

准矩形截面强流相对论带状电子束的传输^{*}

杜广星[†] 钱宝良

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

(2009 年 8 月 29 日收到; 2009 年 10 月 26 日收到修改稿)

提出利用准矩形截面带状电子束传输强电流. 相对于目前广泛采用的椭圆形截面带状电子束, 在大横纵比, 即电子束的宽度(横向)远大于厚度(纵向)的情况下, 其厚度沿横向更加均匀, 利用冷阴极爆炸发射容易产生. 该电子束利于高功率微波发生器中腔体模式的控制和束波作用效率的提高, 如果利用模块化的结构还可使阴极及聚焦磁铁在宽度上的扩展更加容易. 首先给出了准矩形截面带状电子束空间电荷场的典型分布, 然后根据该分布和束匹配的方法对相互独立的周期会切磁铁和边聚焦磁铁分别进行了设计. 其中边聚焦磁铁的磁化方向与以往的纵向不同, 为横向磁化, 其激励的边聚焦磁场在电子束宽边的边缘附近的梯度更大, 有利于横向的束匹配. 最后根据理论分析的结果进行了粒子模拟. 结果表明, 300 keV, 3 kA 的准矩形截面强流相对论带状电子束可以在 0.163 T 的周期会切磁场和 0.064 T 的横向磁化边聚焦磁场中稳定传输, 电流传输效率大于 98%.

关键词: 准矩形截面, 强流相对论带状电子束, 传输, 周期会切磁场

PACC: 4180D, 8760G

1. 引 言

带状电子束在轴向均匀磁场中传输时所固有的 Diocotron 不稳定性^[1-4], 长期限制了其在微波源和自由电子激光领域的应用. 直到 Booske 等^[5]提出利用周期磁场和边聚焦磁场聚焦带状电子束稳定传输的理论之后, 带状电子束才真正成为该领域研究的热点^[6-11]. 带状电子束与已经得到广泛应用的圆柱形实心电子束或环形电子束相比, 其横截面宽(x 方向)且薄(y 方向), 这使其在 x 方向上具备了可延展性, 即在不增加电流密度或电子束厚度的前提下, 仅通过增加电子束宽度便能传输更强的电流. 对于微波源系统, 束波作用结构只需在 x 方向上延展以适应带状电子束的宽度, 延展后的束波作用结构的色散特性可基本保持不变. 这为微波源提高注入电功率带来了方便, 同时也有利于微波源系统的小型化和紧凑化.

文献[5]从带状电子束自身的空间电荷力与周期磁场对带状电子束产生的约束力相匹配, 即束匹配的角度, 对矩形波导内不同横截面形状和不同电流密度分布的带状电子束进行了比较, 得出了具有

均匀电流密度分布和椭圆形横截面的带状电子束最适于在诸如摇摆磁场(wiggler fields)和周期会切磁场(periodic cusped magnetic fields)等类型的周期磁场中传输的结论. 受此影响, 之后发表的文章^[9-11]大多采用椭圆形横截面的带状电子束开展研究. 此外, 由于应用需求和热阴极发射能力的限制, 这些研究中所采用的带状电子束的电流通常不大于 500 A^[5-13].

在高功率微波源中, 通常采用电流密度大于 1 kA/cm²的强流相对论电子束, 该类电子束通常需要利用冷阴极在高阴极表面场强下爆炸发射产生. 另外, 为了降低电流密度和电子束的厚度以提高高功率微波源的束波作用效率, 强流相对论带状电子束的横纵比, 即其宽度与厚度的比值, 要比已经报道的非强流带状电子束大得多. 若要采用椭圆形截面的带状电子束传输强电流, 其横截面大的横纵比使得具有椭圆形发射表面的冷阴极精确加工的难度很大, 即使能够精确加工出这样的冷阴极, 其表面上晶须爆炸产生的等离子体的最小厚度也难以控制. 特别是在椭圆形发射表面宽边的两端附近, 由于该区域发射表面的厚度极小, 等离子体在初始产生时的厚度及之后的厚度膨胀对电子束厚度的

* 国家高技术研究发展计划资助的课题.

[†] E-mail: guangxingdu@yahoo.com.cn

影响非常显著. 这将使带状电子束在其宽边边缘附近的厚度大于预期, 且这种厚度的增大是随机和不可控制的. 因此利用大横纵比椭圆形截面的带状电子束传输强电流在冷阴极的加工和电子束截面形状的控制上存在诸多困难. 另外, 根据应用的需求对椭圆形截面带状电子束的宽度进行扩展以增大传输电流时, 通常需要重新加工阴极. 扩展后带状电子束横纵比的变化还将使其 x 方向上的空间电荷场发生变化, 相应地, 为电子束提供 x 方向聚焦场的边聚焦磁铁也需要重新设计和加工, 这都将带来成本的提高.

具有矩形发射面的冷阴极虽然易于加工, 也易于宽度的扩展, 但因其 y 方向的空间电荷场在电子束宽边的边缘附近迅速下降, 对其进行束匹配存在一定困难. 虽然可以利用周期磁铁宽边 (x 方向) 边沿附近的磁场强度的迅速下降来实现 y 方向上的束匹配^[14], 但是该下降的梯度在开展实验研究时难以调节, 电子束传输的效率受阴极与周期磁铁的装配精度的影响很大. 另外, 由于磁场强度在周期磁铁宽边边沿附近持续下降, 因此该聚焦方式对其 x 方向上聚焦的束匹配程度提出了很严格的要求, 即不允许带状电子束在 x 方向上出现包络振荡. 一旦发生包络振荡, 带状电子束在其宽边的边缘附近的 y 向空间电荷力就有可能大于周期磁场所提供的 y 向聚焦力, 进而发生电子束在束边缘处的扩散, 导致电流损失. 总之, 矩形截面电子束在应用上仍存在诸多困难.

为了解决上述困难以利用大横纵比的相对论带状电子束传输强电流, 我们将带状电子束的横截面改为由两个等大小的半椭圆形和一个矩形构成的准矩形. 其中矩形是横截面的主体部分, 两个对称的半椭圆形分别位于矩形宽边的两端, 其长度只占电子束宽度的小部分. 因此半椭圆的横纵比得到了大幅度降低, 消除了类似于大横纵比的单一椭圆形中出现的极小厚度的区域, 阴极发射表面的厚度在 x 方向更加均匀, 这使得冷阴极更易于加工. 等离子体的初始厚度以及厚度膨胀对电子束厚度的影响也显

著降低. 带状电子束的厚度在 x 方向上的均匀特性还有利于电子束功率在束波作用结构内 x 方向上的均匀分布, 有利于束波作用结构内腔体模式的控制和束波作用效率的提高. 另外, 可以将阴极、束波作用结构和聚焦磁铁在 x 方向上分段模块化, 在需要对准矩形横截面带状电子束沿 x 方向扩展时, 在半椭圆形和矩形阴极模块之间增加同一厚度、适当宽度的矩形阴极模块, 扩展起来比较容易. 以下的研究中还会发现, 电子束的宽度被扩展后, 周期会切磁铁只需在 x 方向上增加模块以适应电子束的宽度, 且边聚焦磁铁也不需要重新设计, 将其在 x 方向上的间隙增大以适应电子束的宽度即可, 这样有效减小了电子束宽度扩展带来的设计和加工成本的提高.

本文首先给出了准矩形截面带状电子束的空间电荷场的典型分布, 然后根据该分布和束匹配的方法对相互独立的周期会切磁铁和边聚焦磁铁分别进行了设计, 最后根据理论分析的结果进行了粒子模拟.

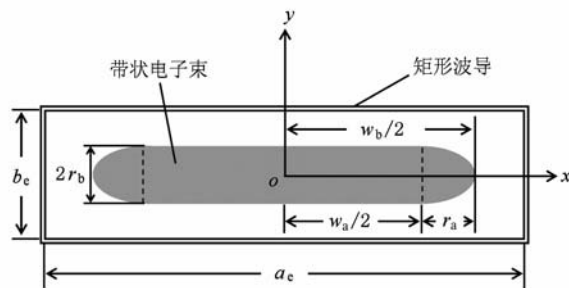


图 1 矩形波导中传输的准矩形截面带状电子束的横截面示意图

2. 准矩形截面带状电子束的空间电荷场

图 1 是矩形波导中传输的准矩形截面带状电子束的横截面示意图. 该横截面由一个宽为 w , 高为 $2r_b$ 的矩形和对称放置于该矩形两端且尺寸相同的两个半椭圆形构成, 半椭圆形的长、短半轴分别为 r_a 和 r_b . 矩形波导的宽度 (x 方向上) 为 a_c , 高度 (y 方向上) 为 b_c . 当带状电子束和矩形波导均为轴向无限长时, 可利用格林函数

$$G(x, x'; y, y') = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{\varepsilon_0 b_c k_n \sinh(k_n a_c)} \cos(k_n y') \cos(k_n y) \sinh \left[k_n \left(\frac{a_c}{2} - x' \right) \right] \sinh \left[k_n \left(\frac{a_c}{2} + x \right) \right] & (x < x'), \\ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{\varepsilon_0 b_c k_n \sinh(k_n a_c)} \cos(k_n y') \cos(k_n y) \sinh \left[k_n \left(\frac{a_c}{2} + x' \right) \right] \sinh \left[k_n \left(\frac{a_c}{2} - x \right) \right] & (x > x'), \end{cases} \quad (1)$$

求解二维泊松方程

$$\nabla^2 \Phi(x, y) = -\frac{\rho(x, y)}{\epsilon_0}, \quad (2)$$

得到

$$\Phi(x, y) = \iint_{S_{WC}} G(x, x'; y, y') \rho(x', y') dx' dy', \quad (3)$$

其中

$$\rho(x, y) = \begin{cases} -en_0 & (|x| < w/2, |y| \leq r_b; \\ w/2 \leq |x| \leq w/2 + r_a, \\ |y| \leq r_b / \sqrt{1 - (x - w/2)^2 / r_a^2}), \\ 0, & (\text{其他}) \end{cases} \quad (4)$$

是带状电子束的电荷密度分布, ϵ_0 是真空的介电常数, $k_n = (2n + 1)\pi/b_e$ 是空间电荷场的波数, S_{WC} 是矩形波导的横截面, $-e$ 是电子电荷量.

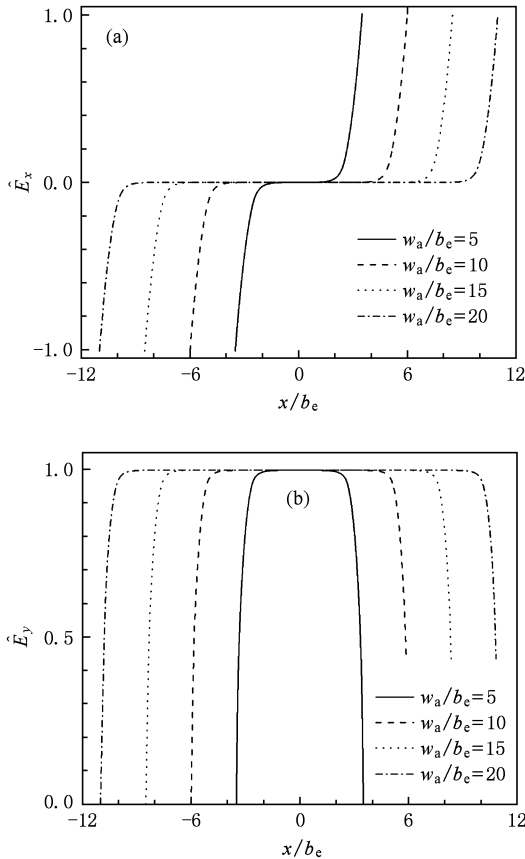


图2 束宽度 w_a/b_e 取不同值时带状电子束包络上的空间电荷场的典型分布曲线 (a)空间电荷场分量 \hat{E}_x , (b)空间电荷场分量 \hat{E}_y

出,这里直接对(3)式进行数值计算.数值计算过程中保持 $(a_e - w)/b_e \geq 1.0^{[15]}$,此时电子束与波导短边的间距变化给空间电荷场带来的影响很小.图2是束宽度 w_a/b_e 取不同值时带状电子束包络上的空间电荷场分量 $\hat{E}_x = E_x/E_{x,max}$ 和 $\hat{E}_y = E_y/E_{y,max}$ 的典型分布曲线,其中 $E_{x,max}$ 和 $E_{y,max}$ 分别是 E_x 和 E_y 的最大值. \hat{E}_x 在带状电子束宽边方向的中部为0,在宽边方向的边缘附近迅速增大至1.0, w_a/b_e 的改变没有影响束边缘附近的场分布, $\hat{E}_x = 0$ 区域的宽度随 w_a/b_e 的增大而增大. \hat{E}_y 在带状电子束宽边方向的中部为1.0,在束边缘附近迅速减小至0, w_a/b_e 的改变同样没有影响束边缘附近的场分布, $\hat{E}_x = 1.0$ 区域的宽度随 w_a/b_e 的增大而增大.这样的场分布意味着束匹配的工作主要在束边缘附近,通过增大 w_a/b_e 来增大束宽度和电流不会给聚焦磁场的设计带来更多的要求.

3. 导引磁铁的设计

利用文献[5]中给出的束匹配方法对导引磁铁进行设计.由于国内外广泛采用的偏置磁极周期会切磁铁不易于对 x 和 y 方向的磁场分布进行单独调节,这里采用了周期会切磁铁和四极磁铁相分离的设计.周期会切磁铁激励的周期会切磁场可为带状电子束提供 y 方向上的聚焦,而四极磁铁激励的边聚焦场可为带状电子束提供 x 方向上的聚焦.

3.1. 周期会切磁铁的设计

图3是周期会切磁铁的示意图.其中 p 是周期会切磁铁的周期, h 是单个磁块的厚度, $2y_m$ 是上下两组周期磁铁的间隙距离,第一部分研究的矩形波导和带状电子束即位于该间隙内,图中的箭头表示各磁铁的磁化方向.在 $|x| < (x_m - p)$ 和 $|y| < y_m$ 区域内,可以认为周期磁场的分布与横向位置 x 无关,此时的周期会切磁场可用以下表达式描述^[16]:

$$B_{PCM,x} = 0, \quad (5)$$

$$B_{PCM,y}(y, z) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j \sinh(k_j y) \sin(k_j z), \quad (6)$$

$$B_{PCM,z}(y, z) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j \cosh(k_j y) \cos(k_j z), \quad (7)$$

式中 C_j 为磁场第 j 次谐波的幅值, $k_j = (2n - 1)\pi/p$ 是磁场第 j 次谐波的轴向波数.

根据 Lorentz 公式和 Newton 定律,可写出周期

(3)式的积分结果很难用解析表达式的形式给

会切磁场中单个电子的运动方程

$$\frac{dP_x}{dt} = -e(v_y B_{\text{PCM},z} - v_z B_{\text{PCM},y}), \quad (8)$$

$$\frac{dP_y}{dt} = ev_x B_{\text{PCM},z}, \quad (9)$$

$$\frac{dP_z}{dt} = -ev_x B_{\text{PCM},y}, \quad (10)$$

式中 $P_x = \gamma m_e v_x$, $P_y = \gamma m_e v_y$ 和 $P_z = \gamma m_e v_z$ 分别是电子在 x, y 和 z 三个方向的动量, γ 是相对论因子, m_e 是电子的静质量, v_x 和 v_y 分别是电子的 x 和 y 方向上的速度.

若磁场的高次谐波 ($j > 1$) 可以忽略, 且电子在周期会切磁场中运动时不与磁场交换能量, 即 $\gamma \approx$ 常数, 并记 $k_w = k_1$, 由 (8) 式可得

$$v_x = -\frac{eB_0}{\gamma m_e k_w} \sinh(k_w y) \sin(k_w z) + v_{x0}, \quad (11)$$

其中 v_{x0} 是电子进入磁场时 x 方向上的初始速度. 将 (11) 式代入 (9) 式, 有

$$\begin{aligned} \frac{dP_y}{dt} = & -\frac{e^2 B_0^2}{2\gamma m_e k_w} \sinh(2k_w y) \sin^2(k_w z) \\ & + eB_0 v_{x0} \cosh(k_w y) \sin(k_w z). \end{aligned} \quad (12)$$

假设 $v_z \gg v_y$, 即周期会切磁场中电子的运动仍以轴向运动为主, 利用周期平均^[5]的方法, 可将 (12) 式, 即电子在 y 方向上的受力 $f_{y,\text{PCM}}$ 写为周期平均的形式,

$$f_{y,\text{PCM}} = \left\langle \frac{dP_y}{dt} \right\rangle = -\frac{e^2 B_0^2}{4\gamma m_e k_w} \sinh(2k_w y). \quad (13)$$

当带状电子束的空间电荷斥力 $f_{y,E} = -eE_y/\gamma^2$ 与周期会切磁场提供的聚焦力 $f_{y,\text{PCM}}$ 大小相等方向相反时即实现了 y 方向的束匹配, 其中因子 $1/\gamma^2$ 表示已经将带状电子束的自磁场对电子束自身的约束力考虑在内^[17]. 图 4 是 r_a/r_b 取不同值时束包络上的

$\hat{f}_{y,\text{PCM}} = |f_{y,\text{PCM}}/f_{y,\text{PCM,max}}|$ 与 $\hat{f}_{y,E} = |f_{y,E}/f_{y,E,max}|$ 的典型分布曲线的对比, 其中 $f_{y,\text{PCM,max}}$ 和 $f_{y,E,max}$ 分别是 $f_{y,\text{PCM}}$ 和 $f_{y,E}$ 的最大值. 可以看出, 随着 r_a/r_b 的增大, 束匹配的程度逐渐提高. 但是为了提高电子束在 x

方向上的均匀性, r_a/r_b 不能太大, $r_a/r_b = 10$ 即可兼顾良好束匹配和易于加工两个方面的要求. 因周期会切磁场为带状电子束提供的 y 向聚焦力的空间分布受其周期 p 的影响并不显著, 所以 p 的选择只要满足带状电子束传输的稳定性条件即可^[18], 而周期会切磁铁的宽边尺寸则需要满足 $x_m > w_b + p$, 以保持带状电子束传输的区域内周期会切磁场在 x 方向上的均匀性.

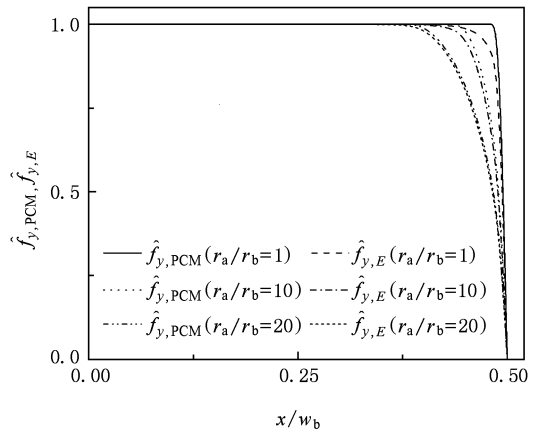


图 4 r_a/r_b 取不同值时束包络上的 $\hat{f}_{y,\text{PCM}}$ 与 $\hat{f}_{y,E}$ 的典型分布曲线对比

3.2. 四极磁铁的设计

图 5 是 y 和 x 向磁化两种不同类型的四极磁铁的示意图. 其中短箭头表示磁铁的磁化方向, Δx 表示磁铁在 x 方向的宽度, Δy 表示磁铁在 y 方向的宽度, x_s 和 y_s 分别表示各磁铁在 x 和 y 方向间隙长度的一半. 在已经报道的用于产生边聚焦磁场的结构中, 无论是偏置磁极周期会切磁铁中的磁极偏置部分^[18], 还是外加的四极磁铁^[6], 都可以用图 5(a) 来等效. 该类型的四极磁铁沿 y 向磁化, 其产生的边聚焦磁场通常沿 x 轴呈线性或准线性分布, 若要利用其产生与图 2(a) 所示的空间电荷场分量分布相似的边聚焦磁场分布, 则非常困难. 采用图 5(b) 所示的四极磁铁结构则可以将磁场集中在磁铁表面附近一个很小的范围内, 这样的四极磁铁结构激励的边聚焦磁场在束宽边的边缘附近沿 x 方向具有更大的梯度, 因此更适用于准矩形截面带状电子束的聚焦.

图 5(c) 是单块永磁铁及其双层磁荷面等效模型, 图中虚线即是磁铁的等效磁荷面, $\pm \rho_m$ 是等效磁荷面上的磁荷面密度. 根据 Columb 定律, 磁荷面激励的磁场分布可用以下表达式计算^[5]:

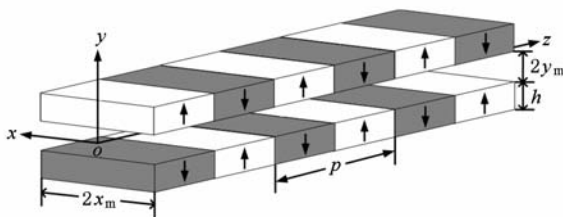


图 3 周期会切磁铁示意图

$$B_{x,s}(x,y) = \int_S \rho_m \frac{x-x'}{(x-x')^2 + (y-y')^2} dx', \quad (14)$$

$$B_{y,s}(x,y) = \int_S \rho_m \frac{y-y'}{(x-x')^2 + (y-y')^2} dx', \quad (15)$$

其中, S 代表磁荷面.

按图 5(b) 所示的尺寸, 由方程 (14) 和 (15) 可以求出各磁场分量的表达式为

$$B_{x,s}(x,y) = \rho_m \left[\arctan\left(\frac{y+y_s+\Delta y}{x-x_s-\Delta x}\right) - \arctan\left(\frac{y+y_s}{x-x_s-\Delta x}\right) - \arctan\left(\frac{y+y_s+\Delta y}{x-x_s}\right) + \arctan\left(\frac{y+y_s}{x-x_s}\right) \right. \\ + \arctan\left(\frac{y+y_s+\Delta y}{x+x_s}\right) + \arctan\left(\frac{y+y_s}{x+x_s+\Delta x}\right) - \arctan\left(\frac{y+y_s+\Delta y}{x+x_s+\Delta x}\right) - \arctan\left(\frac{y+y_s}{x+x_s}\right) \\ + \arctan\left(\frac{y-y_s-\Delta y}{x-x_s-\Delta x}\right) - \arctan\left(\frac{y-y_s}{x-x_s-\Delta x}\right) - \arctan\left(\frac{y-y_s-\Delta y}{x-x_s}\right) + \arctan\left(\frac{y-y_s}{x-x_s}\right) \\ \left. + \arctan\left(\frac{y-y_s-\Delta y}{x+x_s}\right) + \arctan\left(\frac{y-y_s}{x+x_s+\Delta x}\right) - \arctan\left(\frac{y-y_s-\Delta y}{x+x_s+\Delta x}\right) - \arctan\left(\frac{y-y_s}{x+x_s}\right) \right], \quad (16)$$

$$B_{y,s}(x,y) = -\frac{\rho_m}{2} \left\{ -\ln\left[\frac{(y+y_s+\Delta y)^2 + (x-x_s-\Delta x)^2}{(y+y_s)^2 + (x-x_s-\Delta x)^2}\right] + \ln\left[\frac{(y+y_s+\Delta y)^2 + (x-x_s)^2}{(y+y_s)^2 + (x-x_s)^2}\right] \right. \\ + \ln\left[\frac{(y+y_s+\Delta y)^2 + (x+x_s+\Delta x)^2}{(y+y_s)^2 + (x+x_s+\Delta x)^2}\right] - \ln\left[\frac{(y+y_s+\Delta y)^2 + (x+x_s)^2}{(y+y_s)^2 + (x+x_s)^2}\right] \\ - \ln\left[\frac{(y-y_s-\Delta y)^2 + (x-x_s-\Delta x)^2}{(y-y_s)^2 + (x-x_s-\Delta x)^2}\right] + \ln\left[\frac{(y-y_s-\Delta y)^2 + (x-x_s)^2}{(y-y_s)^2 + (x-x_s)^2}\right] \\ \left. + \ln\left[\frac{(y-y_s-\Delta y)^2 + (x+x_s+\Delta x)^2}{(y-y_s)^2 + (x+x_s+\Delta x)^2}\right] - \ln\left[\frac{(y-y_s-\Delta y)^2 + (x+x_s)^2}{(y-y_s)^2 + (x+x_s)^2}\right] \right\}. \quad (17)$$

根据 Lorentz 力公式, 电子以轴向速度 v_z 前进时, 其横截面上受到边聚焦场提供的 Lorentz 力为

$$f_{x,s} = ev_z B_{y,s}, \quad (18)$$

$$f_{y,s} = -ev_z B_{x,s}. \quad (19)$$

当带状电子束的空间电荷斥力 $f_{x,E} = -eE_x/\gamma^2$

与周期会切磁场提供的聚焦力 $f_{x,s}$ 大小相等方向相反时便实现了 y 方向的束匹配. 需要注意的是, $B_{x,s}$ 不但参与 x 方向上的聚焦, 还会为带状电子束提供一个 y 方向上的散焦力 ($F_{y,s}, y > 0$), 这对带状电子束的传输不利.

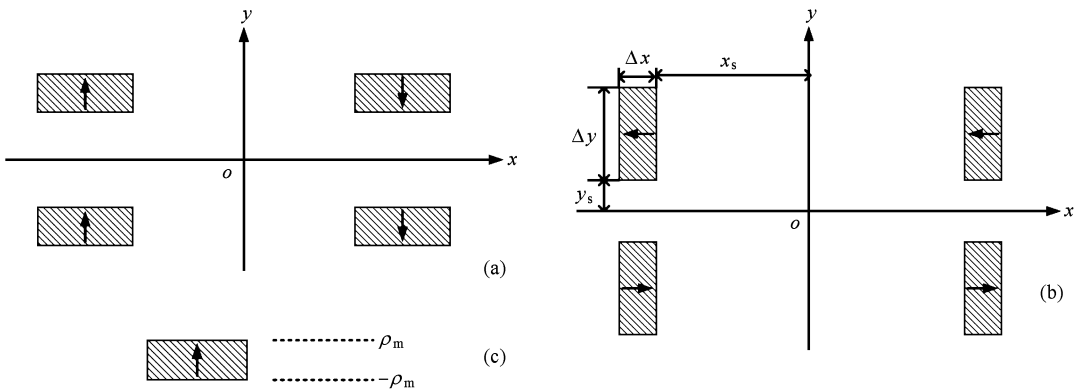


图 5 两种不同类型的四极磁铁示意图 (a) y 向磁化四极磁铁, (b) x 向磁化四极磁铁, (c) 单块永磁铁及其双层磁荷面等效模型

图 6 是利用(18)和(19)式得到的不同垂直位置 y/y_s 处 x 向磁化四极磁铁激励的边聚焦场的典型分布曲线. 从图 6(a)中可以看出, $B_{x,s}$ 在束中部为 0, 在束边缘附近迅速增大, 其增大的速度随垂直位置 y 的增大而迅速增大. 因此减小束边缘附近带状电子束的厚度, 可以使 $B_{x,s}$ 在 y 方向上的散焦作用显著减小, 甚至忽略. 事实上, 对于大横纵比的带状电子束, 通常有关系 $f_{x,E} \ll f_{y,E}$, 相应地, 当 x 和 y 方向均实现束匹配, 即 $|f_{x,s}| \approx |f_{x,E}|$ 和 $|f_{y,PCM}| \approx$

$|f_{y,E}|$ 时, 有 $|f_{y,s}| \approx |f_{x,s}| \ll |f_{y,PCM}|$. 因此即使束边缘附近电子束的厚度较大, 其附近 $B_{x,s}$ 的散焦作用也可以忽略. 从图 6(b)可知, 当 $y/y_s \leq 1.0$ 时, $B_{y,s}$ 空间分布的梯度随垂直位置 y/y_s 的变化不大, 在束中部为 0, 在束边缘附近关于 x 的梯度与图 2(a)相近, 因此采用该类型的四磁铁激励边聚焦场实现与准矩形截面带状电子束的空间电荷场在 x 方向上的束匹配是可行的.

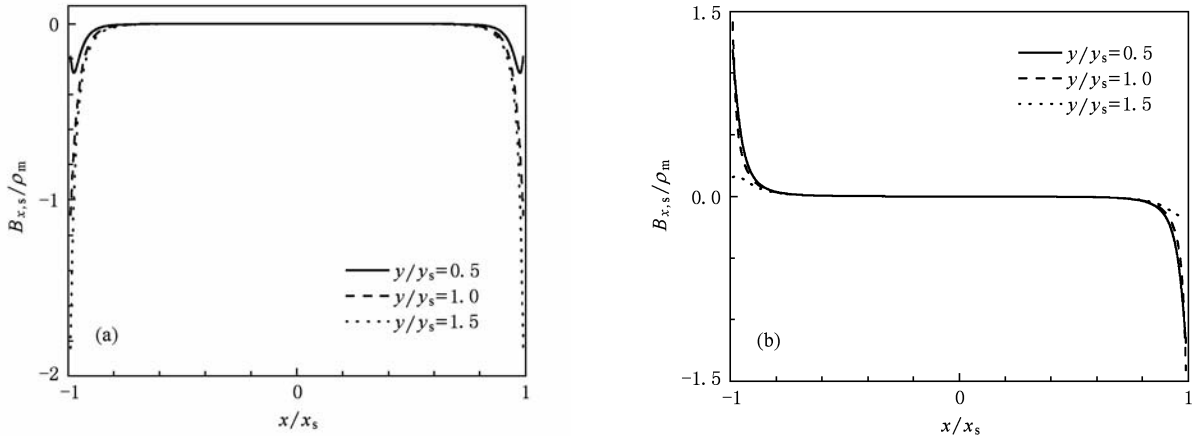


图 6 不同的垂直位置 y/y_s 处 x 向磁化四极磁铁激励的边聚焦场的典型分布曲线 (a) $B_{x,s}/\rho_m$ 的分布曲线, (b) $B_{y,s}/\rho_m$ 的分布曲线

4. 粒子模拟

为了验证以上理论分析的正确性, 对准矩形截面带状电子束在周期会切磁场中的传输进行了粒子模拟. 模拟中选取参数 $a_c = 140.0$ mm, $b_c = 5.0$ mm, $w_b = 120.0$ mm, $w_a = 90.0$ mm, $r_a = 15.0$ mm, $r_b = 1.5$ mm, $p = 20$ mm, $\rho_m \approx 0.064$ T, $B_0 \approx 0.163$ T, 带状电子束的电流 $I_0 = -3.0$ kA, 束能量为 300 keV, 轴向传输长度为 300 mm. 为了提高计算效率, 只计算了以 $yo z$ 面对全模型剖分后位于 x 正半轴的一半模型, 并将 $yo z$ 面设为对称面, 此时模拟中观测到的电流约为 1.5 kA.

图 7 是通过粒子模拟获得的电子束传输过程中的粒子分布. 从图 7(a)和(b)可以看出, 束包络上没有明显的波动. 从图 7(c)可以看出, 电子束在传输过程中基本保持了准椭圆形. 这些结果表明周期会切磁场和 x 向磁化四极磁铁激励的边聚焦磁场对带状电子束的约束良好. 经计算, 在 300 mm 的距离上电流的传输效率在 98% 以上. 这些结果验证了准矩形截面带状电子束模型的可用性和以上理论分析的准确性.

5. 结 论

提出利用准矩形截面带状电子束传输强电流,

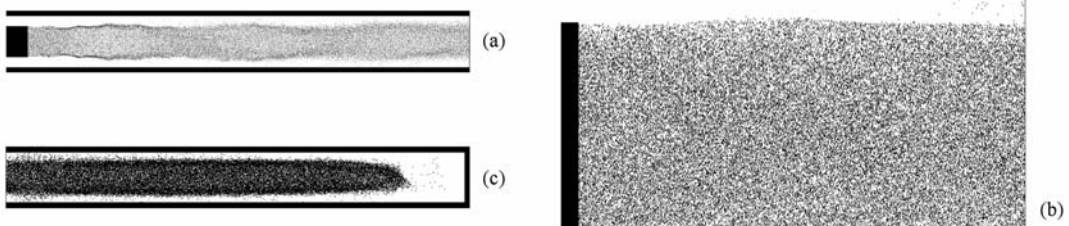


图 7 通过粒子模拟得到的电子束传输过程中的粒子分布 (a) x 向视图, (b) y 向视图, (c) z 向视图

相对于目前广泛采用的椭圆形截面带状电子束,在大横纵比的情况下,其厚度沿横向更加均匀,易于利用冷阴极爆炸发射产生,也利于高功率微波发生器中腔体模式的控制和束波作用效率的提高,如果利用模块化的结构还可使阴极及聚焦磁铁在宽度上的扩展更加容易.首先给出了准矩形截面带状电子束的空间电荷场的典型分布,然后根据该分布和束匹配的方法对相互独立的周期会切磁铁和边聚

焦磁铁分别进行了设计.其中边聚焦磁铁的磁化方向与以往的纵向不同,为横向磁化,其激励的边聚焦磁场在电子束宽边的边缘附近的梯度更大,有利于横向的束匹配.最后根据理论分析的结果进行了粒子模拟,结果表明,300 keV 和 3 kA 的准矩形截面强流相对论带状电子束可以在 0.163 T 的周期会切磁场和 0.064 T 的横向磁化边聚焦磁场中稳定传输,电流传输效率大于 98%.

- [1] Kyhl R L, Webster H F 1956 *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-3** 172
- [2] Webster H F 1955 *J. Appl. Phys.* **26** 1386
- [3] Davidson R C, Tsang K T, Uhm H S 1988 *Phys. Fluids* **31** 1727
- [4] Uhm H S, Shahar B M, Yu D 1994 *Phys. Plasmas* **1** 3686
- [5] Booske J H, MeVey B D, Antonsen Jr T M 1993 *J. Appl. Phys.* **73** 4140
- [6] Read M E, Jabotinski V, Miram G, Ives L 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 647
- [7] Cheng S, Destler W W, Granatstein V L, Antonsen Jr T M, Levush B, Rodgers J, Zhang Z X 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 750
- [8] Booske J H, Radack D J, Antonsen Jr T M, Bidwell S W, Carmel Y, Destler W W, Freund H P, Granatstein V L, Latham P E, Levush B, Mayergoyz I D, Serbeto A 1990 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **18** 399
- [9] Carlsten B E, Earley L M, Haynes W B, Wheat R M 2002 *AIP Conf. Proc.* **625** 117
- [10] Wang S Z, Wang Y, Ding Y G, Ruan C J 2007 *High Power Laser and Particle Beams* **19** 1517 (in Chinese) [王树忠、王勇、丁耀根、阮存军 2007 强激光与粒子束 **19** 1517]
- [11] Scheitrum G 2006 *AIP Conf. Proc.* **807** 120
- [12] Danly B G, Petillo J J, Qiu J X, Levush B 2006 *IEEE International Vacuum Electronics Conference, Held Jointly with 2006 IEEE International Vacuum Electron Sources* pp115, 116
- [13] Department of Energy, Washington, DC 2005 NTIS Accession: DE2005831150
- [14] Zhao D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1712 (in Chinese) [赵鼎 2010 物理学报 **59** 1712]
- [15] Du G X, Qian B L 2009 *High Power Laser and Particle Beams* **21** 889 (in Chinese) [杜广星、钱宝良 2009 强激光与粒子束 **21** 889]
- [16] Du G X, Qian B L 2009 *Acta Phys. Sin.* **59** 1726 (in Chinese) [杜广星、钱宝良 2009 物理学报 **59** 1726]
- [17] Booske J H, Basten M A, Kumbasar A H, Antonsen Jr T M, Bidwell S W, Carmel Y, Destler W W, Granatstein V L, Radack D J 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1714
- [18] Basten M A, Booske J H 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 6313

Propagation of the intense relativistic sheet electron beam with a quasi-rectangular cross section*

Du Guang-Xing[†] Qian Bao-Liang

(College of Opto-electric Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 29 August 2009; revised manuscript received 26 October 2009)

Abstract

The sheet electron beam with a quasi-rectangular cross section has been proposed to carry intense current. Obviously different from the elliptical sheet electron beam with the same high aspect ratio, this kind of beam is almost uniform in thickness, and can be generated by the cold metal cathode. Besides, the uniform thickness leads to uniform beam power in the horizontal direction, implying less modes but better counteraction between the beam and microwave. In addition, the uniform thickness make the width of the propagation system, including the cold cathode, the microwave cavities and the focusing magnets, easily changed. Firstly, the space-charge electric field of the sheet electron beam was analyzed numerically, then the focusing magnets, including the periodic cusped magnets and quadrupole magnets, were designed according to the space-charge electric field for beam matching. To validate the above theoretical analysis, particle-in-cell simulation was performed, which shows that the 300 keV, 3 kA sheet electron beam can be well focused by the 0.163 T periodic cusped magnetic fields with the 0.064 T quadrupole magnetic fields. More than 98% of the total current has been propagated through the distance of 300 mm.

Keywords: quasi-rectangular cross section, intense relativistic sheet electron beam, propagation, periodic cusped magnetic fields

PACC: 4180D, 8760G

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China.

[†] E-mail: guangxingdu@yahoo.com.cn