ВВЕДЕНИЕ

Запуск и дальнейшее усовершенствование циклотронных установок типа SIN [1] и Triumf [2] указывают на возможность использования кольцевых циклических ускорителей в области средних токов вплоть до десятков миллиампер при энергии до 1 ГэВ.

Эта возможность базируется на достигнутых уже в настоящее время потерях пучка при выводе и ускорении до величин, близких к 10^{-3} (SIN), при средней интенсивности на уровне 100 мкА.

Увеличение средней интенсивности протонных пучков до единиц и десятков миллиампер связано с необходимостью дальнейшего уменьшения потерь, что особенно важно при локальной их концентрации в зоне вывода ускоренного пучка, мощность которого будет достигать нескольких мегаватт.

Все существующие методы вывода пучка основаны либо на механизме возбуждения свободных/или вынужденных/ когерентных колебаний около замкнутых орбит, либо на механизме увеличения разделения орбит в зоне конечных радиусов ускорения.

Использование первого механизма неизбежно ведет к заметным потерям пучка из-за непрерывного спектра распределения частиц на эмиттансе ускоряемого пучка, второй механизм, как правило, приводит к необходимости существенного увеличения набора энергии за один оборот в области конечных радиусов ускорения [3].

Увеличение средней интенсивности внутреннего пучка до десятков миллиампер приводит к увеличению эмиттанса пучка до размеров, при которых требуемое увеличение набора энергии за оборот выходит в область величин, практически не реализуемых. Совместное использование разделения орбит и возбуждения при инжекции когерентных свободных колебаний в области вывода, по-видимому, эффективно только при относительно малых интенсивностях, соответствующих достаточно узкому спектру частот некогерентных колебаний [1].

В данном сообщении рассматривается возможность избежать этой трудности с помощью использования специального механизма расширения равновесных орбит в зоне последних радиусов ускорителя с периодической структурой магнитного поля [4].

1. СИСТЕМА РАВНОВЕСНЫХ ОРБИТ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для периодического в плоскости симметрии магнитного поля вида

$$H_z = \bar{H}(r) + \sum_{k=1}^{\infty} H_{kN} \cos[\beta_{kN}(r) - kN\phi] \qquad /1/$$

существуют периодические решения /с периодом $\frac{2\pi}{N}$ / уравнения движения для дискретного набора импульсов p_i, определяемых соотношением $cp = eH(r_i)r_i\Lambda$ и отстоящих друг от друга по среднему радиусу r на величину

$$\Delta r = \alpha \cdot \frac{\Delta p}{p_i} r_i \ , \qquad /2/$$

где $\alpha = \frac{p}{r_i}\left(\frac{dr}{dp}\right)_{r_i}$ – коэффициент уплотнения равновесных орбит /по среднему радиусу/ и Λ – безразмерный коэффициент, который зависит только от параметров структуры поля /1/. Физически эти решения отождествляются с набором равновесных орбит, которые могут быть в общем случае как устойчивыми, так и неустойчивыми, что также определяется параметрами поля /1/.

Если ограничиться членами, пропорциональными $\frac{1}{N^2}$, то для поля /1/ коэффициент уплотнения

$$\alpha = \left(1 + n + \frac{r}{\Lambda}\cdot\frac{d\Lambda}{dr}\right)^{-1}. \qquad /3/$$

Выражение для Λ находится из уравнений движения и с точностью до $\frac{1}{N^2}$ при двух гармониках магнитного поля определяется из уравнения

$$\Lambda^3 - \Lambda^2 - \frac{1}{2N^2}\left(\epsilon_N s_N + \frac{1}{4}\epsilon_{2N}\cdot s_{2N}\right)\Lambda - \frac{3}{4}\,\frac{\epsilon_N^2 + \frac{1}{4}\epsilon_{2N}^2}{N^2} = 0, \qquad /4/$$

где $n = \frac{r}{\bar{H}}\cdot\frac{d\bar{H}}{dr}$, $\quad \epsilon_N = \frac{H_N}{\bar{H}}$; $\quad s_N = \frac{r}{\bar{H}}\,\frac{dH_N}{dr}$.

Из /4/ непосредственно следует при одной гармонике (N)

$$\frac{r}{\Lambda}\cdot\frac{d\Lambda}{dr} = \frac{s^2 + \epsilon d + \epsilon s(1-2n) + \frac{3\epsilon}{\Lambda}(s - \epsilon n)}{2N^2\left(3\Lambda^2 - 2\Lambda - \frac{\epsilon s}{2N^2}\right)}, \qquad /5/$$

где $d = \frac{r^2}{\bar{H}} \frac{d^2 H_N}{dr^2}$.

Если в формуле /5/ оставить слагаемые, вносящие определяющий вклад в величину $\frac{r}{\Lambda}\frac{d\Lambda}{dr}$, то с точностью в несколько процентов можно записать

$$\alpha \approx \frac{1}{1+n+\frac{1}{2N^2}(s^2+\epsilon d)}. \qquad /5/$$

В азимутально-симметричном магнитном поле $\alpha = \frac{1}{1+n}$, в синхротроне с жесткой фокусировкой при отсутствии нелинейностей $\alpha \approx 2(\frac{N}{s_N})^2$. Введением квадратичной нелинейности в основную гармонику поля, а именно выбором второй производной зависимости $H_N(r)$, которая для расширения орбит должна быть отрицательной, возможно регулировать в широких пределах структурную сеть равновесных орбит при заданном наборе энергии за оборот (Δp) только изменением функции распределения вариации вдоль радиуса ускорителя $H_N(r)$ в области вывода.

Для выбора этой функции из /3/ и /4/ можно получить систему дифференциальных уравнений при двух гармониках поля

$$\frac{d\Lambda}{dr} = \frac{\Lambda}{r\alpha}[1-\alpha(1+n)],$$

$$\frac{d(H_N^2)}{dr} + \frac{1}{4}\frac{d(H_{2N}^2)}{dr} = -\frac{3H_N^2}{r\Lambda} - \frac{3}{4}\frac{H_{2N}^2}{r\Lambda} + \frac{4N^2\bar{H}^2}{r}\Lambda(\Lambda-1). \qquad /7/$$

Численное решение этой системы при задании необходимой зависимости $\alpha(r)$ и имеющейся зависимости среднего поля $H(r)$ позволяет найти функцию распределения гармоники вариации, выбранной для создания эффекта расширения орбит, а также определить зависимость $\Lambda(r)$. Из анализа системы /7/ следует, что в зоне последних радиусов возможно увеличить расстояние между соседними замкнутыми орбитами по сравнению с зоной изохронного движения в $5 \div 10$ раз при значениях параметра $\frac{|d|}{2N^2} \approx /2 \div 2,5/$, что реально достижимо при $\epsilon_N \approx 1$.

Если энергетический разброс пучка в конце ускорения меньше набора энергии за один оборот /режим одинакового числа оборотов для всех частиц/, то процесс расширения равновесных орбит эквивалентен соответствующему увеличению в $5 \div 10$ раз ускоряющего напряжения на конечных радиусах.

Эффективное радиальное уширение пучка в процессе расширения можно оценить из выражения:

$$\Delta r = \alpha \cdot r \frac{\Delta p_i}{p}, \qquad /8/$$

где Δp_i – импульсная ширина пучка перед зоной расширения. Выражение /8/ справедливо при условии $\frac{d\alpha}{dr}=0$, то есть при постоянстве коэффициента α в зоне расширения, при изменении α параметр αr в /8/ заменяется на среднее значение.

2. УСТОЙЧИВОСТЬ СВОБОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Частоты свободных колебаний в зоне расширения существенно изменяются. Так, частота колебаний несколько превышает значение, вычисленное по формуле:

$$Q_r^2 = 1+n+\frac{1}{2N^2}\cdot(s^2+\epsilon d)+F\left(\frac{\epsilon^2}{N^2}\right). \qquad /9/$$

Соответствующее изменение Q_z оценивается из выражения

$$Q_z^2 = -n+\frac{\epsilon^2}{2}+\frac{\epsilon^2 r^2}{N^2}\left(\frac{d\beta}{dr}\right)^2+\frac{1}{2N^2}(s^2-\epsilon d). \qquad /10/$$

Из /9/ и /10/ следует, что на подходе к зоне расширения частота радиальных колебаний увеличивается, а аксиальных падает, в зоне расширения процесс обратный, причем всегда $Q_r^2 > \frac{1}{\alpha}$.

Численные исследования устойчивости перед и в зоне расширения подтверждают эти результаты, причем при постоянстве α в зоне расширения поперечные эмиттансы пучка сохраняются, а изменение собственных частот проявляется как эффект поворота фазовой плоскости для фиксированного азимута.

3. ФАЗОВОЕ ДВИЖЕНИЕ ПУЧКА

В зоне расширения, если не применять специальных мер по изменению структуры изохронного магнитного поля, изохронизм частиц нарушается.

Величину фазового сдвига в этой зоне можно найти из выражения

$$\Delta\phi = 2\pi \sum_i \left[1-\frac{1}{\alpha_i(1+n_i)}\right]\frac{\Delta r_i}{r_i}, \qquad /11/$$

где суммирование /по i / соответствует числу оборотов в зоне расширения, которое обычно составляет несколько оборотов.

Из /11/ непосредственно следует, что фазовый сдвиг в этой зоне

$$\Delta\psi < 2\pi\frac{\Delta r}{r}, \qquad /12/$$

где Δr – радиальная протяженность зоны.

Количественно величина протяженности зоны не превышает нескольких процентов от величины радиуса, что указывает на незначительный сдвиг фазы при ускорении в этой зоне, при невысокой кратности ускоряющего поля.

Изложенные выше результаты по формированию структуры равновесных орбит в изохронных циклотронах можно использовать для предварительного выбора параметров при реализации эффекта расширения. Детальный анализ выполняется, как правило, численными методами, в которых учитываются все нелинейные члены, определяющие замкнутую орбиту.

Численный расчет расширения орбит проведен для электронного циклотрона с жесткой фокусировкой /5/ и для мезонной фабрики SIN. На рис. 1 приведены результаты для электронного циклотрона:

а/ зависимость среднего магнитного поля и основной гармоники вариации в зоне расширения от радиуса;

б/ орбиты частицы для последних восьми оборотов при нулевой начальной фазе относительно ускоряющего поля;

в/ радиальные эмиттансы моноэнергетического пучка в зоне расширения для азимутального сечения I.

На рис. 2 изображена зависимость радиального "уширения" пучка электронного циклотрона в зависимости от энергетического разброса для сечения I /цифры около прямых обозначают номер оборота пучка/.

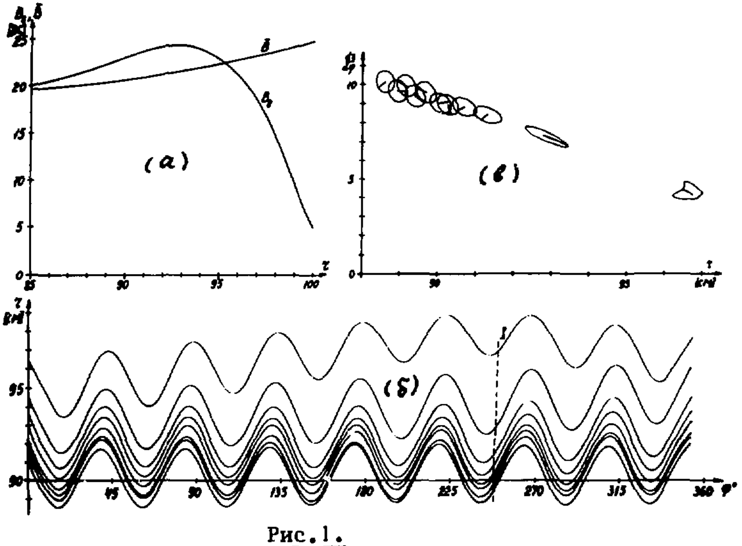
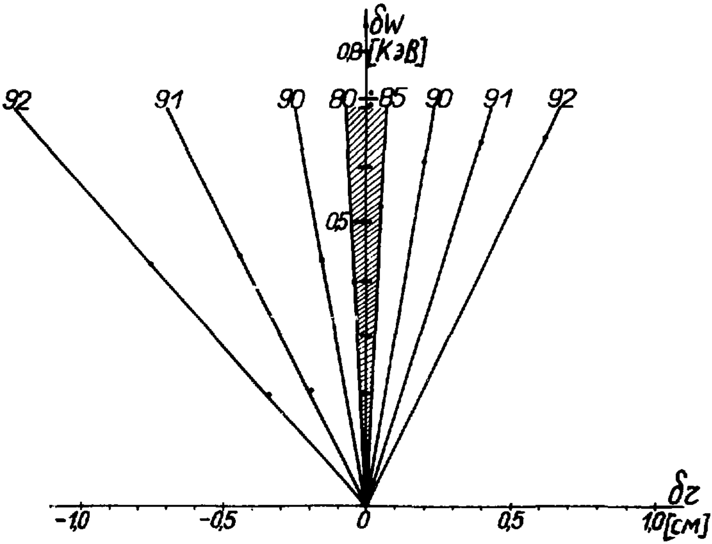
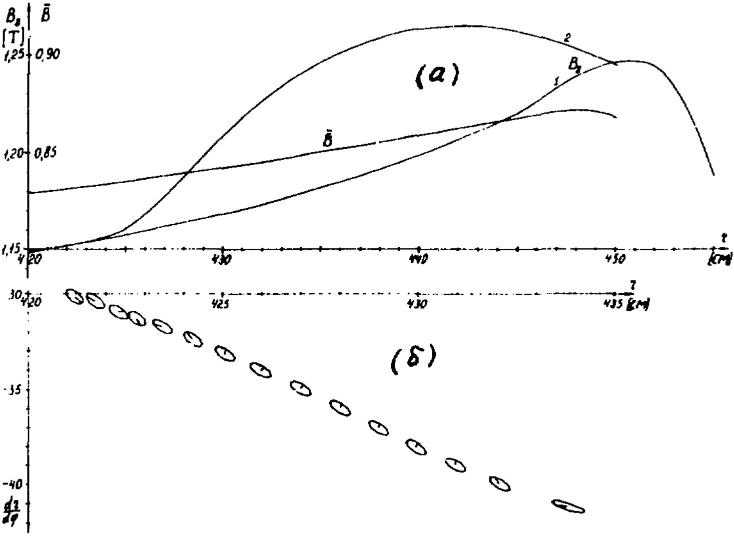


Рис.1.



δW
0,8 [КэВ]
92
91
90
80÷85
90
91
92
0,5
δz
-1,0
-0,5
0
0,5
1,0 [см]

Рис.2.



B_z [T]
$\bar{B}$
1,25
0,90
(a)
2
B_z
1
$\bar{B}$
1,20
0,85
1,15
420
430
440
450
[см]
30
420
425
430
435 [см]
(б)
-35
-40

Рис.3.

На рис. 3 приведены результаты расчета для SIN:

а/ зависимости среднего магнитного поля и основной гармоники вариации, - исходной /кривая 1/ и необходимой для создания расширения орбит в области вывода /кривая 2/, в зависимости от радиуса;

б/ радиальные эмиттансы пучка на входе в электростатический дефлектор.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренный метод разделения эмиттансов пучка на предельных радиусах циклотронов с секционированной структурой магнитного поля открывает перспективы для высокоэффективного вывода пучка из камеры ускорителя. Основанный на разделении равновесных орбит этот метод в широких пределах не зависит от эмиттанса выводимого пучка, изменение которого в зоне расширения сводится к вращению фазовой плоскости относительно собственных осей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Willax H.A. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1977, т. 1, с. 134.
2. Craddock M.K. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1977, т. 1, с. 145.
3. Joho W. Fifth Int. Conf. Cyclotron, 1969, p. 159
4. Дмитриевский В.П., Кольга В.В., Полумордвинова Н.И. ОИЯИ, Р9-6733, Дубна, 1972.
5. Аносов В.Н. и др. АЭ, 1968, 25, с. 539.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 апреля 1981 года.