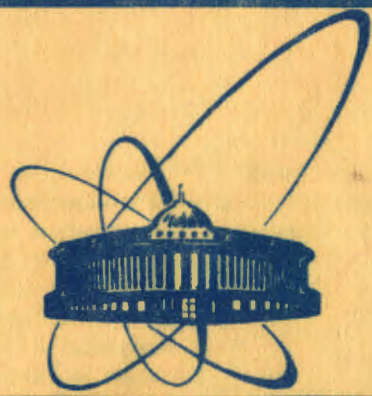


e +



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

4088/83

8/8-83

9-83-290

В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин,  
В.В.Кольга, Е.В.Самсонов

ВЫБОР ФОРМЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
СИСТЕМЫ РАСШИРЕНИЯ ОРБИТ  
В СЕКТОРНОМ ЦИКЛОТРОНЕ

1983

В работах <sup>/1,2/</sup> было показано, что в секторных ускорителях циклотронного типа путем определенного изменения глубины вариации магнитного поля можно увеличить радиальное разделение орбит в 5-10 раз при сохранении поперечных размеров пучка. Экспериментальные исследования этого эффекта расширения орбит /ЭРО/ на электронной модели кольцевого циклотрона <sup>/3-5/</sup> доказали правильность основных выводов теоретических исследований и продемонстрировали перспективность использования ЭРО для 100% вывода частиц из сильноточных ускорителей циклотронного типа.

В секторном протонном циклотроне на энергию 800 МэВ <sup>/6-8/</sup>, который разрабатывался в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, предполагается осуществить вывод пучка на основе действия ЭРО.

В настоящей работе на основании данных, полученных в результате моделирования магнитов циклотрона в масштабах 1:15 <sup>/9/</sup> и 1:5 <sup>/10/</sup>, проведены расчеты по поиску необходимых изменений параметров магнитного поля в зоне вывода, обеспечивающих требуемое увеличение разделения орбит, и по анализу динамики движения частиц в этой зоне.

## 1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ЭРО

Величина разделения соседних орбит  $\Delta r$  при увеличении импульса частицы  $\Delta p$  в циклических ускорителях определяется выражением <sup>/11/</sup>

$$\Delta r = \alpha r \frac{\Delta p}{p}, \quad /1/$$

где  $\alpha$  - коэффициент расширения орбит, который имеет вид <sup>/11/</sup>

$$\alpha = \left(1 + n + \frac{r}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dr}\right)^{-1}, \quad /2/$$

$n = \frac{r}{\bar{B}} \cdot \frac{d\bar{B}}{dr}$ ,  $\bar{B}$  - среднее поле,  $r$  - средний радиус орбиты. Величина  $\Lambda$  приближенно выражается в отсутствие высших гармоник через параметры магнитного поля следующим образом <sup>/12/</sup>:

$$\Lambda = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{B_N^2(1.5 + n_N)}{2N^2\bar{B}^2}}, \quad /3/$$

где  $B_N$  - амплитуда основной гармоники магнитного поля,  $n_N = \frac{r}{B_N} \cdot \frac{dB_N}{dr}$ ,  $N$  - периодичность структуры магнитного поля. Из

выражений /1/, /2/ непосредственно следует, что при неизменном приращении импульса можно в широких пределах увеличивать величину разделения орбит путем соответствующего увеличения коэффициента расширения, для чего необходимо выполнение условия

$$n + \frac{r}{\Lambda} \cdot \frac{d\Lambda}{dr} \approx -1. \quad /4/$$

Из /4/ видно, что, в принципе, существует три возможности для увеличения коэффициента расширения:

1. Изменение среднего поля, в основном влияющее на величину  $n$ .
2. Изменение амплитуды основной гармоники магнитного поля, которое сказывается только в изменениях  $\Lambda$ .
3. Одновременное изменение среднего поля и амплитуды основной гармоники.

Анализ этих возможностей показывает, что изменение только лишь среднего поля нежелательно из-за сильного влияния его на фазовое движение и пространственную устойчивость пучка. Поэтому реально можно использовать только две оставшиеся возможности, при этом следует иметь в виду, что одновременное изменение амплитуды гармоники и среднего поля может быть использовано как для увеличения разделения орбит, так и для необходимой в этом случае коррекции фазового движения.

## 2. РАСЧЕТ НЕОБХОДИМОГО ИЗМЕНЕНИЯ АМПЛИТУДЫ ОСНОВНОЙ ГАРМОНИКИ

При расчете изменения амплитуды основной гармоники, необходимого для увеличения разделения орбит, надо найти совместное решение уравнений /2/, /3/ с заданием соответствующего вида функции  $\alpha(r)$ . Так как при  $n \neq \text{const}$  решение системы /2/, /3/ не выражается в элементарных функциях, то для получения зависимости  $B_N(r)$  использовалось численное интегрирование следующей системы уравнений, которая непосредственно получается из /2/, /3/:

$$\frac{d\Lambda}{dr} = \frac{\Lambda}{r} \left( \frac{1}{\alpha} - n - 1 \right),$$

$$\frac{dB_N}{dr} = \frac{2N^2 \bar{B}^2}{r B_N} (\Lambda^2 - \Lambda) - \frac{3B_N}{2r}. \quad /5/$$

Интегрирование системы /5/ проводилось с помощью специально написанной программы EXPLAN. Для получения начальных условий использовалась экспериментальная зависимость  $B_8(r)$ , измеренная на модели магнитной системы, и теоретическое изохронное поле  $\bar{B}_{из}(r)$ , рассчитываемое по формуле /9,12/:

$$\bar{B}_{из} = \frac{B_0 \sigma_0}{\Lambda_0 \sqrt{1 - \left( \frac{r \sigma_0}{r_\infty} \right)^2}}, \quad /6/$$

где  $B_0 = 4019$  Гс,  $\sigma_0 = 1,0085$ ,  $\Lambda_0 = 1,0425$ ,  $r_\infty = 779,3$  см.

На рис. 1 показаны результаты интегрирования /5/ в зоне конечных радиусов циклотрона при различных максимальных значениях коэффициента расширения.

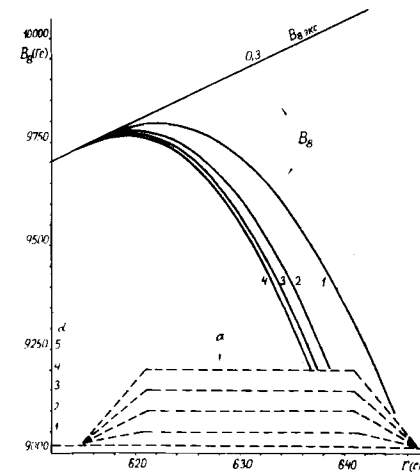


Рис. 1. Расчетные кривые изменения амплитуды восьмой гармоники магнитного поля и коэффициента расширения. Цифры возле кривых  $B_8(r)$  показывают соответствующее максимальное значение коэффициента расширения орбит.  $B_{8,эксп}$  - экспериментальная кривая /8/

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ДИНАМИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

### 3.1. Программа MOTION

Определенная с помощью программы EXPLAN форма спада вариации использовалась затем в программе MOTION, предназначенной для расчета движения заряженных частиц в периодических магнитных полях вида:

$$B(r, \phi) = \bar{B}(r) + \sum_{K=N}^{iN} B_K(r) \cos(K(\phi - \phi_K(r))), \quad /7/$$

где  $i$  - число гармоник, кратных  $N$ ;  $V_K, \phi_K$  - амплитуды и фазы гармоник. В программе MOTION для расчета полных уравнений движения в цилиндрической системе координат /13/

$$r'' - \frac{2r'z'}{r} - r = -\frac{e}{p} \left(1 + \frac{r'^2}{r^2} + \frac{z'^2}{r^2}\right)^{1/2} [(r^2 + r'^2)V_z - r'z'V_N - z'rV_\phi] +$$

$$+ \frac{e}{\beta pc} \left(1 + \frac{r'^2}{r^2} + \frac{z'^2}{r^2}\right) \cdot (r^2 \epsilon_r - r' r \epsilon_\phi),$$

$$z'' - \frac{2r'z'}{r} = \frac{e}{p} \left(1 + \frac{r'^2}{r^2} + \frac{z'^2}{r^2}\right)^{1/2} [(r^2 + z'^2)V_r - z'r'V_z - r'rV_\phi] + /8/$$

$$+ \frac{e}{\beta pc} \left(1 + \frac{r'^2}{r^2} + \frac{z'^2}{r^2}\right) \cdot (r^2 \epsilon_z - z' r \epsilon_\phi),$$

$$t' = \frac{M}{p} (r^2 + r'^2)^{1/2},$$

где  $e$  - заряд,  $M$  - масса,  $p$  - импульс,  $r, \phi, z$  - координаты,  $t$  - время,  $V_r, V_\phi, V_z$  / и  $\epsilon_r, \epsilon_\phi, \epsilon_z$  / - соответственно компоненты магнитного и электрического полей, штрих-дифференцирование - по  $\phi$ , использовался метод Рунге-Кутты 4-го порядка.

Энергия увеличивалась линейно в ускоряющих промежутках, ширина которых определялась в начальных данных. Программа могла работать в различных режимах: статический; динамический; только  $r$ -движение; связанное  $(r, z)$ -движение; с учетом фазового движения; без учета фазового движения /постоянный набор на ускоряющих щелях/.

Одновременно с расчетом движения в динамическом режиме можно было получать следующую информацию: частоты свободных колебаний, период и частоту обращения частиц, фазы частиц относительно ВЧ-напряжения, амплитуду вынужденных колебаний, средний радиус орбиты.

### 3.2. Расчет ЭРО без учета фазового движения

На рис. 2 на фазовой плоскости  $(r, r')$  показан процесс развития ЭРО, соответствующий трем кривым спада вариации, приведенным на рис. 1. Рис. 2 соответствует азимутальному углу  $\phi = 0^\circ$ , анало-

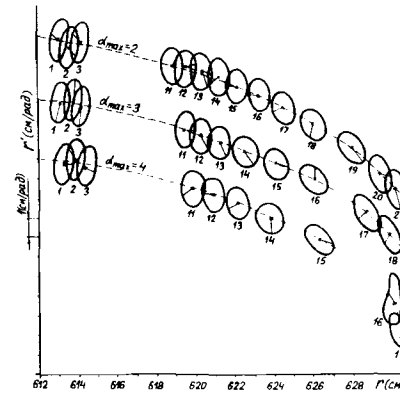


Рис. 2. Процесс развития эффекта расширения на азимуте  $\phi = 0^\circ$  для трех значений максимального коэффициента расширения орбит. Соответствующие кривые  $V_B(r)$  показаны на рис. 1. Для большей наглядности оси  $r' = 0$  разнесены. Энергия отдельного пучка  $w = 620$  МэВ.

гичная картина наблюдается на другом азимуте. В этих расчетах не учитывалось фазовое движение пучка - набор энергии был постоянным и равным 2 МэВ/оборот и осуществлялся в четырех ускоря-

ющих щелях. Среднее магнитное поле, использованное в расчетах, вычислялось по формуле /8/ и было изохронным для амплитуды  $V_B(r)$  /кривая  $V_{B, \text{экс}}$  на рис. 1/, т.е. соответствовало режиму без расширения орбит.

Из рис. 2 следует, что:

- а/ максимальное разделение орбит пропорционально  $\alpha_{\text{max}}$ , использованному при получении зависимости  $V_B(r)$ ;
- б/ в рассматриваемой зоне радиусов для разделения соседних орбит на 3-4 см достаточно использовать  $\alpha_{\text{max}} = 3-4$ ;
- в/ при значениях  $\alpha_{\text{max}} = 2, 3, 4$  эмиттансы сохраняются в процессе расширения.

Таким образом, эти расчеты показали правильность метода нахождения спада вариации, обеспечивающего увеличение разделения орбит.

### 3.3 Фазовое движение пучка в зоне расширения

Характерные результаты расчета частоты обращения, фазового движения и разделения соседних орбит в зоне расширения приведены на рис. 3. Из этих результатов следует, что увеличение разделения орбит происходит в течение 15-20 оборотов, во время которых уменьшается частота обращения частиц с 6,13 МГц до 6,00 МГц, что вызывает смещение фазы частиц на  $\Delta\Psi = q \cdot 40^\circ$ , где  $q$  - кратность ускорения. Так как в циклотроне предполагается использовать ускоряющую систему с  $q = 8$ , полученный сдвиг фазы неприемлем.

Рассмотрим выражения, позволяющие проводить численные и аналитические оценки величины дрейфа фаз. Сдвиг фазы за оборот в общем виде

$$\frac{d\Psi}{d\nu} = 2\pi q(\beta^2 - 1) \frac{\Delta p}{p}, \quad /9/$$

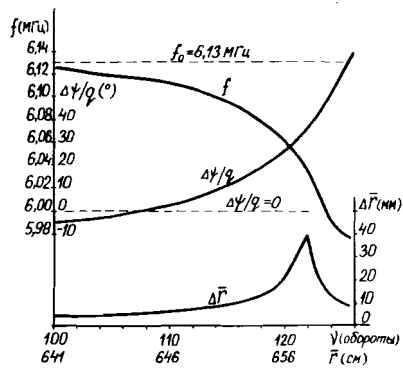


Рис. 3. Изменение частоты обращения  $f$ , фазы ускорения  $\Delta\Psi/q$  и разделения соседних орбит  $\Delta r$  в процессе развития эффекта расширения, при постоянном наборе энергии за оборот.

где  $\Delta r$  - разность импульсов рассматриваемой и изохронной частиц на фиксированном среднем радиусе.

Используя /5/ и то, что среднее поле в этих расчетах совпало с изохронным, получаем

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta \Lambda}{\Lambda} = \frac{r - r_0}{r_0} \left( \frac{1}{\alpha} - n - 1 \right), \quad /10/$$

где  $\Delta \Lambda$  - изменение на данном радиусе параметра  $\Lambda$  за счет изменения вариации,  $r_0$  - средний радиус орбиты в момент входа в зону расширения,  $r$  и  $\alpha$  - средние радиус и коэффициент расширения орбит в процессе "наплывания" в зону расширения.

Подставляя /10/ в /9/ и используя /1/, получаем систему уравнений

$$\frac{d\Psi}{d\nu} = 2\pi q (\beta^2 - 1) \left( \frac{1}{\alpha} - n - 1 \right) \frac{r - r_0}{r_0}, \quad /11/$$

$$\frac{dr}{d\nu} = \alpha r \frac{\Delta E}{\beta^2 E},$$

где  $E$  - полная энергия частицы,  $\Delta E$  - набор энергии за оборот. Интегрируя /11/, при условии линейного роста  $\alpha$  и постоянства  $n$ ,  $\beta$ ,  $E$ ,  $\Delta E$  в зоне расширения, получаем величину смещения фазы:

$$\Delta\Psi = \frac{2\pi q \beta^2 (1 - \beta^2) E}{\Delta E (\alpha - \alpha_0)} \left[ 1 + n + \frac{1}{\alpha} - \frac{(1+n)\alpha_0}{\alpha - \alpha_0} \ln \frac{\alpha}{\alpha_0} \right] \left( \frac{r - r_0}{r_0} \right)^2, \quad /12/$$

где  $\alpha_0$  - среднее значение коэффициента расширения орбит в начальный момент входа орбиты в зону расширения. Подставляя в /12/

данные, соответствующие численным расчетам /рис. 3/:  $r_0 = 640$  см,  $r = 660$  см,  $\alpha_0 = 0,32$ ,  $\alpha = 4$ ,  $E = 1700$  МэВ,  $\Delta E = 2$  МэВ,  $\beta = 0,834$ ,  $n = 2,08$ , получаем  $\Delta\Psi = q \cdot 45^\circ$ , что близко к значению, полученному из динамических расчетов. Анализируя /12/, можно заметить, что есть два пути уменьшения  $\Delta\Psi$ : увеличение набора энергии за оборот и уменьшение длины зоны развития эффекта расширения, т.е. величины  $(r - r_0)$ . Однако увеличение набора энергии в несколько раз является нереальной задачей. Более приемлемо уменьшение величины  $(r - r_0)$ , от которой сдвиг фазы зависит квадратичным образом. Из рис. 3 видно, что  $(r - r_0) \approx 20$  см; следовательно, для получения требуемого десятикратного уменьшения  $\Delta\Psi$  необходимо обеспечить  $(r - r_0) \approx 6-7$  см.

Такое уменьшение может быть достигнуто, если существенно уменьшить влияние вынужденных колебаний на процесс расширения; для этого выбор конфигурации магнитного поля в зоне вывода должен учитывать форму орбит ускорителя.

### 3.4 Уменьшение фазового сдвига

Для того, чтобы уменьшить ширину зоны развития ЭРО /величина  $(r - r_0)$ /, были проведены численные расчеты движения частиц в гипотетической магнитной системе, обладающей следующими свойствами. Пусть две линии, которые описываются в полярной системе координат уравнениями

$$r_1 = R_1 + A \cos 8(\phi - \phi_0), \quad /13/$$

$$r_2 = R_1 + \Delta R + A \cos 8(\phi - \phi_0), \quad /14/$$

где  $A$  и  $\phi_0$  - усредненные значения амплитуды и фазы вынужденных колебаний в зоне расширения, разделяют всю область ускорения на три части /рис. 4/.

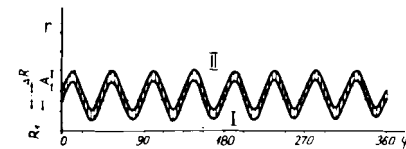


Рис. 4. Схема, поясняющая трансформацию магнитного поля в целях уменьшения фазового сдвига. I - область, в которой существует изохронизм; II - область, где нарушен изохронизм и есть большой коэффициент расширения орбит.  $A$  - амплитуда вынужденных колебаний частиц;  $\Delta R$  - ширина переходной зоны, где предполагается линейное изменение амплитуды основной гармоники магнитного поля;  $R_1$  - средний радиус внутренней границы переходной зоны.

В области, внешней границей которой является линия  $r_1$ , существует изохронизм /область I, рис. 4/. В области /II, рис. 4/, внутренней границей которой является линия  $r_2$ , изохронизм нарушен

за счет изменения вариации, обеспечивающего коэффициент расширения орбит, значительно больший, чем в области I. Между линиями  $r_1$  и  $r_2$  находится переходная область шириной  $\Delta R$ , внутри которой предполагается линейное изменение амплитуды основной гармоники магнитного поля /область, отмеченная штриховкой на рис. 4/.

Магнитное поле в областях I и II определялось следующим образом:

$$\text{область I: } B(r, \phi) = \bar{B}(r) + \sum_{K=8}^{48} B_K(r) \cdot \cos[K(\phi - \phi_K(r))], \quad /15/$$

$$\text{область II: } B(r, \phi) = \bar{B}(r) + [B_8(r) \pm \Delta B_8(r)] \cos 8(\phi - \phi_8(r)) + \sum_{K=16}^{48} B_K(r) \cos[K(\phi - \phi_K(r))], \quad /16/$$

где  $B_K$ ,  $\phi_K$  - измеренные на моделях амплитуды и фазы гармоник магнитного поля,  $\bar{B}(r)$  - среднее поле /см. формулу /8//,  $\Delta B_8$  - полученное с помощью программы EXPLAN изменение амплитуды восьмой гармоники, необходимое для увеличения коэффициента расширения.

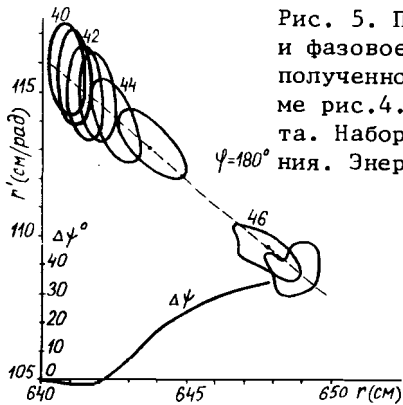


Рис. 5. Процесс развития эффекта расширения и фазовое движение пучка в магнитном поле, полученном в результате трансформации по схеме рис.4. Числа возле эллипсов - номер оборота. Набор энергии зависит от фазового движения. Энергия отделенного пучка  $w = 780$  МэВ.

На рис. 5 показаны результаты расчета движения частиц в таком поле, полученном при следующем наборе параметров:  $R_1 = 645$  см,  $\Delta R = 6$  см,  $A = 15$  см,  $a_{\max} = 2$ . Этот расчет, проведенный с учетом фазового движения, показал,

что фазовый сдвиг в данном случае уменьшился примерно в 10 раз по сравнению с предыдущими расчетами. Из рис. 5 следует также, что в процессе расширения орбит радиальный эмиттанс сохраняется, максимальное разделение соседних оборотов достигает 40 мм, а развитие процесса расширения занимает не более четырех оборотов.

Результаты разложения магнитного поля /использованного в этом расчете/ в ряд Фурье приведены на рис. 6,7, из которых вытекает, что введение синусоидальных границ между изохронной и неизохронной областями и переходной зоны между ними приводит к изменению как среднего поля, так и амплитуд всех гармоник /фазы гармоник не изменяются/.

На кривой среднего поля появился "бамп", максимальная величина которого /70-100/ Гс зависит от значения  $a_{\max}$  в области II.

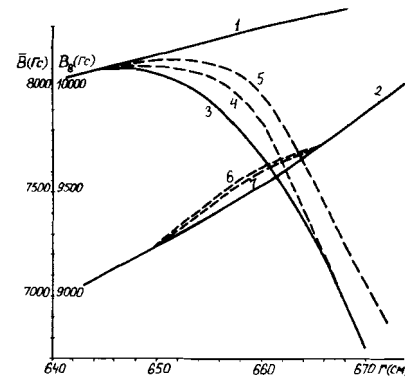


Рис. 6. Изменение среднего поля и амплитуды основной гармоники в зоне расширения. 1 - экспериментальная кривая  $B_8(r)$ ; 2 - изохронное поле  $\bar{B}(r)$  /см. формулу /8//; 3 -  $B_8(r)$  в результате интегрирования /5/ при  $a_{\max} = 5$ ; 4 -  $B_8(r)$  при  $a_{\max} = 5$ , после трансформации поля по схеме рис. 4; 5 - то же самое, но при  $a_{\max} = 2$ ; 6,7 -  $\bar{B}(r)$  после трансформации поля по схеме рис. 4 при  $a_{\max} = 5$  и  $a_{\max} = 2$  соответственно.

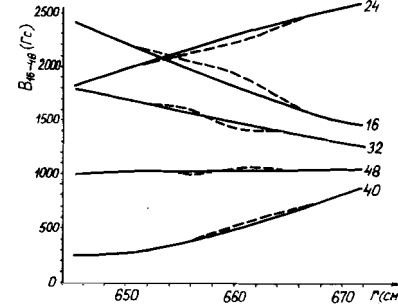


Рис. 7. Высшие гармоники магнитного поля в зоне расширения. — — — — — экспериментальные значения; - - - - - после трансформации поля по схеме рис. 4. Числа возле кривых - номера гармоник.

Аналогичные изменения претерпела форма кривой амплитуды восьмой гармоники /см. рис. 6/. Высшие гармоники изменились не более чем на +3% /см. рис. 7/.

Данные анализа гармоник /на рис. 6,7 - штриховые линии/ в виде /9/ были заложены в программу MOTION, которая в этом случае дала результаты, аналогичные приведенным на рис. 5.

Таким образом, был найден метод определения параметров магнитного поля в зоне конечных радиусов циклотрона, которое обеспечивает достаточно большое разделение орбит, при сохранении радиального эмиттанса и допустимом фазовом сдвиге.

### 3.5. Влияние высших гармоник магнитного поля на процесс расширения орбит

Для выяснения степени влияния высших гармоник на эффект расширения орбит был проведен расчет, в котором в качестве исходных данных использованы полученные выше /см. рис. 6, штриховые линии/ среднее поле и амплитуды восьмой гармоники при  $a_{\max} = 2$ , а также экспериментальные значения высших гармоник  $B_{16-48}$  /см. рис. 7, сплошные линии/. Этот расчет показал, что в данном случае максимальное разделение уменьшилось в 5 раз по сравнению с расчетным, результаты которого приведены на рис. 5.

Для того, чтобы исключить столь сильное влияние высших гармоник, потребовалось увеличение значения  $\alpha_{\max}$  в области II до  $\alpha_{\max} = 5$ . На рис.8 показан результат соответствующего расчета. Здесь в качестве исходных данных по магнитному полю также использовались зависимости, приведенные на рис. 6,7.

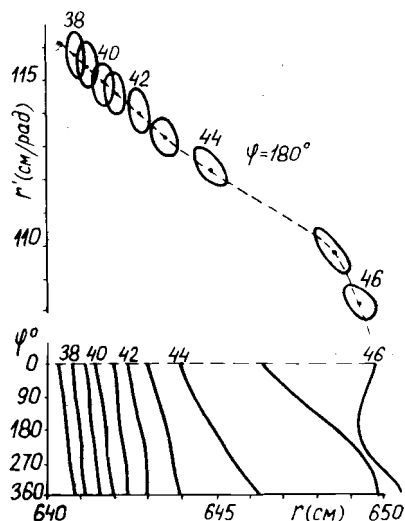


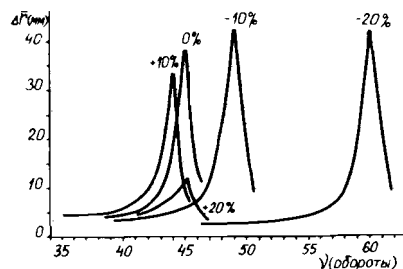
Рис. 8. Развитие эффекта расширения на фазовой плоскости и траектории частиц в зоне расширения при экспериментальных значениях амплитуд высших гармоник. Набор энергии зависит от фазового движения; числа возле кривых - номера оборотов; траектории нарисованы без учета вынужденных колебаний;  $\alpha_{\max} = 5$ .

Для определения допустимого диапазона возможных изменений высших гармоник, не приводящих к резкому уменьшению разделения орбит, при  $\alpha_{\max} = 5$  была проведена серия расчетов, в которых при задании исходных данных амплитуды  $V_{16} \div V_{48}$  изменялись на

$\pm 20\%$  по сравнению с экспериментальными значениями. Остальные параметры магнитного поля оставались неизменными.

На рис. 9 приведены результаты этой серии расчетов, из которых вытекает, что при значении  $\alpha_{\max} = 5$  достаточно большое разделение орбит /30-40 мм/ сохраняется при амплитудах высших гармоник магнитного поля, отличающихся от экспериментальных значений на  $\pm 20\%$ .

Рис. 9. Разделение соседних орбит в зависимости от номера расчетного оборота, при различных амплитудах высших гармоник магнитного поля. Числа возле кривых показывают, на сколько процентов изменены высшие гармоники по сравнению с экспериментальными значениями.  $\alpha_{\max} = 5$ .



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что использование ЭРО в системе вывода пучка из секторного циклотрона с высокой кратностью ускорения / $q=8$ / возможно при определенных изменениях среднего поля и амплитуды основной гармоники магнитного поля.

Правильность найденного метода определения этих изменений магнитного поля была доказана численными расчетами динамики движения пучка в зоне вывода. Расчеты показали также, что для уменьшения влияния высших гармоник магнитного поля на процесс расширения орбит необходимо использовать достаточно большой коэффициент расширения орбит.

Авторы выражают благодарность Г.Н.Сайфулиной за помощь при оформлении рукописи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриевский В.П., Кольга В.В., Полумордвинова Н.И. ОИЯИ, Р9-6733, Дубна, 1972.
2. Дмитриевский В.П., Кольга В.В., Полумордвинова Н.И. ОИЯИ, Д9-81-280, Дубна, 1981.
3. Vasilenko A.T. et al. JINR, E9-8443, Dubna, 1974.
4. Глазов А.А. и др. ОИЯИ, 9-82-188, Дубна, 1982.
5. Заплатин Н.Л., Новиков Д.Л., Самсонов Е.В. ОИЯИ, 9-82-416, Дубна, 1982.
6. Желепов В.П., Дмитриевский В.П., Кольга В.В. ОИЯИ, Р9-7833, Дубна, 1974.
7. Желепов В.П., Дмитриевский В.П., Кольга В.В. ОИЯИ, Р9-9066, Дубна, 1975.
8. Желепов В.П., Дмитриевский В.П. ОИЯИ, 9-10534, Дубна, 1977.
9. Заплатин Н.Л., Самсонов Е.В., Чеснов А.Ф. ОИЯИ, 9-11533, Дубна, 1978.
10. Аносов В.Н. и др. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям ионов низких и средних энергий. Киев, "Наукова думка", 1982, с. 171.
11. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей, Физматгиз, Москва, 1962.
12. Аносов В.Н. и др. ОИЯИ, 9-8496, Дубна, 1974.
13. Дмитриевский В.П., Кольга В.В., Полумордвинова Н.И. ОИЯИ, Р9-5496, Дубна, 1971, с. 24.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 мая 1983 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Дмитриевский В.П. и др. 9-83-290  
Выбор формы магнитного поля системы расширения орбит в секторном циклотроне

Рассматривается возможность использования эффекта расширения орбит для вывода частиц из секторного циклотрона с высокой кратностью ускорения. Приводятся уравнения, решение которых определяет требования к конфигурации магнитного поля в зоне вывода. Обсуждаются результаты численных расчетов динамики пучка с учетом фазового движения в зоне действия эффекта расширения орбит. Показано, что для уменьшения фазового смещения выбор конфигурации магнитного поля должен проводиться с учетом формы равновесных орбит в рассматриваемой зоне. Исследуется влияние высших гармоник магнитного поля на процесс развития эффекта расширения орбит; определено условие, при котором это влияние незначительно.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Dmitrievsky V.P. et al. 9-83-290  
The Choice of Magnetic Field Form for Orbit Expansion System in Sector Cyclotron

The possibility of using the orbit expansion effect for particle extraction from a sector cyclotron with high acceleration harmonics number is considered. The equations which solution defines the requirements for magnetic field shape in extraction zone are presented. The results of the beam dynamic numerical calculations made in an orbit expansion zone making allowance for phase motion are discussed. It is shown that to decrease the phase shift the choice of magnetic field shape should be made by using equilibrium orbits form in considered zone. The influence of high magnetic field harmonics on the process of orbit expansion effect is investigated. The condition under which this influence is of no importance is defined.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.