

tune 调制对储存环横向稳定性影响的模拟研究^{*}

杨建成^{1,2;1)} 夏佳文¹ 武军霞^{1,2} 夏国兴^{1,2} 刘伟^{1,2}
殷学军^{1,2} 刘勇¹ 周雪梅^{1,2} 冒立军^{1,2}

1(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2(中国科学院研究生院 北京 100049)

摘要 对包含非线性六极场储存环的线性 tune(Q_x, Q_y)加以余弦调制,通过计算粒子轨道沿相角畸变的动力学孔径,研究了 tune 调制对储存环中粒子运动横向稳定性的影响.从模拟结果可以看出,tune 调制对粒子稳定性的影响是一种长期效应.当调制振幅很小、调制 tune 远离共振岛 tune 值时,对粒子稳定性的影响很小,随着调制振幅增大,调制 tune 接近共振岛 tune,影响越来越明显.

关键词 tune 调制 非线性六极场 动力学孔径

1 引言

随着物理实验要求的提高,现代加速器向高能、强流、长寿命束流方向发展.为此,新一代的加速器,如第三代同步辐射光源和超导对撞机,使用了强度很大的六极铁和超导线圈,引入了极强的非线性.由于非线性场可引起频率随振幅、动量的变化,可激发非线性共振,因此它是影响粒子在储存环中横向稳定性的主要因素.早在 1979 年, B. V. Chirikov 研究了动力学系统中随时间变化的驱动力引起的粒子扩散^[1],随时间变化驱动力对粒子稳定性的影响很大,这一点对非线性较强的高能对撞机和高亮度储存环尤为重要.储存环中随时间变化的量主要有二极场调制和四极场调制.二极场调制主要由地震动效应^[2]和二极铁电源纹波引起.四极场调制主要由四极铁电源纹波、同步 Betatron 振荡耦合以及未校正的色品所引起的.对粒子的纵向运动而言,主要由二极场调制和高频加速场的调制所引起的^[3].有关 tune 调制对粒子横向稳定性影响的研究很多^[4-6].文献[5]通过解线性化的非线性摆模型方程的特解,得出了粒子混沌运动的条件.文献[6]通过比较

HERA 质子环动力学孔径的测量与跟踪结果,用一种半解析的方法研究了各种不同因素所引起的质子扩散.此外,对 tune 调制的实验研究有 CERN 的 SPS 非线性动力学实验^[7]、Fermilab Tavatron E778 非线性动力学实验^[8]和 IUCF 冷却环实验等^[9].

本文选包含非线性六极场的 FODO 结构,其线性振荡 tune 通过附加的余弦波加以调制,模拟计算了 E. Todesco 等人提出的考虑粒子轨道沿相角畸变的动力学孔径^[10],研究了 tune 调制对包含非线性场的 FODO 结构的横向稳定性的影响.为了详细地研究 tune 调制对粒子横向稳定性的影响,这里研究了:(1)在固定调制 tune 值 Q_m 时,不同调制振幅的影响;(2)固定调制振幅时,不同调制 tune 的影响;(3)不同 tune 调制对粒子运动相图的影响.这对正在建造的重离子冷却储存环 HIRFL-CSR^[11]束流动力学研究有很重要的意义.

2 动力学孔径的定义

这里采用 E. Todesco 等人提出的考虑粒子轨道沿相角畸变的动力学孔径.粒子在储存环 Lattice 中的 Betatron 运动,可用如下的四维辛映射来表示:

2004-03-02 收稿

* 国家杰出青年基金(10325522)资助

1)E-mail: yangjch@impcas.ac.cn

$$X' = F(X), \quad (1)$$

这里 X 是四维欧几里得相空间矢量 $X(x, p_x, y, p_y)$. 如果粒子在储存环中转 N 圈后不会丢失, 考虑如下粒子初值的相空间体积

$$\iiint \chi(x, p_x, y, p_y) dx dp_x dy dp_y, \quad (2)$$

其中 $\chi(x, p_x, y, p_y)$ 为一系列运动粒子初值的特性函数, 也就是说当具有初 (x, p_x, y, p_y) 的粒子转 N 圈后丢失, 则 $\chi(x, p_x, y, p_y)$ 为 0, 如果粒子不丢失, 则 $\chi(x, p_x, y, p_y)$ 为 1. 所以(2)式对应粒子初值相空间中的一区域, 这一区域的粒子转 N 圈后是稳定的.

如果采用极坐标系:

$$\begin{cases} x = r \cos \alpha \cos \theta_1 \\ p_x = r \cos \alpha \sin \theta_1 \\ y = r \sin \alpha \cos \theta_2 \\ p_y = r \sin \alpha \sin \theta_2 \end{cases} \quad \begin{cases} r \in [0, +\infty] \\ \theta_1, \theta_2 \in [0, 2\pi] \\ \alpha \in [0, \pi/2] \end{cases}, \quad (3)$$

将(3)式代入(2)式有

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} \chi(r, \alpha, \theta_1, \theta_2) r^3 \sin(\alpha) \cos(\alpha) dr d\alpha d\theta_1 d\theta_2, \quad (4)$$

固定 $\alpha, \theta_1, \theta_2$ 的值, 逐渐增大 r , 设 $r(\alpha, \theta_1, \theta_2)$ 为粒子在储存环中转 N 圈后第一个不稳定的 r 值, 则与粒子初值相空间中稳定区域相对应的相空间积分为

$$A_{\alpha, \theta_1, \theta_2} = \frac{1}{8} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} [r(\alpha, \theta_1, \theta_2)]^4 \cdot \sin(2\alpha) d\alpha d\theta_1 d\theta_2, \quad (5)$$

定义动力学孔径为与此稳定区域有相同体积的超球面的半径

$$D_{\alpha, \theta_1, \theta_2} = \left(\frac{2A_{\alpha, \theta_1, \theta_2}}{\pi^2} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (6)$$

3 研究模型

3.1 Hamilton 函数

粒子在 FODO 结构 Lattice 中的线性运动用 Hill 方程来表示:

$$\frac{d^2 x}{ds^2} = -k_x(s) \cdot x, \quad \frac{d^2 y}{ds^2} = -k_y(s) \cdot y, \quad (7)$$

其中 s 为粒子沿中心轨道的独立变量, x, y 分别为粒子在水平和垂直方向离中心轨道的偏离量. 通过正则变换, 引入作用-角变量

$$F_1 = - \sum_{z=x,y} \frac{z^2}{2\beta_z(s)} \cdot \{ \tan(\Phi_z + \Phi_{z0}) + \alpha_z(s) \}, \quad (8)$$

则相应的 Hamilton 变为^[12]

$$H = \nu_x \cdot I_x + \nu_y \cdot I_y, \quad (9)$$

这里 $\nu_x = \frac{2\pi}{L} \cdot Q_x, \nu_y = \frac{2\pi}{L} \cdot Q_y$, Q_x 和 Q_y 分别为水平和垂直方向的 tune 值. Q 定义为粒子回旋一圈的

Betatron 振荡数 $Q = \frac{1}{2\pi} \int_s^{s+L} \frac{ds}{\beta}$. 引入六极势^[13]

$$V(x, y, s) = \delta_L(s) \cdot \frac{\lambda}{6} \cdot (x^3 - 3xy^2) \quad (10)$$

与水平方向的 N 个余弦调制

$$\sum_{m=1}^N a_m \cdot \cos \frac{2\pi Q_m}{L} \cdot s, \quad (11)$$

式中, a_m 为调制振幅; Q_m 是调制 tune 值, 它与调制频率 f_m 之间的关系^[6]为 $f_m = Q_m \cdot f_{\text{rev}}$; f_{rev} 为粒子的回旋频率. 对 HIRFL-CSRm, 100MeV 的 C^{+6} 粒子, $f_{\text{rev}} = 8.18 \times 10^5 \text{ Hz}$. 加入 tune 调制(11)式, Hamilton(9)式可写为^[12]

$$H = \nu_x \cdot \left[1 + \sum_{m=1}^N a_m \cdot \cos \left(\frac{2\pi Q_m}{L} \cdot s \right) \right] \cdot I_x + \nu_y \cdot I_y + \frac{\lambda}{L \cdot 3\sqrt{8}} \cdot \sqrt{\beta_x I_x^3} \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \left\{ 3 \cdot \cos \left(\phi_x + \frac{2\pi}{L} \cdot k \cdot s \right) + \cos \left(3\phi_x + \frac{2\pi}{L} \cdot k \cdot s \right) \right\} - \frac{\lambda}{L \cdot 3\sqrt{8}} \cdot \sqrt{\beta_x I_x \beta_y} \cdot I_x \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \left\{ 6 \cdot \cos \left(\phi_x + \frac{2\pi}{L} \cdot k \cdot s \right) + 3 \cdot \cos \left(\phi_x - 2\phi_y + \frac{2\pi}{L} \cdot k \cdot s \right) + 3 \cdot \cos \left(\phi_x + 2\phi_y + \frac{2\pi}{L} \cdot k \cdot s \right) \right\}, \quad (12)$$

这里 λ 为六极场的积分场强: $\lambda = \frac{e}{P_0} \int_0^L \left(\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} \right)_{x=y=0} ds$, B 为磁场强度, e 为单位电荷, L 为 FODO 结构的长度, P_0 为参考粒子的动量, $\delta_L(s)$ 为 δ 函数

$$\delta_L(s) = \sum_n \delta(s - n \cdot L), \quad (13)$$

引进母函数

$$F_2 = \tilde{I}_x \cdot \left[\phi_x - \sum_{m=1}^N \frac{a_m \nu_x L}{2\pi Q_m} \cdot \sin \left(\frac{2\pi Q_m}{L} \cdot s \right) \right], \quad (14)$$

则(12)式变为

$$H = \nu_x \cdot \tilde{I}_x + \nu_y \cdot \tilde{I}_y + \frac{2\epsilon}{L \cdot 3} \cdot \sqrt{\beta_x \tilde{I}_x^3}$$

$$\sum_{k,n} \left\{ \left[\prod_{m=1}^N J_{n_m} \left(\frac{a_m \nu_x L}{2\pi Q_m} \right) \right] \cdot 3 \cdot \cos \left(\tilde{\theta}_x + \frac{2\pi}{L} \cdot (k + n \cdot Q) \cdot s \right) + \left[\prod_{m=1}^N J_{n_m} \left(\frac{3a_m \nu_x L}{2\pi Q_m} \right) \right] \cdot \cos \left(3\tilde{\theta}_x + \frac{2\pi}{L} \cdot (k + n \cdot Q) \cdot s \right) \right\} - \frac{\lambda}{L} \cdot 3 \cdot \sqrt{\beta_x \tilde{I}_x} \cdot \beta_x \tilde{I}_x \cdot \sum_{k,n} \left[\prod_{m=1}^N J_{n_m} \left(\frac{a_m \nu_x L}{2\pi Q_m} \right) \right] \cdot \left\{ 6 \cdot \cos \left(\tilde{\theta}_x + \frac{2\pi}{L} \cdot (k + n \cdot Q) \cdot s \right) + 3 \cdot \cos \left(\tilde{\theta}_x - 2\tilde{\theta}_y + \frac{2\pi}{L} \cdot (k + n \cdot Q) \cdot s \right) + 3 \cdot \cos \left(\tilde{\theta}_x + 2\tilde{\theta}_y + \frac{2\pi}{L} \cdot (k + n \cdot Q) \cdot s \right) \right\}, \quad (15)$$

这里引进了参数 $\epsilon = \frac{\lambda}{2\sqrt{8}}$, 矢量 $n(n_1, n_2, \dots, n_N)$ 与

$Q(Q_1, Q_2, \dots, Q_N)$, $J_{n_m} \left(\frac{a_m \nu_x L}{2\pi Q_m} \right)$ 为第一类 Bessel 函数. Hamilton(15) 式可利用摄动理论^[14] 做进一步的变形:

$$H = \sum \epsilon^{(\alpha+\beta-2)} \cdot A_{\alpha,\beta,l,m,k,n} \cdot \tilde{I}^{\alpha/2} \cdot \tilde{I}^{\beta/2} \cdot e^{i(l \cdot \tilde{\theta}_x + m \cdot \tilde{\theta}_y + \frac{2\pi}{L} \cdot (k+n \cdot Q) \cdot s)}, \quad (16)$$

从而进行半解析研究, 关于这一点可参考文献[12]. 本文主要对上述模型进行数值模拟研究, 为此要求出与上述模型对应的非线性单圈映射.

3.2 非线性单圈映射

这里我们引进与 Hamilton 函数(12)式对应的非线性单圈映射, 通过计算动力学孔径来研究 tune 调制对粒子横向稳定性的影响. 将与 Hamilton 函数(12)式对应的线性运动方程进行积分, 有

$$\begin{aligned} I_x((h+1) \cdot L) &= I_x(h \cdot L), \\ I_y((h+1) \cdot L) &= I_y(h \cdot L), \end{aligned} \quad (17)$$

$$\phi_x((h+1) \cdot L) = \phi_x(h \cdot L) + \Delta_x(h \cdot L), \quad (18)$$

$$\phi_y((h+1) \cdot L) = \phi_y(h \cdot L) + \Delta_y, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \Delta_x &= \nu_x \cdot L + \sum_{m=1}^N \left[\frac{a_m \nu_x L}{\pi Q_m} \cdot \sin(\pi Q_m) \cdot \cos 2\pi Q_m \left(h + \frac{1}{2} \right) \right], \end{aligned} \quad (20)$$

$$\Delta_y = \nu_y \cdot L, \quad (21)$$

变换到 (x, p_x, y, p_y) 坐标系中, 同时考虑非线性六极场(10)式, 则粒子第 $(h+1)$ 次经过 FODO 结构后的坐标可用第 h 次经过 FODO 结构后的坐标来表示:

$$\begin{pmatrix} \tilde{x} \\ \tilde{p}_x \\ \tilde{y} \\ \tilde{p}_y \end{pmatrix}_{h+1} = \begin{pmatrix} \cos(\Delta_x) & \beta_x \cdot \sin(\Delta_x) & 0 & 0 \\ -\sin(\Delta_x)/\beta_x & \cos(\Delta_x) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\Delta_y) & \beta_y \cdot \sin(\Delta_y) \\ 0 & 0 & -\sin(\Delta_y)/\beta_y & \cos(\Delta_y) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ p_x \\ y \\ p_y \end{pmatrix}_h, \quad (22)$$

加上非线性六极场

$$\begin{pmatrix} x \\ p_x \\ y \\ p_y \end{pmatrix}_{h+1} = \begin{pmatrix} \tilde{x} \\ \tilde{p}_x \\ \tilde{y} \\ \tilde{p}_y \end{pmatrix}_{h+1} + \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{\lambda}{2} (\tilde{x}_{h+1}^2 - \tilde{y}_{h+1}^2) \\ 0 \\ \lambda \cdot \tilde{x}_{h+1} \cdot \tilde{y}_{h+1}^2 \end{pmatrix}, \quad (23)$$

将以上两式联合起来, 就构成了考虑非线性六极场与 tune 调制效应的单圈映射.

4 数值模拟及结果

在以下的模拟计算中, 用上述模型来研究重离子冷却储存环 HIRFL-CSR 中非线性六极场(色品校正六极场、误差六极场)与 tune 调制对粒子横向稳定性的影响. 这里选动能为 100MeV 的 C^{+6} 离子, 六极积分场强 $\lambda = 1.00m^{-2}$ 来模拟, 另外 HIRFL-CSR 工作点 tune 值为 $Q_x = 3.63$, $Q_y = 2.61$, 环周长 $L = 161.00m$.

计算得到动力学孔径随粒子在储存环中转动圈数的变化如图 1 所示. 两条曲线分别表示只考虑非线性六极场和考虑非线性六极场与 tune 调制联合效应时, 粒子动力学孔径随粒子转动圈数的变化. 从图上可以看出, 非线性六极场在短期内(10000 圈以内)对粒子的动力学孔径的影响很大, 随着转动圈数的增多, 动力学孔径随转动圈数的变化减小, 而非线性六极场与 tune 调制联合效应对粒子动力学孔径的影响是长期的, 即动力学孔径随转动圈数的变化在长时间内很明显. 由此可见, tune 调制对储存环中粒子横向稳定性的影响是长期效应.

在实际的储存环中, 由于机器本身及各种不可

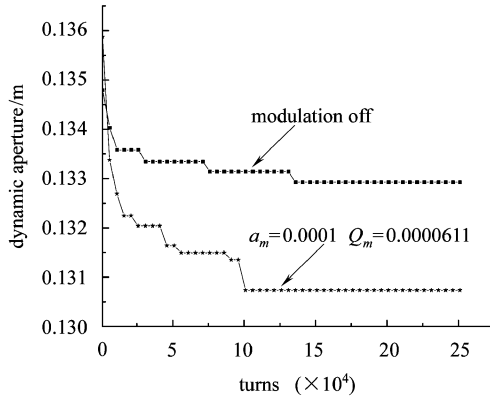


图 1 动力学孔径随粒子在储存环中转动圈数的变化图

预见的误差, tune 调制对粒子运动的影响是很复杂的. 为此, 我们选不同的调制振幅研究 tune 调制的影响. 假设调制 Q_m 的分布范围为 $5 \times 10^{-6} - 1 \times 10^{-3}$. 图 2 是当调制振幅为 $a_m = 5 \times 10^{-6}, 2 \times 10^{-4}, 8 \times 10^{-4}$ 时跟踪 10^5 圈动力学孔径随调制 Q_m 的变化, 其中水平直线表示不考虑 tune 调制时的动力学孔径. 从图可以看出, 当调制振幅很小, 如 a_m 为 5×10^{-6} 时, tune 调制对动力学孔径的影响很小, 在整个调制 Q_m 范围内, 动力学孔径在水平直线上下有微小的波动. 随着调制振幅的增大 ($a_m = 2 \times 10^{-4}$), 波动变大, 当调制振幅接近 1×10^{-3} ($a_m = 8 \times 10^{-4}$) 时, tune 调制导致了动力学孔径的急剧下降. 调制振幅很小时对动力学孔径的影响不大, 关于这一点有两个原因: (1) 可从 tune 调制引起的调制频带^[13]来理解. 引入共振变量^[13]

$$F_2 = \bar{I}_x \cdot \left(l \cdot \phi_x + \frac{2\pi}{L} \cdot (k + n \cdot Q) \right), \quad (24)$$

将 Hamilton(16) 式在稳定固定点 \bar{I}_x 展开为 Taylor 级数, 得到如下的调制振幅

$$|A_{\alpha, k, l, n}| = \left| \frac{\Delta \hat{I}_{1/2}^2 \cdot (\nu_{x,2} + 2 \cdot \bar{I}_x \cdot \nu_{x,4})}{4 \cdot \epsilon^{(\alpha-2)} \cdot \bar{I}_x^{\alpha/2}} \right|, \quad (25)$$

其中 $\Delta \hat{I}_{1/2}^2$ 为共振半宽度的绝对值, 将上式做进一步的近似有

$$A_{\alpha, \alpha, k, l, n} = \left[\prod J_{n_m} \left(\frac{l \cdot a_m \cdot \nu_x \cdot L}{2\pi Q_m} \right) \right] \cdot A_{\alpha, \alpha, k, l, 0}, \quad (26)$$

根据 Bessel 函数的性质, (26) 式中当 $|n_m| >$

$\left| \frac{l a_m \nu_x \cdot L}{2\pi Q_m} \right|$ 时, 振幅 $A_{\alpha, \alpha, k, l, n}$ 可忽略不计, 当调制振

幅 a_m 很小时, 有 $|n_m| > \left| \frac{l a_m \nu_x L}{2\pi Q_m} \right|$, 此时 tune 调制所引起的振幅 $A_{\alpha, \alpha, k, l, n}$ 非常小, 所以对动力学孔径的影响很小; (2) 当调制振幅较小、调制 $Q_m \rightarrow 0$ 时, 调制层中的混沌区域合并到共振层, 稳定区域仍留在共振稳定固定点附近, 此时粒子的运动被限制在 KAM 环内^[15], 由 tune 调制所引起的粒子扩散很微弱, 所以大多数粒子仍保持稳定. 另外, 还发现此时 tune 调制对动力学孔径有微小的增大效应, 这是因为在用程序计算(6)式定义的动力学孔径时, 必须对径向变量 r 和角变量 $\alpha, \theta_1, \theta_2$ 做离散化处理, 引入计算误差, 使有的点动力学孔径反而比没考虑 tune 调制大, 实际并不是 tune 调制使动力学孔径增大.

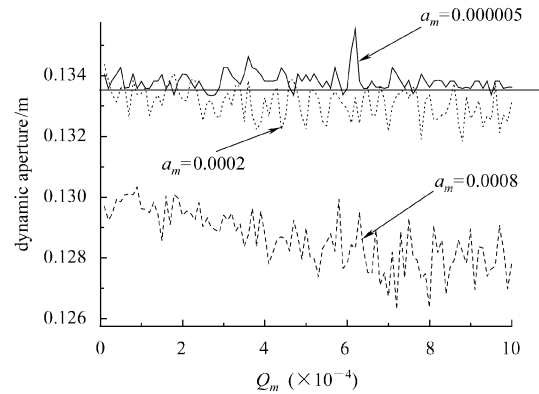


图 2 调制 Q_m 范围为 $5 \times 10^{-6} - 1 \times 10^{-3}$ 的动力学孔径变化图

图 3 是当调制振幅为 $a_m = 1 \times 10^{-4}, 5 \times 10^{-4}, 7.5 \times 10^{-4}$ 和 1×10^{-3} , 调制 Q_m 在 $1 \times 10^{-3} - 1 \times 10^{-1}$ 之间跟踪 10^5 圈动力学孔径的变化图. 可以看出, 即使调制振幅比较小 ($a_m = 1 \times 10^{-4}$) 时, 对动力学孔径的影响已经很明显, 而且对每一个调制振幅, 当调制 $Q_m = 0.073$ 时动力学孔径急剧下降. 这与图 2 不同, 因为这里调制 Q_m 在 $1 \times 10^{-3} - 1 \times 10^{-1}$ 之间变化, 这一 Q_m 范围包括粒子运动共振岛振动 tune 值 Q_I ^[5], 随着调制 Q_m 接近共振岛 tune 值 Q_I , 对粒子稳定性的影响变大, 当 $Q_m \approx Q_I$ 时对粒子稳定性影响最大^[16]. 从图 3 还可以看到一较小的峰值, 它随调制振幅的增大而越来越明显, 这一峰值对应粒子运动次级共振岛.

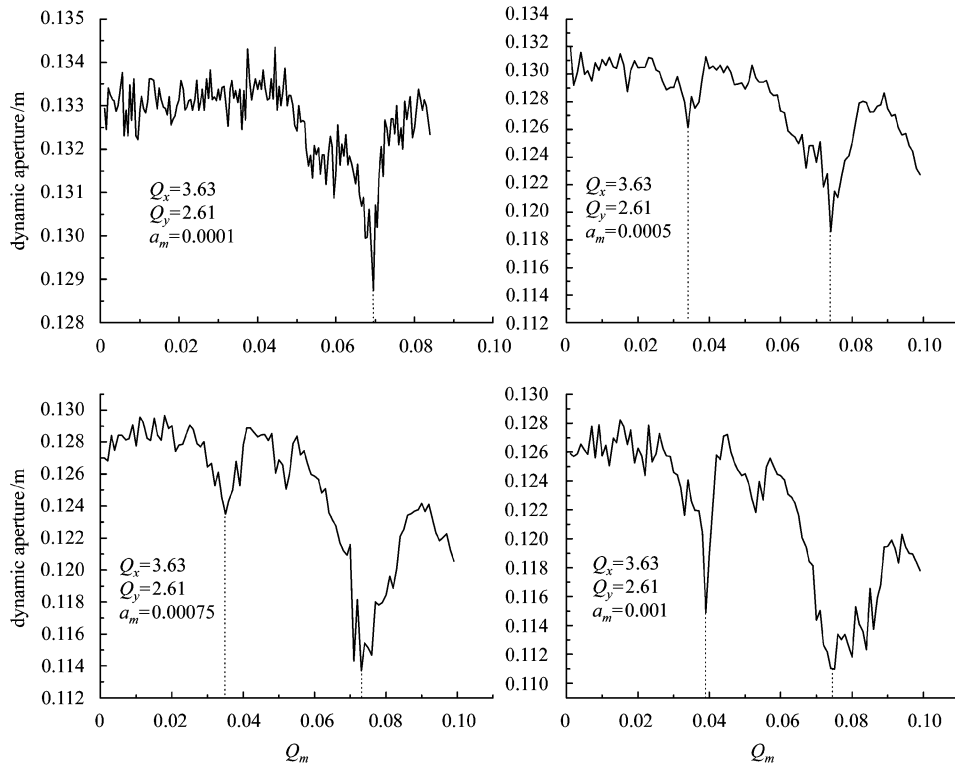


图 3 调制 Q_m 范围为 $1 \times 10^{-3} \sim 1 \times 10^{-1}$ 的动力学孔径变化图

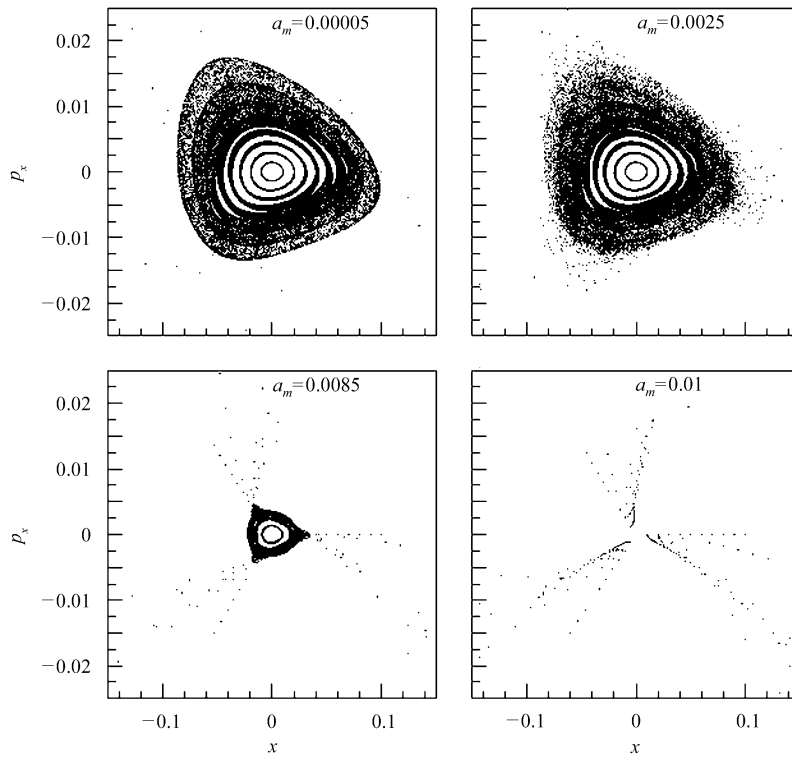


图 4 $Q_m = 0.000244$ 时 tune 调制对储存环中粒子横向运动相图

图 4 是当调制 $Q_m = 0.000244$, 调制振幅 a_m 分别为, 0.00005, 0.0005, 0.00075, 0.001, 0.0025,

0.005, 0.0075, 0.0085 和 0.01 时粒子运动相图. 从图可以看出, 当调制振幅较小时, 只有远离稳定固定

点(椭圆固定点)处于界轨附近的一小部分粒子受 tune 调制的影响,运动由规则变为混沌而丢失.随着调制振幅的增大,粒子运动的稳定区域急剧减小,当调制振幅 $a_m = 0.01$ 时,粒子运动的稳定区域几乎消失,只剩下少量的沿界轨运动的粒子,粒子运动处于混沌状态,最后丢失.由此可见,当调制振幅比较大时,即使调制 $Q_m = 0.000244$ 远离共振岛 tune 值 Q_I ,对粒子的运动稳定性的影响也很大.

5 结论

本文是以 FODO 结构的 lattice 为模型,研究了只有一个 tune 调制时的影响.通过模拟研究可知,tune 调制对储存环中粒子横向稳定性的影响很大,

而且影响与 tune 调制的调制振幅、调制 Q_m 有关.当调制频率较小,调制 Q_m 远离粒子运动共振岛振荡 tune 时,影响较小;当调制振幅较大,调制 tune 接近共振岛 tune 时,导致粒子横向稳定性的急剧下降.在实际机器中,引起 tune 调制效应的因素往往不止一种,再加上机器本身的复杂性,tune 调制使粒子稳定性受到很大的影响,因此在设计和优化机器时,要尽可能的考虑 tune 调制对粒子稳定影响,例如选适当的机器工作点 tune 值,对 tune 调制加以校正等.这一点对提高储存环束流稳定性尤为重要.

特别感谢 CERN 的 O.S.Brüning 博士与 M.Giovanozzi 博士提供的有益讨论与帮助.

参考文献 (References)

- 1 Chirikov B V. Physics Report ,1979,**52**:263
- 2 Roßbach J. DESY 89-023. 1989
- 3 HUANG H. Phys. Rev. , 1993, **E48**:4678—4688
- 4 CHEN T, Peggs. S Beam-Beam Tune Modulation, the Driven Gravity Pendulum, and Josephson Junctions. Proceedings of Beam-Beam Effects in Circular Colliders. 98—105. In Novosibirsk 1989
- 5 Zimmermann F. SLAC-PUB-6458. 1994
- 6 Brüning O S. DESY.94-085
- 7 Altuna X. AIP Conf. Proc. , 1991, **255**:355—369
- 8 CHAO A. Phys. Rev. Lett. , 1988, **61**:2752—2755
- 9 Lee S Y. Phys. Rev. Lett. , 1991, **67**:3768—3771
- 10 Todesco E. Phys. Rev. , 1996, **E53**:4067—4076
- 11 XIA J W. Nucl. Instrum. Methods, 2002, **A488**:11—25
- 12 Brüning O S. DESY HERA 92-20. 1992
- 13 Willeke F. DESY 88-114. 1988
- 14 Lichtenberg A J, Lieberman M A. Regular and Stochastic Motion. Springer
- 15 Tennyson J, Lieberman M A, Lichtenberg A J. Nonlinear Dynamics and the Beam-Beam Interaction. AIP Conference Proceedings 57. 158
- 16 Satogat T, CHEN T. Phys. Rev. Lett. , 1992, **68**:1838—1841

Effect of Tune Modulation on the Transverse Stability of Storage Ring*

YANG Jian-Cheng^{1,2;1)} XIA Jia-Wen¹ WU Jun-Xia^{1,2} XIA Guo-Xing^{1,2} LIU Wei^{1,2}
YIN Xue-Jun^{1,2} LIU Yong¹ ZHOU Xue-Mei^{1,2} MAO Li-Jun^{1,2}

1(Institute of Modern Physics, the Chinese Academy of Sciences Lanzhou 730000, China)

2 (The Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract The transverse stability is a critical issue in circular accelerator. In this paper, we analysed the effect of tune modulation on a FODO lattice with sextupole nonlinear through estimating the dynamic aperture including the influence of the distortion along the phase. It turned out that the tune modulation decreases the stability of particle in storage ring, the extent of this decrease depends largely on the amplitude and tune of modulation.

Key words tune modulation, non-linear sextupole, dynamic aperture

Received 3 March 2004

* Supported by National Natural Science Funds for Distinguished Young Scholar(10325522), China

1)E-mail: yangjch@impcas.ac.cn