 Z_1 \sin q\theta \cos 5\alpha - 20 a_x X_1^3 Z_1 \sin q\theta \sin 5\alpha + 20 a_z Z_1^3 X_1 \sin q\theta \cos 5\alpha - 20 a_x Z_1^3 X_1 \sin q\theta \sin 5\alpha). \quad (14)$$

В данном случае резонанс $3\nu_x - \nu_z = 1$ возбуждается при наличии 1-ой гармоники n_3 и a_z при $\alpha = 0$, а также при наличии 1-ой гармоники n_3 и a_x при $\alpha \neq 0$. Аналогично существуют дополнительные условия для возбуждения резонанса $3\nu_z - \nu_x = 2$ (третье и четвертое слагаемое в (14), однако в этом случае требуется 2-ая гармоника возмущений. Представление $n(x)$ (рис. 2) степенным рядом показало, что коэффициенты n_1, n_2 и $n_3 \neq 0$, т.е. в синхрофазотроне возможно возбуждение указанных резонансов вблизи рабочей точки ускорителя. Расчет траекторий частиц в резонансных условиях для этих случаев выполнен в настоящей

работе с использованием ЭВМ БЭСМ-6.

2. Метод расчета на ЭВМ пространственного многооборотного движения частиц с учетом искажений магнитного поля ускорителя.

В настоящем разделе описан метод численного расчета горизонтальной и вертикальной проекций траекторий частиц с учетом деформаций квадрантов ускорителя. При расчетах были использованы полные уравнения движения частиц в магнитном поле цилиндрической и прямоугольной системах координат в соответствии со структурой ускорителя. Компоненты ведущего магнитного поля в пространстве получены на основании измеренной зависимости показателя поля $n(x)$ /2/ в магнитной медианной плоскости $(R, \theta, 0)$ с использованием уравнений Максвелла и представлением в окрестности $z = 0$ рядом Тейлора:

$$B_z(R, \theta, z) = B_z(R, \theta, 0) - \frac{z^2}{2} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial B_z(R, \theta, 0)}{\partial x} + \frac{\partial^2 B_z(R, \theta, 0)}{\partial x^2} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 B_z(R, \theta, 0)}{\partial \theta^2} \right], \quad (15)$$

$$B_R(R, \theta, z) = \frac{\partial B_z(R, \theta, 0)}{\partial x} z - \frac{z^3}{6} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial^2 B_z(R, \theta, 0)}{\partial x^2} - \frac{1}{R^2} \frac{\partial B_z(R, \theta, 0)}{\partial x} - \frac{2}{R^3} \frac{\partial^2 B_z(R, \theta, 0)}{\partial \theta^2} \right].$$

На рис. 3 приведены искажения средней геометрической поверхности синхрофазотрона, измеренные в 1973 г. для двух значений радиуса $R_{1,2} = R_0 \pm 80$ см. функция $Z_T(\theta)$, описывающая провисание квадрантов для указанных R , задана таблично относительно плоскости (R, θ) в цилиндрической системе координат. Промежуточные значения этой функции по x и θ находились методом квадратичной и линейной интерполяции, соответственно,

и использовались при вычислении поля. Компоненты поля B_z и B_R были найдены вначале в системе координат, где поверхность $Z_I(R, \theta)$ соответствовала искаженной средней геометрической поверхности ускорителя, поскольку именно для нее были выполнены измерения $n(x)$. Причем предполагалось, что искажения медианных геометрической и магнитной поверхностей ускорителя совпадают. В формулы (15) вертикальная координата входит, таким образом, в виде:

$$Z_1 = (Z_i - Z_I) \cos \alpha; \quad (16)$$

где Z_I и Z_i - расстояние до искаженной поверхности $Z_I(R, \theta)$ и текущая координата частицы, соответственно, в цилиндрической системе координат и α - угол между указанной искаженной поверхностью $Z_I(R, \theta)$ и плоскостью $Z(R, \theta)$ в радиальном направлении в точке (R, θ) . Текущий радиус R_i также пересчитан с учетом перекося квадрантов:

$$R_1 = R_i / \cos \alpha - (Z_i - Z_I) \cdot \sin \alpha. \quad (17)$$

Затем компоненты поля B_z и B_R были пересчитаны в цилиндрическую систему координат:

$$B_{z_y}(R, \theta, Z) = B_z(R_1, \theta, Z_1) \cos \alpha + B_R(R_1, \theta, Z_1) \sin \alpha, \quad (18)$$

$$B_{R_y}(R, \theta, Z) = -B_z(R_1, \theta, Z_1) \sin \alpha + B_R(R_1, \theta, Z_1) \cos \alpha.$$

С учетом провисания квадрантов по θ вертикальная компонента поля записывается окончательно:

$$B_{z_{y\theta}}(R, \theta, Z) = B_{z_y}(R, \theta, Z) \cos \beta, \quad (19)$$

где β - угол между поверхностью $Z_I(R, \theta)$ и плоскостью $Z(R, \theta)$ в азимутальном направлении. Азимутальная компонента поля в цилиндрической системе координат будет:

$$B_{\theta}(R, \theta, Z) = B_{z_y}(R, \theta, Z) \sin \beta. \quad (20)$$

С использованием вышеизложенной методики на ЭВМ (программы **DISTOR** и **BUMP**) рассчитывалось многооборотное пространственное движение протонов и определялись вертикальные замкнутые орбиты. В последнем случае программа **BUMP** была оформлена в виде подпрограммы программы **FIXPNT** /13/, определяющей точки равновесия на фазовой плоскости методом координатного спуска. В программах предусмотрена возможность компенсации искаженных вертикальных орбит, введением корректирующих полей в прямолинейных секциях.

3. Влияние резонансов связи на вертикальный размер пучка в синхрофазотроне.

В настоящем разделе приведены результаты численных расчетов траекторий частиц при резонансах связи, для возбуждения которых необходимо наличие деформаций магнита и нелинейная зависимость показателя поля от радиуса. Вблизи рабочей точки ускорителя (рис.1) есть два таких резонанса: $3\nu_x - \nu_z = 1$ и $3\nu_z - \nu_x = 2$. Поскольку в синхрофазотроне имеют место указанные искажения магнита, эти резонансы исследовались с целью выяснения возможного механизма потерь частиц. Расчеты, выполненные на ЭВМ с учетом измеренных деформаций, показали увеличение вертикального размера пучка, превышающее апертуру камеры. Полезная вертикальная апертура камеры синхрофазотрона составляет ≈ 36 см, радиальная апертура ≈ 120 см. Резонанс $3\nu_x - \nu_z = 1$ рассматривался при двух возможных способах его возбуждения.

А. Перекос магнита $\alpha \neq 0$.

В данном случае учитывались деформации магнита с максимальной величиной прогибов 13; 23,5; 13,5 и 14,6 мм в I, II, III, и IV квадрантах соответственно. При расчетах изменялась только величина перекося квадрантов: амплитуда I-ой гармоники перекося Z_n составляла 0,5; 0,75; и 1 мм, соответственно. Использо-

лось измеренное распределение $n(x)$. При расчетах по программе В МР были получены значения граничных амплитуд вертикальных колебаний, для которых вертикальный размер пучка в процессе развития резонанса не превышает ± 18 см. Эти значения для $\bar{n} = 0,665$ и $\bar{n} = 0,681$ и различных амплитуд радиальных бета-тронных колебаний X_0 приведены в таблицах II и III. Начальные вертикальные амплитуды Z_0 при этом отсчитывались от плоскости (R, θ) .

Таблица II

($\bar{n} = 0,681$)

$Z_n, \text{мм}$ $X_0, \text{см}$	I	0,75	0,5
54	0	2,5 см	9 см
39	0	4,5 см	9 см
29	0	6,5 см	9 см

Таблица III

($\bar{n} = 0,665$)

$Z_n, \text{мм}$ $X_0, \text{см}$	I	0,75	0,5
54	0	0	9 см
39	0	6,5 см	9 см
29	0	6,5 см	9 см

Пучок достигал вертикального размера ± 18 см в указанных условиях за время от 2 до 50 оборотов.

Для приведенных прогибов и перекося с $Z_n = 0,75$ мм, была рассчитана искаженная вертикальная орбита (рис. 4) ампли-

туда которой достигает 6 см. На рис. 5 и 6 приведены радиальная и вертикальная фазовые траектории на азимуте входа в I квадрант с отсчетом Z_0 от искаженной вертикальной орбиты и $X_0 = 54$ см. При таком отсчете начальных условий частицы с начальными вертикальными амплитудами достигают верхних или нижних стенок камеры за ~ 100 оборотов.

При уменьшении \bar{n} до величины 0,652 частица с $X_0 = 54$ см и $Z_0 < 6,5$ см не уходят за пределы камеры по вертикали.

Б. Перекос магнита $\alpha = 0$.

Резонанс $3J_x - J_z = 1$ может также возбуждаться за счет n_z и искажения вертикальной орбиты, без перекоса магнита, что и подтвердили настоящие численные расчеты. Гармоника искаженной Z -орбиты с $a_z \approx 6$ см создавалась только смещением квадрантов относительно друг друга на ± 15 мм. По-прежнему использовалось измеренное распределение $n(x)$. Частицы с $X_0 = 54$ см и Z_0 от 9 до 0 см терялись по вертикали через 80-100 оборотов. На рис. 7 и 8 приведена радиальная и вертикальная фазовая траектория протонов для того же азимута, что и на рис. 5 и 6.

Резонанс $3J_z - J_x = 2$ ($n_{рез} = 0,652$) рассматривался также при наличии и отсутствии перекоса.

В первом случае при вышеуказанных величинах прогибов вводилась вторая гармоника перекоса с $a_z = 1$ и 2 мм. В этих условиях частицы с $X_0 = 54$ см и $Z_0 = 9$ см не уходят за пределы камеры по вертикали, хотя и испытывают биения с амплитудой от 3 до 5 см.

При $\alpha = 0$ вторая гармоника a_z создавалась смещением квадрантов по высоте на $\pm 1,5$ см. Для тех же начальных условий по X и Z глубина биений по Z составляет $2 \div 2,5$ см. Эти ре-

зультаты показывают, что наиболее опасен резонанс $3\nu_x - \nu_z = 1$.

Настоящие расчеты показали также, что изменение показателя поля ускорителя с целью ухода от указанного резонанса ограничено сверху близостью резонанса $3\nu_x = 2\nu_z$ ($n_{рез.} = 0,692$), который возбуждается только за счет n_3 и резонанса $2\nu_x + 2\nu_z = 3$ ($n_{рез.} = 0,73$). Уменьшение показателя поля ограничено резонансами $3\nu_x = 2$ и $2\nu_z - \nu_x = 1$.

У. Заключение

Существующие искажения в магнитном поле синхрофазотрона, приводящие к вышеуказанным резонансам, в принципе могут быть скомпенсированы с помощью соответствующих систем коррекций. В таком случае должны корректироваться следующие параметры:

- 1) коэффициенты n_1, n_2, n_3 в разложении показателя поля;
- 2) гармоники в показателе поля;
- 3) перекос магнитной медианной поверхности ускорителя;
- 4) гармоники радиальных орбит;
- 5) гармоники вертикальных орбит.

При этом, поскольку искажения орбит зависят от X и Z , две последние системы коррекций должны подразделяться на несколько независимых подсистем (областей в пространстве). Кроме того, все перечисленные системы должны работать в динамическом режиме, причем изменение ^{корректирующего} тока во времени в общем случае не будет выполняться по одному закону.

В связи с этим, более приемлемым представляется устранение большинства существующих искажений в магнитном поле синхрофазотрона путем юстировки магнита и доведение его геометрических параметров до величин, определяемых соответствующими допусками.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М.С.Рабинович. Труды ФИАН, т. X, Москва, 1958 г.
2. В.И.Векслер, А.А.Коломенский, В.А.Петухов, М.С.Рабинович. Ускорители элементарных частиц. Москва, 1957 г.
3. E.G.Komar et al. CERN Symposium I (1956), 382-384.
4. А.Н.Комаровский. Строительные конструкции ускорителей. Москва, 1961 г.
5. Дж. Блюэт , М.Блюэтт, Г.Грин, Е.Мур, Л.Смит. Проблемы современной физики. т.XI, Москва, 1954 г.
6. E.Corkand, E.j.Lofgren, Bevatron Operation and development. II UCRL - 2692, September 13, 1954.
7. P.Bowles et al. Международная конференция по уск. Дубна, 1963 г.
8. Е.Г.Комар. Ускорители заряженных частиц. Москва, 1964 г.
9. Ю.Д.Безногих и др. Некоторые характеристики синхрофазотрона ОИЯИ (отчет за I,II кварталы 1972 г.). Депонированное сообщение ОИЯИ, Б2-9-7208, Дубна, 1972 г.
10. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Теория циклических ускорителей, Москва, 1962 г.
11. L.Y.Lazlett and W.P.Perkins. Nucl. Instr. and Meth. 97(1971) 523-538.
12. A.Shoch, CERN 57-21, Geneve, 1958.
13. В.А.Михайлов. Депонированное сообщение ОИЯИ, Б2-II-6528. Дубна, 1972 г.

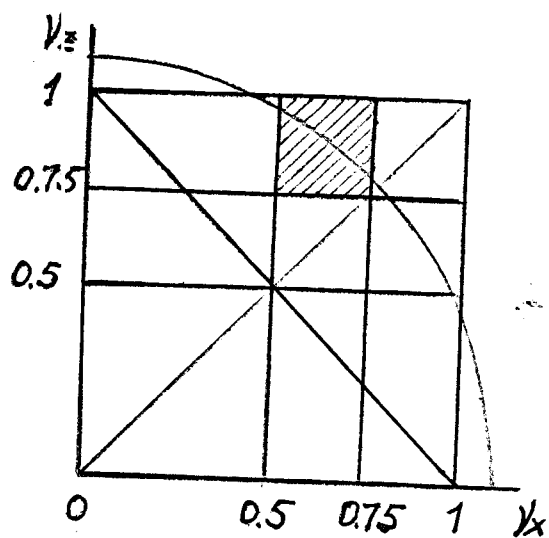
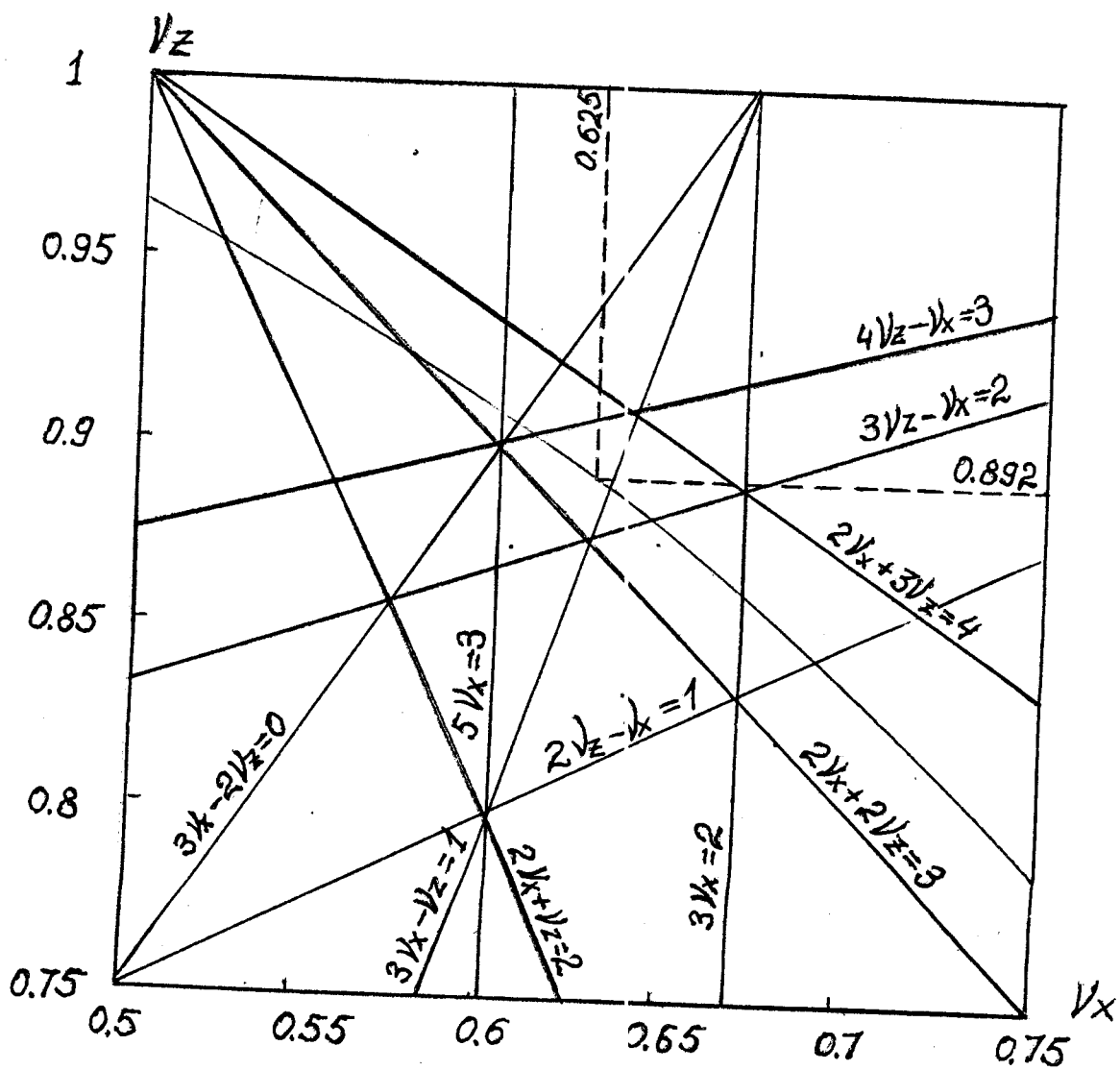


Рис. I Диаграмма резонансов

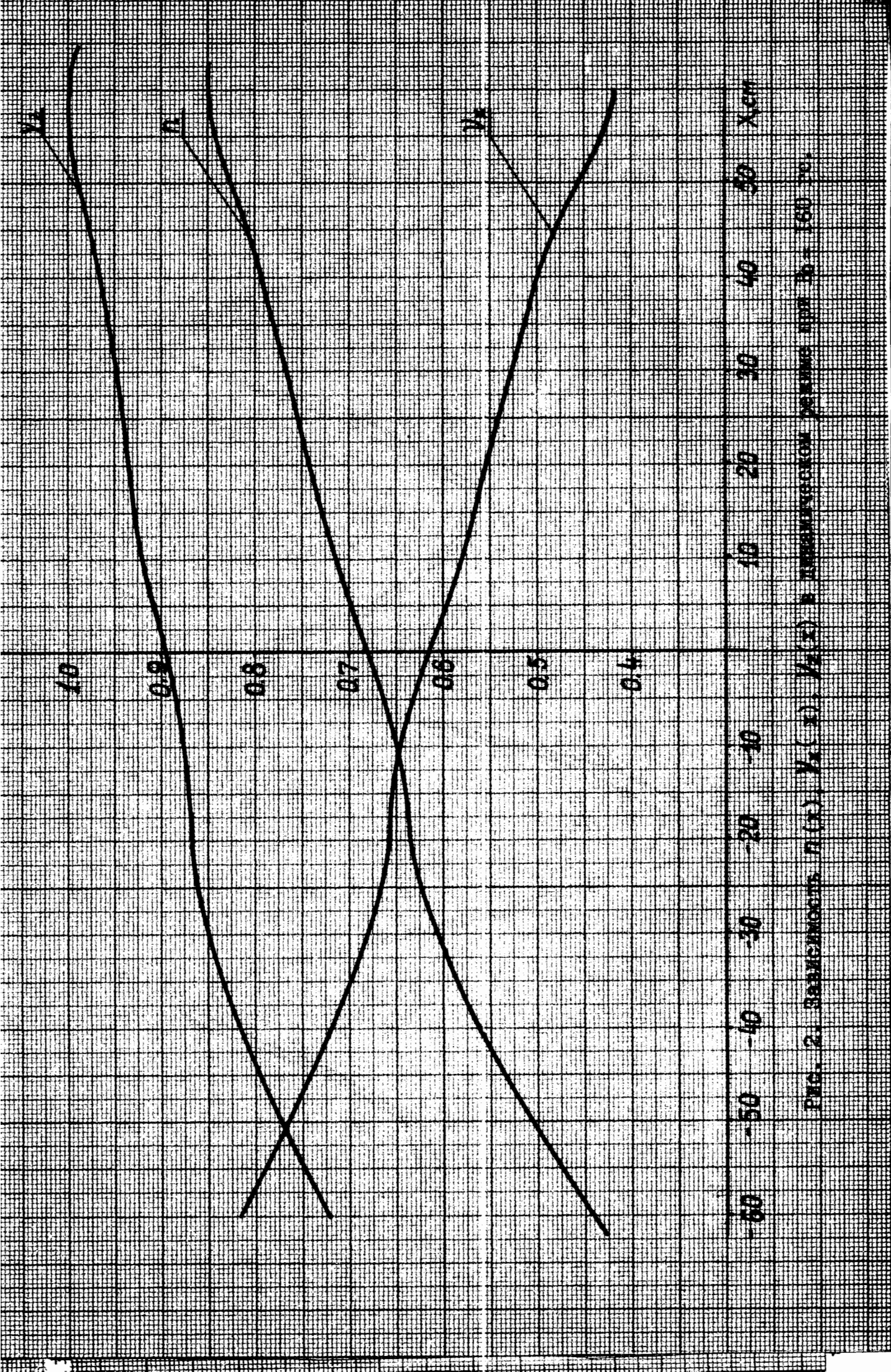


FIG. 2. SUBSTRUCTURE $\Pi(x)$, $V_1(x)$, $V_2(x)$ IN TRANSVERSE SECTION PERFORMING UPON $D_0 = 160$ cm.

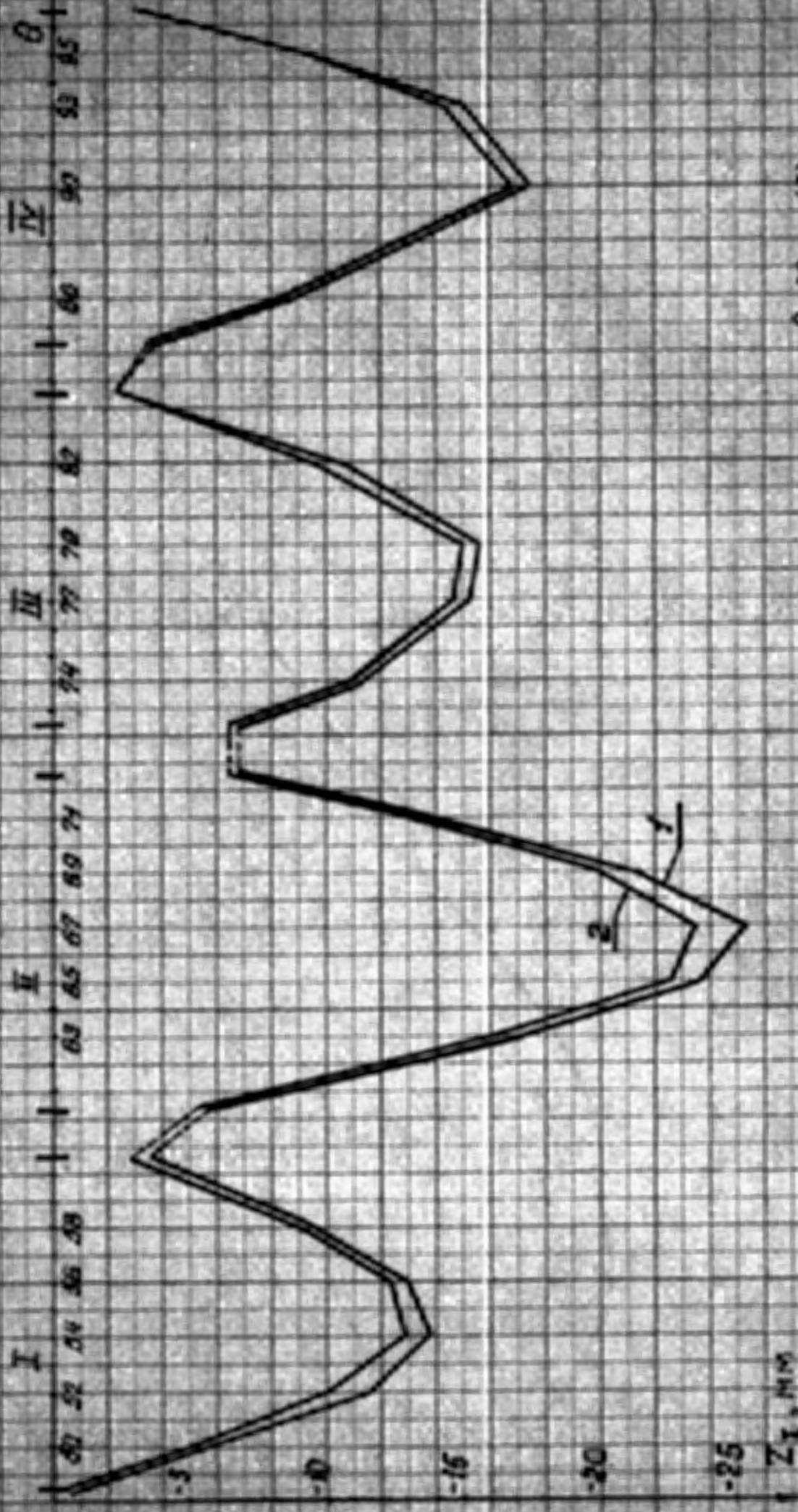


Рис. 3. Показана геометрическая привязка измерителя на $R_0=60$ см (1) и $R_0=80$ см (2), измеренное осевое поле 1973 года, I, II, III, IV - квадраты усреднения, "0165" - "ома" магнита усреднения.

Zx, мм

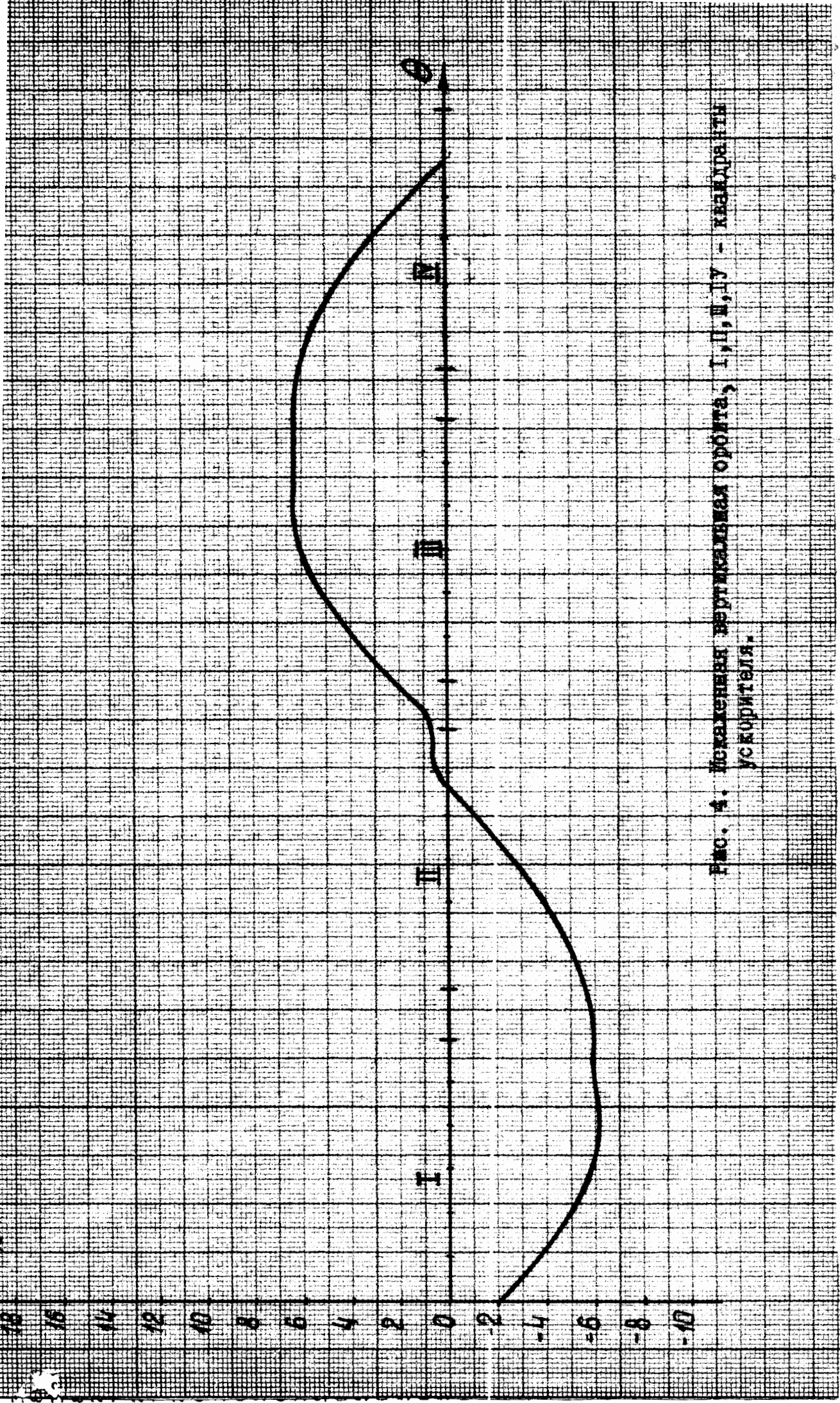


Рис. 4. Искаженная вертикальная орбита, I, II, III, IV, V - квадранты ускорителя.

-47.579 -37.313 -27.046 -16.779 -6.512 3.754 14.021 24.288 34.555 44.822 55.8

Рис. 5. Радиальная фазовая траектория протона для $\psi = 1$ мрад.

X, CM

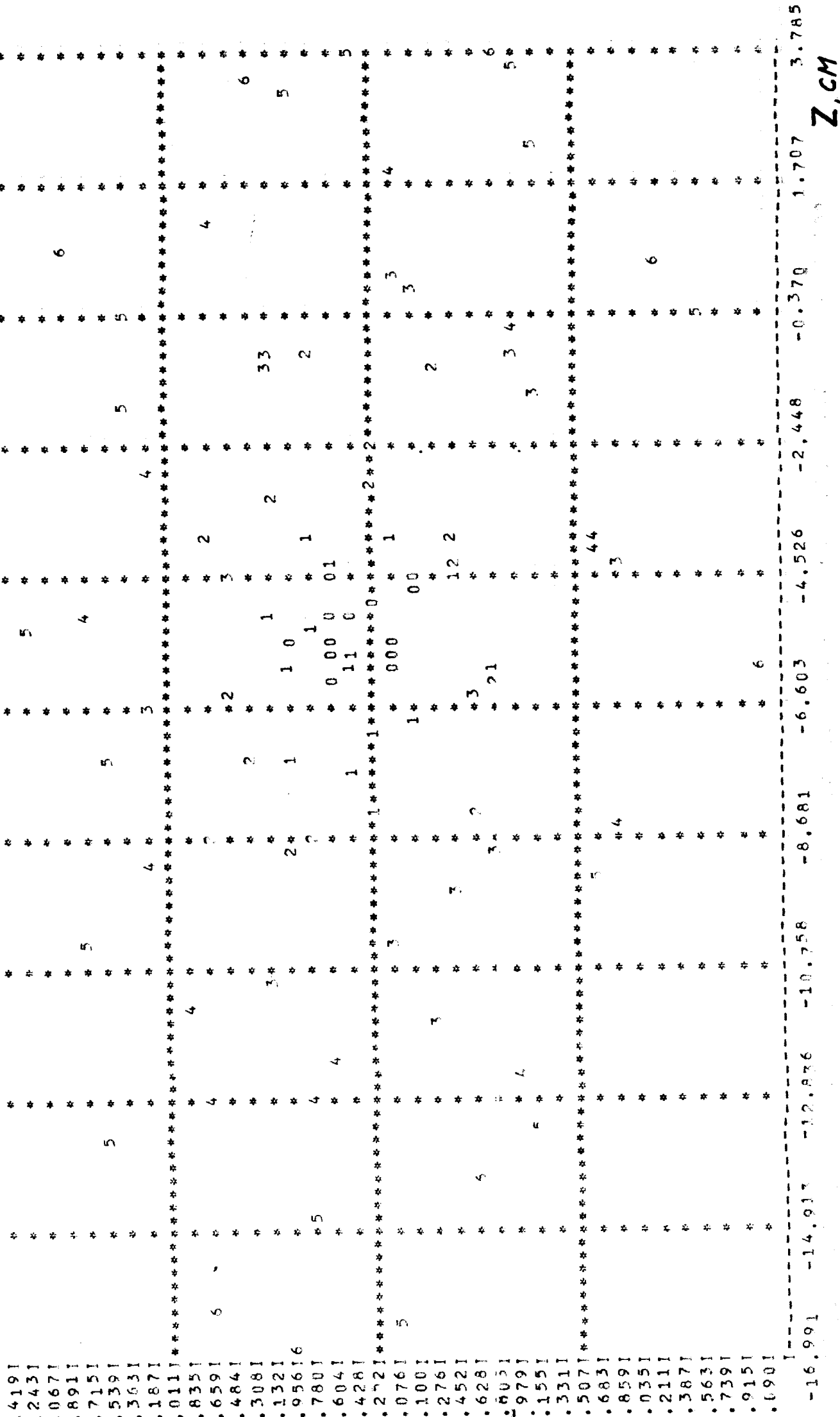
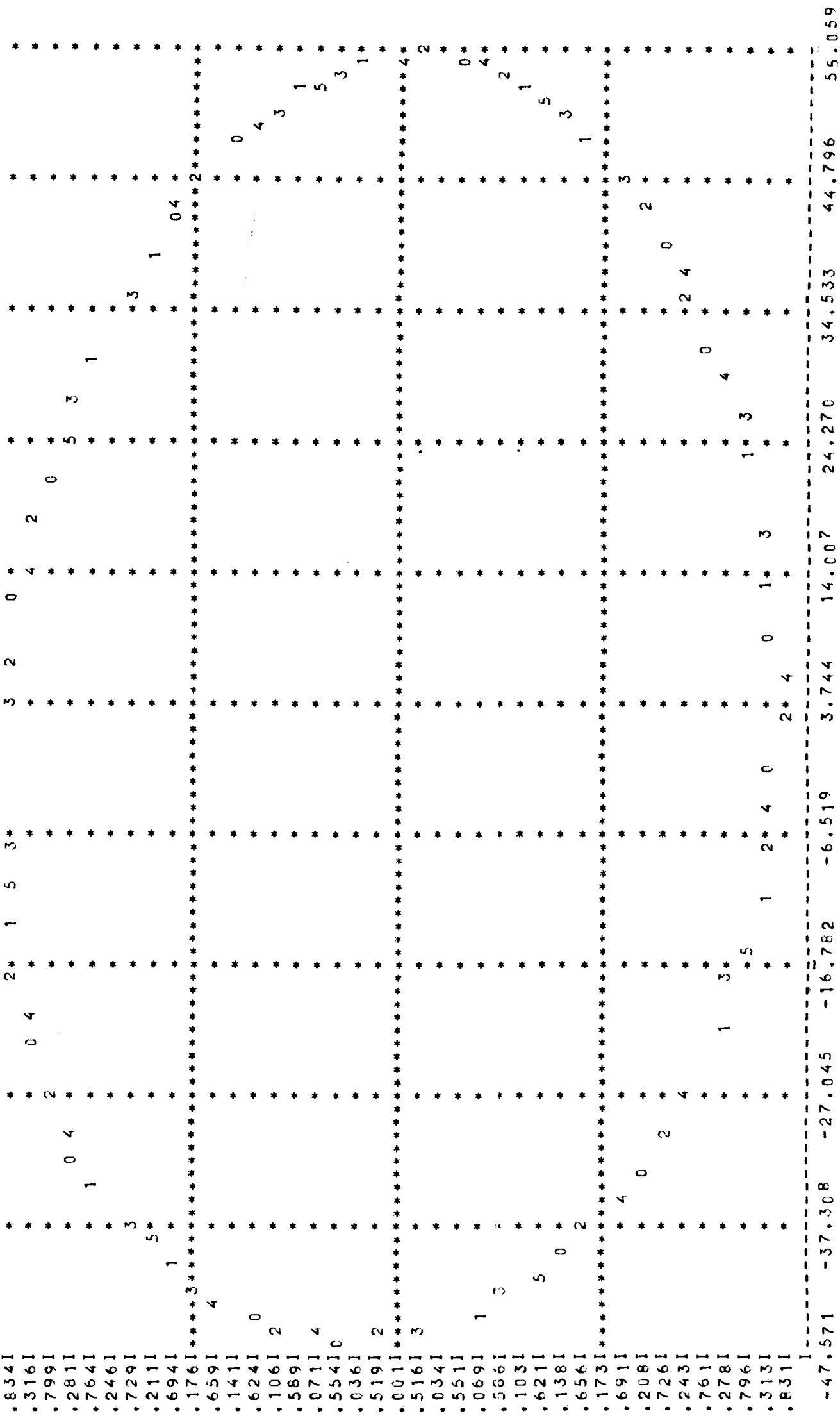


Рис. 6. Вертикальная фазовая траектория прогона для $\psi = 1$ мрад.



X, CM

Рис. 7. Радиальная фазовая траектория для $\gamma = 0$.

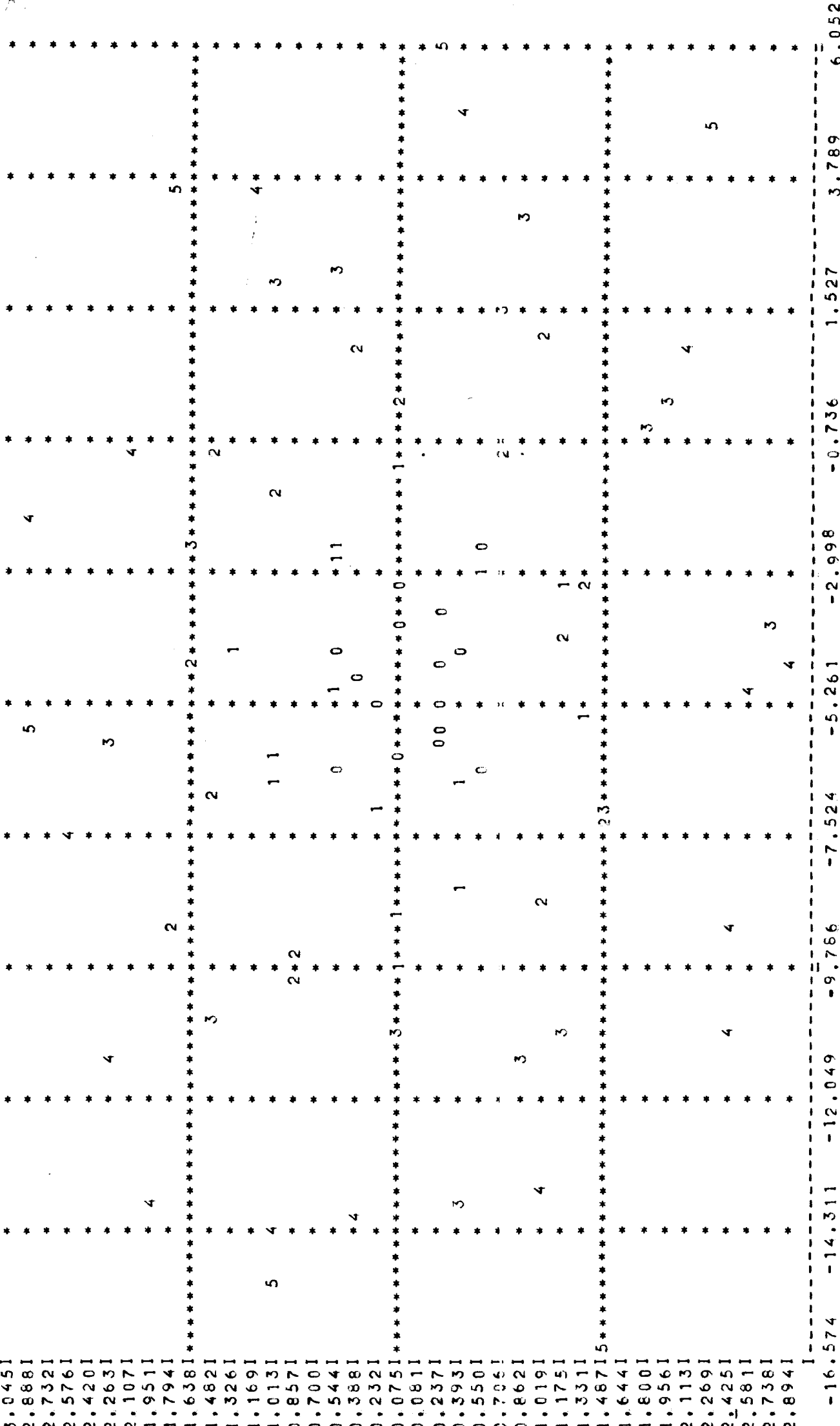


Рис. 8. Вертикальная фазовая траектория для $\psi = 0$.

Z, CM

-16.574 -14.311 -12.049 -9.786 -7.524 -5.261 -2.998 -0.736 1.527 3.789 6.052