

周期永磁聚焦系统二维二次有限元法研究

于云龙 胡权 黄桃 李斌*

(电子科技大学大功率微波电真空器件技术国防科技重点实验室 成都 610054)

摘要: 该文基于周期永磁聚焦系统的理论分析,采用2维2次有限元方法求解圆柱坐标系下轴对称永磁体结构的磁感应强度分布。首先对线性有限元法和2次有限元法进行收敛性对比,验证了2次有限元法具有更好的收敛性和更快的收敛速度。然后将2维2次有限元模拟仿真结果与Ansoft Maxwell 2D以及UESTC_PPM的模拟结果进行对比,验证了2维2次有限元法具有较高的计算精度,基本能够满足工程需要。

关键词: 微波管; 周期永磁聚焦; 2维2次有限元; 磁感应强度分布

中图分类号: TN124

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2011)-04-0956-06

DOI: 10.3724/SP.J.1146.2010.00795

2D Second-order Finite Element Method for Periodic Permanent Magnetic Focusing System

Yu Yun-long Hu Quan Huang Tao Li Bin

(Vacuum Electronics National Lab, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

Abstract: The theory of periodic permanent magnetic focusing system is studied. 2D second-order finite element method is used to simulate magnetic displacement of axisymmetric permanent magnetic models in cylindrical coordinates. First the convergence is compared between linear finite element method and second-order finite element method. Second-order finite element method has better convergence and faster convergence rate. Then the single magnetic ring model and the single period model are simulated. These results are compared with the results of Ansoft Maxwell 2D and UESTC-PPM. 2D second-order finite element method is more accurate.

Key words: Microwave tube; Periodic permanent magnetic focusing; 2D second-order finite element method; Magnetic displacement

1 引言

微波管经电子枪成形的电子注由于内部的空间电荷斥力,在前进的同时将不断地发散,使得电子注将不可能与微波场进行充分的能量交换,过早地打到高频结构上,甚至损坏高频结构。因此必须应用聚焦系统克服电子注内部的电荷斥力,使电子被约束在具有一定形状的截面内。在众多聚焦系统中,周期永磁聚焦系统以其体积小、重量轻、本身不消耗功率以及具有封装式结构等优点被广泛使用^[1-7]。而轴对称永磁结构,由于其轴对称特性,可以将3维形式转换为2维形式进行计算,如此可节省大量计算时间,提高计算精度。

相对于有限差分法,有限元方法对边界的拟合更好,并且更容易实现对敏感区域进行局部网格加密,减少全局的网格数量,实现快速求解^[8,9]。利用2

维线性有限元方法求解轴对称永磁结构,由于磁势的线性,求出的同一网格内磁感应强度是常量,这就要求必须增加全局的网格数,以得到相对精确的值。而2维2次有限元方法由于磁势的2次性,求得的磁感应强度是随位置的变化而变化,不会出现在网格内磁场值常量的状态,在一定程度上消除了线性有限元的不足,以较少的网格,可得到相对精确的值。

2 数理模型

2.1 计算流程

本文采用2维2次有限元法,引入磁通函数 Φ ,将麦克斯韦方程简化成磁场泊松方程,并离散、展开成2次有限元形式,同时将永磁体等效成体电流和面电流分布的电流壳模型。先将磁化强度 \mathbf{M} ,体电流密度 \mathbf{J}_m ,面电流密度 \mathbf{J}_{ms} 和磁导率 μ 等参量的分布看成为已知量,用有限元组合方法将有限元公式组合成线性方程组,利用共轭迭代方法解此方程组,求得磁通函数 Φ ,再从 Φ 求得磁感应强度 \mathbf{B} ,从 \mathbf{B} 求得 \mathbf{M} , \mathbf{J}_m , \mathbf{J}_{ms} 和 μ 。然后再将上述参量的新值作

2010-07-28 收到, 2010-11-01 改回

国家自然科学基金(60801029, 10876005, 60931001)资助课题

*通信作者: 李斌 libin@uestc.edu.cn

为已知量代入有限元公式求解新的 Φ 。重复上述过程, 直到两次迭代计算的差值满足收敛条件^[10], 图1为计算流程。

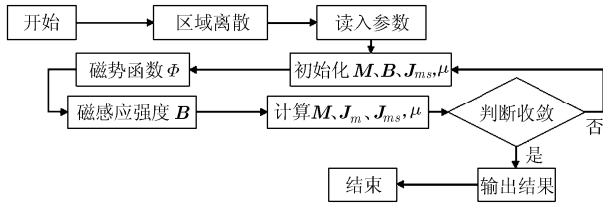


图1 计算流程

2.2 理论分析

由于磁感应强度的无散度特性, 本文引入了磁矢量势 \mathbf{A}

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (1)$$

对于轴对称旋转结构体问题, 在柱坐标系 (r, φ, z) 中, 假设电流 \mathbf{J} 只有 φ 分量, 那么磁矢量势 \mathbf{A} 也只有 φ 分量, 将式(1)代入麦克斯韦方程, 可使得静磁场的磁矢量势 \mathbf{A} 和磁感应强度 \mathbf{B} 满足偏微分方程

$$-\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r\mu_r} \frac{\partial rA_\varphi}{\partial r} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\mu_r} \frac{\partial rA_\varphi}{\partial z} \right] = \mu_0 J_\varphi \quad (2)$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial rA_\varphi}{\partial r}, \quad B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial rA_\varphi}{\partial z} \quad (3)$$

其中 A_φ 为磁矢量势 \mathbf{A} 的 φ 方向分量, J_φ 为电流 \mathbf{J} 的 φ 方向分量, μ_0 为真空磁导率, μ_r 为介质的相对磁导率, B_z, B_r 分别为轴向磁感应强度和径向磁感应强度。

磁体的磁化强度 \mathbf{M} 在磁体外部为0, 因此只需求解磁体内部磁化强度 \mathbf{M} 。若已经计算得到永磁体的磁感应强度 B , 根据磁体材料的退磁曲线可以查出相应的磁场强度 H , 由此计算出

$$M_z = B_z/\mu_0 - H_z, \quad M_r = B_r/\mu_0 - H_r \quad (4)$$

体电流密度 \mathbf{J}_m 同样在磁体外部值为0, 而磁体内部网格内的体电流密度与磁化强度满足式(5)

$$\mathbf{J}_m = \nabla \times \mathbf{M} \quad (5)$$

在平行于磁化强度矢量 \mathbf{M} 的永磁体界面上存在面电流密度 \mathbf{J}_{ms} , 而二者满足如下关系

$$\mathbf{J}_{ms} = -n \times \mathbf{M} \quad (6)$$

根据软磁体内部各点的磁感应强度 B , 利用软磁材料的磁化曲线查得相应的磁场强度 H , 再由 $\mu = B/H$, 得到各个网格内的磁导率 μ 。

然后将得到的 $\mathbf{M}, \mathbf{J}_m, \mathbf{J}_{ms}$ 和 μ 代入到初始化、更新 $\mathbf{M}, \mathbf{J}_m, \mathbf{J}_{ms}, \mu$ 步骤中, 反复迭代, 直到两次差值满足迭代条件为止。

2.3 有限元分析

2.3.1 区域离散 有限元的第1步是将区域离散化, 即将计算区域划分成许多较小区域单元, 本文采用三角形单元。网格划分如图2, 首先划分成一些矩形单元, 然后取矩形单元对角线, 将矩形单元剖成三角形单元。对于线性三角形单元有3个结点, 即为三角形的3个顶点; 而2次三角形单元有6个结点, 分别取每条边的中点和顶点; 在2维情形下, 边界利用的是线段网格, 拥有两节点线段的始点和终点。

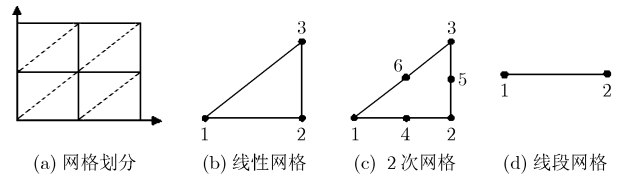


图2 单元网格

2.3.2 单元插值和里兹方法 由式(2)可以得出磁矢势 \mathbf{A} 的解的形式, 在径向 $r=0$ 时 \mathbf{A} 会有奇异值出现。直接对 \mathbf{A} 插值进行有限元求解会影响模拟出的场的精度。因此引进如下变换, 令 $x=z, y=r, \alpha_x=\alpha_y=1/r\mu_r, \Phi=rA_\varphi, f=\mu_0 J_\varphi$, 式(2)变换为

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha_x \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\alpha_y \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) = f \quad (7)$$

偏微分方程式(7)对应的泛函方程为

$$F(\Phi) = \frac{1}{2} \iint_{\Omega} \left[\alpha_x \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \alpha_y \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 \right] d\Omega + \int_{\Gamma_2} \left(\frac{\gamma}{2} \Phi^2 - q\Phi \right) d\Gamma - \iint_{\Omega} f\Phi d\Omega \quad (8)$$

在齐次诺曼边界条件 ($\gamma = q = 0$) 下。区域离散后, 泛函方程可变换为

$$F(\Phi) = \sum_{e=1}^M F^e(\Phi^e) \quad (9)$$

其中 M 是三角形总网格数, $F^e(\Phi^e)$ 表示第 e 个三角形网格子泛函方程

$$F^e(\Phi^e) = \frac{1}{2} \iint_{\Omega^e} \left[\alpha_x^e \left(\frac{\partial \Phi^e}{\partial x} \right)^2 + \alpha_y^e \left(\frac{\partial \Phi^e}{\partial y} \right)^2 \right] d\Omega - \iint_{\Omega^e} f^e \Phi^e d\Omega \quad (10)$$

求泛函方程极值

$$\frac{\partial F^e}{\partial \Phi_i^e} = \sum_{j=1}^n \Phi_j^e \iint_{\Omega^e} \left[\alpha_x \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j^e}{\partial x} + \alpha_y \frac{\partial N_i^e}{\partial y} \frac{\partial N_j^e}{\partial y} \right] d\Omega - \iint_{\Omega^e} f N_i^e d\Omega, \quad \begin{cases} i = 1, 2, 3; & n = 3 \text{ 线性网格} \\ i = 1, 2, \dots, 6; & n = 6 \text{ 2次网格} \end{cases} \quad (11)$$

由式(11)知线性三角形网格和2次三角形单元的单元矩阵分别是 3×3 矩阵、 6×6 矩阵, 其元素为

$$K_{ij}^e = \iint_{\Omega^e} \left(\alpha_x \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j^e}{\partial x} + \alpha_y \frac{\partial N_i^e}{\partial y} \frac{\partial N_j^e}{\partial y} \right) dx dy, \quad (12)$$

$$\begin{cases} i, j = 1, 2, 3, & \text{线性网格} \\ i, j = 1, 2, \dots, 6, & \text{2次网格} \end{cases}$$

列向量元素为

$$b_i^e = \iint_{\Omega^e} f N_i^e dx dy, \quad \begin{cases} i = 1, 2, 3, & \text{线性网格} \\ i = 1, 2, \dots, 6, & \text{2次网格} \end{cases} \quad (13)$$

线性插值中 N_i^e 为

$$N_i^e(x, y) = \frac{1}{2\Delta^e} (a_i^e + b_i^e x + c_i^e y) \quad (14)$$

其中 Δ^e 为单元三角形面积,

$$a_i^e = x_l^e y_m^e - y_l^e x_m^e, \quad b_i^e = y_m^e - y_l^e, \quad c_i^e = x_m^e - x_l^e, \\ i \neq l \neq m \in (1, 2, 3)$$

2次三角形插值 N_i^e 为

$$N_j^e(x, y) = (2L_j^e - 1)L_j^e, \quad j = 1, 2, 3, \quad N_4^e(x, y) = 4L_1^e L_2^e, \\ N_5^e(x, y) = 4L_2^e L_3^e, \quad N_6^e(x, y) = 4L_3^e L_1^e \quad (15)$$

其中

$$L_j^e(x, y) = (a_j^e + b_j^e x + c_j^e y) / 2\Delta^e, \quad j = 1, 2, 3$$

而 Δ^e 为单元三角形面积,

$$a_i^e = x_l^e y_m^e - y_l^e x_m^e, \quad b_i^e = y_m^e - y_l^e, \quad c_i^e = x_m^e - x_l^e, \\ i \neq l \neq m \in (1, 2, 3)$$

由以上推导, 根据变分原理, 强加驻点条件得

$$\left\{ \frac{\partial F}{\partial \Phi} \right\} = \sum_{e=1}^M \left\{ \frac{\partial F^e}{\partial \Phi^e} \right\} + \sum_{s=1}^{M_s} \left\{ \frac{\partial F_b^s}{\partial \Phi^s} \right\} \\ = \sum_{e=1}^M \left(\{ \bar{K}^e \} \{ \bar{\Phi}^e \} - \{ \bar{b}^e \} \right) = \{ 0 \} \quad (16)$$

根据式(15)组合并线性方程组 $\mathbf{K}\Phi = \mathbf{b}$, 即可得到各点的磁通函数 Φ 。

由以上计算即可得到单元网格内的磁通函数

$$\Phi^e(x, y) = \sum_{j=1}^n N_j^e(x, y) \Phi_j^e \quad (17)$$

其中 n 在线性网格内为3, 在二次网格内为6, Φ_j^e 为单元网格内结点的磁通函数值。

3 模拟结果

首先对单磁环模型采用2维线性有限元和2维2次有限元模拟计算, 比较两种方法的收敛性^[1]。然后利用2维2次有限元对单磁环模型和单周期模型模拟计算, 并将结果与Maxwell 12的2D仿真模块和TWTCAD的UESTC_PPM仿真模块的模拟计算结果进行对比, 验证2维2次有限元的精确性。选取的单磁环模型(图3)和单周期模型(图4)如下

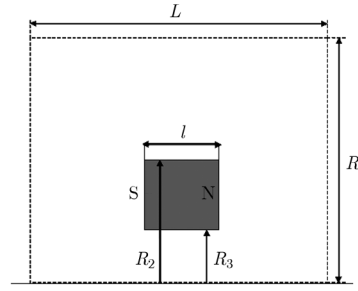


图3 单磁环模型

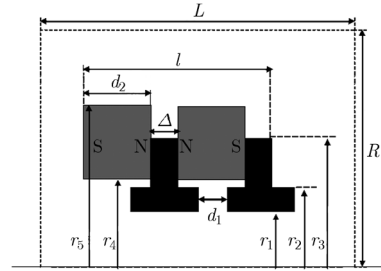


图4 单周期模型

模型磁环所用永磁材料的退磁曲线, 以16对磁感应强度 B 与磁场强度 H 的线性插值来代替, 如图5。极靴所用软磁材料的磁化曲线, 以10对磁感应强度 B 与磁场强度 H 的线性插值来代替, 如图6。

本文中提到的相对误差为 $\left| \frac{B_n - B_{n-1}}{B_n} \right| \times 100\%$,

B_n 为观测值, B_{n-1} 为约定值。

3.1 收敛速度

如图3单磁环结构, 外半径为 $R_1=2$ mm, 内半径 $R_2=1$ mm, 厚度 $l=1$ mm单磁环。真空区域径向 $R=10$ mm, 轴向 $L=10$ mm。任意取两点, 一点为对称轴上点 N_1 (径向 $R=0$ mm, 轴向 $Z=0.5$ mm), 另一点为磁环内点 N_2 (径向 $R=0.5083333$ mm, 轴向 $Z=4.516667$ mm)用2维线性有限元、2维2次有限元方法和Maxwell12-2D计算, 两点 B_z 的收敛图分别如图7, 图8。其中 B_z 为磁感应强度的轴向分量(单位 T), B_r 为磁感应强度的径向分量(单位 T)。

由图7, 图8得知, 2次插值收敛的网格数远小于线性插值收敛的网格数, 即2次插值的收敛速度优于线性插值的收敛速度。但是在图7中, N_1 在2维线性有限元、2维2次有限元的收敛点分别为0.14802 T, 0.11821 T, 相对于Maxwell12-2D收敛点0.11643 T的相对误差分别为27.13%, 1.52%。在图8中, N_2 在2维线性有限元、2维2次有限元的收敛点分别为0.075897 T, 0.07582 T, 相对于Maxwell12-2D收敛点0.07995 T的相对误差分别为

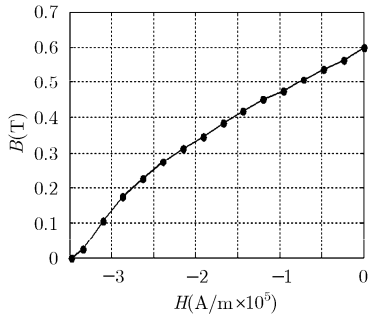


图5 退磁曲线

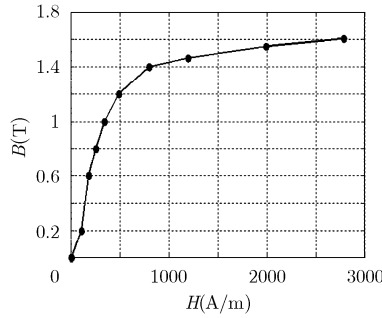


图6 磁化曲线

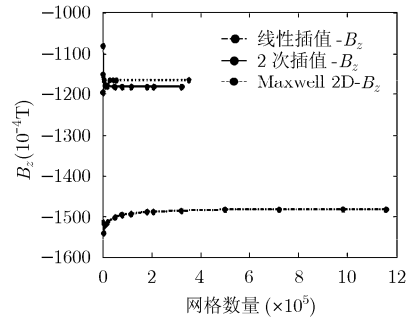


图7 N_1 点 B_z 随网格数的变化

5.06%, 5.17%。为进一步讨论此问题, 线性插值取 1280000 个网格, 2 次插值取 320000 个网格, 在轴向 $Z=4.5125$ mm 处, 分别取径向不同的点的 B_z 值比较, 如表 1 所示。

由表 1 知 2 维线性有限元与 2 维 2 次有限元的 B_z 在近轴点(小于 0.0375 mm) B_z 值相差很大, 远轴点值相差很小, 而且线性插值的 B_z 在轴上与近轴点之间存在较大的跳跃。2 维线性有限元法出现上述问题, 可能存在的原因: (1)可能是由于本文所用网格划分的方式导致的问题; (2)在计算过程中由式(14)和式(17)知线性插值有限元磁势是线性, 由式(3)线性插值的 B_z 与 B_r 在同一单元网格内是常量, 与点的径向坐标和轴向坐标无关, 因此无法真正取到对称轴上的点(径向 $R=0$ mm)。以上两种原因有待进一步考证、解决。

实际工程中的磁场往往随坐标变化, 但线性插值三角形单元中的磁场分量都是常量, 难以适应急剧变化的磁场。为了保证计算精度, 必须采用密集的计算网格, 这样节点数量将很多, 方程组十分庞大。若采用 2 次插值函数, 单元中的场是变化的, 则可用较少的单元、较少的自由度而得到较高的计算精度, 从而可降低方程组的规模。同时由于线性插值网格内存在 3 个结点, 而 2 次插值网格内存在 6 个结点, 这将使 2 次插值的节点与周围节点的联系更紧密。

由以上分析得知, 2 维 2 次有限元在收敛速度上明显优于 2 维线性有限元, 而且 2 维 2 次有限元也更切合实际情况, 收敛值更精确。

3.2 模拟精度

利用 2 维 2 次有限元模拟仿真了轴对称单磁环永

磁聚焦系统和单周期永磁聚焦系统, 并对应利用 Maxwell12-2D 仿真模块和 UESTC_PPM 仿真模块对相同的模型、相同永磁材料和相同软磁材料进行仿真, 然后将结果进行对比。

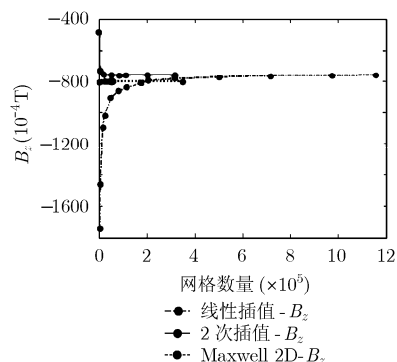
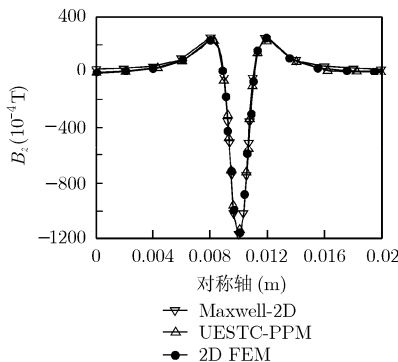
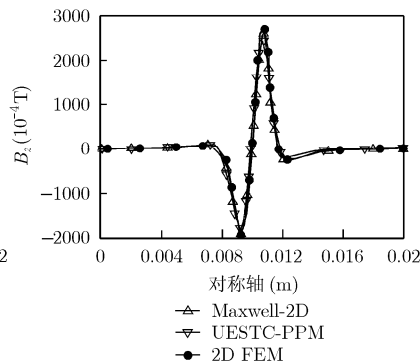
3.2.1 实例 1 单磁环模型 结构如图 3, 磁环的外半径 $R_1=2$ mm, 内半径 $R_2=1$ mm, 磁环厚度 $l=1$ mm, 计算的真空区域径向 $R=10$ mm, 轴向 $L=20$ mm。磁环材料退磁曲线为图 5 所示退磁曲线。比较 3 种软件在相同单磁环结构、相同永磁材料条件下得到的对称轴上磁感应强度轴向分量分布曲线趋势图如图 9。通过 Maxwell-12 版本的 2D 仿真模块计算出得出反向最大峰值为 -0.1180 T, 正向最大峰值为 0.0246 T; TWTCAD 的 UESTC_PPM 仿真模块计算出得出反向最大峰值为 -0.11319 T, 正向最大峰值为 0.023067 T; 2 维 2 次有限元仿真计算得出的反向最大峰值为 -0.11731 T, 正向最大峰值 0.024175 T。

模拟结果相对于 Maxwell 12-2D 的反正向峰值相对误差分别为 0.588%, 1.6%。相对于 UESTC_PPM 的反正向峰值相对误差分别为 3.5%, 4.5%。通过相对误差对比, 可以表明 2 维 2 次有限元对单磁环模型模拟结果的准确性。

3.2.2 实例 2 单周期模型 本例选择了一个典型的永磁聚焦单周期结构, 如图 4。其结构尺寸为磁环外半径为 $r_5=2$ mm, 内半径 $r_4=1$ mm, 磁环厚度 $d_2=1$ mm, 磁环间隙 $\Delta=0.4$ mm。极靴外半径 $r_3=1.6$ mm, 内半径 $r_1=0.6$ mm, 极靴台半径 $r_2=0.8$ mm, 极靴台阶间隙 $d_1=0.6$ mm。周期长度 $l=2.8$ mm。真空区域径向 $R=10$ mm, 轴向 $L=20$ mm。永磁材料的退磁曲线和极靴软磁材料的磁化曲线如图 5 和图 6。3 种软件计算对称轴磁感应强度 B_z 分量对比如图 10。

表 1 轴向 $Z=4.5125$ mm B_z 分布表

径向 R (mm)	0.000	0.025	0.0375	0.0625	0.0875	0.1125	0.4125	0.6125	0.8125
线性插值	945.06	787.62	756.25	735.72	728.37	724.8	744.67	773.2	782.26
2 次插值	667.38	691.45	734.32	722.50	716.82	714.96	736.21	766.93	780.1
相对误差	41.6%	13.9%	3.0%	1.8%	1.6%	1.4%	1.1%	0.8%	0.3%

图 8 N_2 点 B_z 随网格数的变化图 9 单磁环对称轴 B_z 分布曲线图图 10 单周期对称轴 B_z 分布曲线图

通过 Maxwell-12 版本的 2D 仿真模块计算得出反向最大峰值为 -0.19396 T, 正向最大峰值为 0.26016 T; TWTCAD 的 UESTC_PPM 仿真模块计算得出反向最大峰值为 -0.18261 T, 正向最大峰值为 0.2466 T; 2 维 2 次有限元仿真计算得出反向最大峰值为 -0.1947 T, 正向最大峰值 0.27095 T。模拟结果相对于 Maxwell 12-2D 反正向最大峰值相对误差为 0.38%, 4%, 相对于 UESTC-PPM 反正向最大峰值相对误差为 6.2%, 9%。

虽然与以有限差分法为基本方法的 UESTC_PPM 仿真模块得出的计算数值相对误差略微有点大, 但是有限差分法和有限元法本身原理、边界拟合、近似处理存在差异, 所以存在上述误差是可以接受的。而且 2 维 2 次有限元法对称轴上 B_z 的模拟结果与 Maxwell 12-2D 的结果相对误差不超过 4%。通过以上的对比分析, 也基本验证了 2 维 2 次有限元法模拟实现单周期模型的准确性。

4 结论

通过利用 2 维 2 次有限元对单磁环模型和单周期模型永磁聚焦系统的仿真模拟结果, 与 Maxwell 12-2D 和 UESTC-PPM 仿真结果的对比, 验证了 2 维 2 次有限元法对轴对称永磁聚焦结构仿真的高准确性。而通过与 2 维线性有限元的比较, 能清晰的表明 2 次有限元比线性有限元具有更好的收敛性, 可以用较少的网格以较快的速度得到准确的计算结果, 更贴近实际。2 维 2 次有限元法可作为轴对称永磁聚焦系统的模拟仿真设计的有效方法。

参考文献

[1] Li B, Yang Z H, and Li J Q, *et al.* Microwave Tube Simulator SUITE-Part I: architecture and feature[C]. 2007 International Vacuum Electron Conference. (IVEC2007), Japan, 2007: 383-384.

[2] Huang T, Hu Q, and Yang Z H, *et al.* Electron optics simulator: a three-dimensional finite-element electron gun

and collector design tool[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2009, 56(1): 140-148.

- [3] Li B, Yang Z H, and Li J Q, *et al.* Theory and design of microwave-tube simulator suite[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2009, 56(5): 919-927.
- [4] 廖平, 杨中海. 周期永磁聚焦电子注性能计算机模拟[J]. *强激光与粒子束*, 2004, 16(1): 68-72.
- Liao P and Yang Z H. Computer simulation of electron beam characteristics focused by periodic permanent magnets. *High Power Laser and Particle Beams*, 2004, 16(1): 68-72.
- [5] 电子管设计手册编辑委员会. 微波电子管磁路设计手册[M]. 北京: 国防工业出版社, 1984.
- Editorial Committee of Electron Tube Design Handbook. Microwave electron tube magnetic circuit design handbook. Beijing: National Defence Industry Press, 1984.
- [6] 李斌, 杨中海, 李建清等. 微波管 CAD 技术进展[J]. *电子科技大学学报*, 2009, 38(6): 897-903.
- Li B, Yang Z H, and Li J Q, *et al.* Advances in modeling and simulation of microwave tube. *Journal of University of Electronic Science and Technology of China*, 2009, 38(6): 897-903.
- [7] 邓德荣, 周霖, 单李军. x 波段耦合腔行波管周期永磁聚焦系统[J]. *强激光与粒子束*, 2010, 22(4): 837-840.
- Deng D R, Zhou L, and Shan L J, *et al.* Periodic permanent magnetic focusing system for X-band coupled cavity traveling wave tube. *High Power Laser and Particle Beams*, 2010, 22(4): 837-840.
- [8] 黄桃. 微波管电子光学系统 CAD 技术研究. [博士论文], 成都: 电子科技大学, 2007.
- Huang T. Study of CAD technique for electron optics in microwave tube. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2007.
- [9] 金建铭. 电磁场有限元方法[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1998.
- Jin J M. The Finite Element Method in Electromagnetics. Xi'an: Xi'an University of Electronic Science and Technology Press, 1998.

- [10] 胡权, 黄桃, 杨中海等. 行波管周期永磁聚焦系统模拟软件的研制[J]. 强激光与粒子束, 2008, 20(2): 68-72.
Hu Q, Huang T, and Yang Z H, *et al.* Design and implementation of periodic permanent magnetic focusing. *High Power Laser and Particle Beams*, 2008, 20(2): 68-72.
- [11] Hu Q, Huang T, and Yang Z H, *et al.* Recent developments on the EOS 2-D/3-D electron gun and collector modeling code[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2010, 57(7): 1696-1701.
- 于云龙: 男, 1984年生, 硕士生, 从事行波管周期永磁聚焦系统仿真相关研究.
- 胡权: 男, 1981年生, 博士生, 从事微波电子学和微波器件理论与CAD技术的相关研究.
- 黄桃: 男, 1980年生, 博士, 副教授, 从事微波电子学和微波器件理论与CAD技术的相关研究.
- 李斌: 男, 1974年生, 博士, 教授, 研究领域为微波电子学、相对论电子学、计算电磁学等.