$= \operatorname{ctg}\frac{\alpha_{10}}{2}$, α_{10} — азимутальная протяженность сектора в центре, т. е. при $R = 0$. Величина $B/\langle B\rangle$ представляет собой отношение магнитного поля в секторе к среднему значению поля, вычисленному вдоль замкнутой равновесной орбиты. Формулы (3) и (4) выражают в параметрическом виде $R(\gamma)$, $\frac{1}{2}\alpha_1(\gamma)$ форму границы магнитного сектора $R(\alpha_1/2)$ в изохронном циклотроне с однородными полями в секторах и промежутках с учетом релятивизма ионов. Соотношения (1) — (5) иллюстрируются графиками и таблицей, которые можно использовать при расчете циклотронов.

(№ 369/5277. Поступила в Редакцию 28/II 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 4 рис., 7 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Мороз. «Докл. АН СССР», 108, 436 (1956).
2. E. Moroz, M. Rabinovich. Proc. CERN Symposium, 1, 547 (1956); Е. М. Мороз, М. С. Рабинович. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 15 (1957).
3. R. Livingston. Industr. and Engng Chem., 48, 1231 (1956).

Метод вычисления траекторий ионов в радиальносекторном циклотроне со ступенчатым полем

Е. М. МОРОЗ

УДК 621.384.633.5/.6

В некоторых задачах, в частности при исследовании возможности вывода частиц с любой орбиты циклотрона, необходимо прослеживать большое число траекторий и каждую просматривать на многих оборотах. Найден метод расчета, обеспечивающий большую производительность (десятки оборотов в секунду). Расчеты проводятся при следующих предположениях: магнитное поле секторного циклотрона ступенчатое; границы секторов и дуантов радиальные, протяженность ускоряющих промежутков пренебрежимо мала; прирост энергии частицы в ускоряющем промежутке считается не зависящим от фазы. Последнее упрощение, во многих случаях оправданное для изохронных циклотронов, сделано для того, чтобы отделить явления, связанные с бетатронными колебаниями, от эффектов фазового движения. Траектория состоит из дуг окружностей, сшиваемых на границах секторов и дуантов. Такой же метод можно применять и в ускорителе с плавной азимутальной вариацией поля, разделяя его на большое число секторов, в каждом из которых поле однородно с заранее заданной точностью.

Пусть в i-м секторе поле равно $\varkappa_i B$, где B — максимальное поле циклотрона. В работе выведены рекуррентные формулы для расчета траектории:

$$r_i = \frac{1}{\varkappa_i}\sqrt{\gamma_i^2 - 1}; \qquad c_i = \sqrt{1 - s_i^2}; \tag{1}$$

$$R_{i+1} = R_i C_i - r_i(c_i C_i - s_i S_i) + \sqrt{r_i^2 - [r_i(s_i C_i + c_i S_i) - R_i S_i]^2}; \tag{2}$$

$$\gamma_{i+1} = \gamma_i + w_i;$$

$$s_{i+1} = \left(s_i C_i + c_i S_i - \frac{R_i}{r_i} S_i\right)\sqrt{(\gamma_i^2 - 1)/(\gamma_{i+1}^2 - 1)}. \tag{3}$$

Здесь $\gamma_i = E_i/E_0$; E_0 — энергия покоя; E_i — полная энергия иона в i-м секторе; r_i — радиус кривизны траектории в единицах E_0/ZeB, Ze — заряд иона; $s_i = \sin\alpha_i$; $c_i = \cos\alpha_i$; R_i, α_i — соответственно радиус-вектор и угол наклона траектории к окружности радиуса R_i на входе в i-й сектор; $w_i = \frac{\Delta W}{E_0}$, ΔW_i — прирост энергии частицы в ускоряющем промежутке, который считается расположенным на выходе из i-го сектора; $S_i = \sin\Delta\theta_i$; $C_i = \cos\Delta\theta_i$; $\Delta\theta_i$ — азимутальная протяженность i-го сектора.

В качестве примера применения рассматриваемого метода вычислена плавно разворачивающаяся спиральная траектория иона в трехсекторном циклотроне с одним 60°-ным дуантом.

(№ 370/5277. Поступила в Редакцию 15/IV 1969 г. Полный текст 0,35 а. л., 5 рис.)

Стабилизация поперечной когерентной неустойчивости на сопротивлении методом автоматической коррекции

Л. А. РОГИНСКИЙ

УДК 621.384.6.01

В циклических ускорителях с большой интенсивностью одной из наиболее опасных неустойчивостей является когерентная поперечная неустойчивость на сопротивлении [1, 2]. Как известно, эта неустойчивость может быть подавлена благодаря эффекту затухания Ландау, однако во многих больших установках механизма затухания Ландау оказывается недостаточно для ее стабилизации. В настоящей работе рассматривается теоретически использование системы автоуправления по пучку для стабилизации этой неустойчивости.

Математически задача заключается в решении линеаризованного кинетического уравнения для функции распределения частиц $\psi(x, \dot{x}, \Omega, \theta t)$:

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} + \Omega\frac{\partial\psi}{\partial\theta} + \dot{x}\frac{\partial\psi}{\partial x} - (Q^2\Omega^2 x + \mu x^2 + \eta x^3)\frac{\partial\psi}{\partial\dot{x}} = -\frac{e}{m}[M(\theta, t) + \Delta(\theta, t)]\frac{\partial\psi_0}{\partial\dot{x}}, \tag{1}$$

в котором одновременно представлено действие как сил пространственного заряда $eM(\theta, t)$, так и сил коррекции:

$$e\Delta(\theta, t) = e\int K(x, \theta-\theta', t-t')\,\psi(x, \dot{x}, \Omega, \theta', t') \times$$

$$\times\, dx\, d\dot{x}\, d\theta'\, dt'\, d\Omega. \qquad (2)$$

Решая уравнение (1) методом, описанным в работе [3], можно получить дисперсионные уравнения для собственных частот пучка. В эти уравнения в качестве свободных параметров входят коэффициенты передачи системы обратной связи пространственных гармоник $K_n(\omega)$, выбирая которые можно добиться стабилизации неустойчивых мод $\omega = (n-Q)\,\Omega$ $(n > Q)$. Для моноэнергетического пучка условия устойчивости имеют вид $I_m K_n[(n-Q)\,\Omega] < 0$ и, кроме того,

$$|\,\mathrm{Im}\,K_n[(n-Q)\,\Omega]\,| \geqslant \frac{V}{\lambda}, \qquad (3)$$

где V — известный параметр, характеризующий действие пространственного заряда [1]; $\lambda = \dfrac{Ne}{4\pi m\gamma Q\Omega}$; N — число частиц; γ — безразмерная энергия частиц; Ω — частота обращения.

С учетом влияния затухания Ландау, связанного с разбросом частиц по энергии продольного движения $W = E - E_0$ (E_0 — энергия равновесной частицы) дисперсионное уравнение можно представить в виде

$$1 = -D\int \frac{f(\eta)\,d\eta}{\eta-\eta_1},$$

где

$$D = \frac{A}{\Delta S}; \quad A = [U + (1+i)\,V + \lambda K_n(\omega)];$$

$$\Delta S = \frac{\partial\,[(n-Q)\,\dot{\Omega}]}{\partial W}\,W_m; \quad \eta = \frac{W}{W_m};$$

W_m — максимальный разброс; $f(\eta)$ — функция распределения частиц по энергии продольного движения. Из этого уравнения следует, что коэффициенты передачи коррекции $K_n(\omega)$ необходимо выбирать такими, чтобы параметр D попадал внутрь областей устойчивости, показанных на рисунке для различных функций распределения $f(\eta)$. На основании проведенных численных оценок можно сделать вывод, что затухание Ландау существенно сказывается на ослаблении условия (3) только для достаточно высоких энергий (порядка десятков гигаэлектронвольт).

(№ 371/5376. Статья поступила в Редакцию 7/V 1969 г., аннотация 13/X 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 1 рис., 3 библиографических ссылки.)

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Laslett et al. Rev. Sci. Instr., 36, 436 (1965).
2. В. И. Балбеков, А. А. Коломенский. «Атомная энергия», 19, 126 (1965).
3. Э. А. Жильков. Диссертация, ФИАН, 1966.

■