

О траекториях частиц в изохронном циклотроне при наличии ускорения. II

Ю. К. ХОХЛОВ

УДК 621.384.611

Рассматриваются временные и пространственные колебания частицы, движущейся в средней плоскости циклотрона. В качестве координатных линий используются «идеальные», т. е. равномерно разворачивающиеся траектории [1]. На каждом участке вне щелей положение частицы, имеющей импульс p , отсчитывается от соответствующей, т. е. принадлежащей тому же p , идеальной траектории по формулам

$$\tau(\vartheta) = t(\vartheta) - t_{ид}(\vartheta); \quad x(\vartheta) = [R(\vartheta) - R_{ид}(\vartheta)] \cos \psi(\vartheta).$$

Здесь t — время; R, φ — полярные координаты; $\vartheta = \vartheta(\varphi)$ — обобщенный азимут; $\text{tg } \psi(\varphi) = R'_e(\varphi)/R_e(\varphi)$; $R_e(\varphi)$ — равновесная (замкнутая) орбита. Линеаризованные уравнения движения вне щелей и граничные условия на щелях имеют вид

$$\frac{d}{d\vartheta} X(\vartheta) = \hat{G}(\vartheta) X(\vartheta); \quad \Delta X(\vartheta_j) = -p_j^{-1} \varepsilon_j \hat{\Gamma}(\vartheta_j) X(\vartheta_j).$$

Здесь $\hat{G}(\vartheta), \hat{\Gamma}(\vartheta)$ — трехрядные матрицы, все элементы которых определены на соответствующей равновесной орбите $R_e(\varphi)$; $X(\vartheta)$ — вектор с компонентами $\tau(\vartheta), x(\vartheta), x'(\vartheta)$; $\Delta X(\vartheta_j)$ — скачок вектора $X(\vartheta)$ при прохождении j -й щели; $\varepsilon = \omega_{ц}^{-1} [d\Delta W(t)/dt]_{t-t_{ид}}$ — параметр «непостоянства ускорения»; $\omega_{ц}$ — частота обращения частицы; $\Delta W(t)$ — прирост кинетической энергии W на щели в момент t .

Решение системы (1) удается выразить через величины, являющиеся обобщением амплитуд и фаз теории Флоке на случай квазипериодического движения. Полученные формулы описывают поведение вектора $X(2\pi n)$ как функции числа оборотов n при фиксированном азимуте наблюдения. Вектор $X(2\pi n)$ движется с частотой $\mu = 2\pi(\nu_x - 1)$, где ν_x — частота радиальных бета-тронных колебаний, по поверхности трехмерного эллипсоида, параметры которого, в свою очередь, плавно изменяются с ростом n .

Для циклотрона типа [2], имеющего два дуанта, все эффекты, связанные с ε , в линейном по ε приближе-

нии разделяются на пропорциональные $|\varepsilon_I| + |\varepsilon_{II}|$ и $|\varepsilon_I| - |\varepsilon_{II}|$ (I, II — номера щелей на полуобороте $0 \leq \varphi \leq \pi$). При строго изохронном режиме ускорения $|\varepsilon_I| = |\varepsilon_{II}|$, т. е. эффекты второго рода отсутствуют. Эффекты первого рода проявляются, в частности, в заметном наклоне осей эллипсоида, смещении его центра относительно начала координат, «размазывании» границ сгустка и энергетического распределения. Достаточное условие энергетического разделения соседних по n сгустков имеет вид $|W_n(X_{n0}) - W_n(0)| \ll \ll N_{щ} \Delta W_{ид}$, где $W_n(X_{n0})$ — энергия частицы на n -м обороте; X_{n0} — начальное отклонение от идеальной траектории; $N_{щ} \Delta W_{ид}$ — прирост энергии на идеальной траектории за один оборот; $N_{щ}$ — число щелей. В полученном для $W_n(X_{n0}) - W_n(0)$ выражении особый интерес представляет логарифмически растущее слагаемое, равное по оценке

$$W_n(X_{n0}) - W_n(0) \approx 4\Delta W_{ид} 0,726 \cdot 10^{-4} \cdot 2\omega_{ц} \tau_{n0} \ln \frac{n}{n_0} \approx \approx \pm 4\Delta W_{ид} \cdot 1,67 \cdot 10^{-3}. \quad (2)$$

Здесь $2\omega_{ц} \tau_{n0} = \pm 5^\circ$ — начальная фаза частицы; $\ln \frac{n}{n_0} \approx \ln 100 = 4,6$. Оценка (2) показывает, что в реальных условиях растущее слагаемое дает сдвиг, составляющий около 0,1% энергетического шага. Это с большим запасом удовлетворяет приведенному выше условию.

(№ 494/5913. Поступила в Редакцию 9/VI 1970 г. Полный текст 0,55 а. л., 1 рис., 5 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. К. Х о х л о в. «Атомная энергия», 29, 39 (1970).
2. И. Я. Б а р и т и др. Препринт ФИАН, № 15 (1969).

Критический ток в ускоряющем волноводе с радиальными щелями в дисках

А. К. ОРЛОВ

УДК 621.384.644.3.01

Величина максимального заряда, который можно ускорить в обычном линейном ускорителе, ограничена «эффектом укорочения импульса тока», связанного с возбуждением в волноводе гибридной волны EH_{11} . Гибридную волну можно подавить с помощью радиальных щелей в дисках [1]. Эксперимент показал, что такой способ позволяет увеличить ускоренный заряд в несколько раз [2].

В настоящей работе приведены результаты теоретического изучения свойств волны EH_{11} в волноводе со щелями в дисках и вычислен критический ток. Электродинамические свойства волновода анализируются по методу частичных областей, который приводит

к следующему дисперсионному уравнению:

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin n_m \Delta}{n_m \Delta} \right)^2 \frac{1}{\Lambda_{nm}} = = \frac{D}{t} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\sin n_m \Delta}{n_m \Delta} \cdot \frac{C_{nm}}{\Lambda_{nm}} + \frac{2\pi}{pks} \text{ctg } kl;$$

$$\Lambda_{nm} = n_m - \frac{(ka)^2}{n_m + 1} - \frac{kaZ'_{nm}(ka)}{Z_{nm}(ka)} \cdot \frac{(kD)^2}{2(1 - \cos kD)};$$

$$C_{nm} = \frac{n_m}{Z_{nm}(ka) \sin kl} \int_{ka}^{k(a+l)} \frac{Z_{nm}(x)}{x} \sin [x - k(l+a)] dx,$$

где k — волновое число; D — период структуры; t — толщина диска; a — радиус центрального отверстия; $s = 2a\Delta$; l — ширина и длина щелей, число которых равно p ; Z_{nm} — комбинация функций Бесселя с номером n_m .

Показано, что при увеличении l дисперсионная кривая смещается в область низких частот. Определена добротность системы Q .

На конкретном примере доказано, что при достаточно больших l (приблизительно 20 мм) Q уменьшается в 30 раз. Такое сильное затухание гибридной волны объясняется потерями высокочастотной мощности в щелях, вдоль которых текут токи высокой плотности.

Полученные результаты используются для определения критического тока в секции ускорителя на 2 Гэв [3] ($I_{кр} \approx 7$ а). В такой же секции, но без щелей в дисках $I_{кр} = 0,14$ а.

(№ 495/5958. Поступила в редакцию 10/VII 1970 г. Полный текст 0,75 а. л., 5 рис., 6 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Левин, В. Л. Смирнов. Авторское свидетельство № 197785. «Бюлл. изобретений», № 13 (1967).
2. В. М. Левин, В. Л. Смирнов, Л. П. Фомин, Proceeding of the International Conference on High Energy Accelerators. Cambridge, USA, p. A39, 1967.
3. Г. Д. Крамской и др. ЖТФ, XXXIX, 2054 (1969).

Магнитная система сверхпроводящего изохронного циклотрона на энергию протонов 50 Мэв

Л. А. САРКИСЯН

УДК 621.384.633:537.312.62

В последние годы ведутся исследования, связанные с разработкой сверхпроводящих ускорителей с постоянным во времени ведущим магнитным полем. В Радиотехническом институте АН СССР рассмотрен синхротрилон в сверхпроводящем варианте на энергию протонов 100 Мэв при напряженности магнитного поля 50 кэ. В Физическом институте АН СССР, Брукхейвене, Илинойсе и Аргонне (США) разработаны проекты сверхпроводящих кольцевых фазотронов секторного и спирального типов.

В настоящей работе изложены вопросы, связанные с разработкой магнитной системы сверхпроводящего изохронного циклотрона на энергию протонов 50 Мэв при уровне поля в центре $H_0 = 50$ кэ и с выводом пучка. Особенности такого ускорителя: 1) зависимость тока сверхпроводника от внешнего поля в сечении обмотки, приводящая к ограничению тока; 2) относительно низкий коэффициент заполнения сверхпроводником сечения катушки (~20%); 3) трудности формирования поля с заданной точностью $\pm 5 \cdot 10^{-4}$, ибо переход к сверхпроводимости приводит к уменьшению в основном радиального размера установки; 4) наличие внутренних обмоток, кроме внешней, что приводит к ограничению тока в них. С учетом этих требований формирование среднего поля и основной гармоник поля может быть осуществлено с помощью девяти концентрических обмоток (основной и восьми корректирующих) и плоской гармонической обмотки (проводник NbTi). Все обмотки располагаются в одном криостате.

Анализ показал, что в ускорителе для обеспечения аксиальной устойчивости частиц необходимо исполь-

зовать вместо азимутальной вариаии поля пространственную с высокой спиральностью. Основные параметры ускорителя были выбраны следующими: $H_0 = 50$ кэ, число спиралей 3, параметр спирали Архимеда 4 см, частоты бетатронных колебаний $0 \leq Q_z \leq 0,2$, $1 \leq Q_r \leq 1,066$, конечный радиус ускорения 20 см (радиус формирования поля 22 см). При формировании поля в средней плоскости ускорителя учитывалось распределение поля в сечении обмоток, чтобы расчетные значения тока не превышали критических значений.

В ускорителе мощность пучка на конечном радиусе может составлять ~50 кэвт. Для осуществления высокоэффективного вывода пучка рассмотрен метод, связанный с введением локальной неоднородности магнитного поля на конечном радиусе, которая позволяет уменьшить частоту радиальных бетатронных колебаний $Q_r = 1,066$, до единицы. При этом частота Q_z возрастает до 0,33. Определены параметры плоской сверхпроводящей (Nb₃Sn) обмотки, формирующей необходимый градиент ~3000 э/см.

Создание сверхпроводящего изохронного циклотрона позволит получить компактный экономичный источник многозарядных ионов и поляризованных частиц с плавной регулировкой энергии, а использование высоких магнитных полей ($H_0 \geq 50$ кэ) в ускорителях на низкие и средние энергии позволит поднять интенсивность пучка в несколько раз.

(№ 496/6073. Поступила в Редакцию 30/IX 1970 г. Полный текст 0,6 а. л., 7 рис., 10 библиографических ссылок.)