

# О пределе тока в ускорителе с переменнo-фазовой фокусировкой

БЕЛЕЙ А. С., КАБАНОВ В. С., КАПЛИН С. С., ХИЖНЯК Н. А., ШУЛИКА Н. Г.

В последние годы достигнуты успехи в создании малогабаритных ускоряющих структур линейных ускорителей тяжелых частиц, в которых устойчивость движения обеспечивается с помощью переменнo-фазовой фокусировки (ПФФ) [1, 2]. Метод ПФФ прост в реализации, и при его использовании создаются благоприятные условия для повышения темпа ускорения. Процесс ускорения начинается с достаточно низкой энергии инжекции (0,07—0,08 МэВ для протонов), что имеет решающее значение при разработке линейных малогабаритных ускорителей тяжелых частиц.

Однако существует мнение [3], что метод ПФФ не пригоден для обеспечения устойчивого ускорения интенсивных пучков ионов. Например, в работе [3] для ускорителя протонов на энергию 1,8 МэВ с асимметричной фазопеременной фокусировкой (АФПФ) аналитически получено предельное значение ускоренного тока, не превышающее 32 мА, а при численном учете действия сил объемного заряда в рамках модели «крупных частиц» — 15 мА. Столь осторожные оценки возникли в результате неоптимального выбора рабочих характеристик ускоряюще-фокусирующего канала. Используя новый подход к выбору параметров ускорителя с ПФФ [4], можно разработать линейный ускоритель тяжелых частиц с более высоким значением предельного тока, что и является целью настоящей работы.

При исследовании разных вариантов построения ускоряюще-фокусирующего канала установлено [4], что при различном распределении синхронной фазы по периоду фокусировки (содержащему несколько высокочастотных ускоряющих периодов) существует оптимальное значение числа высокочастотных периодов  $n$ , приходящихся на один период фокусировки, которое зависит от начальной относительной скорости  $\beta$  на входе в канал и удельного темпа ускорения. Чтобы удерживать рабочую точку в середине диаграммы устойчивости, с ростом  $\beta$  необходимо увеличивать и  $n$ .

С помощью представленной методики был рассчитан ускоряюще-фокусирующий тракт малогабаритного ускорителя дейтронов на энергию 3 МэВ с ПФФ [5], состоящий из трех периодов фокусировки. В первом периоде содержится 3,5 ВЧ-периода (структура на  $\pi$ -волне), во втором — 4, в третьем — 4,5. Полученное при этом распределение синхронной фазы по ВЧ-периодам ускорителя приведено в таблице. Более подробно ускоритель описан в работе [5]. Ниже приведены основные параметры ускорителя МЛУД-3 (данные, относящиеся к захвату ускорителя в продольной и поперечной плоскостях, получены без учета сил объемного заряда):

Диапазон энергии ускоряемых частиц, МэВ	0,15—3
Рабочая длина волны, м	3
Напряженность ускоряющего поля в зазоре, МВ/м	7,8—8,0
Полная длина ускорителя, м	1,2
Диаметр резонатора, м	0,5
Число периодов ускорения	24
Диаметр трубок дрейфа, м:	
первая	0,01
последняя	0,041
Протяженность фазовой области захвата на уровне синхронной энергии, град	60
Поперечный нормализованный аксептанс для частиц с разбросом энергии $\pm 1\%$ , см·мрад	$0,2 \cdot \pi$

В настоящей работе проведено исследование кулоновского предела тока в ускорителе МЛУД-3. Результаты получены методом численного моделирования с использованием модели «крупных частиц». Предварительно движение частиц в ускорителе исследовали методом математического моделирования движения частиц без учета сил объемного заряда [6]. Были определены области захвата (аксептансы) на продольной и поперечной плоскостях. На рис. 1 приведена сепаратриса ускорителя в координатах  $(W - W_s)/W_s$ ,  $\Delta\varphi$ . Здесь  $W -$

Распределение синхронной фазы по зазорам ускорителя

Номер зазора	Фаза, град	Номер зазора	Фаза, град	Номер зазора	Фаза, град
1	-35	9	0	17	-25
2	-10,5	10	55	18	40
3	43,5	11	55	19	55
4	65	12	50	20	60
5	31,5	13	25	21	50
6	-12	14	-15	22	15
7	-42,2	15	-47,5	23	-30
8	-42,2	16	-47,5	24	-73,1

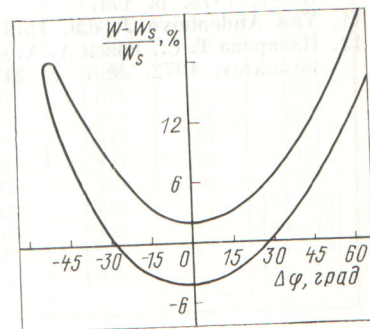


Рис. 1. Сепаратриса ускорителя МЛУД-3, полученная без учета сил объемного заряда частиц

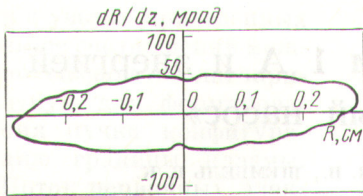
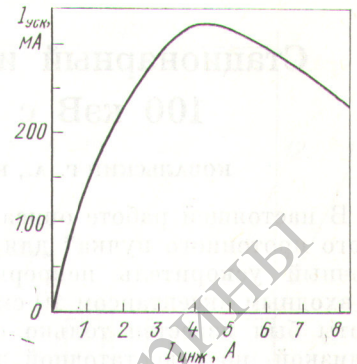


Рис. 2. Радиальный аксептанс ускорителя для энергетического разброса частиц на входе в пределах  $\pm 1\%$

Рис. 3. Зависимость ускоренного тока ионов от тока инжекции



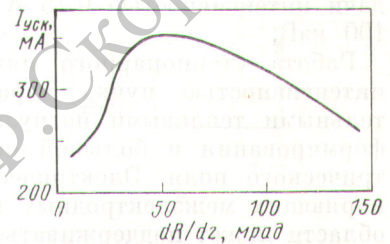
энергия произвольной частицы;  $W_s$  — синхронной;  $\Delta\phi$  — отклонение фазы произвольной частицы от синхронной. На уровне энергии инжекции синхронной частицы при  $W_s = 150$  кэВ протяженность продольной области захвата составила  $60^\circ$  (коэффициент захвата ускорителя 0,17).

Численное моделирование с учетом расталкивающего действия объемного заряда проводили с использованием программы, разработанной в работе [3]. В процессе численных расчетов разброс частиц по начальной энергии принимали равным  $\pm 1\%$ , радиус пучка на входе в ускоритель — 0,25 см, начальный наклон траекторий 30 мрад, ускоряющее поле в зазорах аппроксимировалось «квадратной волной». Поперечный аксептанс ускорителя, полученный без учета кулоновских сил, приведен на рис. 2. В ходе исследований определяли ток на входе ускорителя  $I_{уск}$  при разных значениях тока инжекции  $I_{инж}$ . Нормализованный эмиттанс пучка  $\lambda\beta av$  принимали в соответствии с рис. 2 равным  $\lambda \cdot 0,09$  мрад·см (рис.3). Видно, что ток ускорителя сначала линейно растет с ростом тока инжекции, затем рост замедляется, достигая  $\sim 0,325$  А при токе инжекции 4А. В дальнейшем с ростом тока инжекции наблюдается спад выходного тока ускорителя. На линейном участке коэффициент захвата ускорителя вплоть до тока инжекции  $\sim 1$ А очень близок к значению, полученному при нулевой интенсивности. Этот результат объясняется тем, что основные ограничения тока пучка в ускорителе обусловлены продольным движением, так как поперечный эмиттанс пучка был выбран меньше аксептанса ускорителя [7].

Зависимость тока ускорителя от эмиттанса пучка на входе приведена на рис. 4. Ток инжекции выбран равным 4А, что соответствует, согласно рис. 3, максимальному ускоренному току. На оси абсцисс — максимальный наклон траекторий частиц  $R' = dR/dz$ , который при заданном значении радиуса пучка  $R$  пропорционален эмиттансу. Кривые на рис. 3 и 4 нанесены с учетом среднего статистического разброса, пропорционального  $1/\sqrt{N}$ , где  $N$  — число «крупных» частиц.

Максимальное значение тока на выходе ускорителя соответствует условиям полного согласо-

Рис. 4. Зависимость ускоренного тока ионов от максимального начального наклона траекторий частиц



вания эмиттанса пучка с аксептансом канала (см. рис. 2), которые достигаются при  $R' = 50$  мрад. С ростом эмиттанса пучка ток ускорителя падает, так как наступает ограничение по поперечному движению из-за того, что эмиттанс пучка превосходит аксептанс канала. Несколько неожиданным является спад тока ускорителя при уменьшении эмиттанса пучка. Возможно, это связано с условиями его перефокусировки или развитием неустойчивости при повышении фазовой плотности частиц в пучке.

Приведенные результаты показывают, что метод ПФФ является достаточно перспективным при разработке линейных малогабаритных ускорителей тяжелых частиц с интенсивностью пучка порядка нескольких сот миллиампер.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fainberg Ia. In: Proc. Symp. on High Energy Accelerators and Pion Physics. CERN, Geneva, 1956, v. 1, p. 91.
2. Good M. «Phys. Rev.», 1953, v. 92, p. 538.
3. Линейные ускорители ионов. Т. 1. Проблемы и теория. М., Атомиздат, 1979, с. 264.
4. Папкович В. Г., Хижняк Н. А., Шулика Н. Г. «Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента», 1978, вып. 2 (2), с. 51.
5. Баранов Л. Н. и др. «Вопросы атомной науки и техники. Сер. Линейные ускорители», 1977, с. 12.
6. Гончар В. Ю. и др. «Укр. физ. журн.» 1979, т. 24, № 11, с. 1705.
7. Канчинский И. М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М., Атомиздат, 1966.

Поступила в Редакцию 27.02.80