

3628

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

9 - 3628 - 1



С.Б.Ворожцов, В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин,  
В.В.Кольга, Т.М.Прилипко, В.С.Рыбалко,  
Л.А.Саркисян

СОЗДАНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ  
ДЛЯ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ МЕТОДОВ  
ВЫВОДА ПУЧКА  
ИЗ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЦИКЛОТРОНА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1967.

9 - 3628 - 1

С.Б.Ворожцов, В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин,  
В.В.Кольга, Т.М.Прилипко, В.С.Рыбалко,  
Л.А.Саркисян

СОЗДАНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ  
ДЛЯ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ МЕТОДОВ  
ВЫВОДА ПУЧКА  
ИЗ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЦИКЛОТРОНА

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

## В в е д е н и е

Наиболее эффективные методы вывода пучка из ускорителей с пространственной вариацией основаны на использовании резонансной связи между азимутальным и радиальным движением, возникающей при значениях частот

$$Q_r = 1, 3/2, 2^{1/2}/.$$

В проекте релятивистского циклотрона (РЦ), разработанном в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ<sup>/3/</sup>, значение частоты радиальных колебаний на конечном радиусе  $Q_r = 1,8$  и непосредственное применение резонансных методов не представлялось возможным. Поэтому при изучении вопросов, связанных с выводом пучка из проектируемого циклотрона, были рассмотрены различные возможности изменения частоты радиальных колебаний на конечных радиусах при сохранении аксиальной устойчивости.

В работах<sup>/4,5/</sup> было показано, что частота радиальных колебаний может быть увеличена до значения  $Q_r = 2$  при введении в структуру магнитного поля РЦ, периодичность которого  $N = 8$ , четвертой гармоники. Для создания эффективной системы вывода в этом случае может быть использован механизм нелинейного резонанса  $Q_r = 8/4$ .

Было также показано<sup>/6/</sup>, что частоту радиальных колебаний можно изменить в узком интервале радиусов при помощи локальных неоднородностей магнитного поля и осуществить резонансный вывод, в котором используется в основном механизм параметрического резонанса.

В настоящей работе изложены основные результаты исследований, проведенных в связи с разработкой этих двух методов вывода пучка для релятивистского циклотрона. Описаны эксперименты, проведенные на модели магнитной системы РЦ (коэффициент подобия  $K = 6,087$ )<sup>/7/</sup>, по созданию 4-й гармоники и регулировке характеристик основного магнитного поля на конечных радиусах. Рассмотрены также вопросы создания локальных неоднородностей магнитного

поля с требуемым значением градиента  $\approx 1500$  э/см. Описана программа и результаты численных расчетов траекторий движения частиц в сформированных магнитных полях.

*I. Определение параметров магнитной системы, обеспечивающей резонансную раскачку радиальных колебаний на конечных радиусах релятивистского циклотрона*

При введении 4-ой гармоники магнитное поле РЦ в медианной плоскости имеет вид

$$H_z(r, \phi) = H(r) \left[ 1 + \epsilon_8 \sin(\beta_8 - N\phi) + \epsilon_4 \sin\left(\beta_4 - \frac{N}{2}\phi\right) \right], \quad (1)$$

где  $H(r)$  - среднее поле,  $\epsilon_8, \epsilon_4$  - амплитуды 8-й и 4-й гармоник. Частоты радиальных и аксиальных колебаний частиц в магнитном поле вида (1) могут быть определены методом, изложенным в работе [4]

$$\cos \frac{2\pi}{N} Q = \cos \frac{4\pi}{N} \sqrt{A} - \frac{4\pi}{N^3} \frac{\sin \frac{4\pi}{N} \sqrt{A}}{\sqrt{A}} \cdot \frac{B_1^2 + B_2^2}{1 - \frac{16}{N^2} A}, \quad (2)$$

где

$$A = Q_0^2 \mp \frac{2\epsilon_4^2 (r\beta_4')^2}{N^2 - 4(1+n)} \pm \frac{2\epsilon_8\epsilon_4^2 r^3}{[N^2 - 4(1+n)]^2} \left( \beta_8'^2 - \frac{1}{2}\beta_4'^2 \right) \cos(2\beta_4 - \beta_8),$$

$$B_1 = +\epsilon_4 r \beta_4' \cos \beta_4 \mp \frac{2\epsilon_8\epsilon_4 r^2}{N^2 - 4(1+n)} \left( \beta_8'^2 + \frac{\beta_4'^2}{4} \right) \cos(\beta_8 - \beta_4),$$

$$B_2 = +\epsilon_4 r \beta_4' \sin \beta_4 \mp \frac{2\epsilon_8\epsilon_4 r^2}{N^2 - 4(1+n)} \left( \beta_8'^2 + \frac{\beta_4'^2}{4} \right) \sin(\beta_8 - \beta_4),$$

$$n = \frac{r}{H} \frac{\partial H}{\partial r}, \quad \beta_8' = \frac{d\beta_8}{dr}, \quad \beta_4' = \frac{d\beta_4}{dr}.$$

В этих выражениях верхний знак относится к радиальному, а нижний - к аксиальному движению,  $Q_0$  - частота радиальных или аксиальных колебаний при  $\epsilon_4 = 0$ .

Если фазы максимума гармоник изменяются с радиусом по спирали Архимеда  $r = N\lambda\phi$ , то  $\beta_8 = \frac{r}{\lambda}$ ,  $\beta_4 = \frac{r}{2\lambda} + \delta_4$ , где  $\delta_4$  - фазовый сдвиг 4-й гармоники относительно основной.

Анализ формулы (2) показывает, что частота радиальных колебаний существенно зависит от параметра  $\delta_4$ . На рис. 1 показаны значения  $\epsilon_4$ , необходимые для изменений частоты колебаний на конечном радиусе РЦ с  $Q_r = 1,8$  до  $Q_r = 2$ , в зависимости от величины фазового сдвига. В левой части рисунка показаны положения линий максимума 4-й гармоники относительно системы спиральных шимм для нескольких характерных значений  $\delta_4$ .

Введение в структуру магнитного поля 4-й гармоники вызывает также дополнительную аксиальную фокусировку. Для сохранения постоянства частоты аксиальных колебаний  $Q_x = 0,3$  требуемые значения амплитуды  $\epsilon_8$  при различных значениях  $\epsilon_4$  и фазовом сдвиге, близком к оптимальному  $\delta_4 = \frac{\pi}{2}$ , приведены в таблице 1.

Таблица № 1

$\epsilon_8$	0,273	0,260	0,250
$\epsilon_4$	0	0,045	0,061

Необходимая величина 4-й гармоники существенно уменьшается при увеличении  $\beta_4' = \frac{1}{\lambda_4}$ , что видно из следующей таблицы.

Таблица № 2

$\beta_4'$	0,050	0,065	0,080	0,110
$\epsilon_4$	0,045	0,040	0,035	0,030

Однако расчеты показали, что создание 4-ой гармоники в ограниченном интервале радиусов со значениями  $\beta_4' > \frac{1}{2\lambda}$ , где  $2\pi\lambda = 48,38$  см - радиальный период основной структуры магнитного поля, не представляется возможным.

Поэтому требования к дополнительным элементам магнитной системы были сведены к тому, чтобы они обеспечивали на конечном рабочем радиусе ускорителя

$R_k = 325$  см амплитуду 4-й гармоники  $\epsilon_4 = (0,04 + 0,06)$  с фазой, наиболее близкой к  $\beta_4 = \frac{r}{2\lambda} + \frac{\pi}{2}$ .

Параметры магнитной системы РЦ, выбранные ранее на основе расчетов и экспериментов на модели магнитной системы /7,9/, обеспечивали распределение среднего поля, амплитуды и фазы основной гармоники, близкие к требуемым (рис.2). Поэтому дополнительные элементы, формирующие 4-ю гармонику поля, могли размещаться только в пазах между спиральными шиммами с минимальным зазором, соответствующим профилю спиральных шимм  $h_1(r)$  (см. рис.2). Среднее магнитное поле этих элементов должно быть таким, чтобы в области рабочих радиусов его можно было скомпенсировать с помощью системы токовых обмоток РЦ /10/.

Использование токовых систем для решения поставленной задачи обладает рядом существенных преимуществ. В частности, регулируя величину амплитуды 4-й гармоники, можно в некоторых пределах изменять радиус нелинейного резонанса, что весьма важно для оптимальной настройки системы вывода.

Для исследования возможности использования токовых систем для формирования 4-й гармоники были проведены расчеты магнитного поля секторных обмоток, которые могли быть размещены в пазах между спиральными шиммами (рис.3). При предельно допустимых ампервитках  $AW = 3,75 \cdot 10^4$  а (сечение обмотки  $15 \times 5 = 75$  см<sup>2</sup>) и азимутальной протяженности катушек  $\alpha = 25^\circ$  максимальная величина амплитуды 4-й гармоники составляет 750э. Однако, когда боковые поверхности катушек повторяют форму спиральных шимм, существует заметное отклонение фазы от  $\beta_4 = \frac{r}{2\lambda} + \delta_4$ . Для устранения этого отличия необходимо увеличить спиральность боковых поверхностей катушек. Примерный вид необходимой конфигурации катушки с  $\lambda_4 = 9,15$  см показан на этом же рисунке. В этом случае азимутальная протяженность катушек  $\alpha = 10^\circ$  и оценки амплитуды 4-й гармоники дают значения  $H_4 = 200$ э при фазовом сдвиге  $\delta_4 = \frac{3}{4}\pi$ . Требуемое же значение амплитуды при таком фазовом сдвиге составляет  $H_4 = 800$ э.

Таким образом, использование токовых обмоток для решения рассматриваемой задачи не представляется возможным. Однако такие элементы могут рассматриваться как дополнительные элементы в магнитной системе РЦ для коррекции 4-й и 8-й гармоник поля в зоне вывода.

Расчеты магнитного поля криволинейных шимм, выполненные в предположении равномерного намагничивания /11/, показали, что требуемая величина амплитуды 4-й гармоники может быть создана за счет размещения в пазах между дугами спиральными стальных шимм с периодичностью  $N = 4$ .

Для определения требуемых параметров был проведен ряд расчетов, в которых варьировалась спиральность и радиальная протяженность шимм постоянной угловой протяженности. На рисунке 4 представлена зависимость  $\epsilon_4$  и  $\delta_4$  от радиуса, рассчитанная для одного из вариантов таких шимм. На этом же рисунке показано уменьшение амплитуды 8-й гармоники  $\Delta\epsilon_8$  и изменение ее фазы  $\delta_8$ , полученные при сложении поля от добавочных элементов с основным магнитным полем ускорителя.

Анализ выполненных расчетов показал:

1. Использование шимм с азимутальной протяженностью  $(5 + 9)$  градусов позволяет получить требуемую величину амплитуды 4-й гармоники при

$$\delta_4 = \left( \frac{5}{8}\pi \div \frac{6}{8}\pi \right).$$

2. Необходимое значение спиральности шимм существенно зависит от их радиальной протяженности.

3. Во всех рассмотренных случаях наблюдается уменьшение амплитуды основной гармоники на величину, превышающую допустимое значение.

4. Зависимость фазы основной гармоники поля от радиуса меняется несущественно при введении дополнительной системы шимм.

Характерной особенностью радиальных распределений поля от шимм с постоянной угловой протяженностью является то, что максимальные значения амплитуды 4-й гармоники и среднего поля находятся на радиусе меньшем, чем конечный рабочий радиус  $R_k = 325$  см. Более приемлемый характер распределения магнитного поля наблюдается при использовании шимм, угловая протяженность которых  $\alpha(r)$  возрастает с радиусом. Расчеты показали, что в этом случае можно удовлетворить требованию изменения частоты колебаний в узком радиальном интервале вблизи предельного рабочего радиуса и получить распределение среднего поля, которое может быть скорректировано с помощью токовых обмоток РЦ.



На основании проведенного комплекса расчетов были выбраны параметры системы шимм, формирующих 4-ю гармонику магнитного поля. Результаты экспериментов, проведенных с этими шиммами на модели магнитной системы циклотрона, приведены на рис. 5 и 6. В этих экспериментах изменялось азимутальное положение шимм относительно спиралей с целью получения наиболее приемлемого распределения амплитуды 8-й гармоники вдоль радиуса. Угол между одинаковыми боковыми поверхностями дополнительных и основных спиральных шимм составлял  $\gamma = 0^\circ$  (рис.5) и  $\gamma = 2^\circ$  (рис.6). В левой части рисунков показано расположение дополнительных шимм и полученные зависимости фазы максимума 4-й и 8-й гармоник поля от радиуса, в правой — приведены радиальные распределения среднего поля и амплитуд гармоник. Видно, что среднее поле и амплитуда 4-й гармоники слабо зависят от взаимного расположения шимм, в то время как амплитуда 8-й гармоники изменяется на заметную величину. Подробное экспериментальное исследование этого эффекта показало, что оптимальное положение системы дополнительных шимм соответствует значению  $\gamma = 2^\circ$ .

Отметим также, что амплитуды высших гармоник ( $m > 8$ ) при выбранных параметрах шимм имеют значительную величину. Однако оценки показывают, что влияние их на динамику движения частиц в зоне вывода будет несущественным.

Особенностью приведенных экспериментальных распределений является значительная радиальная протяженность возмущения основной гармоники магнитного поля. Уменьшение амплитуды 8-й гармоники наблюдается в интервале радиусов  $\Delta r \approx (48 + 51)$  см, где амплитуды 4-й и высших гармоник еще незначительны. В зоне действия 4-й гармоники ( $r > 51$  см) амплитуда основной гармоники поля также уменьшается на величину, превышающую требуемое значение. Однако для выбранного варианта добавочных шимм устойчивость аксиального движения обеспечивается при незначительном увеличении  $H_0$ , что может быть достигнуто изменением профиля системы спиральных шимм на конечных радиусах.

На рис.7 (в левой части) приведена зависимость амплитуды основной гармоники поля от радиуса, полученная при изменении профиля. В правой части рисунка показаны зависимости частот радиальных и аксиальных колебаний от радиуса, рассчитанные для этого случая при резонансном среднем поле и идеальной фазе основной гармоники  $\beta_8 = \frac{r}{\lambda}$ . Видно, что частота радиальных

колебаний возрастает, и в интервале радиусов  $\Delta r = (53 + 53,5)$  см становится равной требуемому резонансному значению  $Q_r = 2$ . При этом аксиальное движение остается устойчивым, а частота аксиальных колебаний изменяется в пределах  $Q_z = (0,3 + 0,4)$ .

Таким образом была предложена и осуществлена структура магнитного поля, в которой устраняется жесткая связь частоты радиальных колебаний с величиной энергии на заданном радиусе и показана возможность осуществления модифицированного резонансного вывода пучка из камеры релятивистского циклотрона. Дальнейшее уточнение параметров выводной системы и определение коэффициента вывода предполагалось провести на основе численных расчетов траекторий движения частиц в созданных магнитных полях, а также путем моделирования этого метода вывода пучка на электронной модели РЦ<sup>/8/</sup>.

## II. Исследование методов вывода пучка, использующих локальные неоднородности магнитного поля

Для релятивистского циклотрона наряду с модифицированным резонансным методом разрабатывался также метод вывода пучка с помощью локальных неоднородностей магнитного поля — градиентных каналов.

Теоретические исследования показали, что необходимая система возбуждения радиальных колебаний для РЦ может быть осуществлена при использовании двух локальных неоднородностей с противоположными по знаку значениями градиентов магнитного поля. Частоты бетатронных колебаний при наличии двух локальных неоднородностей определяются выражениями<sup>/8/</sup>

$$\begin{aligned} \cos 2\pi Q &= \cos 2\pi Q_0 - \frac{1}{2} [T_1 \Phi_0^2(\phi_1) + T_2 \Phi_0^2(\phi_2)] \cdot \sin 2\pi Q_0 \\ &+ \frac{1}{2} T_1 T_2 \Phi_0^2(\phi_1) \Phi_0^2(\phi_2) \cdot \sin Q_0 \beta_1 \cdot \sin Q_0 (2\pi - \beta_1). \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$T_1 = \pm \Delta n_1 \alpha_1, \quad T_2 = \pm \Delta n_2 \alpha_2,$$

$\Delta n_1, \Delta n_2$  — изменение показателя поля на орбите в области первой и второй неоднородности,  $\alpha_1, \alpha_2$  — азимутальная протяженность областей,  $\phi_1, \phi_2$  — азимуты их расположения,  $\beta_1 = \phi_2 - \phi_1 > 0$ .

$$\Phi_0(\phi) = \frac{1}{\sqrt{Q_0}} \left[ 1 \pm \frac{\epsilon_8 (R \beta'_8)}{N^2} \cos(\beta_8 - N\phi) \right]$$

В этих выражениях верхний знак относится к радиальному, а нижний - к аксиальному движению, а  $\Phi_0$  и  $Q_0$  - огибающая и частота соответствующего вида колебаний при отсутствии локальных неоднородностей.

Конфигурация магнитного поля локальных неоднородностей должна быть такой, чтобы до входа частиц в область максимальных градиентов частота радиальных колебаний изменилась до соответствующего резонансного значения. При этом в переходной области аксиальное движение должно оставаться устойчивым ( $0 < Q_z < 0,5$ ) и увеличение вертикальных размеров пучка из-за роста огибающей не должно превышать допустимого значения. Для выполнения последнего условия, а также исключения фазовых потерь пучка, размер переходной области по радиусу должен быть минимальным.

Использование локальных неоднородностей значительной азимутальной протяженности является также нежелательным, так как условия прохождения частицами таких областей будут неодинаковы для различных начальных фаз радиальных колебаний.

Предварительный выбор параметров системы неоднородностей основывался на анализе формулы (3) и огибающих колебаний в переходной области /6/ с учетом вышеприведенных условий. Было показано, что требуемая система параметрического резонансного возбуждения радиальных колебаний может быть осуществлена в РЦ при использовании локальных неоднородностей с азимутальной протяженностью  $\alpha = (0,1 + 0,2)$  радиан, однако, необходимое значение градиента поля в этих областях должно составлять величину  $\approx (1500-2000)$  э/см.

Для изучения возможности реализации этого метода вывода пучка в условиях РЦ были рассмотрены вопросы создания необходимых градиентов магнитного поля с помощью ферромагнитных элементов, располагаемых внутри дуантов ускорителя. В градиентных каналах с  $\Delta_n < 0$  используется центральная пластина, расположенная в медианной плоскости, которая создает спад магнитного поля с градиентом, близким к требуемому. Набор шиммирующих пластин, располагаемых симметрично относительно медианной плоскости, корректирует возмущения магнитного поля в области рабочих радиусов и уменьшает радиальную протяженность переходной области. Основная и шиммирующие

пластины должны иметь кривизну, соответствующую форме равновесной орбиты в месте установки градиентного канала.

Проведенные расчеты показали, что распределение магнитного поля в центральной части криволинейных шимм с достаточной точностью аппроксимируется распределением поля от прямолинейных шимм такого же поперечного сечения. В системе координат, связанной с центром кривизны основной пластины, магнитное поле можно аппроксимировать функцией

$$H_{zk} = H_k(r_1) F(\phi_1), \quad (4)$$

где  $H_k(r_1)$  - радиальное распределение поля в выбранной системе координат, а  $F$  - безразмерная функция, характеризующая изменение поля пластин с азимутом.

На основании расчетов была найдена конфигурация пластин градиентного канала, приведенная на рис.8, которая обеспечивает необходимое значение градиента при радиальной протяженности переходной области  $\approx (0,6 + 0,7)$  см. На этом же рисунке показано расчетное распределение магнитного поля и экспериментальные значения, полученные из измерений на макете такой системы при наличии основной и первой шиммирующей пластины.

На основании расчетов были также определены параметры шимм, создающих растущее по радиусу магнитное поле со значением положительного градиента, близким к требуемому.

Для изучения динамических эффектов, связанных с прохождением частиц через переходную область за счет набора энергии, определения радиального положения неоднородностей, а также уточнения их параметров, выбранных на основе линейной теории, необходимо проведение численных расчетов по точным уравнениям движения. На электронно-вычислительной машине методом Рунге-Кутты решалась система уравнений

$$\begin{aligned} r'' - \frac{2r'^2}{r} - r &= -\gamma(\phi) \frac{[r^2 + r'^2]^{3/2}}{r_\infty r H_0} \{ H(r) + H_8(r) \cos \theta + \sum_i H_i(r, \phi) \}, \\ z'' - \frac{2r'z'}{r} &= -\gamma(\phi) \frac{[r^2 + r'^2]^{1/2}}{r_\infty H_0} \left\{ [H_8(r) N \sin \theta + \sum_i \frac{\partial H_i}{\partial \phi}] \frac{r'z}{r^2} - \right. \end{aligned} \quad (5)$$

$$-\left[ \frac{dH}{dr} + \frac{dH_8}{dr} \cos \theta - \frac{H_8}{\lambda} \sin \theta + \sum_1 \frac{\partial H_i}{\partial r} \right] z +$$

$$+ \left[ H(r) + H_8 \cos \theta + \sum_1 H_i \right] \frac{r' z'}{r^2} \},$$

где  $r_\infty = \frac{E_0}{e H_0}$ ,  $H_0$  - поле в центре,  $\theta = \frac{r}{\lambda} - N\phi$ ,  $H_i$  ( $i=1,2,\dots$ ) - магнитное поле неоднородностей и  $\gamma(\phi)$  - функция, характеризующая изменение импульса частицы за счет набора энергии.

Для магнитного поля РЦ функцию  $\gamma(\phi)$  можно представить в виде

$$\gamma(\phi) = \frac{1}{\sqrt{n} \left[ 1 + \frac{\sqrt{n+1}}{n} \frac{\Delta E}{E_0} \frac{(\phi - \phi_0)}{2\pi} \right]},$$

где

$$n = \frac{r}{H} \frac{dH}{dr} \Big|_{r=R} = \frac{E_H^2}{E_0^2} - 1,$$

$R$  - равновесный радиус, соответствующий начальной энергии частицы  $E_H$ ,  $\Delta E$  - набор энергии за оборот.

При численных расчетах значения среднего поля и амплитуды основной гармоники, а также их производных по радиусу задавались таблицами, полученными на основе измерений на модели магнитной системы РЦ. Магнитное поле градиентных каналов задавалось в системе координат  $r_1, \phi_1$  в форме таблиц, полученных на основе расчетов магнитного поля. В этом случае радиальное и азимутальное положение канала  $r_0, \phi_0$ , радиус кривизны основной пластины  $\rho_0$  и угол ее разворота относительно окружности  $\beta_0$  являлись параметрами только формул преобразования координат

$$r_1^2(r, \phi) = r^2 + r_0^2 + \rho_0^2 - 2r_0 \rho_0 \cos \beta_0 + 2r \rho_0 \cos(\phi - \phi_0 + \beta_0) - 2r r_0 \cos(\phi - \phi_0)$$

$$\phi_1(r, \phi) = \text{Arc cos} \frac{\rho_0 + r \cos(\phi - \phi_0 + \beta_0) - r_0 \cos \beta_0}{r_1(r, \phi)}$$

и могли варьироваться в процессе счета без изменения таблиц магнитного поля.



Отметим также, что в этом случае магнитное поле неоднородностей можно задать в наиболее простой форме (4) и попадание частиц на элементы выводного устройства удобно фиксировать в координатах  $(r_1, \phi_1)$ .

Численные расчеты траекторий по уравнениям (5) и (6) проводились как в статическом ( $\Delta E = 0$ ), так и динамическом режиме.

На основе статических расчетов траекторий в плоскости  $Z = 0$  были исследованы основные характеристики радиального движения на конечных радиусах ускорителя в отсутствие магнитного поля градиентных каналов. Найдена форма равновесных орбит для нескольких значений энергии в интервале (670-700) Мэв и определены эллипсы эммитанса пучка для различных амплитуд радиальных колебаний. Эти эллипсы использовались в дальнейшем для выбора начальных условий невозмущенного движения, соответствующих определенным значениям амплитуды и фазы радиальных колебаний.

Анализ проведенных расчетов показал, что значительные нелинейности среднего поля в области конечных радиусов приводят к заметному уменьшению частоты радиальных колебаний при увеличении их амплитуд. Так, частота радиальных колебаний частиц относительно предельной равновесной орбиты уменьшается с  $Q_r = 1,798$  до  $Q_r = 1,720$  при изменении амплитуд в интервале (0 + 3) см.

Для осуществления резонансного вывода пучков с проектным значением энергии  $W = 700$  Мэв необходимо ослабить влияние нелинейности среднего поля на движение частиц в области радиусов вывода. Поэтому были внесены соответствующие изменения в характер распределения среднего поля в интервале радиусов (325 + 330) см и рассмотрены возможности их реализации на модели магнитной системы РЦ.

На основании статических расчетов были также определены начальные условия, необходимые для срыва частиц с предельных равновесных орбит, что позволило сформулировать основные требования к системе вывода пучка и выявить особенности прохождения частиц через рассеянное магнитное поле ускорителя.

Особенностью магнитного поля РЦ являлось то, что для срыва частиц с предельной равновесной орбиты  $R = 325$  см необходимо увеличить существующие радиальные скорости частиц только в два раза. Для этого достаточно в азимутальной области протяженностью  $\approx 0,1$  радиана создать спад магнитного поля

с градиентом  $\approx -1500$  э/см. При таком механизме срыва существенным является то, что скорости свободных колебаний значительно меньше максимальной скорости равновесной орбиты, так что на определенных азимутах существует группировка радиальных скоростей.

Эти особенности магнитного поля РЦ явились основанием для разработки системы вывода, не использующей обычного отклоняющего устройства - магнитного канала с двумя пластинами, ослабляющими напряженность магнитного поля. Основная трудность при разработке этой системы состояла в создании условий, при которых аксиальное движение в переходной области поля неоднородностей остается устойчивым.

Для РЦ была предложена и исследована система вывода, в которой используются два градиентных канала, разнесенные по азимуту на период структуры магнитного поля  $\frac{2\pi}{N}$ . При прохождении частицами двух локальных возмущений магнитного поля с  $\Delta n < 0$  в первой области и  $\Delta n > 0$  - во второй, можно при определенных условиях обеспечить аксиальную устойчивость в переходной области. При попадании частиц в область критического градиента  $\approx 1500$  э/см они получают достаточно сильное внешнее отклонение в первой области и проходят с наружной стороны основной пластины второго канала. Здесь ослабленное магнитное поле приводит к дальнейшему увеличению радиуса кривизны, а положительный градиент способствует фокусировке выводных траекторий.

На рис.9 приведена схема расположения градиентных каналов и показаны одна из предельных траекторий движения частиц в переходной области и две выводные траектории, соответствующие начальным амплитудам радиальных колебаний  $A_r \approx 0$  и  $A_r \approx 1,5$  см. Расчеты траекторий проводились в динамическом режиме при максимальном наборе энергии за оборот  $\Delta E \approx 400$  кэВ. Анализ траекторий показал, что радиальная скорость прохождения частицами переходной области неравномерна и значительно возрастает при подходе к области критического градиента. Число оборотов, необходимое для прохождения всей области, лежит в интервале  $(10 \pm 20)$  оборотов для частиц с различными начальными условиями.

Одним из недостатков рассмотренной системы вывода являлось то, что из-за эффектов прецессии нельзя обеспечить одинаковые условия прохождения переходной области первого и второго канала для частиц с большими амплиту-

дами радиальных колебаний, что, в первую очередь, сказывается на устойчивости аксиального движения. Действительно, расчеты, выполненные для радиального движения в плоскости  $z = 0$ , показали, что при тщательной оптимизации параметров такой системы можно вывести все частицы, начальные условия которых лежат в эллипсе, соответствующем  $A_r = 1,5$  см, и значительную часть частиц - с амплитудами радиальных колебаний в интервале  $A_r = (1,5 \pm 2,5)$  см. Однако расчет аксиального движения показал, что обеспечить прохождение переходной области без существенного увеличения вертикальных размеров пучка, можно будет, по-видимому, только для радиальных амплитуд  $A_r \leq 1$  см.

В этом отношении более предпочтительными являются системы, использующие неоднородности, локализованные в узком интервале азимутов.

Поэтому для РЦ была рассмотрена другая конфигурация выводного устройства, в которой совмещенные по азимуту градиентные каналы с  $\Delta n > 0$  и  $\Delta n < 0$  обеспечивают разделение орбит, необходимое для заброса частиц в обычный магнитный канал, ослабляющий напряженность магнитного поля. Расчеты показали, что в этом случае удастся обеспечить устойчивость аксиального движения для более широкого интервала амплитуд радиальных колебаний.

На рис.10 приведены кривые, характеризующие поведение бетатронных колебаний частиц в зависимости от числа оборотов при прохождении переходной области поля совмещенных локальных неоднородностей, азимутальная протяженность которых выбрана равной  $0,15$  радиана ( $\Delta n > 0$ ) и  $0,1$  радиана ( $\Delta n < 0$ ). Для построения этих кривых использовались расчетные точки через интервал  $\Delta\phi = \frac{2\pi}{N}$ , так что в приведенной радиальной траектории исключены вынужденные колебания с периодичностью основного магнитного поля. Видно, что при попадании частиц в область критического градиента имеет место резкое увеличение амплитуды радиальных колебаний, что приводит к разделению орбит  $\approx 2$  см. Установка отклоняющего устройства на азимутах максимального разделения орбит (непосредственно перед системой локальных неоднородностей либо через половину оборота от нее) позволит вывести пучок из камеры ускорителя.

Необходимо отметить, что для отклонения пучка в область радиальной неустойчивости потребуется достаточно слабое отклоняющее устройство, которое можно выполнить в виде короткого магнитного канала, обладающего высокой пропускной способностью. Для этого варианта выводного устройства было просчитано всего несколько траекторий при неизменных параметрах системы

локальных неоднородностей. Однако анализ этих расчетов и некоторые оценки по оптимизации параметров системы показывают, что здесь еще имеются возможности увеличения радиального разделения орбит до  $(3 + 5)$  см. Основным фактором, ограничивающим величину максимального разделения орбит, является увеличение аксиальных размеров пучка за счет увеличения огибающей при приближении частоты колебаний к значению  $Q_z = 0,5$ . В значительной мере это обуславливается эффектом изменения частоты аксиальных колебаний невозмущенного движения при увеличении радиальных отклонений частиц от предельных равновесных орбит.

Таким образом, создание условий, при которых осуществляется значительное радиальное разделение пучка на последних оборотах, существенно зависит от возможности коррекции основных характеристик магнитного поля РЦ в области радиусов вывода.

### 3. Коррекция характеристик магнитного поля РЦ на конечных радиусах

Проведенные исследования показали, что для осуществления эффективных резонансных методов вывода пучка из РЦ оптимальными являются такие условия, при которых основное магнитное поле обеспечивает:

1. Значение частоты радиальных колебаний относительно конечной равновесной орбиты, близкое к  $Q_r = 1,8$  для амплитуд до  $(3 + 4)$  см.

2. Постоянство частоты аксиальных колебаний  $Q_z = 0,3$  для этого интервала радиальных амплитуд. Частота радиальных колебаний в релятивистском циклотроне определяется в основном значениями показателя среднего поля  $n = \frac{r}{R} \frac{dH}{dr}$  и для резонансного закона среднего поля очень слабо зависит от амплитуды радиальных колебаний (жесткая нелинейная характеристика). Поэтому для выполнения первого условия достаточно потребовать, чтобы в интервале радиусов  $(325 + 330)$  см среднее магнитное поле было близким к резонансному закону.

Зависимость  $Q_z$  от амплитуды радиальных колебаний определяется нелинейными характеристиками как среднего поля, так и вариации. Существенным является также отклонение фазы основной гармоники магнитного поля на конечных радиусах от линейного закона, что не учитывалось в описанных выше расчетах.

В сформированном на модели магнитном поле (рис.2) значение  $(\frac{d\beta_s}{dr})^{-1} = 10,4$  см на радиусе  $R = 325$  см, в то время как параметр спирали  $\frac{r}{\lambda} = 7,7$  см. С учетом этого обстоятельства обеспечение постоянства частоты аксиальных колебаний в области радиусов вывода представляет в условиях РЦ сложную задачу.

Необходимо отметить, что существенные нелинейности характеристик основного магнитного поля на конечных радиусах вызываются близостью краевых потоков рассеяния. При уменьшении предельного рабочего радиуса циклотрона на  $(3 + 4)$  см необходимые условия для вывода обеспечиваются сформированным магнитным полем (рис.2). Проведенные оценки показали, что осуществление резонансных методов вывода пучка из РЦ в этом случае обеспечивается с помощью аналогичных систем при незначительной коррекции некоторых, определенных ранее, параметров. Однако осуществление этого варианта приведет к уменьшению предельной энергии циклотрона на величину  $\approx 30$  Мэв.

Поэтому были проведены дополнительные эксперименты на модели магнитной системы РЦ с целью исследования возможностей регулировки фазы вариации и характеристик среднего поля за счет установки дополнительных шимм и изменения параметра спирали на конечных радиусах.

На рис.11 представлена зависимость амплитуды и фазы максимума 8-й гармоники магнитного поля от радиуса от дополнительных шимм (I, II) и конечной кольцевой шиммы (III). Из этих кривых видно, что такие элементы существенно влияют на вариацию магнитного поля и могут быть использованы для коррекции  $\beta_s(r)$  в области конечных радиусов. Влияние кольцевой шиммы на амплитуду основной гармоники обуславливается размагничивающим действием системы спиральных шимм.

На рис.12 приведены отклонения фазы максимума 8-й гармоники от средней линии спиральных шимм  $\phi_{сп.} = \frac{r}{N\lambda}$ , полученные без установки дополнительных элементов (кривая 1), при установке элемента (II) и одновременной установке (I) и (II) элементов (кривые 2 и 3, соответственно). Видно, что производная фазы  $\frac{d\beta_s}{dr} = \frac{1}{\lambda} + N \frac{d}{dr} (\Delta\phi)$  на конечных радиусах может регулироваться в широких пределах. На этом же рисунке приведены зависимости среднего поля и амплитуды 8-й гармоники от радиуса, полученные при одновременной установке (I) и (II) элементов. Пунктиром показаны резонансный закон среднего поля и требуемая глубина вариации при идеальной фазе  $\beta_s = \frac{r}{\lambda}$ .

В этом варианте среднее магнитное поле близко к резонансному закону вплоть до радиуса  $r = 54$  см и значение  $Q_x \approx 0,3$  на предельных радиусах может быть обеспечено при незначительной коррекции полученных зависимостей  $\Delta\phi(r)$  и  $H_z(r)$ .

Анализ приведенных результатов показывает, что при таких изменениях в магнитной системе РЦ, по-видимому, удастся довести энергию выведенного пучка до проектного значения  $W = 700$  Мэв.

### Заключение

В работе изложены результаты исследований, проведенных в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в связи с разработкой системы вывода пучка из релятивистского протонного циклотрона на энергию 700 Мэв.

В результате расчетов и экспериментов на модели магнитной системы найдена конфигурация дополнительных шимм, формирующих 4-ю гармонику магнитного поля.

Установка такой системы шимм в циклотроне позволит довести частоту радиальных колебаний на конечных радиусах до резонансного значения  $Q_r = 2$  при сохранении устойчивости аксиального движения и изохронности магнитного поля. Рассмотрены также возможные конфигурации токовых обмоток для коррекции 4-й и 8-й гармоник поля в зоне вывода.

Описаны результаты исследований метода вывода пучка при помощи локальных неоднородностей магнитного поля. Найдена конфигурация ферромагнитных элементов, обеспечивающая требуемое значение градиента 1500 э/см при протяженности переходной области поля  $\approx 0,6$  см.

На основе численных расчетов траекторий движения частиц исследовано влияние нелинейных характеристик основного магнитного поля и определены параметры системы неоднородностей, обеспечивающие радиальное разделение орбит  $\approx 2$  см.

Описаны эксперименты на модели магнитной системы по коррекции характеристик магнитного поля в области радиусов вывода.

В результате проведенных исследований показана возможность осуществления эффективных резонансных методов вывода пучка и определены основные параметры выводных устройств релятивистского циклотрона.

Высокая интенсивность внутреннего пучка РЦ делает невозможным использование внутренних мишеней и требует разработки системы вывода с эффективностью  $\approx 90\%$ . Проведенные исследования показывают, что решение этой задачи требует тщательной оптимизации всех параметров выводного тракта, характеристик основного магнитного поля, а также условий, определяющих минимальное значение эмиттанса внутреннего пучка на предельных радиусах ускорителя. Поэтому, несмотря на то, что в проведенном этапе исследований решены основные принципиальные вопросы, окончательная отработка системы вывода потребует еще обширной программы исследований, включающей численные расчеты траекторий по точным уравнениям движения и моделирование вывода на электронной модели.

### Литература

1. I.A.Martin, International Conference on Sector - focused Cyclotrons and Meson Factories, CERN, 1963, p.48.
2. P.S.Livingston, J.A.Martin. Труды международной конференции по ускорителям, 1963г. М.Атомиздат, 1964, ст.561.
3. А.А. Глазов, Ю.Н.Денисов, В.П.Джелепов и др. Труды международной конференции по ускорителям, 1963 г. М.Атомиздат, 1964, стр.547.
4. В.П.Дмитриевский, В.В.Кольга, М.И.Полумордвинова. Препринт ОИЯИ Р-1981, Дубна 1965.
5. С.Б.Ворожцов, В.П.Дмитриевский и др. Препринт ОИЯИ 2848-1, Дубна 1966.
6. В.П.Дмитриевский, Т.М.Прилипко, В.С.Рыбалко. Препринт ОИЯИ Р9-3434-1, Дубна 1967.
7. В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин и др. Препринт ОИЯИ 1432, Дубна 1963.
8. С.Б.Ворожцов, Н.Л.Заплатин и др. Препринт ОИЯИ Р-2852-1, Дубна 1966.
9. В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин и др. Препринт ОИЯИ 1431, Дубна 1963.
10. С.Б.Ворожцов, В.П.Дмитриевский и др. Препринт ОИЯИ Р-1738, Дубна 1964.
11. В.И.Данилов, Н.Л.Заплатин и др. Препринт ОИЯИ, Дубна 1959.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 декабря 1967 года.

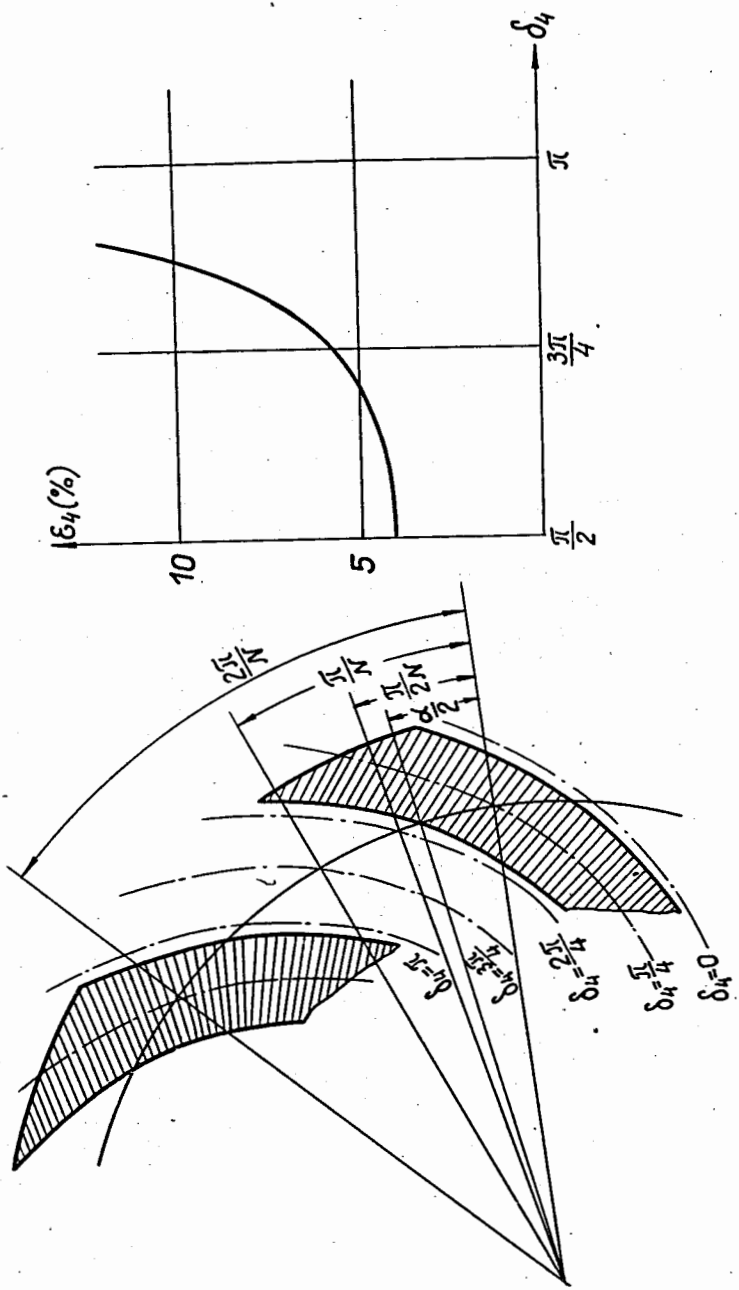


Рис.1. Зависимость  $\epsilon_4$  от фазового сдвига и положение максимума 4-й гармоники при различных  $\delta_4$ .

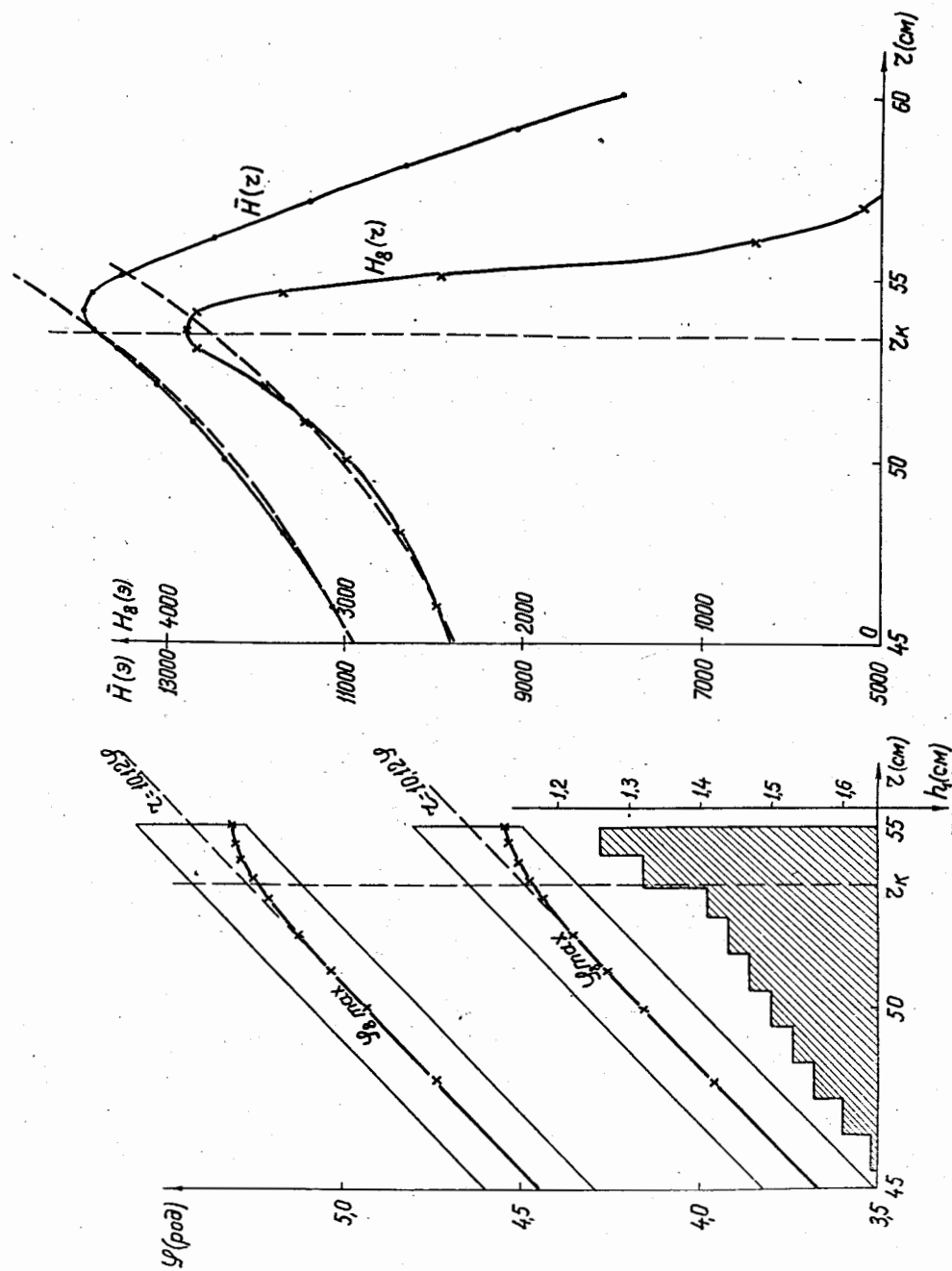


Рис.2. Зависимость среднего поля, амплитуды и фазы максимума 8-й гармоники от радиуса для магнитного поля РЦ.

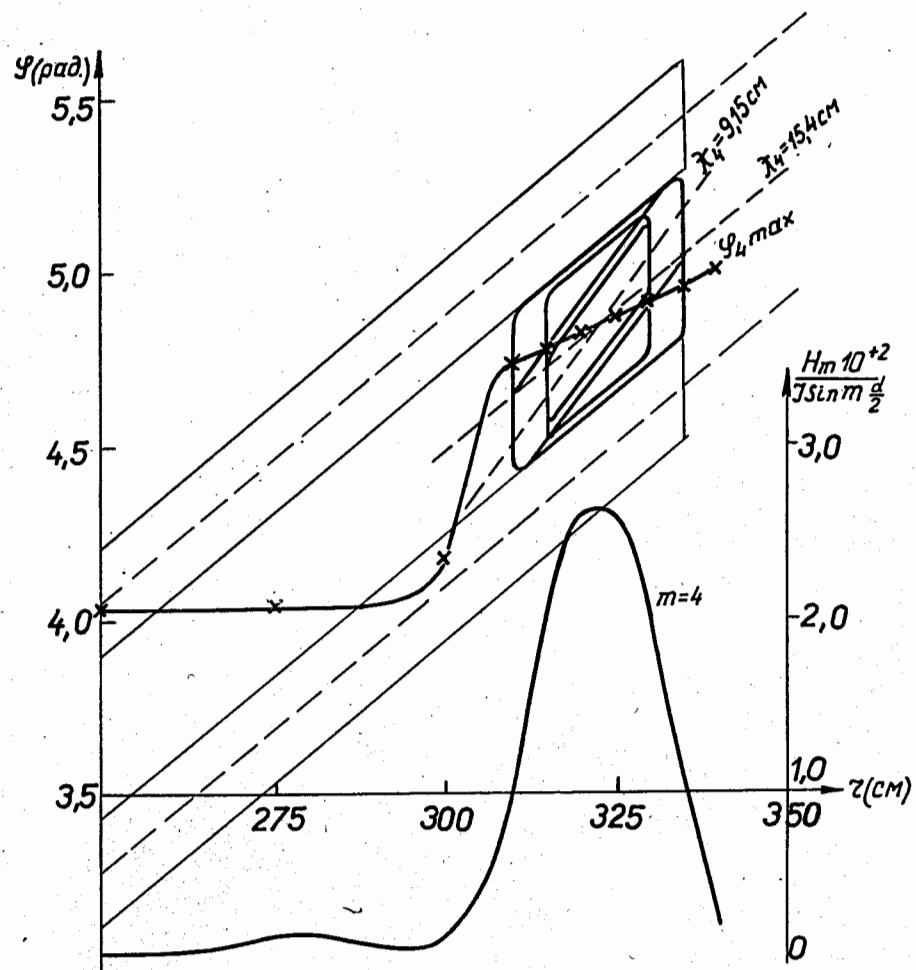


Рис.3. Амплитуда и фаза 4-й гармоники магнитного поля секторных обмоток.

Параметры шимм.  
 $N\lambda = 4,08$ ,  $N = 4$ ,  
 $R_1 = 307,5$  см,  $R_2 = 335,0$  см.  
 $h_1 = 10,0$  см,  $h_2 = 32,5$  см.  
 $4\pi M = 17000$ ,  $\alpha = 0,03\pi$ .

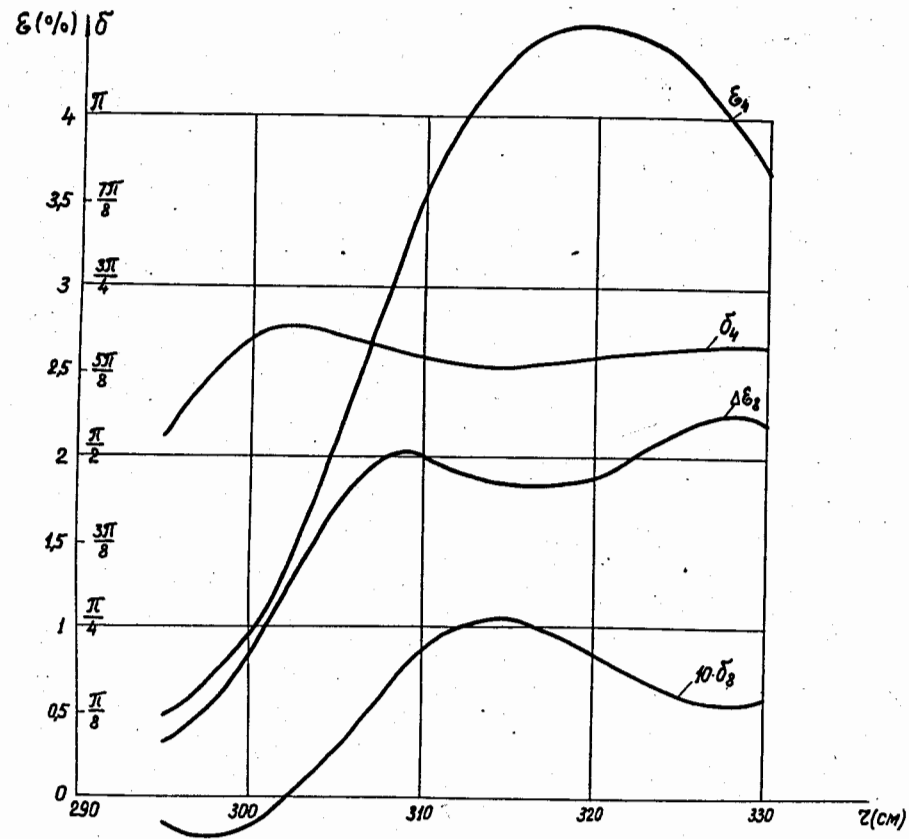


Рис.4. Расчетные зависимости  $\epsilon_4$ ,  $\delta_4$ ,  $\Delta\epsilon_8$ , и  $\delta_8$  от радиуса для системы дополнительных шимм с постоянной угловой протяженностью.



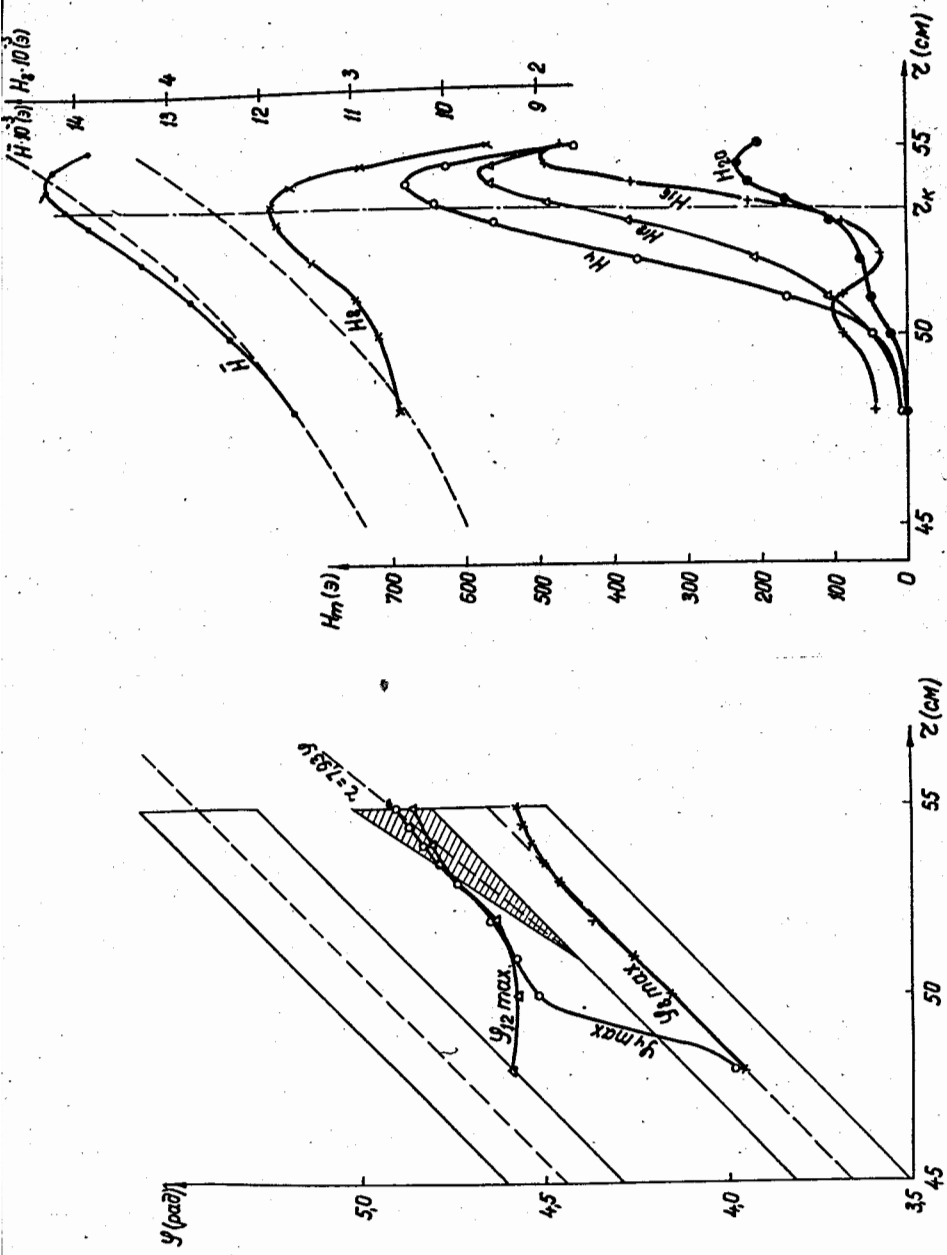


Рис.5. Зависимости среднего поля, амплитуд и фаз гармоник от радиуса, полученные на модели при установке системы шимм переменной угловы протяженностью с  $\gamma = 0^\circ$ .

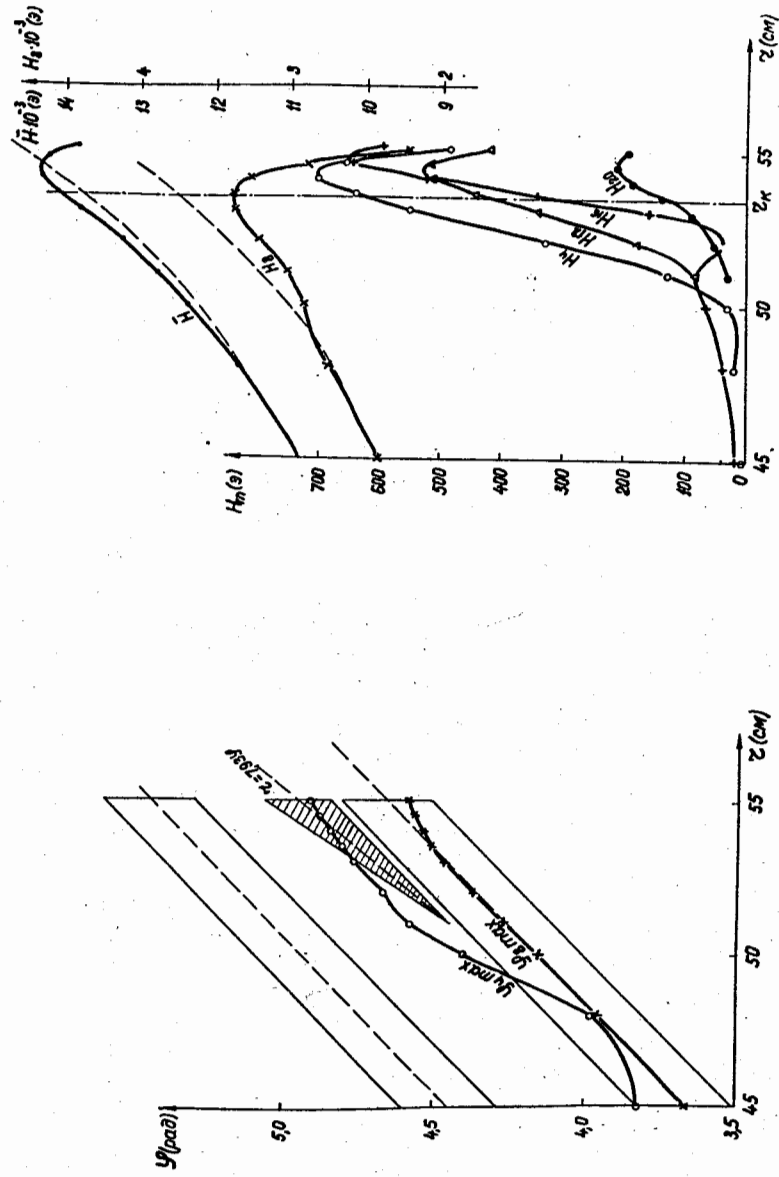


Рис.6. Зависимости среднего поля, амплитуд и фаз гармоник от радиуса, полученные на модели при установке системы дополнительных шимм с  $\gamma = 2^\circ$ .

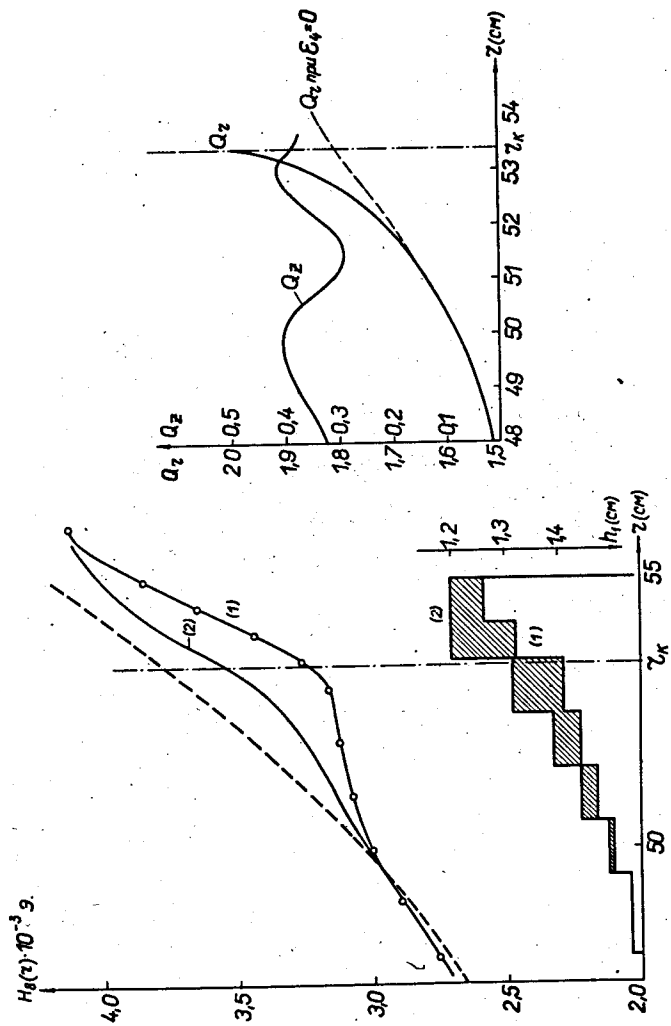


Рис.7. Зависимости амплитуды основной гармоники и частот бегатронных колебаний от радиуса, полученные при изменении профиля системы спиральных щитов.

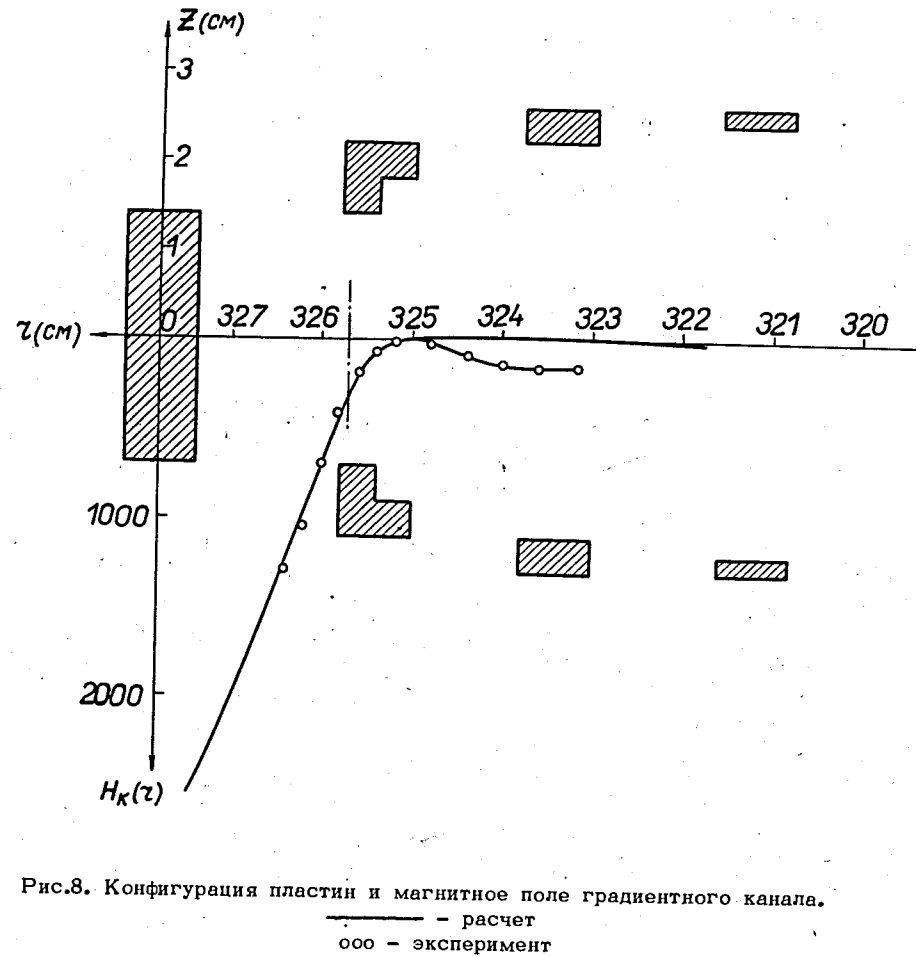


Рис.8. Конфигурация пластин и магнитное поле градиентного канала.  
 — расчет  
 ооо — эксперимент

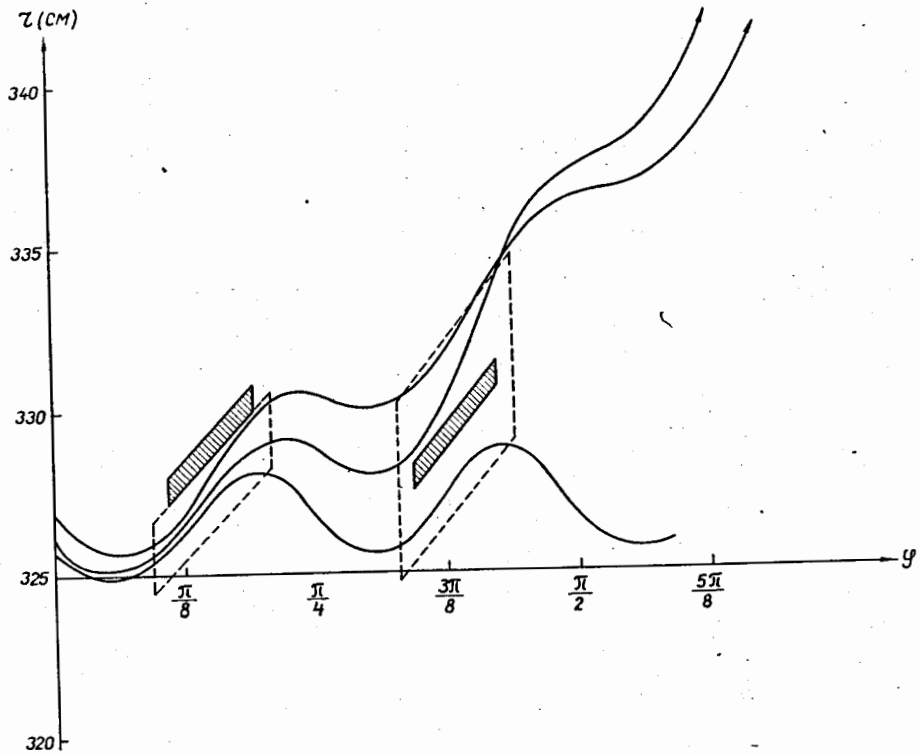


Рис.9. Радиальные траектории частиц в выводной системе, использующей два градиентных канала, установленных с азимутальным интервалом  $\frac{2\pi}{N}$ .

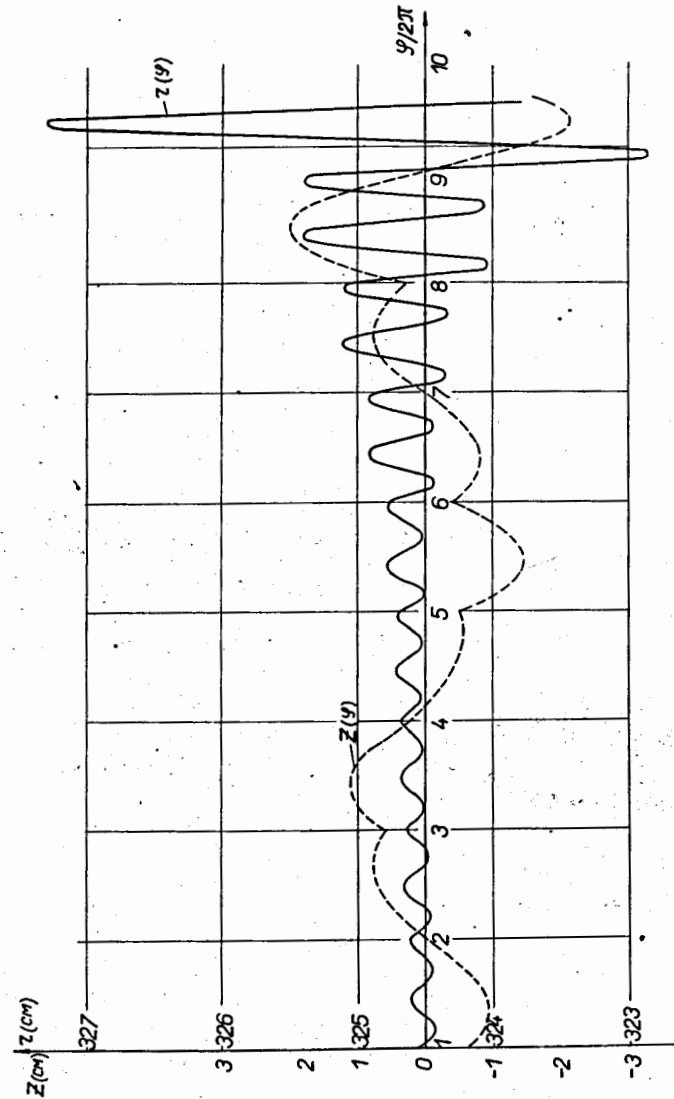


Рис.10. Бетагронные колебания частиц при прохождении системы совмещенных градиентных каналов.

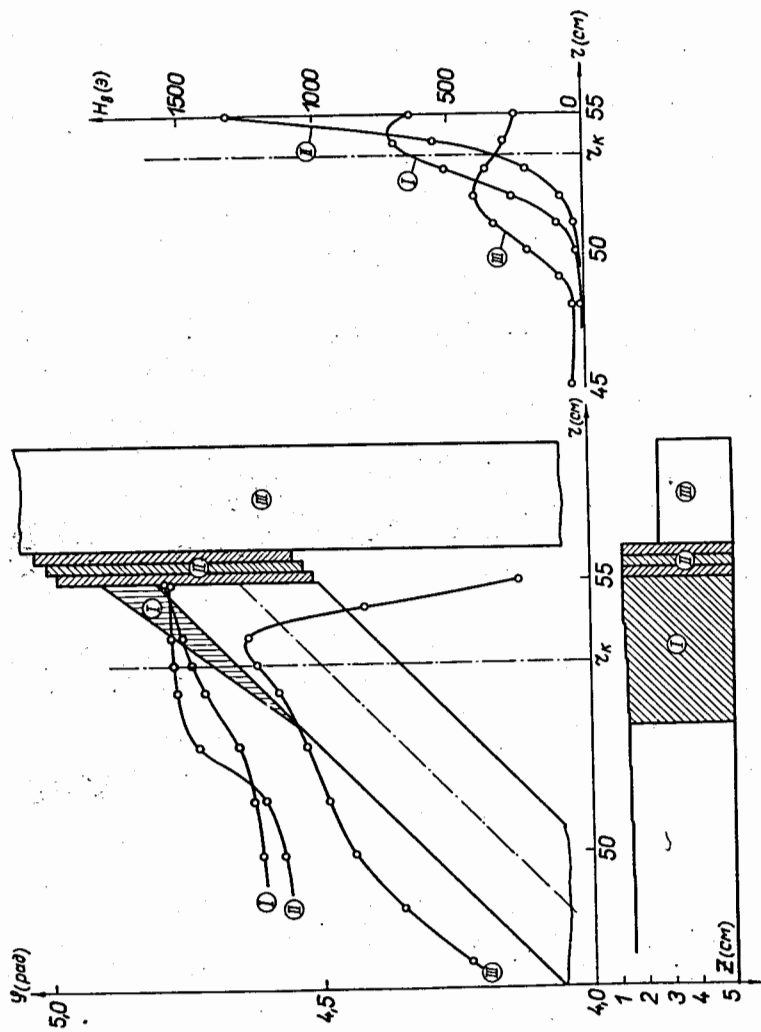


Рис.11. Радиальные распределения амплитуды и фазы 8-й гармоники поля от различных элементов в магнитной системе РЦ.

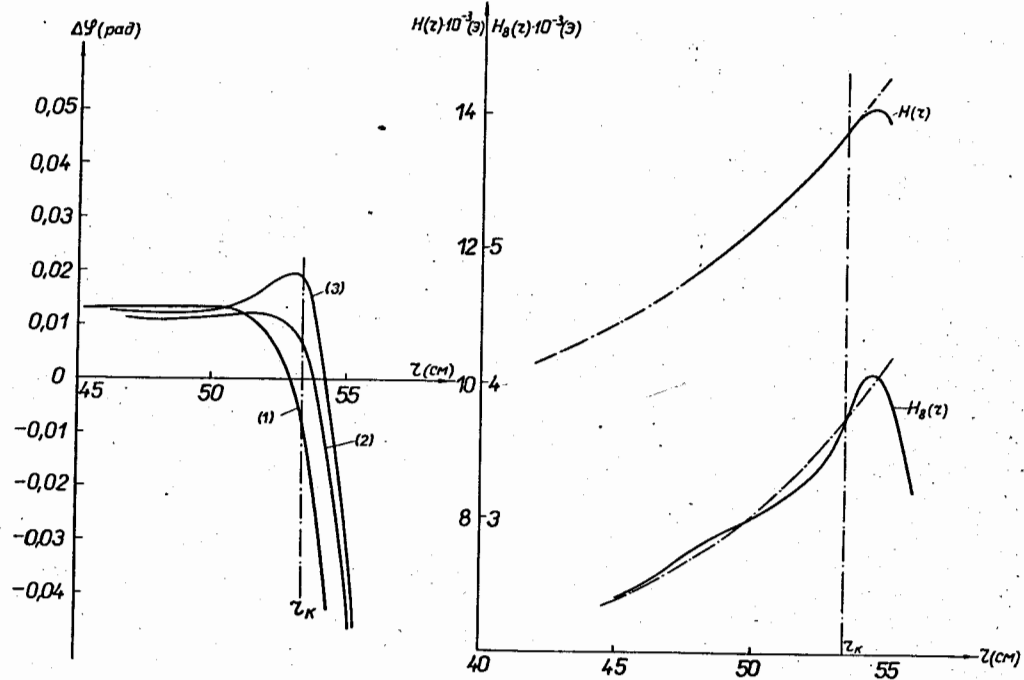


Рис.12. Отклонения фазы максимума 8-й гармоники от средней линии спиральных шимм, полученные при установке дополнительных элементов и распределение  $H(r)$  и  $H_8(r)$  для одного из вариантов.