

文章编号: 1001- 4322(2001)02- 0245- 05

螺线管场下强流相对论电子束焦斑尺寸的限制*

石金水^{1,2}, 林郁正¹, 丁伯南³

(1. 清华大学 工程物理系, 北京 100084; 2 中国工程物理研究院 流体物理研究所, 四川 绵阳 621900;

3. 中国工程物理研究院, 四川 绵阳 621900)

摘 要: 分析了螺线管场下影响强流相对论电子束聚焦的主要因素, 并给出了各影响因素所限制的最小焦斑。计算结果表明, 当发射度和能散度的值分别控制在 $0.397\text{mm} \cdot \text{rad}$ 和 1% 以内, 单个螺线管磁轴的偏心不大于 0.54mrad ; 初始注入束偏心不大于 1mrad 时, 对于 20MeV 、 3kA 的电子束和 15MeV 、 2.5kA 的电子束, 最终打靶束焦斑均可小于 1.5mm 。

关键词: 螺线管场; 强流相对论电子束; 偏心; 焦斑

中图分类号: TL501.5 **文献标识码:** A

高分辨率的 X 射线照相需要将数千安培的强流相对论电子束聚焦至韧致辐射转换靶上, 形成小而稳定的焦斑。应用背景不同, 焦斑大小指标要求亦不相同。在理想的聚焦情况下, 电子束可以被会聚成一点, 但空间电荷效应、发射度、透镜球面像差和色散像差等诸多因素的影响, 将使得电子束的最小焦斑尺寸受到限制。而束质心的螺旋(Cork screw)运动的影响, 不仅使得束焦斑尺寸增大, 而且导致焦斑形状的畸变^[1,2]。

本文分析了影响强流相对论电子束焦斑大小的主要因素, 得出不同参数条件下焦斑尺寸的计算结果。结果表明, 减小电子束的发射度和能散度、提高螺线管线圈加工和安装的精度、避免注入束的偏心, 是实现最终焦斑指标的关键。

1 影响焦斑大小的因素

1.1 焦斑大小的制约因素

电子在电磁场中的运动方程为

$$\frac{d\gamma m \mathbf{v}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

假定电子束在轴向螺线管磁场中传输, 束在其横截面上分布均匀, 且质心轴、螺线管磁轴和束管道几何轴三轴对中状况良好, 不考虑电子束在聚焦过程中形成的轴向电场和束旋转引起的轴向磁场, 则由方程(1)不难得到电子在圆柱坐标系下五阶精度的非线性轨迹方程^[1]

$$r'' = \left[\left(\frac{e}{2m c \beta \gamma} \right)^2 r (T^2 - 2TB_z - 2TB_r r') + \frac{eE_r(1-\beta^2)}{m c^2 \beta^2 \gamma} \right] [1 + r'^2 + \left(\frac{e}{2m c \beta \gamma} \right)^2 T^2 r^2] \quad (2)$$

式中上标“'”表示对轴向坐标 z 求导。 m 为电子的静止质量; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v/c$, v 是电子速度; c 是真空中光速; $-e$ 是电子电荷; E_r 为空间电荷产生的径向电场; B_z 和 B_r 是螺线管场的轴向和径向分量, 在五阶近似下由下式给出

$$B_z(r, z) = B_{(z)} - \frac{1}{4} B_{(z)}^{(2)} r^2 + \frac{1}{64} B_{(z)}^{(4)} r^4 \quad (3)$$

$$B_r(r, z) = \frac{1}{2} B_{(z)}^{(1)} r + \frac{1}{16} B_{(z)}^{(3)} r^3 - \frac{1}{384} B_{(z)}^{(5)} r^5 \quad (4)$$

$B_{(z)}$ 为 B_z 在对称轴 z 上的分布; $B_{(z)}^{(n)}$ 表示 $B_{(z)}$ 对 z 的 n 阶导数; $T = B_{(z)} - (r^2/8)B_{(z)}^{(2)} + (r^4/192)B_{(z)}^{(4)}$ 。

* 收稿日期: 2000-10-12; 修订日期: 2000-11-17

基金项目: 国防科技基础研究项目资助课题

作者简介: 石金水(1964-), 男, 在读博士, 副研究员; 绵阳 919 信箱 106 分箱。

在上述假定条件下,由(2)式可看出,螺线管场对电子束的聚焦,最小焦斑的获得,将主要受空间电荷效应、发射度、螺线管场空间分布引起的球面像差和能散度引起的色散像差等因素的制约,各因素限制的最小焦斑尺寸为^[3,4]:

(1) 空间电荷效应限制的最小焦斑半径 $r_q = R_0 \exp(-\alpha^2/2K)$ (5)

式中 R_0 为平行入射束半径; $K = 2I/I_0\beta^3\gamma^3$, I 为束流, $I_0 = 17.045\text{kA}$, α 为束会聚角。

(2) 发射度 $\epsilon(\epsilon_c = \beta\gamma\epsilon)$ 限制的最小焦斑半径 $r_c = \epsilon/\alpha$ (6)

(3) 螺线管球面像差限制的最小焦斑半径 $r_s = c_s\alpha^3/4$ (7)

式中球面像差系数 c_s 定义为 $c_s/f = (f/r)^3(\Delta r/f)$ (8)

r 是平行于螺线管轴入射的射线的半径; f 是束被聚焦的焦距; Δr 是该射线在近轴像平面上的半径。 c_s 可通过(2)式数值计算求出。

(4) 色散像差限制的最小焦斑半径 $r_c = 2c_c\alpha\left(\frac{\gamma}{1+\gamma}\right)\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right)$ (9)

式中 $(\Delta\gamma/\gamma)$ 为电子束能散度,色散像差系数 c_c 定义为

$$\frac{c_c}{f} = \frac{1}{2} \left(\frac{p}{f} \frac{\partial}{\partial p} \right) \quad (10)$$

p 为电子动量。在公式(2)中,令 $r', E_r = 0$, 可直接计算出 c_c 。

在这些限制束斑大小的因素中, α 是唯一公共参量,对不同的因素可在相反的意义起作用,因此,存在最佳的束会聚角,使四个因素共同限制的束斑半径最小。设此最小束斑半径为

$$R_{\min} = (r_q^2 + r_c^2 + r_s^2 + r_c^2)^{1/2} \quad (11)$$

令 $dR_{\min}/d\alpha = 0$, 可求得最佳 α 所满足的方程

$$-\frac{f^2\alpha^3}{K} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2K}\right) - \frac{\epsilon^2}{\alpha^3} + \frac{3}{16}c_s^2\alpha^5 + 4c_c^2\alpha\left(\frac{\gamma}{1+\gamma}\right)^2\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right)^2 = 0 \quad (12)$$

在直线感应加速器的实际束流传输中,上述的假定条件难以满足,此时将引起螺旋振荡、BBU、束包络半径振荡等横向运动。对于约 3kA、100ns(FWHM)的强流相对论脉冲电子束,实际的束线设计总是可以做到,使 BBU 及束包络半径振荡等横向运动引起的横向位移量很小。在此情况下,电子束最小焦斑的获得,除受上述四因素制约外,螺旋运动将成为另一主要限制因素。

螺旋运动是由束质心轴、螺线管磁轴和束管道几何轴三轴对不理想及束脉冲期间的能散度共同作用引起^[5]。如图 1 所示,考虑某一螺线管轴向磁场 B_j 的磁轴

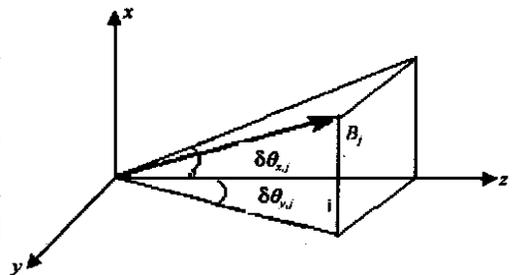


Fig. 1 The misaligned magnetic field
图 1 偏心的磁场示意图

偏心 $\delta\theta = \sqrt{\delta\theta_{xj}^2 + \delta\theta_{yj}^2}$, j 表示束线上第 j 个螺线管。由(1)式,并忽略空间电荷效应,可得到束质心的运动方程

$$x'' + k_{jy}x' - k_j\delta\theta_{xj} = 0 \quad (13)$$

$$y'' + k_{jx}y' - k_j\delta\theta_{yj} = 0 \quad (14)$$

式中, k_j 为电子束在第 j 个螺线管中的回旋波数, $k_j = eB_j/\beta\gamma m c_0$ 。由(13)和(14)式可求得复数形式的束质心运动方程的解

$$r_j = r_{j-1} + l_j\delta\theta + i\frac{r_{j-1} - \delta\theta}{k_j}(1 - e^{i\varphi}) \quad (15)$$

$$r_j' = \delta\theta + (r_{j-1}' - \delta\theta)e^{i\varphi} \quad (16)$$

式中, $r_j = x_j + iy_j$; $r_j' = x_j' + iy_j'$; $\delta\theta = \delta\theta_{xj} + i\delta\theta_{yj}$; $\varphi = k_j l_j$, l_j 为第 j 个螺线管的磁场强度随轴向分布波形的半高宽(螺线管长度的软边界)。

假定束线上加速间隙和无场漂移区间是小量,磁场强度随束能线性增长(即束脉冲期间某一时刻的回旋波数在整个束线上近似为常数),不考虑边缘场效应和束质心偏移引起的镜像力偏差,则可得到经

过 n 个螺线管单元传输后的束质心位移

$$r_n = r_0 + \sum_{j=1}^n [l_j \delta\theta_j + i \frac{r_{j-1} - \delta\theta_j}{k_j} (-e^{i\varphi_j})] \tag{17}$$

$$r'_n = \delta\theta_n + \sum_{j=1}^n [\delta\theta_{j-1} - \delta\theta_j] \exp(i \sum_{\sigma=j}^n \varphi_\sigma) \tag{18}$$

式中 $r_0 = x_0 + iy_0$ 和 $r'_0 = \delta\theta_0 = x'_0 + iy'_0$ 是束质心的初始注入横向位置和速度。

从(17)和(18)式可看出, 初始束偏心或螺线管磁轴的偏心同束脉冲期间能散度的共同作用, 使束在传输和加速过程中, 产生束发射度增长及质心位移的波动和增长, 从而使得焦斑尺寸增大。

1.2 各因素限制的最小焦斑尺寸

图 2 给出了两组参数下空间电荷效应、发射度、透镜球面像差和色散像差分别限制的最小焦斑, r_q, r_s 与 r_e, r_c 相比是很小的量。(a) 图计算参数为: 束能 $E = 12\text{M eV}, I = 2.5\text{kA}, \Delta Y/Y = 0.01, \epsilon_r = 1.91 \times 10^{-3} \text{m} \cdot \text{rad}, R_0 = 30\text{mm}$; (b) 图计算参数为: 束能 $E = 20\text{M eV}, I = 3.0\text{kA}, \Delta Y/Y = 0.01, \epsilon_r = 1.91 \times 10^{-3} \text{m} \cdot \text{rad}, R_0 = 30\text{mm}$ 。

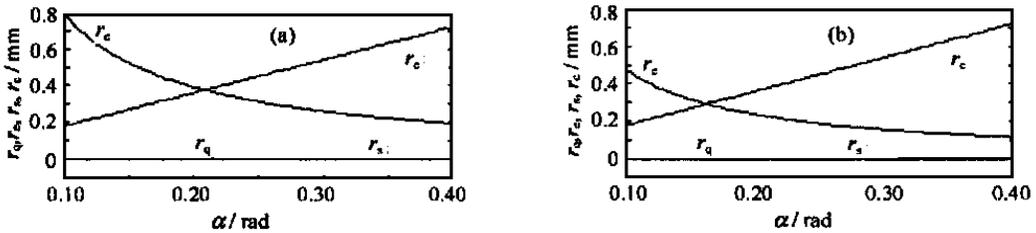


Fig. 2 The minimum spot size limited by various factors
图 2 各种不同因素限制的最小焦斑

对于图 2(a), 利用(11)和(12)式进行数值计算, 不难得到此情况下的最佳束会聚角 $\alpha_{opt} = 0.192\text{rad}, R_{min} = 0.53\text{mm}$ 。其它参数保持不变, 当束能为 15M eV 时, $\alpha_{opt} = 0.185\text{rad}, R_{min} = 0.48\text{mm}$ 。当 $\Delta Y/Y = 0.02, \epsilon_r = 2.20 \times 10^{-3} \text{m} \cdot \text{rad}$ 时, $\alpha_{opt} = 0.152\text{rad}, R_{min} = 0.84\text{mm}$; 同理, 对于 (b) 图, 可得到 $\alpha_{opt} = 0.156\text{rad}, R_{min} = 0.42\text{mm}$ 。其它参数保持不变, 当 $\epsilon_r = 1.50 \times 10^{-3} \text{m} \cdot \text{rad}$ 时, $\alpha_{opt} = 0.143\text{rad}, R_{min} = 0.37\text{mm}$ 。束发射度和束脉冲期间的能散度的改变, 将引起束焦斑尺寸的显著变化。

假定焦斑尺寸的设计指标为 Φ , 那么束脉冲期间(仅考虑束脉冲平顶部分束)因螺旋振荡引起的焦斑增大尺度不能大于 $\sqrt{D^2 - (2 \times R_{min})^2}$ 。

2 螺旋运动对束聚焦的行为影响及计算结果

2.1 螺旋运动对束聚焦行为的影响

电子束通过束线传输后, 最终偏离其初始位移和螺线管场线位移的横向位移为

$$\Delta r = r_n - r_0 - \sum_{j=1}^n l_j \delta\theta_j \tag{19}$$

由(17)和(18)式可得到

$$\Delta r = i \frac{\delta\theta_0}{k(\tau)} [1 - \exp(i \sum_{\sigma=1}^n \varphi_\sigma)] + \frac{i}{k(\tau)} \sum_{j=1}^n \delta\theta_j (e^{i\varphi_j} - 1) \exp(i \sum_{\sigma=j+1}^n \varphi_\sigma) \tag{20}$$

上式中第一项是由注入束偏心引起的束脉冲期间某一时刻 τ 的横向位移增长, 记为 Δr_i ; 第二项是由螺线管磁轴偏心引起的束脉冲期间某一时刻 τ 的横向位移增长, 记为 Δr_M 。

假定束脉冲中心时刻为 τ_0 , 那么其它时刻相对于中心时刻的横向位移为

$$\delta r = \Delta r(\tau) - \Delta r(\tau_0) = [\Delta r_i(\tau) - \Delta r_i(\tau_0)] + [\Delta r_M(\tau) - \Delta r_M(\tau_0)] = \delta r_i + \delta r_M \tag{21}$$

$$\text{由(20)式, 有 } \delta r_i = 2 \frac{\delta\theta_0}{k(\tau_0)} \left[\frac{Y(\tau) \sin(\Psi(\tau)/2)}{Y(\tau_0) \sin(\Psi(\tau_0)/2)} e^{i\Psi(\tau)/2} - e^{i\Psi(\tau_0)/2} \right] \sin(\Psi(\tau_0)/2) \tag{22}$$

$$\delta_M = \frac{2}{k(\tau_0)} \prod_{j=1}^n \delta \Theta (\exp \{ i\Psi(\tau_0) - i[\frac{\mathcal{Q}(\tau_0)}{2} + \sum_{\sigma=1}^{j-1} \mathcal{Q}(\tau_0)] \} - \frac{\mathcal{Y}(\tau) \sin[\mathcal{Q}(\tau)/2]}{\mathcal{Y}(\tau_0) \sin[\mathcal{Q}(\tau_0)/2]} \exp \{ i\Psi(\tau) - i[\frac{\mathcal{Q}(\tau)}{2} + \sum_{\sigma=1}^{j-1} \mathcal{Q}(\tau)] \}) \sin[\frac{\mathcal{Q}(\tau_0)}{2}] \quad (23)$$

式中 $\Psi(\tau) = \sum_{j=1}^n \mathcal{Q}(\tau)$ 。

螺旋运动引起的横向速度增长 $\Delta r' = r'_n - r'_0$ (24)

由(18)式可得 $\Delta r' = \delta \Theta [\exp(i \sum_{\sigma=1}^n \mathcal{Q}_\theta) - 1] - \prod_{j=1}^n \delta \Theta (e^{i\mathcal{Q}_\theta^j} - 1) \exp(i \sum_{\sigma=j+1}^n \mathcal{Q}_\theta)$ (25)

上式中第一项是由注入束偏心引起的横向速度增长, 记为 Δr_1 ; 第二项是由螺线管磁轴偏心引起的横向速度增长, 记为 ΔM 。

(22)、(23)和(25)式表明, 当初始注入束偏心或螺线管磁轴偏心时, 由于束脉冲期间能散度的存在, 使得束质心横向位移发生波动和束发射度增长, 从而导致焦斑尺寸增大和形状畸变。

2 2 数值计算结果

为简化计算, 假定束线上所有螺线管长度均为 l 。由(22)和(23)式可得到, 束注入偏心和磁轴偏心引起的 τ 时刻相对于 τ_0 时刻的横向位移波动幅度

$$|\delta r_1| = |\delta \Theta| l \prod_{j=1}^n \frac{|\sin(\Psi(\tau_0)/2)|}{\Psi(\tau_0)/2} \times \left\{ \left[\frac{\mathcal{Y}(\tau) \sin(\Psi(\tau)/2)}{\mathcal{Y}(\tau_0) \sin(\Psi(\tau_0)/2)} \right]^2 - 2 \frac{\mathcal{Y}(\tau) \sin(\Psi(\tau)/2)}{\mathcal{Y}(\tau_0) \sin(\Psi(\tau_0)/2)} \cos \left(\frac{\Psi(\tau) - \Psi(\tau_0)}{2} \right) + 1 \right\}^{1/2} \quad (26)$$

$$|\delta M| = \sqrt{n} \delta \Theta_{ms} l \frac{|\sin(\mathcal{Q}(\tau_0)/2)|}{\mathcal{Q}(\tau_0)/2} \times \left\{ \left[\frac{\mathcal{Y}(\tau) \sin(\mathcal{Q}(\tau)/2)}{\mathcal{Y}(\tau_0) \sin(\mathcal{Q}(\tau_0)/2)} \right]^2 - 2 \left[\frac{\mathcal{Y}(\tau) \sin(\mathcal{Q}(\tau)/2)}{\mathcal{Y}(\tau_0) \sin(\mathcal{Q}(\tau_0)/2)} \right] \left[\frac{\sin(n\delta\mathcal{P}/2)}{n\delta\mathcal{P}/2} \right] \cos \frac{\delta\mathcal{P}}{2} + 1 \right\}^{1/2} \quad (27)$$

式中 $\delta\mathcal{P} = \mathcal{Q}(\tau) - \mathcal{Q}(\tau_0) = \mathcal{Q}(\tau_0) \delta\mathcal{Y}/\mathcal{Y}$; $\delta \Theta_{ms} = \sqrt{\delta \Theta_{l,ms}^2 + \delta \Theta_{\theta,ms}^2}$ 是螺线管磁轴偏心角的均方根, 公式推导过程中认为能散度是小量。

由(25)式, 可得到 τ_0 时刻注入束偏心和螺线管磁轴偏心引起的最终横向速度增长

$$|\Delta r_1'| = 2\delta \Theta |\sin(nk(\tau_0)l/2)| \quad (28)$$

$$|\Delta M'| = 2\sqrt{n} \delta \Theta_{ms} |\sin(k(\tau_0)l/2)| \quad (29)$$

通过(26)、(27)、(28)和(29)式可数值计算出螺旋运动对束焦斑尺寸的影响。表 1 给出了几种不同参数下的计算结果, 初始束半径取为 30mm, $r_{\omega 1}$ 、 $r_{\omega 2}$ 、 $r_{\omega 3}$ 和 $r_{\omega 4}$ 分别对应(26)至(29)所引起的焦斑尺寸增大, $r_{\omega} = \sqrt{r_{\omega 1}^2 + r_{\omega 2}^2 + r_{\omega 3}^2 + r_{\omega 4}^2}$ 是螺旋运动引起的焦斑尺寸增长量。图 3 给出的是随轴向传输距离的增加, 螺旋振荡引起焦斑尺寸的增长情况。

表 1 螺旋运动对束焦斑尺寸的影响

Table 1 The effect of corkscrew oscillations on the spot size of beams

| $\delta \Theta$ | $\delta \Theta_{ms}$ | E | k | $\Delta\mathcal{Y}/\mathcal{Y}$ | n | l | $r_{\omega 1}$ | $r_{\omega 2}$ | $r_{\omega 3}$ | $r_{\omega 4}$ | r_{ω} |
|-----------------|----------------------|------|------------------|---------------------------------|-----|------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------------|
| /m rad | /m rad | /MeV | /m ⁻¹ | | | | /mm | /mm | /mm | /mm | /mm |
| 1.0 | 0.54 | 15 | 3.87 | 0.01 | 70 | 0.46 | 0.15 | 0.32 | 0.10 | 0.44 | 0.50 |
| 1.0 | 0.54 | 12 | 4.79 | 0.01 | 54 | 0.46 | 0.12 | 0.25 | 0.02 | 0.35 | 0.44 |
| 2.0 | 1.08 | 12 | 4.79 | 0.02 | 54 | 0.46 | 0.39 | 0.97 | 0.04 | 0.69 | 1.30 |
| 0.5 | 0.54 | 20 | 2.92 | 0.01 | 102 | 0.45 | 0.11 | 0.43 | 0.04 | 0.33 | 0.55 |
| 1.0 | 0.54 | 20 | 2.92 | 0.01 | 101 | 0.45 | 0.21 | 0.43 | 0.04 | 0.32 | 0.58 |

3 最终的最小焦斑尺寸

在上述公式推导中, 所做的近似对计算结果的影响是很小的量。螺旋运动引起的发射度增长是 $nk l$



和 kl 的周期变化量, 这里按极大值处理。

对于 20MeV、3kA 的束, 当初始束发射度不大于 $0.397\text{mm} \cdot \text{rad}$ 、初始注入束偏心不大于 1mrad 、束脉冲期间(平顶部分)能散度为 0.01 、单个螺线管磁轴偏心 0.54mrad 、束线上所用螺线管个数为 101 个时, 上述因素限制的最小焦斑尺寸不大于 1.5mm ; 当减小束初始发射度至 $0.320\text{mm} \cdot \text{rad}$, 可抑制最小焦斑尺寸不大于 1.4mm 。对于 15MeV、3kA 的束, 当初始束发射度不大于 $0.397\text{mm} \cdot \text{rad}$ 、螺线管采用 70 个, 其它参数同上时, 同样可抑制最小焦斑尺寸不大于 1.5mm 。

4 结 论

在限制最终焦斑大小诸因素中, 发射度和能散度的大小及螺旋运动将起决定作用。数值计算结果表明, 当发射度和能散度的值分别控制在 $0.397\text{mm} \cdot \text{rad}$ 和 1% 以内、单个螺线管磁轴的偏心不大于 0.54mrad 、初始注入束偏心不大于 1mrad 时, 对于 20MeV、3kA 的电子束和 15MeV、2.5kA 的电子束, 最终打靶束焦斑均可小于 1.5mm 。

参考文献:

- [1] 石金水, 刘承俊, 邓建军, 等. 10MeV LIA 强流电子束的聚焦[J]. 强激光与粒子束, 1996, 8(2): 209-210
[Shi J S, Liu C J, Deng J J, et al. Focusing of intense electron beams for the 10MeV LIA. *High power laser and particle beams*, 1996, 8(2): 209-204] (in Chinese)
- [2] Kwan T J T, et al. Simulations, experiments, and analysis of beam target interaction[A]. Proceedings of the 1999 particle accelerator conference[C], New York, 1999.
- [3] Lawson J. The physics of charged-particle beams[M]. Clarendon, Oxford, 1997.
- [4] 刘承俊, 刘烈烽, 马跃, 等. 强流电子束在螺线管透镜作用下聚焦特性[J]. 强激光与粒子束, 1991, 3(3): 384-390
[Liu C J, Liu L F, Ma Y, et al. Characteristics of an intense electron beam focused by a solenoidal lens. *High power laser and particle beams*, 1991, 3(3): 384-390] (in Chinese)
- [5] Chen Y J. Corkscrew modes in linear accelerators[J]. *Nucl Instrum Methods Phys Res*, 1990, A292: 455.

Limiting of the spot size of intense relativistic electronic beams in a solenoidal field

SHI Jin-shui^{1,2}, LIU Yu-zheng¹, DENG Bai-nan³

(1. Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China; 2. Institute of Fluid Physics, CAEP, P. O. Box 919-106, Mianyang 621900, China; 3. CAEP, P. O. Box 919-1, Mianyang 621900, China)

Abstract High-resolution X-ray photographing needs to focus intense relativistic electron beams of several thousand amperes on the bremsstrahlung converter target, thereon forming a small and stable spot. In the ideal case, electron beams can be focused to a point. However, due to the influence of such factors as the space charge effect, the beam emittance, the spherical aberration of the lens, and the chromatic aberration, the minimization of the spot size of electron beams is limited. Furthermore, the corkscrew oscillation of the beam centroid not only leads to the increase of the spot size but also to the distortion of the spot shape. The effects of solenoidal field on the spot size of intense relativistic electronic beams are analyzed and the minimal spot sizes limited by various factors are given. The results of the numerical calculation show that if the emittance $0.397\text{mm} \cdot \text{rad}$ and the energy spread 1% , the ultimate minimal spot size for 20MeV, 3kA and 15MeV, 3kA intense beams is less than 1.5mm when the tilt of each solenoid 1mrad and the injection tilt of beams 1mrad .

Key words: solenoidal field; intense relativistic electronic beams; tilt; spot size

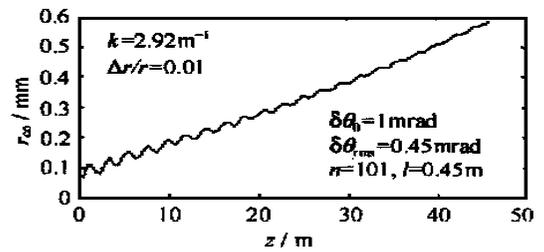


Fig 3 The increasing of the spot size caused by corkscrew oscillations as a function of the accelerator length
图3 螺旋运动引起的焦斑尺寸随轴向距离的增长