

等离子体对空心电子束聚束特性研究

张红卫

(南京航空航天大学 金城学院,江苏 南京 211156)

摘 要:导出了填充等离子体的漂移管中环行电子束内等离子体电子被电子束完全排除在外和保持电中性两种情况下环行电子束的内外包络方程。结果表明,两种情况下等离子体对空心电子束均有明显的聚束作用,但前一种情况下会导致空心电子束内径急剧缩小,而环内等离子体保持电中性对空心电子束聚束特性良好。

关键词:环行电子束;等离子体;包络;聚束作用

中图分类号: O539

文献标识码: A

文章编号: 1672-447X(2009)05-0019-04

微波器件是利用高速电子束与高频系统的电磁慢波相互作用工作的,电子束的质量和性能将在很大程度上影响器件的品质。近年来,为得到更高功率的微波输出,等离子体被引入微波器件中。它一方面能够大大提高微波器件的互作用效率,另一方面,等离子体对电子束具备良好的聚束性能,有利于实现微波器件的小型化、轻便化。例如在新型高功率微波源 PASOTRON 中,采用了填充等离子体技术,可以舍弃笨重的引导磁场。^[1]等离子体对电子束的聚焦性能,较早研究的是上世纪 30 年代的 Bennett。^[2]等离子体对实心电子束的聚焦效应,已经有了较为深入的研究,通过调节导流系数等参数,能够提高实心电子束在等离子体中的传输效率。^[3,4]另外,当实心电子束入射到填充等离子体的漂移管时,由于电子比正离子的质量小的多,束电子的前端能够不断排除等离子体电子,留下相对静止的正离子本底,从而形成一条有利于电子束传输的离子通道。^[5]与填充实心电子束相比,空心电子束填充的高功率微波器件还能获得更高的互作用效率,因此,有必要研究等离子体对空心电子束的聚束特性。本文主要讨论两种较特殊情况下等离子体对电子束的聚束特性——空心束内等离子体电子被电

子束完全排除和保持电中性条件下的聚束特性。

1 计算模型及结果

1.1 空心束内无等离子体电子的聚束特性

当电子束通过微波管的漂移区时,电子和离子将在自身的电场和磁场作用下运动。忽略粒子电荷的离散性及热运动。在空间的每一点处,空间电荷流都具有一个确定的粒子密度 n , 空间电荷密度 ρ , 速度 v 和电流密度 j 。假设空心电子束的内外半径分别为 a 和 b , 空心电子束内外均为等离子体, 如图 1 所示, 并且假设电子束的前端能够将电子束内部 ($a \leq r \leq b$) 的等离子体电子及环内 ($r < a$) 的等离子体电子排除在外, 即在 $r < b$ 的区间内只留下均匀的正电荷本底。近似地认为正离子是静止不动的。仅考虑带电粒子束自身电场和自身磁场的作用, 在电子束厚度较小情况下, 电子的径向运动方程为

$$\gamma m_0 \ddot{r} = -eE_r - e\dot{z}B_\theta \quad (1)$$

γ 为相对论因子。电子束电流为

$$I = \pi(b^2 - a^2) \rho v = -en_0 v \pi(b^2 - a^2) \quad (2)$$

空间电荷密度为

$$\rho = -\frac{I(1-f)}{\pi v(b^2 - a^2)}, (a < r \leq b) \quad (3)$$

收稿日期: 2009-07-05

作者简介: 张红卫(1978-), 江苏淮安人, 南京航空航天大学金城学院教师, 硕士, 研究方向为气体放电。

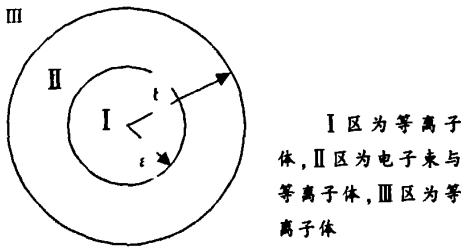


图 1 空心电子束示意图

空间电场和磁场分别为

$$\begin{cases} E_r = \frac{n_p e r}{2\epsilon_0}, & r \leq a \\ E_r = \frac{a^2 n_p e}{2\epsilon_0 r} - \frac{I(1-f)(r^2 - a^2)}{2\pi\epsilon_0 r v (b^2 - a^2)}, & a < r \leq b \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} B_z = 0, & r \leq a \\ B_z = -\frac{\mu_0 I (r^2 - a^2)}{2\pi r (b^2 - a^2)}, & a < r \leq b \end{cases} \quad (5)$$

其中 $f = n_p/n_b$ 为等离子体填充因子, n_p 为正离子数密度, n_b 为电子束电子数密度, e 为电子电量的绝对值。

对电子束内半径, 径向作用力为:

$$F_r = -\frac{n_p e^2 r}{2\epsilon_0} \quad (6)$$

内半径轨迹方程为

$$\ddot{r} = -\frac{e^2 n_p r}{2\gamma m_e \epsilon_0} \quad (7)$$

将对时间的导函数转换为对坐标 z 的导函数

$$\dot{r} = \dot{z} r' \quad (8)$$

$$\ddot{r} = \frac{d(\dot{r})}{dz} \frac{dz}{dt} = \dot{z}^2 \frac{d^2 r}{dz^2} = \beta^2 c^2 \frac{d^2 r}{dz^2} = \beta^2 c^2 r'', \quad (\beta = \frac{v}{c}) \quad (9)$$

其中 $v = \sqrt{2\eta V}$, c 为光速, (7) 式变为

$$r'' = -\frac{e^2 n_p r}{2\gamma m_e \epsilon_0 \beta^2 c^2} \quad (10)$$

解得

$$r = A \exp\left[-\left(\frac{e^2 n_p}{2\gamma m_e \epsilon_0 \beta^2 c^2}\right)^{\frac{1}{2}} z\right] \quad (11)$$

A 为常数。由边界条件 $z=0$ 时 $r=a_0$, 并将 r 改为 a ,

$$a = a_0 \exp\left[-\left(\frac{e^2 n_p}{2\gamma m_e \epsilon_0 \beta^2 c^2}\right)^{\frac{1}{2}} z\right] \quad (12)$$

可见内半径随着 z 的增加呈指数下降。

为方便进一步讨论, 引入以下广义导流系数和归一化无量纲变量

$$P = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \cdot \frac{I}{V^{3/2}} \quad (13)$$

$$R_1 = \frac{a}{a_0}, \quad Z_1 = \sqrt{2P} \frac{z}{a_0} \quad (14)$$

其中 $p = I/V^{3/2}$ 为导流系数, η 为电子的荷质比, V 为产生高能电子束的加速电压, 由 $v = \sqrt{2\eta V}$ 及

$$n_p = \frac{If}{\pi v (b_0^2 - a_0^2) e} \quad (15)$$

可将(12)式变为

$$R_1 = \exp\left[-\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_0^2}{b_0^2 - a_0^2} f\right)^{\frac{1}{2}} Z_1\right] \quad (16)$$

b_0 为电子束起始外半径。图 2 绘出了在 $a_0=20\text{mm}$, $b_0=30\text{mm}$, 入射电流 $I=500\text{A}$, 填充因子 $f=0.8$, 电压 100KV 平行入射条件下电子束内半径的轨迹。

对于 $a < r \leq b$ 内的电子, 径向作用力为

$$F_r = -\frac{e^2 a^2 n_p}{2\epsilon_0 r} + \frac{eI(r^2 - a^2)(1 - f - \beta^2)}{2\pi\epsilon_0 r (b^2 - a^2) v} \quad (17)$$

电子的运动方程为

$$\gamma m_e \ddot{r} = -\frac{e^2 a^2 n_p}{2\epsilon_0 r} + \frac{eI(r^2 - a^2)(1 - f - \beta^2)}{2\pi\epsilon_0 r (b^2 - a^2) v} \quad (18)$$

利用(9)式将上式转化为对空间 z 的导数, 将(15)式代入, 并将取为外半径 b 可得

$$b'' = \frac{1}{b} \frac{eI[(1 - f - \beta^2)(b_0^2 - a_0^2) - a^2 f]}{2\pi\epsilon_0 \gamma m_e \beta^2 c^2 (b_0^2 - a_0^2)} \quad (19)$$

再将 $v = \sqrt{2\eta V}$ 及(13)式代入上式可得

$$b'' = \frac{1}{b} \frac{P[(1 - f - \beta^2)(b_0^2 - a_0^2) - a^2 f]}{b_0^2 - a_0^2} \quad (20)$$

采用以下归一化无量纲变量

$$R_1 = \frac{b}{b_0}, \quad Z_1 = \sqrt{2P} \frac{z}{b_0} \quad (21)$$

并将(12)、(15)式及 $v = \sqrt{2\eta V}$ 代入, (20)式变为

$$\frac{d^2 R_2}{dZ_2^2} = \frac{1}{ZR} \frac{(1 - f - \beta^2)(b_0^2 - a_0^2) - f a_0^2 \exp\left[-\sqrt{2} \left(\frac{b_0^2 f}{2}\right)^{\frac{1}{2}} Z_2\right]}{b_0^2 - a_0^2} \quad (22)$$

上式是一个二阶微分方程, 无法求出其解析解。令

$$(1 - f - \beta^2)(b_0^2 - a_0^2) - f a_0^2 \exp\left[-\sqrt{2} \left(\frac{b_0^2 f}{2}\right)^{\frac{1}{2}} Z_2\right] = 0 \quad (23)$$

可得到 R_2 随 Z_2 变化曲线的拐点位置为

$$Z_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{b_0^2 f}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \ln \frac{(1 - f - \beta^2)(b_0^2 - a_0^2)}{f a_0^2} \quad (24)$$

利用数值方法求解(22)式, 令

$$u = R_2' = \frac{dR_2}{dZ_2} \quad (25)$$

可将(22)式离散化为

$$u_n = u_0 + \frac{1}{2R_2} \frac{(1-f-\beta^2)(b_0^2-a_0^2) - fa_0^2 \exp[-\sqrt{2}(\frac{b_0^2 f}{b_0^2-a_0^2})^{1/2} Z_1]}{b_0^2-a_0^2} \quad (26)$$

$$R_{n+1} = R_n + u_n \Delta Z_2 \quad (27)$$

讨论电子束平行入射等离子体的情况, 边界条件: $Z_2=0$ 时, $R_2=1, u=0$ 。

讨论:

(1) $1-f-\beta^2 > 0$ 情况,

$$\text{当 } (1-f-\beta^2)(b_0^2-a_0^2) \geq fa_0^2, \text{ 即 } f \leq \frac{(1-\beta^2)(b_0^2-a_0^2)}{b_0^2} \quad (28)$$

时, 等离子体填充因子 f 较小, 此时的 $R_2(Z_2)$ 函数为凹函数, 电子束外半径将向外扩张。利用与图 2 相同的人射电子束, 令 $f=0.2$, 绘出的轨迹图形如图 3 所示。

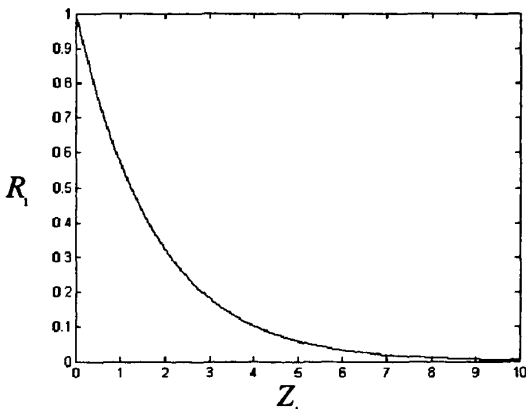


图 2 电子束内包络轨迹 ($f=0.8$)

当 $(1-f-\beta^2)(b_0^2-a_0^2) < fa_0^2$, 即

$$\frac{(1-\beta^2)(b_0^2-a_0^2)}{b_0^2} < f < 1-\beta^2 \quad (29)$$

时, 随着 Z_2 的增大, $R_2(z_2)$ 函数将由凹函数转变为凸函数, 拐点位置由(24)式决定。外半径先向轴线收缩, 然后在空间电荷排斥力作用下再向外扩张。令 $f=0.55$, 绘出的轨迹曲线如图 3 所示。

(2) $(1-f-\beta^2) \leq 0$ 情况

当 $f \geq 1-\beta^2$ 时, 此时的等离子体密度较大, $R_2(Z_2)$ 函数为凸函数。外半径将在空间电荷吸引力和磁自聚焦力作用下向轴线收缩, 图 3 上绘出了 $f=0.8$ 时外半径的轨迹。

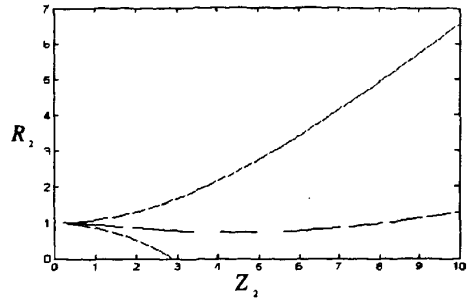


图 3 电子束外包络轨迹, 从上到下依次为 0.2, 0.55, 0.8

1.2 空心束内未受扰动的聚束特性

假设电子束的前端能够将 $a \leq r \leq b$ 内的等离子体电子全部排除在外而 $r < a$ 内的等离子体电子未受扰动, 仍保持电中性。仅考虑带电粒子束自身电场和自身磁场的作用, 考虑电子束平行入射情况, 显然内半径上的电子运动状态不变, 仍沿直线运动。与上文或文献^[9]做类似的推导, 并采用以下无量纲

$$\text{变量 } R = \frac{b}{a_0}, \quad Z = \sqrt{2P} \frac{z}{a_0} = 174 \sqrt{p} \frac{z}{a_0} \quad (30)$$

其中 P 为(13)式表示的广义导流系数, a_0 为 $z=0$ 时的电子束内半径, 可得电子束外半径轨迹方程为

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} = \frac{(1-f-\beta^2)}{2R} \quad (31)$$

考虑电子束平行入射时的情况, 并且令

$$u_0 = \frac{b_0}{a_0} \quad (32)$$

b_0 为 $z=0$ 为时的电子束外半径, 则初始条件为 $Z=0$ 时

$$R_0 = u_0, \quad \left. \frac{dR}{dZ} \right|_{z=0} = 0 \quad (33)$$

对(31)式积分得

$$\left(\frac{dR}{dZ} \right)^2 = (1-f-\beta^2) \ln \frac{R}{u_0} \quad (34)$$

分 3 种情况讨论:

(1) 当 $1-f-\beta^2=0$ 时, 由(33)、(34)式得

$$R=R_0=u_0 \quad (35)$$

电子束的内外轨迹均为直线, 电子束将维持这种平行状态传输下去。

(2) 当 $1-f-\beta^2 > 0$ 时, 令 $\delta_1 = (1-f-\beta^2)$ (36)

$$\text{则有 } \left(\frac{dR}{dZ} \right)^2 = \delta_1 \ln \left(\frac{R}{u_0} \right) \quad (37)$$

可见在此情况下 $R \geq u$ (38)

电子束将维持原状或向外扩张。解(37)式,可得

$$Z = \frac{1}{\sqrt{\delta_1}} \int_{u_0}^R \frac{dR}{\sqrt{\ln \frac{R}{u_0}}} \quad (39)$$

再令 $x = \sqrt{\ln \frac{R}{u_0}}$ (40)

(39)式变为 $Z = \frac{2u_0}{\sqrt{\delta_1}} \int_0^{\sqrt{\frac{x}{u_0}}} e^{x^2} dx$ (41)

可见随 δ_1 的降低,等离子体对电子束的聚束作用增强。图 4 给出了取 $u_0 = 1.2, \delta_1 = 0.3$ 和 $\delta_1 = 1$ 时电子束外半径的轨迹。

(3) 当 $1-f\beta^2 < 0$ 时,此时等离子体密度较大,令

$$\delta_2 = -\delta_1 = -(1-f-\beta^2) \quad (42)$$

则有 $(\frac{dR}{dZ})^2 = -\delta_2 \ln(\frac{R}{u_0})$ (43)

可见在此情况下 $R \leq u_0$ (44)

电子束将维持原状或被聚焦。解(43)式,可得

$$Z = -\frac{1}{\sqrt{\delta_2}} \int_{u_0}^R \frac{dR}{\sqrt{-\ln \frac{R}{u_0}}} \quad (45)$$

再令 $y = \sqrt{-\ln \frac{R}{u_0}}$ (46)

(45)式变为 $Z = \frac{2u_0}{\sqrt{\delta_2}} \int_0^{\sqrt{\frac{x}{u_0}}} e^{-y^2} dy$ (47)

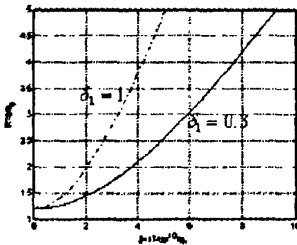


图 4 真空中($\delta_1 \approx 1$)和填充等离子体($\delta_1 = 0$)条件下环形电子束外包络比较

2 结论

本文分析仅限于近轴小脉动电子束,对于远轴或大脉动电子束,要了解其传输特性,可以用数值方法求解空间轨迹。^[4]对空心束内部等离子体电子被完全排除条件下,由于空间电荷力的作用,容易导致电子束内半径的急剧缩小。空心束内等离子体保持电中性条件下,等离子体对空心电子束具有良好的聚束作用,其聚束特性与实心电子束较为类似。^[5]实际情况下电子注入射等离子体时,互作用过程相当复杂。为了保持空心束内的电中性,可以考虑两种方式实现,在漂移管内填充一定压力的分子量较大的惰性气体,当高速空心电子束的前端通过时由于碰撞会使管内气体电离,^[6]或入射前使用环形激光束使气体预电离。

参考文献:

[1]D.M.Goebel, J.M.Butler, R.W.Schumacher, et al. High-Power Microwave Source Based on an Unmagnetized Backward-Wave Oscillator [J]. IEEE Trans. Plasma Sci, 1994,22(5):547-553.

[2]Willard H.Bennett. Magnetically Self-Focusing Streams [J]. Phys. Rev, 1934, 45(12):890-897.

[3]陈希,谢文楷,刘盛纲.等离子体对电子注的聚束特性的研究[J].电子科技大学学报,1998,27(3):288-292.

[4]陈希,谢文楷,刘盛纲.磁自聚焦电子注的空间轨迹及传输特性 [J].电子学报,1999,27(6):16-18.

[5]David H.Whittum, Andrew M.Sessler and John M. Dawson. Ion-Channel Laser [J]. Phys. Rev. Lett,1990,64 (21):2511-2514.

[6]G.A.纳吉, M.西拉支.空间电荷光学导论[M].北京:科学出版社,1983.

责任编辑:胡德明

A Research on Focus Properties of Annular Electron Beam in Plasmas

Zhang Hongwei

(School of Jincheng, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing211156, China)

Abstract: The inner and outer envelope equations of annular electron beams in drifting tube filled with plasma are presented on conditions that the electrons of plasma are expelled and undisturbed. The results show that the annular beams are obviously focused on the two conditions, but on the former condition, the inner envelope is compressed rapidly as the result of the focusing effect of plasma. Efficient transmission of annular beam can be reached on the latter condition.

Key words: annular beam; plasma; envelope; focusing effect

等离子体对空心电子束聚束特性研究

作者: [张红卫](#)
 作者单位: [南京航空航天大学金城学院, 江苏南京, 211156](#)
 刊名: [黄山学院学报](#)
 英文刊名: [JOURNAL OF HUANGSHAN UNIVERSITY](#)
 年, 卷(期): 2009, 11(5)
 引用次数: 0次

参考文献(6条)

1. D. M. Goebel, J. M. Butler, R. W. Sehuncher, et al. High-Power Microwave Source Based on all Unmagnetized Backward-Wave Oscillator[J]. IEEE Trans. Plasma Sci, 1994, 22(5):547-553.
2. Willard H. Bennett. Magnetically Self-Focusing Streams[J]. Phys. Rev, 1934, 45(12):890-897.
3. 陈希, 谢文楷, 刘盛纲. 等离子体对电子注的聚束特性的研究[J]. 电子科技大学学报, 1998, 27(3):288-292.
4. 陈希, 谢文楷, 刘盛纲. 磁自聚焦电子注的空间轨迹及传输特性[J]. 电子学报, 1999, 27(6):16-18.
5. David H. Whittum, Andrew M. Sessler and John M. Dawson. Ion-Channel Laser[J]. Phys. Rev. Lett, 1990, 64(21):2511-2514.
6. G. A. 纳吉, M. 西拉支. 空间电荷光学导论[M]. 北京: 科学出版社. 1983.

相似文献(4条)

1. 学位论文 [张红卫](#) 虚火花放电的粒子模拟及等离子体对电子束聚束特性研究 2006

近些年来, 由于军事和科学研究对更高功率、更高能量更高频率微波源的需求, 强流电子束技术成一门新兴技术。虚火花放电等离子体电子枪由于其工作电压高、放电电流强度大、放电产生的离子不直接轰击阴极等诸多优点, 有望成为一种新型的电子束源。然而, 到目前为止, 虚火花放电的具体机制尚不清楚。为了辅助强流电子束聚焦, 等离子体被引入聚束系统中, 降低了对磁场的要求。本文主要围绕虚火花放电过程及等离子体对电子束的聚束作用, 进行了一些研究和探讨, 主要具有以下内容: 1. 概述了虚火花放电的特性, 如工作气压和击穿电压等。对处理碰撞问题的蒙特卡罗方法作了详细的阐述。 2. 利用蒙特卡罗碰撞加粒子模拟的方法, 对虚火花放电过程进行了粒子模拟, 探讨了在不同的放电阶段空心阴极效应的作用。比较了在不同气压和空心阴极孔径下虚阳极的形成时间和扩展速度。 3. 在薄环束的近似下讨论了等离子体对空心电子束的聚束作用。求解了环束内不同等离子体分布情况下电子束在等离子体中的包络轨迹。在环内中性等离子体情况下计算了传输过程中的两个重要参量——平衡半径和空间电荷力平衡半径, 讨论了电子束的传输特点。还在此情况下计算了在不同填充因子情况下电子束外包络的上下幅度差和传输周期, 提出了实现空心电子束小脉动、长周期传输的选择填充因子的方法。 4. 对环形电子束入射等离子体时的内外包络轨迹进行了粒子模拟。

2. 学位论文 [施永飞](#) 强流相对论环形电子束自调制振荡理论及粒子模拟的研究 2006

本文主要研究强流相对论电子束在等位谐振腔内的自调制振荡, 用解析理论分析了电子束在此结构中的不稳定性, 并用小信号理论分析了电子起振的条件, 得出了电子起振的扰动频率。基于理论分析提出了一种不外加磁场新型高功率微波器件的模型, 用2.5维MAGIC粒子模拟软件对之进行了数值模拟。当一流环电子束穿过两端都是导电栅网、周围是金属的等位圆柱波导时, 由于空间电荷效应, 将在纵向和径向形成空间电荷静电场, 同时环电子束自身也会产生角向磁场, 此静电场与角向磁场将使环电子束在等位的腔内发生自振荡现象。基于此现象本文将利用格林第二恒等式推导出了两端是导电的金属圆柱波导中环形电子束的空间电荷限制流, 由Poisson方程得到了圆柱波导中的空间电荷静电位, 分析了相对论环形电子束在这种结构中的存在的不稳定性和相对论环形电子束受到空间电荷效应产生的电场力和自生磁场的共同作用发生的自振荡, 并利用小信号理论推出电子起振的扰动频率, 基于理论分析提出了一种不外加磁场新型高功率微波器件的模型, 用2.5维MAGIC粒子模拟软件对提出的新型高功率微波器件模型进行数值模拟, 分析了输入电压、电流以及模型结构对输出微波功率的影响, 对之进行了一系列的优化。模拟结果表明这种结构中确实存在非线性物理过程。优化后的模拟结果显示利用谐振腔长为4.50cm, 二极管电压为1.29MV, 电流为13.5kA的电子束, 可以得到频率4.44GHz, 功率为1.7GW的微波输出, 束波转换效率约为10%。

3. 期刊论文 [杨建华](#), [张亚洲](#), [张建德](#), [舒挺](#), [李传庐](#) 周期永磁磁场导引环形强流电子束研究 - 强激光与粒子束

2002, 14(5)

利用磁场有限元法, 计算了周期性布置的永磁铁内的磁场; 利用流体模型分析了作用在束电子上的力并导出了改进Matheiu函数形式的径向力方程; 利用2.5维PIC程序研究了束传输的物理过程. 计算发现强流相对论电子束的稳定传输与束等离子体密度、束平衡位置、磁场的强度、磁场周期长度等有关. 研究认为利用周期性永磁场导引kA的环形电子束, 使之稳定传输是可能的.

4. 学位论文 [葛成良](#) 相对论双流放大器的理论研究和数值模拟 2000

相对论双流放大器(Relativistic Two-Stream Amplifier, RTSA)作为一种新兴的高功率、高效率微波源, 正受到越来越多的关注. 该文对相对论双流放大器的双流互作用机理进行了深入的探讨, 取得了令人满意的结果. 该文首先利用等离子体流体力学和波导电动力学理论建立了相对论双流放大器的线性理论. 在无限薄电子束模型基础上, 建立了相对论双流放大器的色散方程, 对于给定的系统参数, 经过数值分析得到了色散曲线和增益曲线. 同时, 为了计入电子束厚度的影响, 该文还建立了有限厚度电子束模型的RTSA的色散方程, 得到了放大器增益随电子注厚度的变化曲线. 通过研究作者对相对论双流放大器双流不稳定性产生微波放大的物理机制有了进一步的认识. 在线性理论的基础上, 利用MAGIC粒子模拟程序, 作者对RTSA进行了粒子模拟, 得到了较好的模拟结果, 证实了双流不稳定性放大机制. 另外, 在参照国外文献的基础上, 该文讨论了一种新颖的电子枪结构, 即用单个电子枪发射两束同心环形电子束, 并对其电子束的成形进行了MAGIC粒子模拟, 证实了所提方案的可行性.

