

ОБ ИЗОХРОННОСТИ СЕКТОРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЦИКЛОТРОНА

Л. Н. Кацуров

УДК 621.384.633.5

На ЭМ "Мир I" исследовалась изохронность секторного магнитного поля в зависимости от размеров и геометрического расположения секторов. Результаты показывают, что ампервитки корректирующих обмоток можно уменьшить в ~ 5 раз.

Изохронность магнитного поля в секторных циклотронах обычно достигается с помощью специальных обмоток. Для циклотронов, магнитное поле которых образуется отдельными магнитами, ампервитки этих обмоток можно уменьшить в несколько раз, если центры магнитных секторов (центром сектора мы называем точку, в которой сходятся его края) сместить по радиусу от центра магнитного поля циклотрона. Впервые таким способом магнитное поле было сформировано в модели циклотрона ФИАН (теперь ИЯИ АН) /1/.

Среднее по азимуту магнитное поле таких циклотронов, как было показано в /2/, хорошо описывается формулой

$$F = 1 + \frac{\mu}{\sqrt{x_m}} \ln \frac{1 + \mu^2}{\mu^2} - \frac{2}{\sqrt{x_m}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\mu}, \quad (I)$$

где

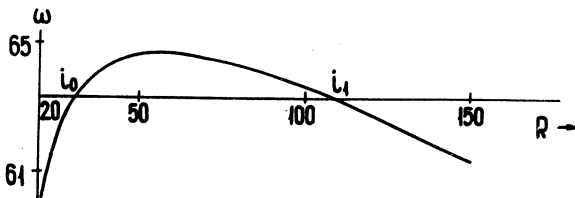
$$x_m = \frac{\frac{h}{N}}{\frac{h}{N} - Q_0 + \arcsin \left(\frac{R_0}{R} \sin Q_0 \right)}$$

$$\mu = \frac{h}{R \sin \left[\frac{h}{N} - Q_0 + \arcsin \left(\frac{R_0}{R} \sin Q_0 \right) \right]}.$$

Здесь N - число магнитных секторов, $2Q_0$ - угол магнитных секторов, $2h$ - зазор между магнитными полюсами, R_0 - радиус, на котором расположены центры магнитных секторов, R - радиус рассматриваемой точки, F - относительная напряженность магнитного поля /2/.

Пользуясь (1), на ЭМ "Мир I" были проведены вычисления частоты обращения ускоряемой частицы ω для разных радиусов.

Характерное распределение ω вдоль радиуса показано на рис.1. На ЭМ вычислялась средняя по радиусу частота $\bar{\omega}$ и область фаз, в которой находятся частицы в процессе ускорения. Из рис.1 видно, что в начале частицы отстают от радиочастоты, и максимальный уход фазы в эту сторону находится на обороте, обозначенном



Р и с. 1. Распределение ω вдоль радиуса для $N = 4$, $R_0 = 14,5$ см, $Q_0 = 24^\circ$ (ω в мГц, R в см). Линия, проходящая через точки i_0 , i_1 , соответствует средней частоте $\bar{\omega}$

i_0 . Затем они переходят в опережающую фазу, причем она становится максимальной на обороте, обозначенном i_1 . В /3/ показано, что полный размах фазы θ в сторону отставания и опережения может быть определен из

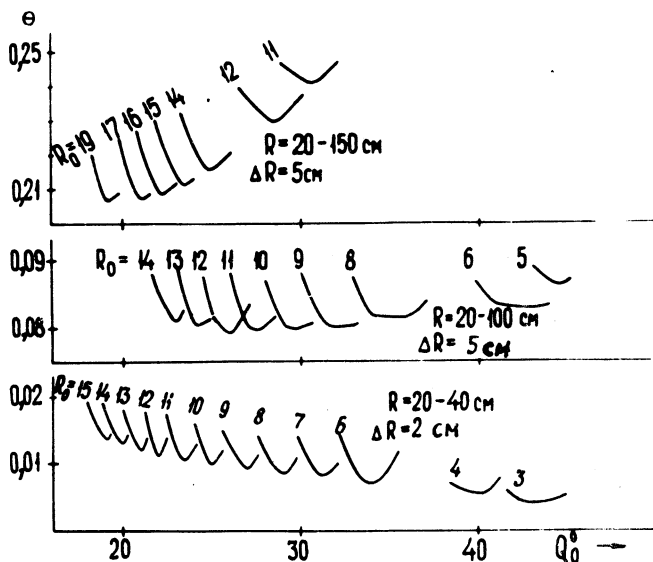
$$\theta = \frac{1}{2\bar{\omega}} \sum_1^n |\Delta\omega_1|, \quad (2)$$

где $\Delta\omega_1 = \omega_1 - \bar{\omega}$ и суммирование ведется по всем оборотам от 1 до n . θ выражено в единицах 2π . Число оборотов определяется интервалом по радиусу ΔR , через который производилось вычисление частоты ω_1 . В /3/ показано также, что если ΔR уменьшить в η раз, то область фаз θ_η с хорошей точностью (5-10%) равна

$$\theta_\eta = \eta\theta. \quad (3)$$

На рис. 2 представлены результаты расчета θ для $N = 4$ с максимальным полем в секторах 12 кгс и зазором $2h = 8$ см (для протонов). Как видно из этого рисунка, при каждом значении R_0 имеется такое Q_0 , при котором θ наименьшее. При малых значени-

ях конечного радиуса с уменьшением R_0 величина ϑ в минимуме также уменьшается, Q_0 увеличивается. Иначе говоря, как и следовало ожидать при малых конечных радиусах (т.е. когда релятивистская поправка не играет роли), наилучшая изохронность получается



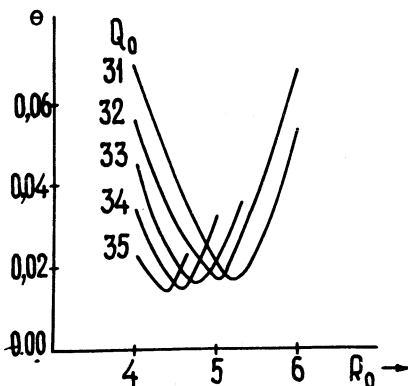
Р и с.2. Зависимость θ от Q_0 для $n = 4$ (θ в единицах 2π , Q_0 в градусах). ΔR - интервал по радиусу (в см), принятый при вычислении

при сплошном магните. С увеличением конечного радиуса величина θ растет и при некоторой величине конечного радиуса минимальные значения θ почти не зависят от R_0 . На рис.2 это достигается при конечном радиусе $R_k \approx 100$ см. Дальнейшее увеличение конечного радиуса приводит к обратной зависимости минимальных значений θ от R_0 . Теперь θ экспоненциально уменьшается с увеличением R_0 , при этом уменьшается также и Q_0 . Следовательно, идеальная изохронность достигается только при $R_0 \rightarrow \infty$ и $Q_0 \rightarrow 0$. Но при этом и магнитное поле также будет равно нулю.

Таким образом, выбор R_0 для конкретного ускорителя необходимо делать используя какие-либо дополнительные условия. Такими

условиями могут быть требуемая энергия на конечном радиусе, величина угла магнитного сектора, значения бетатронных частот, характеризующих устойчивость пучка и др.

Для каждого минимального значения θ_μ (рис.2) имеется свое определенное значение $\bar{\omega}$, а при известном конечном радиусе — и



Р и с. 3. Зависимость θ от R_0 при разных Q_0 для секторного магнита с $N=3$, $H = 6,2$ кгс, $2h = 4$ см. Конечный радиус 30 см, начальный радиус 10 см, шаг $\Delta R = 2$ см (циклотрон ИФИ АН)

значение энергии. Поэтому построив соответствующий график можно, задавшись конечным радиусом и энергией, найти необходимые R_0 , Q_0 и соответствующее им θ_μ . Таким способом в [3] было найдено, что для достижения на радиусе 150 см энергии протонов ~ 40 Мэв необходимо $R_0 = 16$ см, $Q_0 = 22^\circ$, причем $\theta_\mu = 0,2089$. Если все 4 сектора сходятся в центре магнитного поля (т.е. $R_0 = 0$) и имеют $Q_0 = 22,5^\circ$, то вычисления показывают, что $\theta = 1,095$. Таким образом, смещение по радиусу магнитных секторов от центра магнитного поля может уменьшить θ в ~ 5 раз. Число ампервитков, необходимое для исправления магнитного поля, следовательно, может быть уменьшено также в ~ 5 раз.

Для малых конечных радиусов θ также существенно уменьшается при $R_0 \neq 0$. Из рис.3 видно, что минимальное значение θ уменьшается с уменьшением R_0 , но при этом увеличивается угол магнит-

ного сектора и уменьшается глубина изменения магнитного поля по азимуту.

В циклотроне ИЯИ АН $Q_0 = 33^\circ$, и экспериментально было найдено /4/, что лучшая изохронность получается при $R_0 = 5$ см. Как видно из рис.3, θ минимально для этого угла при $R_0 = 4,75$ см, что можно считать хорошим согласием с экспериментом. В минимуме для $Q_0 = 33^\circ$ (рис.3) $\theta = 0,02089$, что для условий циклотрона ИЯИ АН ($\Delta R = 2/3$ см) составляет $22,6^\circ$. На самом деле в этом циклотроне область фаз имеет величину $\sim 13^\circ /5/$. Это различие может быть объяснено наличием железного цилиндра в центре циклотрона ИЯИ АН /4,5/. Если все 3 сектора, имеющих $Q_0 = 30^\circ$, сходятся в центре магнита (т.е. $R_0 = 0$), то вычисления дают $\theta = 0,2575$, т.е. смещение центра секторов от центра магнитного поля циклотрона приводит к уменьшению θ в ~ 12 раз.

Рис. I наводит на мысль, что можно уменьшить θ , если сектора сделать с изломами в области точек i_0 и i_1 .

Характерное распределение ω по радиусу в этом случае отличается от прежнего (рис. I) тем, что в распределении появляется вместо одной "волны" две. При этом оказывается, что подбором места изломов можно уменьшить величину θ в ~ 5 раз. В /3/ показано, что изломы в области точек i_0 и i_1 с обеих сторон секторов на $\sim 3^\circ$ могут позволить при приросте энергии за оборот ~ 160 кэВ ускорить протоны до энергии ~ 40 МэВ без корректирующих обмоток.

Автор выражает благодарность за полезные обсуждения Е. М. Морозу, В. Н. Канунникову, Л. П. Нечаевой, а также за помощь в работе К. П. Дударевой и Н. Б. Никишиной.

Поступила в редакцию
5 ноября 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. А. Гладышев, Л. Н. Казауров, А. Н. Кузнецов, Е. М. Мороз, Л. П. Нечаева. Атомная энергия, 19, № 5, 442 (1965), депон. № 42/3207.
2. В. Н. Канунников. Препринт ФИАН № 21, 1969 г. Краткие сообщения по физике ФИАН № 3, 33 (1970).
3. Л. Н. Казауров. Препринт ИГи АН № 95, 1973 г.
4. В. А. Гладышев, Л. Н. Казауров, А. Н. Кузнецов, Е. М. Мороз, Л. П. Нечаева. Атомная энергия, 19, № 5, 443 (1965), депон. № 43/3323.
5. В. А. Гладышев. Труды ФИАН, 53, 212 (1971).