

РАСЧЕТ ТРАЕКТОРИЙ ВЫВОДА ПУЧКА ИЗ ИНДУКЦИОННОГО
ЦИКЛИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ С ПОСТОЯННЫМ ВЕДУЩИМ ПОЛЕМ

В. Н. Канунников

УДК 621.384

Расчитаны траектории частиц в раздельно-секторной магнитной системе при возбуждении радиальных колебаний гармоникой ведущего поля с номером $m = N/2$

Раздельно-секторная система ведущего поля, используемая в индукционном циклическом ускорителе (ИЦУ) /1/, обладает рядом особенностей, которые облегчают вывод пучка ускоренных электронов. Во-первых, это большие свободные от поля промежутки. Во-вторых, рабочая точка на диаграмме устойчивости свободных колебаний, которая выбрана в ИЦУ так, чтобы использовать возможно больший показатель поля, близка к границе радиальной устойчивости, $\dot{\nu}_T = N/2$ ($\dot{\nu}_T \approx 1,7$ при $N = 4$) /2/. При этом ближайшая по номеру к $\dot{\nu}_T$ m -тая азимутальная гармоника поля, $a_m \cos m\theta$, $m = N/2$, возбуждает не только параметрический резонанс (при четном N - вместе с простым), но может приводить к выходу из области радиальной устойчивости, как в секторном циклотроне /3/. В-третьих, для формирования гармоники с номером $m = N/2$ при четном числе секторов N достаточно ввести одинаковые возмущения поля в каждый второй сектор (при $N = 4$ - в два противоположных сектора). Азимут вывода пучка можно изменять на $2\pi/N$, меняя знак возмущения в этих секторах или используя другую половину секторов при том же знаке.

Ниже изложена методика и приведены некоторые результаты расчетов, связанных с разработкой системы вывода пучка электронов из ИЦУ на энергию 1,5 МэВ с $N = 4$ /2,4/. Этот ускоритель создан совместными усилиями лаборатории проблем новых ускорителей ФИАН и НИИ ядерной физики при Томском политехническом инсти-

туте и используется сейчас при экспериментальных исследованиях длительной инжекции и квазинепрерывного индукционного ускорения в постоянном ведущем поле.

Решалась система уравнений движения, записанная в цилиндрических координатах r, z, θ (см., например, /5/):

$$r''(r^2 + z'^2) - r(r^2 + 2r'z' + z'^2) - r'z'z'' = \\ = (e/E\beta)(r'^2 + r^2 + z'^2)^{3/2}(rH_z - z'H_\theta), \quad (1)$$

$$z''(r^2 + r'^2) - r'z'(r + r'') = (e/E\beta)(r'^2 + r^2 + z'^2)^{3/2}(r'H_\theta - rH_r). \quad (2)$$

Штрихами обозначены производные по азимуту, e - заряд электрона, E - его полная энергия, а $\beta = v/c$ - приведенная скорость.

Составляющие ведущего магнитного поля H_z, H_r, H_θ записываются через частные производные поля в средней плоскости $H_z(r, 0, \theta) = H(r, \theta)$ в форме степенного ряда до членов $(z/r)^3$ включительно. Распределение $H(r, \theta)$, в свою очередь, представляется суммой:

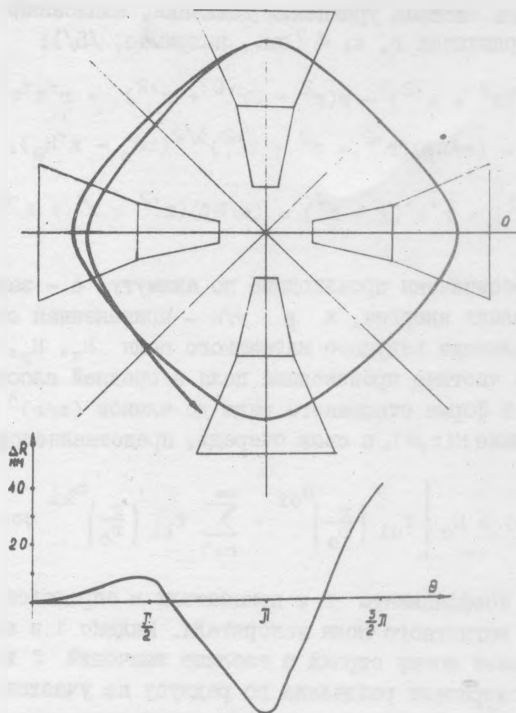
$$H(r, \theta) = H_0 \left[f_{oi} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{n_{oi}} + \sum_{k=1}^{\infty} f_{ki} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{n_{ki}} \cos kn\theta \right], \quad (3)$$

в которой коэффициенты f и показатели n определены по данным измерений магнитного поля ускорителя. Индекс i в аппроксимации (3) указывает номер строки в таблице значений f и n ; рабочая область ускорителя разделена по радиусу на участки (шириной, например, по 1 см), в каждом из которых используется свой набор этих значений.

Орбита находится из решения системы (1) и (2) при $z \equiv 0$ с использованием условия замкнутости ее и ее производной на полном обороте (при этом система вырождается в одно уравнение относительно $r(\theta)$). При этом представление (3) со скачкообразно изменяющимися в области решения параметрами недопустимо. Для расчета орбиты используется менее точное, но непрерывное приближение, с одним набором значений f и n , соответствующих параметрам измеренного поля в области, включающей искомую орбиту.

Расчетная неискаженная замкнутая орбита для электронов с энергией, близкой к максимальной, показана на рис. 1; там же нане-

сены контуры полюсных наконечников магнитных секторов. Траектории частиц с небольшими отклонениями от орбиты по радиусу и вертикали ($\Delta r \sim \Delta z \sim 0,5$ см), прослеженные на протяжении многих

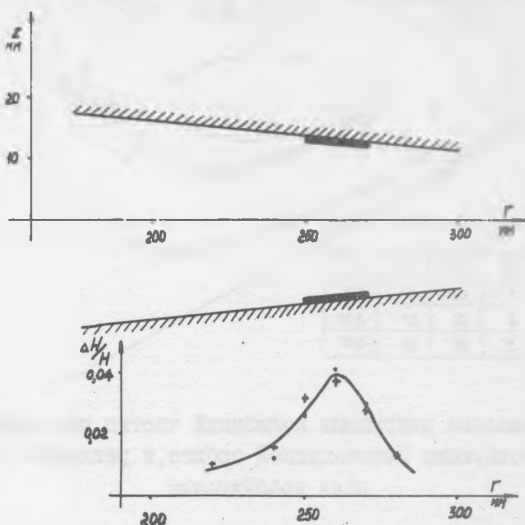


Р и с. 1. Неискаженная замкнутая орбита, контуры полюсных наконечников и одна из траекторий, пригодных для организации вывода частиц из ИЦУ

оборотов, показывают устойчивость свободных колебаний обоих типов и позволяют определить значения бетатронных частот ν_r, ν_z . Такие расчеты проводились для всей рабочей области $/2/$; они подтверждены успешным запуском ускорителя.

Резонансное возмущение поля ΔH_{zm} при расчете траекторий вывода учитывалось как малая добавка в правой части уравнения (1).

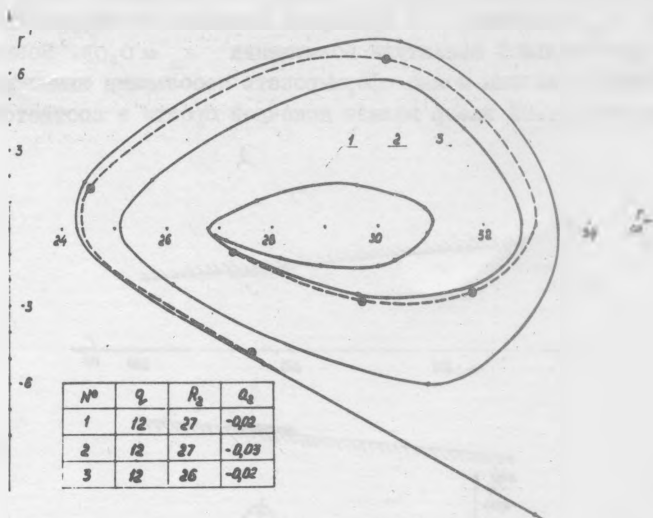
Первые расчеты с неизменным по радиусу возмущением $\Delta H_{zm} = a_m H_0 \times \cos(m\theta + \varphi_m)$ показали, что примерная величина необходимой для вывода относительной амплитуды возмущения $a_m \approx 0,03$. Возмущение поля такой величины можно сформировать небольшими шиммами, уменьшающими магнитный зазор вблизи конечной орбиты в соответствующих



Р и с. 2. Схема формирования поля возбуждения с помощью шиммов и измеренная на модели зависимость этого поля от радиуса

секторах. Пример зависимости от радиуса такого возмущения, сформированного на одной из моделей магнита шиммами толщиной 0,35 мм, показан на рис. 2. На расстояниях 22 см $22 \leq r \leq 26$ см эту зависимость можно аппроксимировать формулой $\Delta H_{zm}(r) = a_m H_0 \left(\frac{r}{R_m} \right)^q \cos(m\theta + \varphi_m)$, $R_m \approx 25$, $q \approx 12$. Возмущения такого типа при $m = 2$ и использовались в дальнейших расчетах.

После введения резонансной гармоники орбита искажается, и при вдуске частицы точно на неискаженную орбиту возникают колебания. При $a_2 \sim 0,01-0,02$ эти колебания устойчивы (см. рис. 3), а при дальнейшем увеличении амплитуды поля движение становится неустойчивым.



Р и с. 3. Фазовые диаграммы колебаний частиц при начальных условиях, соответствующих неискаженной орбите, и различных параметрах поля возбуждения

Одна из расчетных траекторий, пригодных для организации вывода ускоренных частиц, построена на рис. 1. Начальные условия для этой траектории соответствуют неискаженной орбите: $\theta = 0$, $\Delta r = 0$, $r' = 0$. Были выполнены также расчеты с небольшими начальными отклонениями по радиусу и вертикали: $\Delta r \approx \Delta z \approx \pm 0,3$ см. На азимуте $\theta = (3/2)\pi$ отклонения траекторий от орбиты по радиусу достигают 3–4 см, и для вывода пучка за пределы магнитной системы можно, например, не искажая поле в области орбиты, ослабить поле в краевой области соответствующего полюсного наконечника. Дальнейшие расчеты должны учитывать это краевое поле.

Автор благодарит П. С. Михалева, внесшего большой вклад в магнитные измерения, и Г. И. Харламову, оказавшую большую помощь при получении результатов численных расчетов на ЭВМ.

Поступила в редакцию
II апреля 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Н. Канунников, П. С. Михалев, ЖТФ, 46, 2586 (1976).
2. В. Н. Канунников, А. А. Косарев, П. С. Михалев, А. А. Звонцов, Н. Ф. Симухин, В. Л. Чахлов, Труды У Всесоюзн. совещ. по ускорителям, т. II, 1977 г., стр. 74.
3. Е. М. Мороз, Препринт ФИАН № 159, 1969 г.
4. В. Н. Канунников, П. С. Михалев, Н. Ф. Симухин, В. Л. Чахлов, Труды УІ Всесоюзн. совещ. по ускорителям (в печати).
5. А. А. Коломенский, А. Ч. Лебедев, Теория циклических ускорителей, М., Физматгиз, 1962 г., стр. 308.