

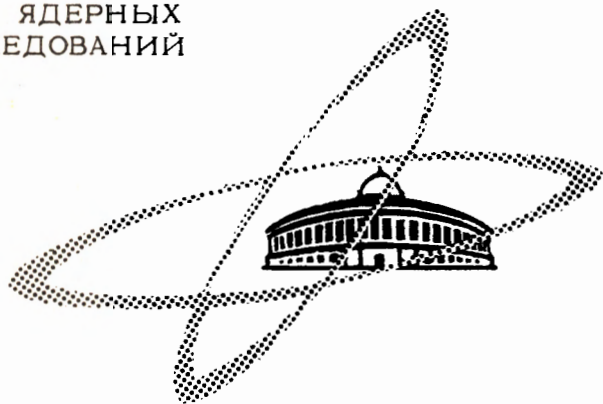
С 345e2  
К-891

21/10.65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2286



А.Б. Кузнецов

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

О ВЫБОРЕ РЕЖИМА ИНЖЕКЦИИ  
В СИНХРОФАЗОТРОН ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ  
МАКСИМАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ  
УСКОРЕННЫХ ПРОТОНОВ

1965

P - 2286

А.Б. Кузнецов

О ВЫБОРЕ РЕЖИМА ИНЖЕКЦИИ  
В СИНХРОФАЗОТРОН ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ  
МАКСИМАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ  
УСКОРЕННЫХ ПРОТОНОВ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

3497/Э мр  
- вы с/76ХС

В связи с проектированием для синхрофазотрона ОИЯИ нового линейного ускорителя-инжектора, который будет давать существенно большую интенсивность протонов в импульсе, встает вопрос о предельно допустимом количестве частиц в камере синхрофазотрона, обуславливаемом действием пространственного заряда пучка, и о выборе такого режима инжекции, чтобы иметь максимальную интенсивность ускоренных протонов.

Задачу будем рассматривать в следующих предположениях. Предполагаем, что инжектор имеет достаточный запас по току. Энергия инжекции  $W$  полагается фиксированной. Тогда максимальная интенсивность ускоренного пучка определяется, во-первых, тем количеством частиц, которое мы можем ввести в камеру в квазибетатронном режиме, и, во-вторых, обеспечением такого режима инжекции, чтобы при включении ускоряющего поля потери частиц были минимальными.

Количество частиц, вводимое в камеру в квазибетатронном режиме, ограничивается дефокусирующим действием пространственного заряда, в результате которого частоты вертикальных и радиальных колебаний уменьшаются и рабочая точка, характеризующая эти частоты, перемещаясь пересекает ряд резонансных полос. Вопрос о допустимых  $\Delta n_v$  и  $\Delta n_r$  (изменениях  $n$  в результате действия пространственного заряда на вертикальные и радиальные свободные колебания) будет обсужден ниже.

Предполагая пучок протонов в камере синхрофазотрона прямоугольным с однородным распределением плотности (размер по вертикали  $2z_m$ , по радиусу  $2x_m$ , причем  $x_m \gg z_m$ ), можно приближенно допустимое количество частиц выразить следующей формулой:

$$N_{\text{доп.}} = \frac{2\Delta n_v \Pi x_m z_m W}{\pi e^2 R_0^2} \quad \text{x)} \quad (1)$$

где  $R_0$  - равновесный радиус,  $\Pi$  - периметр равновесной орбиты.

x)

Здесь мы не учитывали поля, создаваемые зарядами, наведенными на стенках камеры, так как они дают относительные добавки существенно меньшие единицы. Кроме того, не учитывается действие азимутальной вариации наведенного заряда, появляющееся в результате искажения мгновенной орбиты внешними силами, так как можно показать, что она уменьшает искажение мгновенной орбиты вследствие того, что находится в противофазе с искажающими силами.

Заметим, что эффект отрицательной массы <sup>1/1</sup> не проявляется при условии

$$N_{от.} < \frac{\pi R_0}{2Ae^2} \frac{n}{2(1-n)} \left(\frac{\Delta W}{W}\right)^2 W. \quad (2)$$

При  $x_m \gg z_m$  величина  $\Lambda \approx 1$ ,  $n$  - показатель спада поля. Так как  $\frac{1}{2(1-n)} \frac{\Delta W}{W} = \frac{\Delta R}{R_0}$ , где  $\Delta R_w$  - разброс мгновенных орбит, соответствующий энергетическому разбросу  $\Delta W$ , то, требуя, чтобы выполнялось неравенство  $N_{доп.} < N_{от.}$ , нетрудно получить из 1) и 2) ограничение на относительный разброс мгновенных орбит  $\frac{\Delta R_w}{2x_m}$

$$\left(\frac{\Delta R_w}{2x_m}\right)^2 > \frac{1}{\pi} \frac{\Pi}{2\pi R_0} \frac{1}{n(1-n)} \Delta n_n \frac{z_m}{x_m}. \quad (3)$$

Для синхрофазотрона ОИЯИ ( $\frac{\Pi}{2\pi R_0} = 1,18$ ;  $n = 0,87$ )

$$\frac{\Delta R_w}{2x_m} > 1,7 \Delta n_n \frac{z_m}{x_m}. \quad (4)$$

Как видно, это условие легко выполнимо. Таким образом, определяющим является действие пространственного заряда на свободное движение.

Остановимся теперь на вопросе о допустимых  $\Delta n_n$  и  $\Delta n_r$ . Согласно работе <sup>2/2</sup> связь между  $\Delta n_r$  и  $\Delta n_n$  можно приближенно выразить в виде

$$\Delta n_r = \frac{z_m}{x_m} \Delta n_n. \quad (5)$$

То же самое мы получим точно для равномерно заряженного эллипса, в котором, как известно, поля линейны.

На рисунке изображена часть области устойчивости в координатах  $\nu_r$  и  $\nu_z$ . Если пренебречь действием кулоновского заряда пучка, рабочие точки в зависимости от  $n$  расположатся на дуге окружности  $\nu_r^2 + \nu_z^2 = I^2$  ( $I = 1 + \frac{L}{\pi R_0}$ ,  $L$  - длина прямолинейного промежутка). Под действием пространственного заряда рабочие точки будут смещаться в сторону меньших значений  $\nu_z$  и  $\nu_r$  по закону

$$\nu_z = \sqrt{n - \Delta n_n} I; \quad \nu_r = \sqrt{1 - n - \Delta n_r} I. \quad (6)$$

На рисунке кривая 1 ( $\nu_r^2 + \nu_z^2 = I^2$ ) и кривая 2, описываемая (6) при  $n = 0,7$ , соответствуют параметрам синхрофазотрона ОИЯИ. Приближенно кривые, по которым перемещаются изображающие точки, можно представить в виде прямых, тангенс угла наклона которых  $\text{tg } \phi$  выражается в виде

$$\text{tg } \phi = \frac{x_m}{z_m} \sqrt{\frac{1-n}{n}}. \quad (7)$$

В этой формуле пренебрегается по сравнению с единицей членами вида

$$\frac{1}{4} \frac{\Delta n_n}{n} \quad \text{и} \quad \frac{1}{4} \frac{\Delta n_r}{1-n}.$$

Как видно, рабочая точка на плоскости  $\nu_r, \nu_z$  в процессе перемещения пересекает различные резонансные линии. Во время накопления заряда в квазибетатронном режиме перемещение рабочей точки происходит очень быстро и пересечение резонансов происходит за времена порядка оборота. Следовательно, здесь резонансы, очевидно, существенно не проявятся.

Далее в процессе ускорения рабочая точка начнет смещаться обратно, но значительно медленнее. Из (1) получаем

$$\Delta n_n \approx \frac{1}{B_0^{1/2}}, \quad (8)$$

где  $B_0$  - напряженность магнитного поля на равновесной орбите, так как  $W = B_0^2 z_m^2$ ,  $z_m = \frac{1}{B_0^{1/2}}$ ,  $x_m = \frac{1}{B_0}$  (радиально-фазовые колебания). Но здесь нужно отметить, что при прохождении резонансов в процессе ускорения можно рассчитывать на малые потери. Действительно, резонанс будет вести к разбуханию пучка (раскачка колебаний), т.е. к ослаблению действия кулона и, следовательно, к ускорению прохождения резонанса. Таким образом, можно считать, что допустимой является величина  $\Delta n_n \approx 0,5$ , определяемая из условий обеспечения достаточной вертикальной фокусировки. Тогда при  $W = 20$  Мэв,  $x_m = 80$  см,  $z_m = 15$  см для синхрофазотрона ОИЯИ  $N_{доп.} = 10^{14}$ .

Рассмотрим теперь вопрос об обеспечении такого режима, чтобы при ускорении потери были минимальными.

Потери частиц после включения ускоряющего поля можно разбить на две группы. Первую группу - частицы, оказавшиеся вне сепаратриссы, - можно считать законными потерями. Вторая группа - это потери частиц из области сепаратриссы на первом фазовом колебании, когда сумма амплитуд радиальных, свободных и фазовых колебаний превышает расстояние инжектора от равновесной орбиты, и потери, также из области сепаратриссы, возникшие в результате колебаний плотности в процессе радиально-фазовых колебаний <sup>3/3</sup>. Увеличение плотности на азимуте равновесной частицы приведет к увеличению  $\Delta n_n$  и  $\Delta n_r$  и, следовательно, к смещению рабочей точки.

Увеличение плотности может вывести рабочую точку из области устойчивости, т.е. нарушить устойчивость свободных колебаний и обусловить потери. Если же увеличение плотности будет достаточно мало, то оно приведет к колебанию рабочей точки, т.е. к дополнительным многократным пересечениям резонансов, что может привести также к потерям. Потери второй группы желательно устранить или свести к минимуму.

Как указывалось в работе /3/, колебания плотности минимальны и практически не превышают начальной плотности, если при включении ускоряющего поля энергетический разброс в пучке протонов равен энергетическому размеру сепаратриссы. Если же энергетический разброс составляет половину энергетического размера сепаратриссы, то на нечетных четвертях фазовых колебаний плотность на азимуте равновесной частицы увеличивается приблизительно в два раза, что может привести к потерям.

Здесь нужно отметить, что при энергетическом разбросе, равном размеру сепаратриссы, потери, относимые к первой группе, будут несколько больше, и это нужно иметь в виду.

Для сведения к минимуму потерь второй группы предлагается следующий режим инжекции. Линейный ускоритель настраивается на режим, обеспечивающий минимальный энергетический разброс, и, кроме того, включается дополнительный резонатор, позволяющий в процессе инжекции повышать энергию по линейному закону вплоть до  $\frac{\Delta W}{W} = 2 - 2,5\%$ . Это позволяет осуществлять инжекцию на постоянную орбиту с малыми радиальными колебаниями.

Тогда к концу инжекции мы будем иметь в камере пучок с большим энергетическим разбросом. Распределение частиц по амплитудам свободных колебаний в этом случае будет приблизительно иметь вид прямоугольника со средней амплитудой  $\rho_0$  и полушириной  $\delta\rho$ , определяемой величиной энергетического разброса из инжектора  $\delta W$ , и не будет зависеть от энергии. В этом режиме потери частиц второй группы можно практически исключить.

Для выявления преимуществ предлагаемого метода имеет смысл сравнить его с обычным режимом инжекции с энергетическим разбросом из инжектора, равным размеру сепаратриссы. Согласно расчетам Н.Б.Рубина /4/ в последнем случае коэффициент захвата во второй режим менее 0,2. В предполагаемом же методе коэффициент захвата порядка 0,35 - 0,4 (т.е. ожидается выигрыш по крайней мере в 2 раза).

Таким образом, предполагая, что в процессе ускорения интенсивность будет падать не более чем в два раза, можно рассчитывать при обеспечении  $N_{\text{доп}}$  на получение интенсивности ускоренного пучка порядка  $1 \div 2 \cdot 10^{13}$  протонов в импульсе.

В заключение необходимо отметить, что для более обоснованного определения допустимого  $\Delta n_z$  и, следовательно,  $N_{\text{доп}}$  и для оценки потерь в процессе инжекции необходимо детально проанализировать действие проходимых резонансов, а также оценить влияние нелинейных членов в собственном поле, появляющихся в результате неравномерного распределения плотности по поперечному сечению пучка.

## Л и т е р а т у р а

1. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. АЭ, 7, 549 (1959); А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. International Conf. on High-Energy Accelerators and Instr. CERN 153 (1959).
2. В.И.Данилов. Препринт ОИЯИ, Р-1984, Дубна, 1985.
3. Г.С.Казанский, А.Б.Кузнецов, М.И.Михайлов, Н.Б.Рубин, А.П.Царевков. Препринт ОИЯИ, Р-870, Дубна, 1981; АЭ, 14, 153 (1983).
4. Н.Б.Рубин, О.И.Ярковой. Препринт ОИЯИ, Р-849, Дубна, 1981; Н.Б.Рубин. Диссертация, ОИЯИ, Дубна, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 июля 1985 г.