

一种新型缓变倒向场大回旋电子枪*

武新慧[†] 李家胤 赵晓云 李天明 胡 标

(电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

(2010年7月26日收到; 2011年2月17日收到修改稿)

提出了一种新的利用缓变倒向场获得大回旋电子注的设计方法, 在分析缓变倒向场中电子的运动规律和引起偏心与速度零散的各种原因的基础上, 设计了一支大回旋电子枪. 与传统设计思路不同, 这种大回旋电子枪既不追求形成薄的管状电子束, 又不追求突变的倒向磁场, 因而极大降低了制管工艺和结构复杂性; 阴极发射带可以位于倒向点前的轴向磁场幅值渐减区域, 通过控制各条轨迹起始点的正则角动量差异, 并利用多种不利因素的相互抵消作用来减小偏心与速度零散. 模拟计算结果与理论分析一致, 表明通过微调电磁场使各种不利因素相互抵消可以显著提高大回旋电子束质量, 证实了减小偏心与速度零散的调节方法的有效性和实用性. 这为高效率大回旋毫米波器件所需的高质量大回旋电子枪提供了一条新的技术途径.

关键词: 缓变倒向场, 大回旋电子枪, 偏心, 速度零散

PACS: 07.30.-t, 07.55.Db

1. 引言

利用大回旋电子注的高次谐波潘尼管^[1-4]和回旋管^[5-11]具有很高的理论效率, 并且在降低工作磁场、减少模式竞争等方面具有明显的优势, 受到了国内外专家的高度重视. 但若干年来, 除少数文献外, 很少有成功的高次谐波潘尼管和回旋管的实验结果报道. 缺乏真正实用的高质量大回旋电子注是影响这类器件进展的重要因素之一. 电子注速度零散、引导中心偏移的存在以及速度比的不稳定极大地阻碍了高效的束波相互作用的进行, 制约了器件水平的提高^[12]. 因此有必要对大回旋电子束速度零散的产生原因和偏心规律进行详细的分析研究.

长期以来, 大回旋电子枪的设计主要采用传统的突变会切磁场方案, 磁场分布如图 1(a) 所示. 这种大回旋电子注的产生分三步进行. 第一步, 利用环形球面阴极产生会聚环形电子注, 并使阴极位于轴向磁场幅值渐增的区域中, 使磁力线走向尽可能与电子注包络一致, 并逐渐过渡为一轨迹与系统轴线平行的薄的环形电子束. 第二步, 让该电子束通过一突变且过渡区尽可能窄的倒向磁场, 使其转变为绕轴旋转的大回旋电子束. 第三步, 通过绝热压

缩使其横纵速度比 α 达到要求值. 这种方法产生大回旋电子注的关键是在通过会切点之前, 尽可能产生无限薄、无回旋的电子束以及利用过渡区无限窄的会切磁场. 为此, 在真空室内引入了铁磁物质, 采用了非常薄的管壁, 使结构和工艺变得相当复杂^[13,14]. 即使如此, 仍不可能完全逼近理想情况, 各种非理想因素叠加依然会导致较大的零散和波动, 这在一定程度上限制了其广泛应用. 为解决这一问题, 文献[15,16]提出了一种设计方案, 它保留了上述三个步骤, 不同之处是使电子注尚在会聚的过程中就遇到倒向磁场, 阴极磁场如图 1(b) 中的点划线所示, 它可以使用缓变倒向场, 不需要在真空室内引入铁磁物质. 但是, 文献[15,16]仍要求阴极处于轴向磁场幅值渐增的区域, 必须采用极薄的反向场线圈, 在通过磁会切点之前需要调节磁力线走向与电子注包络一致. 而且, 对大回旋电子束的产生机理及速度零散、偏心的克服方法, 也未给出进一步的说明.

本文研究了缓变倒向场中电子运动的基本规律, 分析了速度零散和偏心的产生原因, 提出了一种新的思路: 既不追求在倒向点前形成薄的管状电子束, 又可采用工程上易于实现的缓变倒向场, 阴极可以置于倒向点前的轴向磁场幅值渐减的区域,

* 国家自然科学基金(批准号:60971035)资助的课题.

[†] E-mail: xinhuiwu2004@126.com

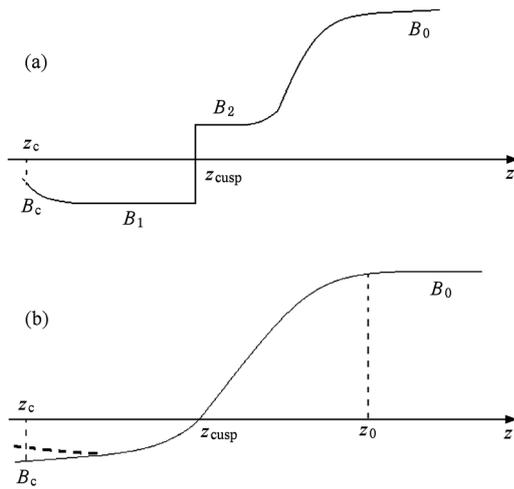


图1 两种不同的会切磁场方案 (a)传统的会切磁场方案, (b)新的缓变会切磁场方案

如图1(b)中的实线所示. 先通过控制缓变倒向磁场在阴极区及相互作用区磁感应强度 B_c 和 B_0 的值, 使各电子的初始正则角动量差异尽量小, 再利用途中电场与磁场的合理配合, 控制电子在会切点的回旋相位, 就有可能使引起偏心的因素互相抵消, 达到调节横向能量差异、减小引导中心半径的目的, 从而获得较理想的大回旋电子注.

本文从正则角动量守恒出发, 首先研究了缓变倒向场中电子运动的一般规律, 然后分别对大回旋电子注速度零散产生的各种原因以及引导中心的偏移规律进行研究, 并提出了速度零散和偏心的补偿机制, 最后设计了一支新型的缓变倒向场大回旋电子枪. 通过模拟计算验证了理论分析的正确性, 同时给出了两种重要的获得低速度零散和偏心率的方法, 即细调电子枪在磁场中的轴向位置和阴极中心的凸起高度, 为获得高质量大回旋电子注提供了一条新的实用途径.

2. 基本理论

2.1. 缓变倒向场中电子运动规律

如图1(b)所示, 与传统的会切磁场方案不同, 在缓变倒向场方案中, 已经没有会切点 z_{cusp} 前后的理想均匀区 B_1, B_2 . 确定的区域是阴极区磁感应强度 B_c 和相互作用区的均匀磁感应强度 B_0 , 我们必须在更一般的条件下分析枪中电子的运动规律.

在轴对称静电场和静磁场中, 电子的拉格朗日

量可表示为

$$L = -m_0c^2 \sqrt{1-\beta^2} - e\mathbf{v} \cdot \mathbf{A} + e\varphi$$

$$= -m_0c^2 \left(1 - \frac{\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2 + \dot{z}^2}{c^2} \right)^{1/2} - er\dot{\theta}A_\theta + e\varphi, \quad (1)$$

其中 m_0 为电子的静止质量, c 为真空中的光速, e 为电子电量, v 为电子运动速度, $\beta = v/c$ 为电子归一化速度, $\dot{r}, \dot{\theta}$ 和 \dot{z} 分别为 r, θ 和 z 对时间的导数, \mathbf{A} 为矢量磁位, φ 为标量势, 当磁场由轴对称线圈产生时, A_θ 为磁矢势的唯一非零分量.

由于轴对称情况下拉格朗日量不显含 θ , 因而电子满足正则角动量守恒,

$$P_\theta \equiv \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = m_0\gamma \left(rv_\theta - \frac{1}{2}r^2 \frac{eB_z(z)}{m_0\gamma} \right) = \text{const}. \quad (2)$$

这里 $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ 为相对论因子, v_θ 为电子角向速度, $B_z(z)$ 为轴向磁感应强度. 在阴极表面, $r = r_c, v_\theta = 0, \gamma = 1, B_z(z) = B_c$, 从而有

$$P_{\theta c} = -eB_c r_c^2 / 2.$$

假定相互作用区磁场均匀, 并略去空间电荷效应, 电子绕引导中心做大回旋运动, 且引导中心轨迹为一平行于系统轴的直线. 设引导中心半径为 r_g , 回旋半径为 r_L , 则电子离轴最远点的半径为 $r_+ = r_L + r_g$, 此处 $v_r = 0, v_\theta = v_\perp = r_L\omega_0$, 其中 $\omega_0 = eB_0/(m_0\gamma)$. 离轴最远点处电子的正则角动量为^[17]

$$P_{\theta 0} = eB_0(r_L^2 - r_g^2)/2. \quad (3)$$

根据正则角动量守恒有 $P_{\theta 0} = P_{\theta c}$, 即

$$\frac{r_L^2 - r_g^2}{r_c^2} = -\frac{B_c}{B_0}. \quad (4)$$

由此可知: 当 $\frac{B_c}{B_0} > 0$ 时, 则 $r_L^2 - r_g^2 < 0$, 电子做小回旋运动; 当 $\frac{B_c}{B_0} < 0$ 时, 则 $r_L^2 - r_g^2 > 0$, 电子做大回旋运动. 特别地, 在 $r_g = 0$, 电子做理想大回旋运动时, 有 $\frac{r_L^2}{r_c^2} = -\frac{B_c}{B_0}$.

一般情况下, 相互作用区电子的横向速度为

$$v_\perp = r_L\omega_0 = \left[-\frac{B_c}{B_0}r_c^2 + r_g^2 \right]^{1/2} \omega_0. \quad (5)$$

由能量守恒, 容易导出横纵速度比 $\alpha = v_\perp/v_z$ 与 r_L

的关系

$$\alpha^{-2} = \frac{\gamma^2 - 1}{\left(\frac{e}{mc}\right)^2 B_0^2 r_L^2} - 1. \quad (6)$$

需要注意的是, (4) — (6) 式并不依赖于磁感应强度由 B_c 到 B_0 的具体变化细节. 这种变化可以是缓变的, 也可以是突变的, 还可以是多次倒向的. 但 (4) 式并不能唯一地确定电子的运动状态, 在 B_c, B_0, r_c 确定的情况下, 有多组 r_L 与 r_g 的组合可以满足 (4) 式. 这时设计电子枪的问题变为以适当的方式控制 r_L 和 r_g , 使电子注参量满足要求.

2.2. 造成速度零散的因素

根据能量守恒, 可以得出电子的纵向速度零散 δv_z 和横向速度零散 δv_\perp 之间的关系为

$$\delta v_z = \alpha^2 \delta v_\perp. \quad (7)$$

这里

$$\delta v_z = \Delta v_z / \bar{v}_z,$$

$$\delta v_\perp = \Delta v_\perp / \bar{v}_\perp,$$

其中 Δv_z 和 Δv_\perp 表示两典型轨迹间相应参量的差值. 因此, 只重点分析引起横向速度零散的因素即可.

2.2.1. 位置零散

由 (5) 式可知, 影响 Δv_\perp 的因素至少有 B_c, r_c 和 r_g . 若 B_c 相同, $r_g = 0$, 则有 $\delta v_\perp = \delta r_c$, 此即位置零散. 它直接正比于轨迹出发点阴极半径的相对零散, 是引起速度零散的主要原因. 为控制这种零散, 应当选用尽可能窄的阴极发射带.

2.2.2. 初始磁通零散

若 B_c 不同, 则 $B_c r_c^2$ 应作为整体考虑, 此项实际上正比于磁通. 当较小的 r_c 刚好对应于较大的 B_c 时, 此项引起的速度零散比位置零散小. 因此, 将阴极置于倒向点前的轴向磁场幅值渐减的区域中, 就可以适当补偿各条轨迹间 $B_c r_c^2$ 的差异. 有特殊要求时在发射带内部或外部加铁磁物质将磁力线导离阴极表面, 也可使各条轨迹间的 $B_c r_c^2$ 之差尽可能小^[18].

2.2.3. 偏心引起的速度零散

由 (5) 式可得

$$\Delta v_\perp = \omega_0 \left[-\frac{B_c r_c^2}{B_0} + r_g^2 \right]^{-1/2} r_g \Delta r_g. \quad (8)$$

记

$$\delta r_g = \Delta r_g / r_g$$

为引导中心零散, 则

$$\delta v_\perp = \frac{r_g^2}{r_L^2} \delta r_g.$$

由 (8) 式可以看出, 若电子在速度转换过程中引导中心半径 $r_g \neq 0$, 将导致由偏心引起的速度零散. 由偏心引起的速度零散不仅与引导中心半径的均方根值有关, 还与引导中心零散的具体分布有关. 由 (5) 式可知, 若使 $B_c r_c^2$ 较大的电子对应的 r_g 也较大, 就有可能减小各个电子横向速度 v_\perp 的差异, 从而减小横向速度零散.

2.2.4. 空间电荷引起的速度零散

空间电荷将主要从以下三个方面影响速度零散: 一是空间电荷的存在会引起空间电荷压降, 导致内层电子与外层电子的总速度零散. 二是空间电荷力会导致枪区电子轨迹发散, 使相邻电子通过磁会切点时的径向位置差异变大, 使得转换后电子的横向速度不同. 三是在回旋电子束中部分电子可能一直处于空间电荷力的轴向加速场中, 另一部分电子则一直处于空间电荷力的轴向减速场中, 使其轴向速度差异变得越来越大.

需要注意的是, 以上这些导致速度零散的因素不一定是相互叠加的. 当调节电子枪各电极的形状以及枪与磁场系统的相对位置时, 将改变枪内的电磁场分布, 从而使引起速度零散的各种因素可以部分抵消. 因此, 实际所得电子注的速度零散远小于由以上这些因素引起的速度零散的叠加值. 根据不同高频结构的具体要求, 可以由模拟计算确定.

2.3. 引导中心偏移规律研究

我们研究小回旋电子束向大回旋电子束转换过程中引导中心的漂移规律, 先考虑理想倒向磁场的情况. 大回旋电子注的形成机理如图 2 所示.

图 2 中的 I 区和 II 区分别为磁感应强度为 B_1 和 B_2 的磁场均匀区, 其间过渡区无限窄. 电子在 I 区做小回旋运动, 通过会切点 z_{cusp} 后, 在 II 区做大回旋运动. I 区和 II 区引导中心半径分别为 r_{g1} 和 r_{g2} , 回旋半径分别为 r_{L1} 和 r_{L2} , 电子径向坐标分别为 r_1 和 r_2 . 由正则角动量守恒, 有

$$B_1 (r_{L1}^2 - r_{g1}^2) = B_2 (r_{L2}^2 - r_{g2}^2). \quad (9)$$

当 B_1, B_2, r_{L1}, r_{g1} 已知时, II 区中的电子运行到任意一点的角速度可表示为

$$\dot{\theta}_2 = \frac{eB_2}{2m_0\gamma} \left[1 + \frac{B_1 (r_{L1}^2 - r_{g1}^2)}{B_2 r_2^2} \right]. \quad (10)$$

电子通过倒向点之前, 电子的径向位置由电子

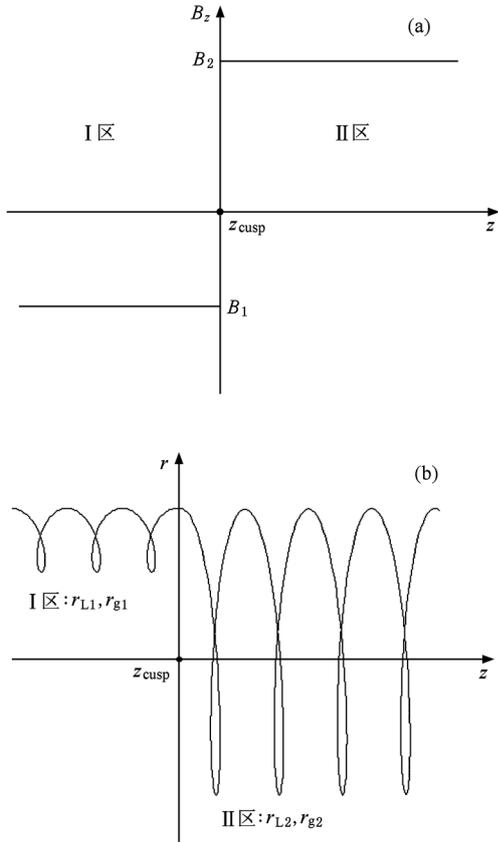


图2 大回旋电子注形成机理 (a) 理想会切磁场, (b) 电子束转换

的小回旋运动与倒向点所处的轴向位置 z_{cusp} 共同决定, 即

$$r_1(z_{\text{cusp}}) = r_{g1} + r_{L1} \sin \frac{2\pi(z_{\text{cusp}} - z_1)}{\lambda_1}, \quad (11)$$

其中 λ_1 为电子在 I 区的回旋波长, z_1 为轨迹上相应于零相位点的轴向坐标. 随着 $z_{\text{cusp}} - z_1$ 的变化, 电子轨迹与会切平面的交点也随之发生变化. 取该平面上的 A, B, C, D 四个典型位置进行分析, 所得结果如图 3 所示.

电子在 A, B, C, D 四个位置的径向坐标和径向速度依次为

$$r_1 = r_{g1} - r_{L1}, \quad (12a)$$

$$\dot{r}_1 = 0;$$

$$r_1 = r_{g1}, \quad (12b)$$

$$\dot{r}_1 = \omega_1 r_{L1};$$

$$r_1 = r_{g1} + r_{L1}, \quad (12c)$$

$$\dot{r}_1 = 0;$$

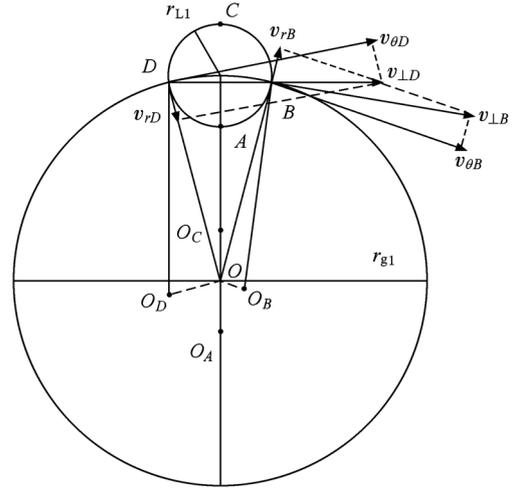


图3 电子轨迹与会切平面交点示意图

$$r_1 = r_{g1}, \quad (12d)$$

$$\dot{r}_1 = -\omega_1 r_{L1}.$$

在理想情况下, 会切平面无限薄, 平面上的径向磁场 B_r 无限强, B_r 与 v_{z1} 作用产生 II 区的角向速度 v_θ , 电子通过会切点 z_{cusp} 时, 电子的径向位置来不及改变, 即有 $r_2 = r_1$. 同时, 径向磁场 B_r 亦不改变 \dot{r} 的大小和方向, 即有 $\dot{r}_2 = \dot{r}_1$.

对于 A 点, 由 (10) 式可得

$$\dot{\theta}_{2A} = \frac{\Omega_2}{2} \left[1 - \frac{B_1(r_{g1} + r_{L1})}{B_2(r_{g1} - r_{L1})} \right], \quad (13)$$

其中

$$\Omega_2 = \frac{eB_2}{m_0\gamma}.$$

A 点电子的横向速度 $v_{\perp 2A}$, 回旋半径 r_{12A} 和引导中心半径 r_{g2A} 可分别表示为

$$\begin{aligned} v_{\perp 2A} &= \dot{\theta}_{2A} (r_{g1} - r_{L1}) \\ &= \frac{\Omega_2}{2} \left[(r_{g1} - r_{L1}) - \frac{B_1}{B_2} (r_{g1} + r_{L1}) \right], \\ r_{12A} &= \frac{v_{\perp 2A}}{\Omega_2} \\ &= \frac{1}{2} \left[(r_{g1} - r_{L1}) - \frac{B_1}{B_2} (r_{g1} + r_{L1}) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} r_{g2A} &= r_2 - r_{12} \\ &= \frac{1}{2} \left[(r_{g1} - r_{L1}) + \frac{B_1}{B_2} (r_{g1} + r_{L1}) \right]. \end{aligned}$$

由于横向速度 $v_{\perp 2A}$ 的方向与 OA 垂直, 从而导致引导中心由 O 点向 O_A 点偏移. 此时, 若 $\frac{B_1}{B_2} = -1$, 则

$r_{12A} = r_{g1}, r_{g2A} = -r_{L1}$. 若 $\frac{B_1}{B_2} = -\frac{r_{g1} - r_{L1}}{r_{g1} + r_{L1}}$, 则 $r_{g2A} = 0$, 可得到偏心为零的电子注.

同理可得 C 点位置处电子的各参量值

$$\begin{aligned} \dot{\theta}_{2C} &= \frac{\Omega_2}{2} \left[1 - \frac{B_1(r_{g1} - r_{L1})}{B_2(r_{g1} + r_{L1})} \right], \\ v_{\perp 2C} &= \frac{\Omega_2}{2} \left[(r_{g1} + r_{L1}) - \frac{B_1}{B_2}(r_{g1} - r_{L1}) \right], \\ r_{12C} &= \frac{1}{2} \left[(r_{g1} + r_{L1}) - \frac{B_1}{B_2}(r_{g1} - r_{L1}) \right], \\ r_{g2C} &= \frac{1}{2} \left[(r_{g1} + r_{L1}) + \frac{B_1}{B_2}(r_{g1} - r_{L1}) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

导致引导中心由 O 点向 O_C 点偏移. 此时, 若 $\frac{B_1}{B_2} = -1$, 则 $r_{12C} = r_{g1}, r_{g2C} = r_{L1}$, 若 $\frac{B_1}{B_2} = -\frac{r_{g1} - r_{L1}}{r_{g1} + r_{L1}}$, 则 $r_{g2C} = 0$, 亦可得到偏心为零的电子注.

对于 B 点, 根据 (10) 式可以得出 B 点的角速度为

$$\dot{\theta}_{2B} = \frac{\Omega_2}{2} \left[1 + \frac{B_1(r_{L1}^2 - r_{g1}^2)}{B_2 r_{g1}^2} \right]. \quad (16)$$

角向速度为

$$\begin{aligned} v_{\theta 2B} &= r_2 \dot{\theta}_{2B} \\ &= \frac{\Omega_2 r_{g1}}{2} \left[1 + \frac{B_1(r_{L1}^2 - r_{g1}^2)}{B_2 r_{g1}^2} \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

从而可以得出横向速度为

$$v_{\perp 2B} = (v_{\theta 2B}^2 + \dot{r}_{2B}^2)^{1/2},$$

其方向如图 3 所示, 导致引导中心由 O 点向 O_B 点偏移.

$$r_{12B} = \frac{v_{\perp 2B}}{\Omega_2}. \quad (18)$$

同理, D 点的横向速度方向如图 3 所示, 导致引导中心由 O 点向 O_D 点偏移.

在不同于 A, B, C, D 四点的其他位置处, 电子注将以此规律散布在 O 点四周, 或上, 或下, 或左, 或右. 由此可知, 通过控制 I 区电子轨迹与会切平面的交点, 并调节 B_1/B_2 的值, 可改变 II 区内做大回旋运动的电子的引导中心半径的大小, 并可使引导中心正好位于轴上, 亦可使其向上、向下、向左或向右偏移.

在非理想倒向场情况下, Rhee 和 Destler^[19,20] 曾证明, 当会切区为有限宽度 ξ 时, 将产生径向速度 \dot{r}_1

$$= \frac{\xi \omega_c}{2} \arcsin \frac{1}{\eta},$$

并产生引导中心偏移

$$\Delta R = \frac{\xi}{2} \arcsin \frac{1}{\eta}. \quad (19)$$

这里

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{v_{z0}}{r_{L1} \omega_c}, \\ \omega_c &= \frac{eB_{z0}}{m_0 \gamma}, \end{aligned}$$

其中 B_{z0} 为轴上磁感应强度. ΔR 偏移方向与电子通过会切点时的半径方向呈 90° 夹角. 显然, 这类因素所产生的引导中心偏移, 亦可用本文给出的方法进行补偿.

由上述分析可知, 在设计大回旋电子枪时不要求枪区电子注为无限薄的平行层流电子注, 通过调节枪电极系统与磁场系统的相对位置就有可能使影响速度零散的各种因素部分抵消, 减小横向及轴向速度零散; 同时通过控制 I 区电子轨迹与会切平面的交点, 并调节 B_1/B_2 的值来对引导中心偏移进行补偿.

3. 模拟计算

根据现有磁体和工艺上的考虑, 设计的缓变倒向磁场系统结构尺寸如图 4 所示. 该磁场系统的内孔径在 110 mm 之内, 内部无铁磁物质, 完全满足电子枪结构对外部空间的要求. 该系统中四个串联的主线圈用来提供相互作用区磁场, 一个阴极反向线圈用来提供阴极区的倒向磁场, 枪区极靴用来调节磁场会切区的梯度. 图 5 给出了该磁场系统沿轴磁场分布.

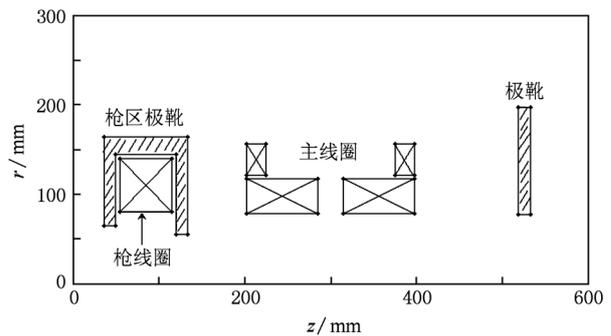


图 4 缓变倒向磁场系统的结构尺寸

我们利用通用的电子枪设计程序 EGUN 进行模拟研究, 所用的倒向场由上述磁场系统获得. 先用磁系统软件模拟得出沿轴磁场分布, 再通过 16 个理想线圈拟合用于轨迹计算, 用椭圆积分法计算空

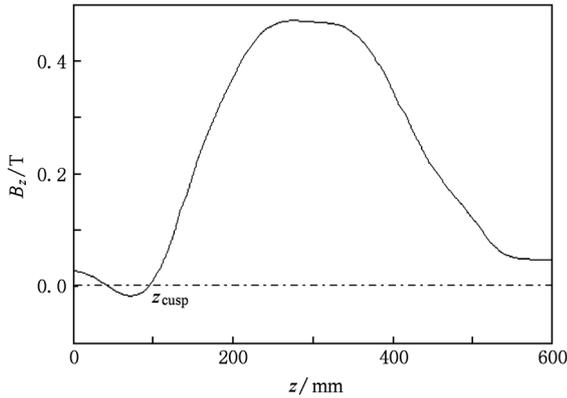


图5 缓变倒向磁场系统沿轴磁场分布

间磁场分布以防在场沿轴变化剧烈时引入较大误差. 所用的电子枪模型如图6所示. 取相互作用区磁感应强度 $B_0 = 0.46$ T, 阴极平均半径为 11.5 mm, 发射带宽为 1 mm. 图6同时还给出了当电流为 0.1 A 时(空间电荷的影响很小)模拟所得的电子运动轨迹. 由图6可见, 电子注波动非常小, 电子注厚度为 0.1063 mm, 仅为回旋半径的 6.15%, 速度比 $\alpha = 1.88$. 不同于传统大回旋电子枪的做法, 该枪的阴极是处于发散磁场中而不是处于会聚磁场中, 电子轨迹倾角小于零, 而磁力线的倾角大于零, 两者之间有一明显的夹角. 显然, 在设计中并没有刻意控制磁力线与电子注包络走向的一致性, 大大降低了设计要求和难度.

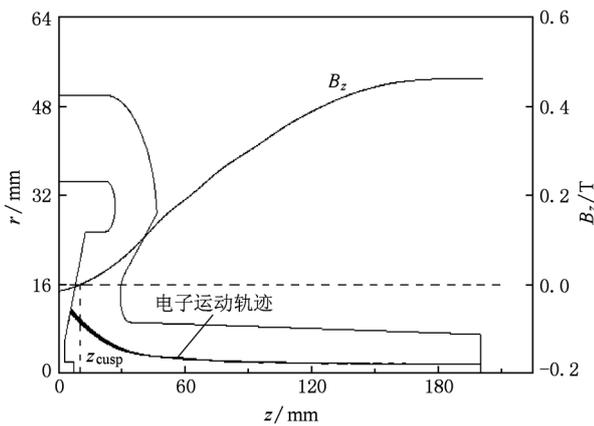


图6 缓变倒向场大回旋电子枪模型及电子运动轨迹

各条电子轨迹对应的偏心率

$$\delta r_i = (r_{gi} - \bar{r}_g) / \bar{r}_L,$$

横向速度零散

$$\delta v_{\perp i} = (v_{\perp i} - \bar{v}_{\perp}) / \bar{v}_{\perp},$$

纵向速度零散

$$\delta v_{zi} = (v_{zi} - \bar{v}_z) / \bar{v}_z,$$

速度比零散

$$\delta \alpha_i = (\alpha_i - \bar{\alpha}) / \bar{\alpha}$$

随各自发射位置处阴极半径的变化如图7所示, $i = 1-48$ 为电子序数. 由图7可见: (1) 横向速度零散明显小于阴极半径零散, 这是因为阴极区处于轴向磁场幅值渐减区域中, 使得各条轨迹间 $B_c r_c^2$ 的差异大大减小, 初始磁通补偿了位置零散的结果. (2) 虽然倒向场变化很缓慢, 根本无明显的阶梯可言, 但引导中心半径的绝对值仍可调到非常小, 其均方根值为 0.0269 mm, 仅为回旋半径的 1.56%, 最大偏心也仅为回旋半径的 2.70%, 充分证明由非理想会切磁场引起的偏心是有可能部分抵消的. (3) 纵向速度的均方根零散为 3.01%, 最大零散约为 $\pm 5\%$, 在可以接受的范围内.

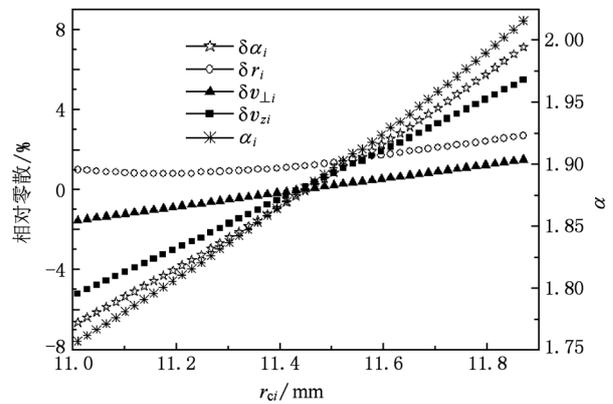


图7 相对零散随各条轨迹半径的变化

图8给出了同一系统中在磁场组合不变的前提下, 磁场相对于电极系统平移时各主要参数的变化情况, 其中

$$\delta r = r_g / r_L$$

为偏心率, 用于衡量电子注的偏心程度,

$$\delta \alpha = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\alpha_i - \bar{\alpha})^2 \right]^{1/2} / \bar{\alpha}$$

为相对速度比零散,

$$\delta v_{\perp} = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (v_{\perp i} - \bar{v}_{\perp})^2 \right]^{1/2} / \bar{v}_{\perp}$$

为相对横向速度零散,

$$\delta v_z = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (v_{zi} - \bar{v}_z)^2 \right]^{1/2} / \bar{v}_z$$

为相对纵向速度零散. 这里 i 为电子序数, n 为总电子数, 此处 $n = 48$. 由图8可见, 各参量对磁场位置相当敏感, 这有以下两方面的意义: 电极与磁场会切点的

相对位置相当重要,需要细心精确地调整;阴极发射带处磁场的非均匀加剧了这种影响,尤其是对 α 的影响,改善 B_c 的轴向均匀性后可以得到改善.

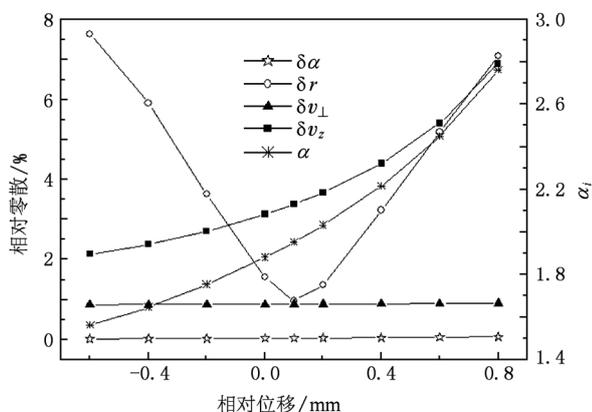


图8 磁系统平移对电子束性能的影响

为微调电子束与会切平面的交点,增加了阴极中心凸起,调节其高度可轻微改变枪区电力线,从而轻微改变电子轨迹. 图9是在其他条件不变的前提下,仅改变阴极中心凸起高度 z_0 时各参量的变化情况. 由图9可见,凸起高度对偏心的影响较大,这是因为该凸起实际上是内聚焦极,凸起高度的变化将影响空间电场分布,从而影响电子注的质量,这与上述的理论分析一致. 若能对其电位进行小幅调整,就可为实际调整大回旋电子注的质量增加一种手段.

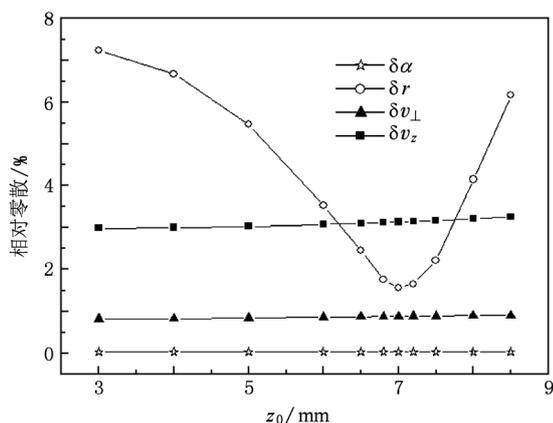


图9 阴极中心凸起高度对电子束性能的影响

图10是在图5的电极和磁场条件下,各参量随电流的变化情况. 从图10可以看出,随着电流的增大,空间电荷力增大,电子注的偏心 and 速度零散随之变大. 电流为2 A时的电子轨迹如图11所示,与电流为0.1 A时的电子轨迹(图6)相比,电子注的

波动和厚度明显变大. 由于空间电荷力的作用,电子轨迹在枪区有发散的趋势,但在空间电场力和磁场力的综合作用下,电子束在经过磁会切平面后重新汇聚为较薄的管状电子束,为减小速度零散和偏心提供了条件. 最后在相互作用区形成了注轮廓波动不大的电子束,注厚度为 $0.26r_L$, 引导中心偏移的均方根值为 $7.15\%r_L$, 轴向速度零散仅为 4.15% 左右,能够满足一般大回旋器件的要求. 另外,由于这种束的轨迹已不太集中,在进一步传输过程中速度零散受空间电荷的影响也会小一些.

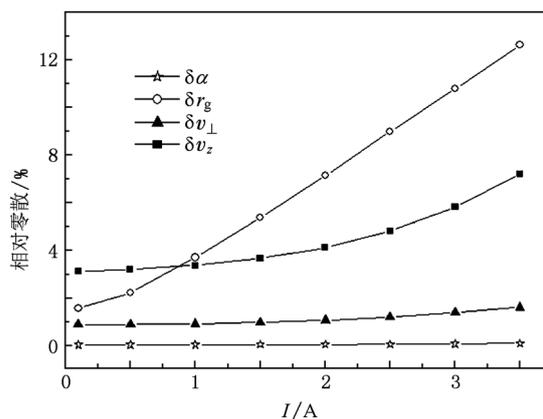


图10 电流变化对电子束性能的影响

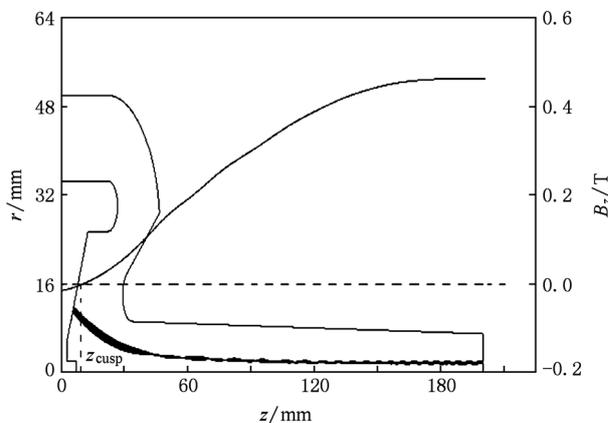


图11 电流为2 A时的电子轨迹

由上述模拟可知,电子注速度比、速度零散、偏心、注厚度等指标的要求在实际电子枪的实现中是有冲突的,很难同时都达到最好,在设计时应根据具体需要综合考虑.

4. 结 论

本文从基本物理规律出发,系统地分析了大回旋

电子注速度零散产生的各种原因,包括位置零散、初始磁通零散、引导中心偏移和空间电荷引起的零散.同时,对引导中心的偏移规律进行了详细研究.研究表明,这些导致速度零散和偏心的因素不一定是相互叠加的,还有相互抵消的可能.在此基础上,提出了一种新的利用缓变倒向磁场获得大回旋电子注的设计

方法,并设计出了一支大回旋电子枪.通过模拟计算获得了速度零散和波动均很小的大回旋电子注,与本文的理论分析一致,验证了理论研究的正确性.同时给出了两种重要的调节方法,即细调电子枪在磁场中的轴向位置和阴极中心的凸起高度,为获得高质量大回旋电子注提供了一条新的实用途径.

- [1] Yokoo K, Suzuki T, Razeghi M, Sato N, Ono S 1988 *Int. J. Electron.* **65** 645
- [2] Ishihara T, Tadano H, Shimawaki H, Sagae K, Sato N, Yokoo K 1996 *IEEE Trans. Electron Dev.* **43** 827
- [3] Ishihara T, Sagae K, Sato N, Shimawaki H, Yokoo K 1999 *IEEE Trans. Electron Dev.* **46** 798
- [4] McDermott D B, Hirata Y, Dressman L J, Gallagher D A, Luhmann N C 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 953
- [5] Harriet S B, McDermott D B, Gallagher D A, Luhmann N C 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 909
- [6] Lau Y Y, Barnett L R 1982 *Int. J. Electron.* **53** 693
- [7] Sabchevski S, Idehara T, Glyavin M, Mitsudo S, Ogawa I, Ohashi K, Kobayashi H 2001 *Vacuum* **62** 133
- [8] Lawson W, Destler W W, Fernandez A 1996 *IEEE Trans. Electron Dev.* **43** 1021
- [9] Idehara T, Ogawa I, Mitsudo S, Iwata Y, Watanabe S, Itakura Y, Ohashi K, Kobayashi H, Yokoyama T, Zapevalov V, Glyavin M, Kufin A, Malygin O, Sabchevski S 2005 *Vacuum* **77** 539
- [10] Kulagin O P, Yeryomka V D 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 2107
- [11] Yu S, Li H F, Xie Z L, Luo Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2455 (in Chinese)[喻 胜、李宏福、谢仲怜、罗 勇 2000 物理学报 **49** 2455]
- [12] Yu S, Li H F, Xie Z L, Luo Y 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1979 (in Chinese)[喻 胜、李宏福、谢仲怜、罗 勇 2001 物理学报 **50** 1979]
- [13] Jeon S G, Baik C W, Kim D H, Park G S, Sato N, Yokoo K 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 3703
- [14] Jeon S G, Baik C W, Kim D H, Park G S, Sato N, Yokoo K 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 1994
- [15] Sabchevski S, Idehara T, Ogawa I, Glyavin M, Mitsudo S 2000 *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **21** 1191
- [16] Gallagher D A, Barsanti M, Scafuri F, Armstrong C 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 695
- [17] Baird J M, Lawson W 1986 *Int. J. Electron.* **61** 953
- [18] Scheitrum G P, Symons R S, True R B 1989 *IEEE IDEM* **89** 743
- [19] Rhee M J, Destler W W 1974 *Phys. Fluids* **17** 1574
- [20] Destler W W, Rhee M J 1977 *Phys. Fluids* **20** 1582

A novel large-orbit electron gun with gradually-changing reversal magnetic field*

Wu Xin-Hui[†] Li Jia-Yin Zhao Xiao-Yun Li Tian-Ming Hu Biao

(School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 26 July 2010; revised manuscript received 17 February 2011)

Abstract

A novel approach to achieve a large-orbit electron beam is demonstrated using a gradually-changing reversal magnetic field. On the basis of analyzing the general regularities of electron movement and various factors which lead to eccentricity and velocity spread in the gradually-changing reversal magnetic field, we design a large-orbit electron gun. Different from the traditional three-step method, our design does not pursue the formation of thin tubular electron beam and the utilization of mutation reversal magnetic field, which reduces the difficulties in structure complexity and tube-making process. In addition, the cathode emission band can be placed in the axial magnetic field before the magnetic reversal point where its magnitude decreases gradually, by controlling the angular momentum difference between every trajectory starting points and using the offset effect of various unfavorable factors to reduce eccentricity and velocity spread. The simulation results are consistent with the theoretical analyses, which shows that the beam quality can be improved remarkably by fine-tuning electromagnetic fields, confirms that the efficiency and the applicability of the adjusting method we proposed, and provides a new technical way to obtain a high-quality large-orbit electron beam for high-efficiency large-orbit millimeter-wave devices.

Keywords: gradually-changing reversal magnetic field, large-orbit electron gun, eccentricity, velocity spread

PACS: 07.30.-t, 07.55.Db

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60971035).

[†] E-mail: xinhuiwu2004@126.com