



磁浮列车单点电磁悬浮系统悬浮力优化计算

张佳欣¹, 韩羽菲¹, 刘 帅²

(1. 中车科技创新(北京)有限公司, 北京 100192;

2. 中车长春轨道客车股份有限公司, 吉林 长春 130062)

摘 要: 悬浮控制是电磁悬浮列车的关键技术之一, 准确的电磁力分布模型是设计电磁铁和悬浮控制器的基础。电磁悬浮力产生于电磁铁极面与轨道极面之间, 与悬浮气隙中的磁场分布情况直接相关, 受电磁铁励磁电流和悬浮间隙影响而实时变化。受边缘效应影响, 悬浮气隙中的磁场并非均匀分布, 且电磁铁存在漏磁现象, 故现有的基于理想磁场分布模型的电磁力计算方法会导致较大误差。针对这一问题, 文章基于共形映射推导了悬浮气隙磁场的分布情况, 进而得出单点悬浮系统的电磁力优化计算模型。通过仿真试验将所提方法与理想电磁力分布模型及有限元计算结果进行了对比, 结果表明, 该模型在不同典型工况下均可显著降低电磁力和稳态悬浮电流计算误差。与采用有限元方法相比, 采用该模型的电磁力和电流计算误差分别不超过4.2%、3.2%。试验台试验表明, 该模型在不同间隙下的稳态悬浮电流误差不超过5.6%。

关键词: 磁浮列车; 电磁铁; 电磁悬浮; 电磁力; 共形映射; 仿真; 有限元

中图分类号: U237

文献标志码: A

文章编号: 1000-128X(2025)04-0023-08

0 引言

轨道交通是大运量交通运输方式的代表, 是满足交通运输需求的有效方案。传统的基于轮轨的城市轨道交通和高速铁路在经过多年发展后, 已逐渐触碰到了瓶颈, 其运输便捷性、时效性和经济能效已难以进一步大幅提升。磁浮运输系统作为一种新型轨道交通制式, 在运输速度、外部噪声、维护成本、环境适应性等方面有显著优势^[1-3]。从原理上区分, 磁浮交通系统主要有电磁悬浮型(electro-magnetic suspension, EMS)和电动悬浮型(electro-dynamic suspension, EDS)。其中EMS型磁浮系统利用电磁铁和导磁轨道之间的电磁吸力克服车体重量来实现车辆悬浮, 在中低速和高速交通系统中均有工程化应用, 是目前国内外应用最广泛也是最具大规模推广前景的磁浮交通制式^[4]。

在运行过程中, EMS磁浮列车应始终悬浮于给定的悬浮高度, 即列车悬浮系统的电磁铁极面应始终与轨道极面保持特定的距离。悬浮系统实时监测当前的悬浮间隙, 并通过对悬浮高度、励磁电流等状态量的

反馈控制来实现稳定悬浮^[5]。设计高性能悬浮控制器是磁浮列车能否稳定悬浮的关键, 而高性能高可靠性控制器的基础是准确的被控对象, 即电磁悬浮系统的电磁力分布模型, 它同时也是电磁铁硬件设计的重要依据。

悬浮系统磁场分布情况复杂, 而现有研究均对其进行了简化。大多数研究将悬浮系统上下极面视为无限大极板, 磁场均匀分布于极面间隙处, 而间隙之外的磁场为零, 进而基于这种理想电磁力分布模型, 通过虚位移法等方法计算给定间隙和电流下的电磁吸力^[6-7]。实际上, 磁场分布于整个非简单规则区域的自由空间中, 这种简化会导致计算得到的电磁力与实际物理系统之间存在较大误差, 从而使控制器需要大量基于经验的手动参数调整, 控制模型缺乏理论保证。有研究提出了基于漏磁补偿的电磁力补偿估算方法^[8], 但这类工程近似方法缺乏数理理论支撑, 只能作为实际情况的近似。类似地, 基于等效磁阻的磁路法也以解析的形式给出了具备一定精度的电磁力计算方法, 但仍只是近似计算, 精度有待提高^[9-10]。在精确计算电磁力方面, 现有研究多基于有限元方法开展^[11-12], 其计

基金项目: 中国中车科技研究开发计划(2023CCB169, 2024CCB563)

通信作者: 张佳欣, 男, 博士, 主要从事电磁悬浮控制算法与系统的研究; E-mail: zhangjx_crrc@163.com

引用格式: 张佳欣, 韩羽菲, 刘帅. 磁浮列车单点电磁悬浮系统悬浮力优化计算[J]. 机车电传动, 2025(4): 23-30.DOI:10.13890/j.issn.1000-128X.2025.04.003.

Citation: ZHANG Jiaxin, HAN Yufei, LIU Shuai. Optimized calculation approach of levitation force in single-point maglev system for maglev trains [J]. Electric drive for locomotives, 2025(4): 23-30.DOI:10.13890/j.issn.1000-128X.2025.04.003.

算结果较为准确,但缺乏基础理论保障,又因计算实时性不足而难以直接部署于控制器中。综上所述,从电磁学理论出发研究如何构建悬浮系统电磁铁的精确电磁力分布模型具有重要现实意义。

1 理想电磁力分布模型

1.1 电磁铁模型

EMS 磁浮车辆的悬浮力由多组包含电磁铁的电磁悬浮系统提供,U 型电磁铁是应用于中低速磁浮车辆的典型电磁铁制式,单个 U 型电磁铁悬浮系统的截面示意如图 1 所示,这种单点悬浮系统是悬浮系统的基本组成单元。图 1 中 A 为有效磁极面积, N 表示线圈匝数, i 表示线圈电流, S 表示悬浮间隙, Φ 为磁通量。可见,轨道和电磁铁极面之间的气隙处磁导率较低,磁场能量集中于此处,电磁力也即作用于极面上。

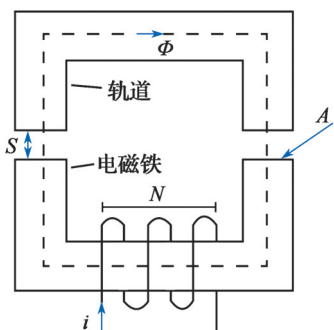


图 1 U 型电磁铁单点悬浮系统

Fig. 1 Single-point levitation system with U-shaped electromagnet

1.2 电磁力计算

假设极板间隙内磁感应强度处处相等,记作 B 。同时,设铁芯与轨道采用同种导磁材料,且导磁介质中的磁感应强度与气隙中的磁感应强度一致且处处相等。根据安培环路定律,该系统磁动势为

$$\Phi = \int_A H dl = Ni \quad (1)$$

式中: A 表示闭合磁路; dl 表示磁路的微元; H 表示闭合磁路中的磁场强度。

介质中磁感应强度和磁场强度的关系可写为

$$H_r = \frac{B}{\mu_0 \mu_r} \quad (2)$$

式中: μ_0 表示真空磁导率; μ_r 为介质磁导率。

气隙中磁感应强度和磁场强度的关系为

$$H_0 = \frac{B}{\mu_0} \quad (3)$$

式(1)可进一步写为

$$\Phi = Ni = L_r H_r + 2SH_0 \quad (4)$$

式中: L_r 是铁芯与轨道中的磁路长度。

将式(2)和式(3)代入式(4),可得磁路中磁感应强

度为

$$B = \frac{\mu_0 Ni}{2S + L_r / \mu_r} \quad (5)$$

鉴于磁介质的磁导率 μ_r 远大于 1,则磁感应强度可近似为

$$B = \frac{\mu_0 Ni}{2S} \quad (6)$$

根据以上公式可求得悬浮气隙中的磁场能量为

$$E = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} V = \frac{B^2 AS}{\mu_0} \quad (7)$$

式中: V 为气隙体积。

当外力作用使悬浮间隙 S 发生变化时,磁场能量发生变化,故可通过对能量求偏导来得到电磁力为

$$F = \frac{\partial E}{\partial S} = \frac{\partial}{\partial S} \left(\frac{B^2 AS}{\mu_0} \right) = \frac{B^2 A}{\mu_0} \quad (8)$$

轨道受力竖直向下,电磁铁受力竖直向上。将式(6)代入式(8),可得到电磁力大小与可直接测量物理量之间的关系为

$$F = \frac{\mu_0 AN^2 i^2}{4S^2} \quad (9)$$

2 电磁力优化模型

2.1 磁场空间共形映射

由于极板及其与轨道相对的区域并非无限大,故理想电磁力分布模型的前提假设与实际存在差距。电磁铁极面附近的磁场分布的剖面如图 2 所示,带箭头的实线簇为磁通量线,与其垂直的直线簇为等磁位线。可见,磁场分布于除轨道、铁芯以外的全部自由空间,而非仅存在于气隙所处的长方体空间中,其值也并非处处相等。第 1 章的电磁力计算方法仅是为了计算方便的简单近似。

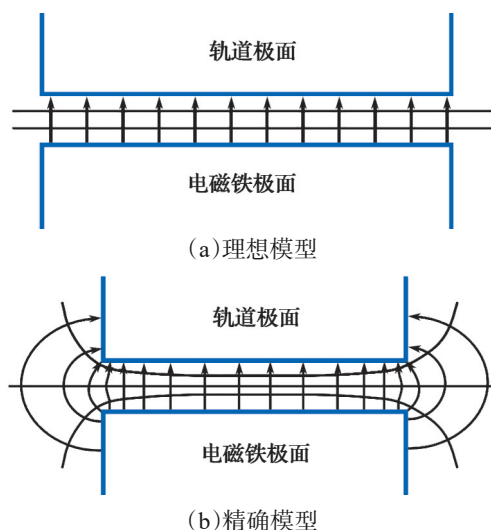


图 2 悬浮系统气隙磁场分布

Fig. 2 Magnetic field distribution in the levitation system gap

由于悬浮气隙的长度通常远大于其高度和宽度。

故可先行讨论其剖面, 即定义于 z 平面的二维结构处的磁场, 该磁场可记为

$$w(z) = \varphi(z) + j\psi(z) \quad (10)$$

式中: $\varphi(z)$ 和 $\psi(z)$ 分别表示通量函数和位函数; j 为单位虚数。

由图2可发现, 悬浮极面为对称结构, 且越靠近中心处磁场越趋近于理想均匀分布。因此, 可将右半极面视为对称的单侧无限远的两组半极面的一部分, 并先行分析半极面的电磁悬浮力情况, 一组电磁铁的全部电磁悬浮力为半极面电磁力的4倍。

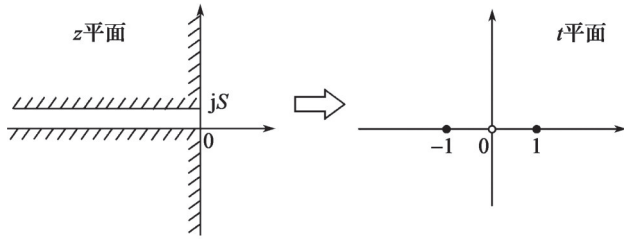


图3 磁场空间映射

Fig. 3 Spatial mapping of the magnetic field

由于磁场的空间分布仍较为复杂, 难以直接求解磁场或磁力。为得到电磁力的解析形式, 需考虑通过构建某种映射, 将复杂的磁场空间变换为易于求解的形式^[13]。施瓦茨-克里斯托费尔 (Schwarz-Christoffel) 映射是一类共形映射, 可以在二维空间中的多边形区域和上半平面间建立映射关系^[14]。现通过该映射, 将待求解磁场由 z 平面映射至 t 平面上半平面, 如图3所示。设电磁铁极面边缘和轨道边缘在 z 平面上坐标分别为0和 jS , 电磁铁极面与横轴重合。在该映射中, t 平面与 z 平面有如下的边界对应关系:

$$\left. \begin{aligned} z_1 = j\infty &\rightarrow t_1 = -\infty \\ z_2 = jS &\rightarrow t_2 = -1 \\ z_3 = -\infty &\rightarrow t_3 = 0 \\ z_4 = 0 &\rightarrow t_4 = 1 \\ z_5 = -j\infty &\rightarrow t_5 = \infty \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

又因为 z 平面内磁场区域多边形在 $z_2 = jS, z_3 = -\infty, z_4 = 0$ 处的顶角分别为 $\alpha_2 = \frac{3}{2}\pi, \alpha_3 = 0, \alpha_4 = \frac{3}{2}\pi$, 则该映射的微分可写为

$$\frac{dz}{dt} = \frac{K_1}{(t-t_2)^{1-\frac{\alpha_2}{\pi}}(t-t_3)^{1-\frac{\alpha_3}{\pi}}(t-t_4)^{1-\frac{\alpha_4}{\pi}}} = \frac{K_1 \sqrt{(t+1)(t-1)}}{t} \quad (12)$$

对上式积分, 可解得映射函数为

$$z = \int \frac{dz}{dt} dt = K_1 \left[\frac{2R}{R^2-1} + j \ln \frac{R-j}{R+j} \right] + K_2 \quad (13)$$

式中: $R = \sqrt{\frac{t+1}{t-1}}$ 。

进一步地, 将边界条件式(11)代入式(13), 解得

$$K_1 = -\frac{jS}{\pi}, K_2 = 0。$$

取 t 平面上已知磁场作为参考磁场, 待求目标磁场映射至该参考磁场。参考磁场为两个磁位差为 ψ , 一侧端点相连且连接点与原点重合的无限长极板之间的磁场为

$$w(t) = \varphi + j\psi = \frac{\psi}{\pi} \ln t \quad (14)$$

参考磁场如图4所示。图4中, 带箭头实线表示磁力线, 虚线表示等磁位线, 该磁场函数的导数为

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\psi}{\pi} \frac{1}{t} \quad (15)$$

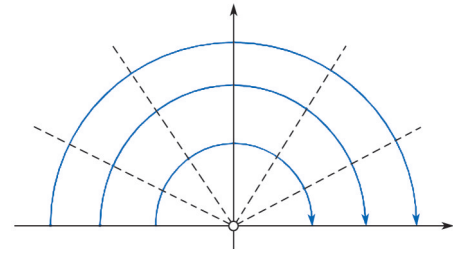


图4 参考磁场 $w(t)$

Fig. 4 Reference magnetic field $w(t)$

2.2 电磁力计算

鉴于轨道和铁芯的磁导率均远大于空气, 故其内部磁场强度极小, 可将其视作等磁位体, 外部磁通线垂直于介质表面。设电磁铁极面宽度为 W , 则轨道所受竖直方向上的电磁力仅作用于 z 平面上 $\left[-\frac{W}{2} + jS, jS\right]$ 处, 由麦克斯韦电磁张量理论可写出电磁铁的电磁吸力为

$$F' = 4L \times \frac{1}{2} \mu_0 \int_{-\frac{W}{2} + jS}^{jS} |H|^2 dz \quad (16)$$

式中: L 表示极板长度。

由式(10)定义的磁场通量函数 φ 和位函数 ψ 为共轭函数, 满足柯西-黎曼方程 (Cauchy-Riemann equations), 故磁场场强可写为

$$H = -\frac{\partial \psi}{\partial x} - j \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (17)$$

又因为 $\frac{dw}{dz} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + j \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + j \frac{\partial \psi}{\partial x}$, 有 $|H| = \left| \frac{dw}{dz} \right|$, 式(16)可进一步写为

$$F' = 2L\mu_0 \int_{-\frac{W}{2} + jS}^{jS} \left| \frac{dw}{dz} \right|^2 dz = 2L\mu_0 \int_{-\frac{W}{2} + jS}^{jS} \left| \frac{dw}{dt} \right|^2 \left| \frac{dt}{dz} \right|^2 dz \quad (18)$$

将式(18)的积分定义域由 z 平面转换为 t 平面。 jS 映射为 t 平面上的 -1 , 设 $-\frac{W}{2} + jS$ 映射为 $t_d \in (-1, 0)$ 。

将 $z = -\frac{W}{2} + jS$ 代入式(13)得

$$-\frac{W}{2} + jS = z = -\frac{jS}{\pi} \left[\frac{2\sqrt{\frac{t_d+1}{t_d-1}}}{\frac{t_d+1}{t_d-1} - 1} + j \ln \frac{\sqrt{\frac{t_d+1}{t_d-1}} - j}{\sqrt{\frac{t_d+1}{t_d-1}} + j} \right] \quad (19)$$

化简并消去虚部, 得

$$-\frac{\pi W}{2S} = (t_d - 1) \sqrt{\frac{1+t_d}{1-t_d}} + \ln \left(\frac{1-t_d}{t_d} \sqrt{\frac{1+t_d}{1-t_d}} - \frac{1}{t_d} \right) \quad (20)$$

由式(20)可见, t_d 与 S 存在确定的解析关系, 虽难以直接分离变量写出 t_d 表达式, 但可通过查表以任意精度确定不同 S 对应的 t_d [15]。极面宽度 $W=0.028$ m 时, 式(20)右端函数图像如图5所示。

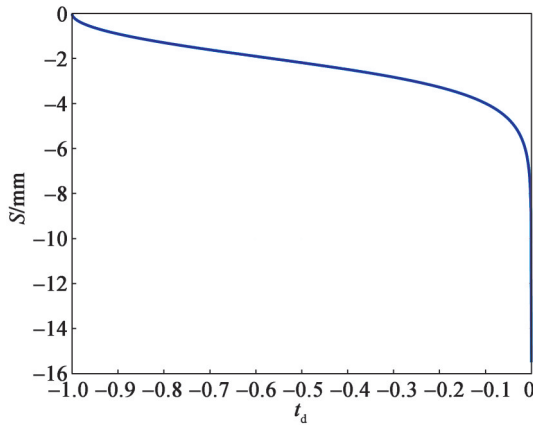


图5 t_d - S 曲线

Fig. 5 t_d - S curve

将式(12)、式(15)、式(20)代入式(18)并化简, 可积分得到电磁力大小的表达式为

$$F' = 2L\mu_0 \int_{-1}^{t_d} \left| \frac{dw}{dt} \right|^2 \left| \frac{dt}{dz} \right| dt = \frac{1}{2} \frac{\mu_0 N^2 i^2 L}{\pi S} \left[\ln \left(1 + \sqrt{1-t_d^2} \right) - \ln |t_d| \right] \quad (21)$$

式(21)即为考虑了磁场空间非均匀分布特性的电磁吸力解析表达式。

2.3 理想模型修正

比较式(9)与式(21)可见, 由本章模型计算得到的电磁力在定性上和各物理量的关系与理想模型基本一致, 即与电磁力电流、线圈匝数正相关, 与间隙值负相关。当悬浮系统各固有参数确定时, 优化计算的电磁力仅比理想电磁力计算公式多了一个与 S 相关的系数项, 在实践中为简化计算, 可通过对理想模型结论进行修正来得到精确磁场电磁力。

设 $\eta = \frac{F'}{F}$, 有

$$\eta = \frac{2S}{\pi W} \left[\ln \left(1 + \sqrt{1-t_d^2} \right) - \ln |t_d| \right] \quad (22)$$

将式(20)代入式(22), 因有 $t_d \in (-1, 0)$, 得到

$$\eta = \frac{-\left[\ln \left(1 + \sqrt{1-t_d^2} \right) - \ln |t_d| \right]}{(t_d - 1) \sqrt{\frac{1+t_d}{1-t_d}} + \ln \left(\frac{1-t_d}{t_d} \sqrt{\frac{1+t_d}{1-t_d}} - \frac{1}{t_d} \right)} = \frac{\ln \left(1 + \sqrt{1-t_d^2} \right) - \ln (-t_d)}{\sqrt{1-t_d^2} - \ln \left(1 - \sqrt{1-t_d^2} \right) + \ln (-t_d)} \quad (23)$$

由于 $\frac{d\eta}{dt_d} > 0$ 且 $\lim_{t_d \rightarrow 0} \eta = 1$, 故恒有 $\eta < 1$ 。即, 对任意

悬浮间隙, 实际电磁吸力均比理想电磁力分布模型给出的结果小, 悬浮间隙越小则优化电磁力分布模型越趋近于理想模型, 悬浮间隙越大则二者差异越大。对实际悬浮系统而言, 不同的悬浮间隙会导致磁场的空间分布规律发生变化, 从而额外在式(21)中引入了与气隙大小相关的系数项。气隙越小则磁场能量越集中于悬浮气隙中, 而气隙较大时则会有更多能量分布于气隙外部空间, 这部分磁场作用于电磁铁与轨道的侧面, 能够提供侧向回复力, 但无法提供竖直方向的悬浮力。

3 试验验证

有限元仿真是基于微元法的数值计算方法, 虽然计算量较大, 但它是较为贴近实际电磁悬浮系统的电磁力计算方法。为验证本文所提电磁力计算模型的准确性, 本章针对多种典型工况, 将该模型计算结果与有限元方法[6]、理想电磁力分布模型[10]以及磁路法[11]计算结果进行对比。有限元仿真通过 Maxwell 3D 计算, 另外两种算法由 MATLAB R2021a 平台计算。

3.1 仿真试验设置

仿真所用悬浮系统如图6所示, 单个悬浮系统由两组电磁铁和4个参数相同的线包构成。图7所示为通电后电磁铁及悬浮气隙处磁场分布情况的有限元仿真结果。该悬浮系统的主要参数列于表1。本次的所有测试均将导磁介质视为非理想导磁体, 故理想模型中的磁感应强度由式(5)而非式(6)给出。

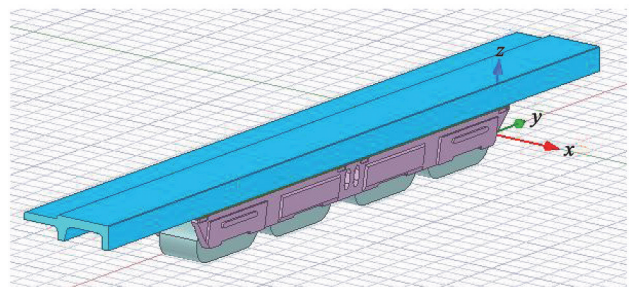


图6 悬浮系统仿真模型

Fig. 6 Simulation model of the levitation system

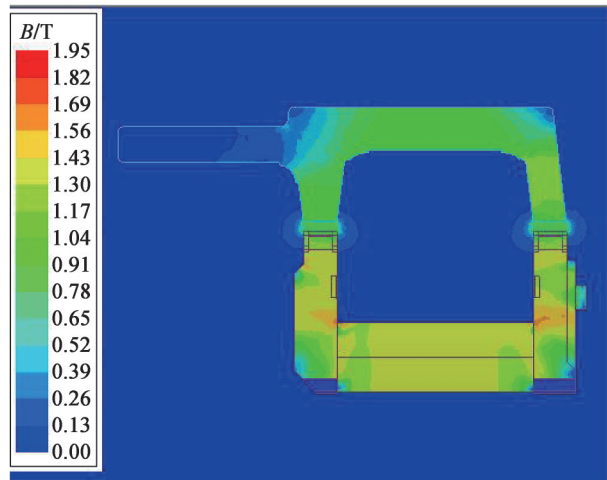


图 7 悬浮系统磁场分布情况(有限元仿真)
Fig. 7 Magnetic field distribution of the levitation system (finite element simulation)

表 1 悬浮系统参数

Table 1 Parameters of the suspension system

参数项目	参数值或说明
单线包线圈匝数	380
极板宽度/mm	28
极板长度/mm	2 720
最小间隙/mm	4
最大间隙/mm	16
额定间隙/mm	8
导磁材料	Q235 钢
介质磁路长度/mm	860
额定负载/kN	35

3. 2 仿真试验结果

为确保行车安全, 避免行车过程中电磁铁与轨道磕碰, 本节将悬浮系统的最小的悬浮间隙设为 4 mm。在该间隙下, 由有限元仿真给出的此工况下额定电流约为 15.8 A。在该电流附近, 采用理想电磁力分布模型、本文方法、有限元方法计算得到的电磁力变化曲线见图 8。

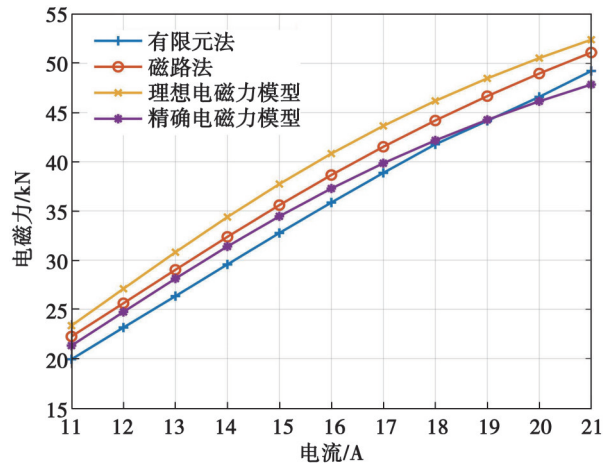


图 8 电磁力仿真结果(悬浮间隙 4 mm)
Fig. 8 Simulation results of electromagnetic force (4 mm levitation gap)

在最小间隙稳定悬浮电流处, 理想电磁力分布模型的电磁力计算误差约为 13.9%, 磁路法计算误差为 7.8%, 而采用本文方法电磁力计算误差约为 4.0%。在最小间隙稳定悬浮电流 ± 5 A 范围内, 采用理想电磁力分布模型和磁路法平均电磁力计算误差分别为 13.1%、7.8%, 而采用本文方法电磁力计算平均误差约为 3.9%。

额定悬浮间隙是在列车运行过程中给定悬浮系统的目标悬浮间隙, 悬浮控制器通过反馈控制电压间接控制励磁电流, 使悬浮系统的实际悬浮间隙保持在目标值附近。由有限元仿真给出的额定悬浮电流约为 32 A。在该额定电流附近, 采用理想电磁力分布模型、本文方法、有限元方法计算得到的电磁力变化曲线见图 9。

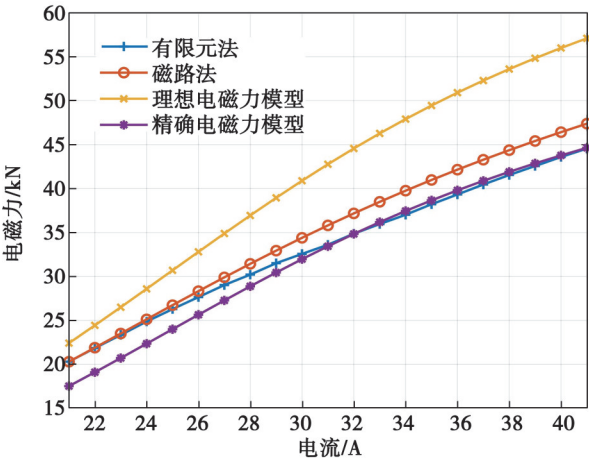


图 9 电磁力仿真结果(悬浮间隙 8 mm)
Fig. 9 Simulation results of electromagnetic force (8 mm levitation gap)

在额定间隙稳定悬浮电流处, 采用理想电磁力分布模型和磁路法的电磁力计算误差分别为 27.3%、6.6%, 采用本文方法电磁力计算误差约为 5.2%。在最小间隙稳定悬浮电流 ± 10 A 范围内, 采用理想电磁力分布模型和磁路法平均电磁力计算误差分别为 23.5%、4.7%, 而采用本文方法平均电磁力计算误差约为 4.2%。

最大悬浮间隙由悬浮系统的机械结构决定, 是列车落车时悬浮系统的间隙, 也是启动悬浮时的初始间隙。列车起浮时, 由于间隙较大, 需对电磁铁施加较大的励磁电流才能使电磁力达到列车重量从而顺利起浮。有限元仿真结果显示, 此时使悬浮力与重力平衡的电流约为 72 A。在该电流附近, 采用理想电磁力分布模型、本文方法、有限元方法计算得到的电磁力变化曲线如图 10 所示。

在起浮间隙平衡电流处, 采用理想电磁力分布模型与磁路法的电磁力计算误差分别为 61.5%、4.3%, 而采用本文方法电磁力计算误差约为 3.1%。在最小间隙稳定悬浮电流 ± 10 A 范围内, 采用理想电磁力分布模型、磁路法电磁力平均计算误差分别为 60.5%、4.2%, 而采用本文方法平均误差为 2.7%。

最后, 4 种计算方法给出的典型工况下使电磁力与重力平衡所需的电磁铁悬浮电流列于表 2。同样以有限

元仿真结论为基准，采用本文电磁力分布模型能显著降低悬浮电流计算误差，且误差均不超过 3.2%。同时还可以发现，当悬浮间隙越大时，理想电磁力分布模型计算误差越大，而采用本文方法误差降低程度越明显，这与第2章的理论分析一致。

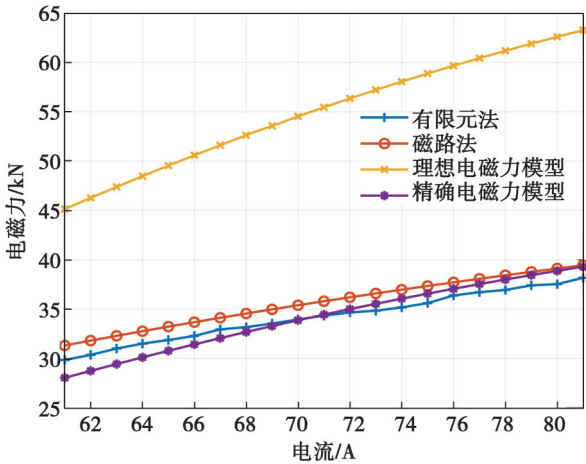


图 10 电磁力仿真结果(悬浮间隙 16 mm)

Fig. 10 Simulation results of electromagnetic force (16 mm levitation gap)

表 2 仿真试验结果

Table 2 Simulation results

方法或模型	最小间隙 (4 mm)		额定间隙 (8 mm)		最大间隙 (16 mm)	
	悬浮 电流/A	误差	悬浮 电流/A	误差	悬浮 电流/A	误差
有限元	15.7		32.2		73.5	
理想电磁力 分布模型	14.2	9.6%	26.8	16.8%	52.4	28.7%
磁路法	14.8	5.7%	30.4	5.6%	69.1	6.0%
优化电磁力 分布模型	15.2	3.2%	32.1	0.3%	72.0	2.0%

3.3 试验台验证

为进一步验证所提精确电磁力分布模型的准确性，在图 11 所示小型 4 线圈悬浮架试验台上将其与试验结果进行了对比。试验台主要参数列于表 3。

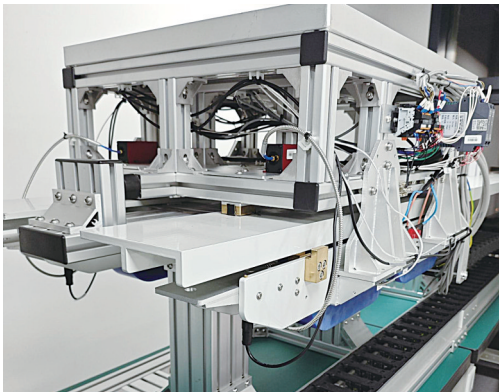


图 11 电磁悬浮试验台

Fig. 11 Electromagnetic levitation test platform

表 3 悬浮试验台参数

Table 3 Parameters of the levitation test platform

参数项目	参数值或说明
单线圈匝数	500
极板宽度/mm	10
极板长度/mm	2 210
最小间隙/mm	3.0
最大间隙/mm	12.5
额定间隙/mm	6.0
导磁材料	Q235 钢
负载/kN	1.2

由第2章可知，当悬浮间隙一定时，改变负载，磁场仅仅表现为数值上的倍数变化，而磁感线与等磁位线的分布形态则保持恒定。研究团队改变悬浮间隙，对比测试了采用本文算法所得励磁电流与实测的励磁电流的差异。试验结果列如图 12。由图 12 可见，采用本文所提方法的计算结果与试验结果能较好吻合，计算所得悬浮电流略小于实测值，误差不超过 5.6%。该误差是由实际线圈难以致密缠绕、线包难以全包裹从而有少量漏磁等因素导致的。

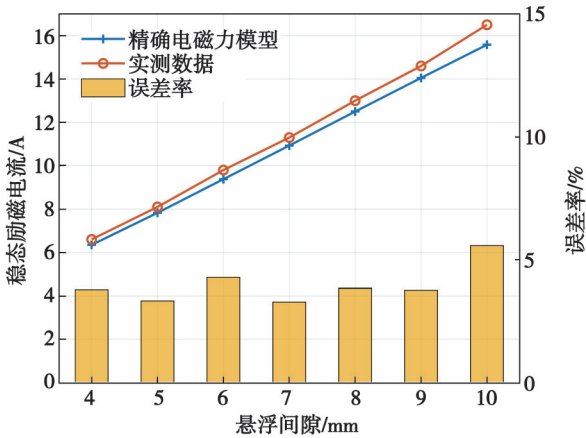


图 12 试验台测试结果

Fig. 12 Platform test results

4 结论

基于共形映射理论，将电磁悬浮系统的悬浮气隙磁场所在空间由复杂多边形映射为半平面，继而构建所关注磁场和参考磁场的映射关系。进一步，基于麦克斯韦电磁张量理论，推导了电磁铁与轨道在竖直方向上电磁吸引力的解析表达式，避免了理想化磁场分布带来的电磁力计算误差。以中低速磁浮列车悬浮系统为例的试验结果表明，采用本文所提计算方法与采用有限元模型的计算结果基本一致，在不显著增加计算量的前提下实现了悬浮电磁力的准确计算，为后续的悬浮控制器设计提供了准确的被控对象模型。

本文方法同时适用于不同制式的电磁悬浮系统，而如何将该模型进一步应用于悬浮控制器设计，如对

模型进行局部线性化, 或是构建非线性控制器、设计先进控制算法, 是有待深入研究的问题。此外, 当电磁铁极面与轨道存在水平偏移时, 可通过改变计算模型中的积分范围来求解横向回复力, 有望为导向控制的研究提供新的思路。

参考文献:

- [1] YAN Luguang. Progress of the maglev transportation in China[J]. IEEE transactions on applied superconductivity, 2006, 16(2): 1138-1141.
- [2] 黄金, 张桂南, 张世聪. 中低速磁浮列车与轮轨式城轨列车技术特点的对比研究[J]. 铁道机车车辆, 2022, 42(5): 129-134.
HUANG Jin, ZHANG Guinan, ZHANG Shicong. Contrastive study on technical features of low-medium speed maglev train and wheel/rail-type urban rail transit[J]. Railway locomotive & car, 2022, 42(5): 129-134.
- [3] 章致, 宗凌潇, 任忠华. 中低速小型磁浮系统设计及其应用研究[J]. 机车电传动, 2020(6): 75-79.
ZHANG Zhi, ZONG Lingxiao, REN Zhonghua. Design of medium and low speed small maglev system and its application[J]. Electric drive for locomotives, 2020(6): 75-79.
- [4] 邓自刚, 刘宗鑫, 李海涛, 等. 磁悬浮列车发展现状与展望[J]. 西南交通大学学报, 2022, 57(3): 455-474.
DENG Zigang, LIU Zongxin, LI Haitao, et al. Development status and prospect of maglev train[J]. Journal of southwest jiaotong university, 2022, 57(3): 455-474.
- [5] 丁菁芳. 磁浮列车悬浮控制系统性能评价方法研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2018.
DING Jingfang. Research on performance evaluation method of levitation control system for maglev train[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2018.
- [6] 李亚捷. 基于轨道信息的磁浮列车悬浮控制技术研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2020.
LI Yajian. Research on levitation control technology of maglev train based on track information[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2020.
- [7] NI F, MU S Y, KANG J S, et al. Robust controller design for maglev suspension systems based on improved suspension force model[J]. IEEE transactions on transportation electrification, 2021, 17(3): 1765-1779.
- [8] 黎松奇, 罗成, 张昆仑. 基于漏磁补偿的混合电磁铁磁力修正研究[J]. 西南交通大学学报, 2022, 57(3): 604-609.
LI Songqi, LUO Cheng, ZHANG Kunlun. Correction of magnetic force of hybrid electromagnet based on magnetic flux leakage compensation[J]. Journal of southwest jiaotong university, 2022, 57(3): 604-609.
- [9] JIAN Linni, XU Guoqing, MI C C, et al. Analytical method for magnetic field calculation in a low-speed permanent-magnet harmonic machine[J]. IEEE transactions on energy conversion, 2011, 26(3): 862-870.
- [10] 付善强, 吴冬华, 韩伟涛, 等. 基于非线性材料的高速磁浮电磁铁建模与分析[J]. 西南交通大学学报, 2023, 58(4): 879-885.
FU Shanqiang, WU Donghua, HAN Weitao, et al. Modeling and analysis of high-speed maglev electromagnets based on nonlinear materials[J]. Journal of southwest jiaotong university, 2023, 58(4): 879-885.
- [11] 罗华军, 李文龙, 方心宇, 等. 混合EMS磁悬浮系统的悬浮力分析[J]. 低温与超导, 2021, 49(9): 20-24.
LUO Huajun, LI Wenlong, FANG Xinyu, et al. Suspension force analysis of a hybrid EMS maglev system[J]. Cryogenics and superconductivity, 2021, 49(9): 20-24.
- [12] 张威风, 蔡文锋, 徐银光, 等. 两种典型中低速磁浮交通导轨磁力特性及变形研究[J]. 城市轨道交通研究, 2022, 25(1): 141-147.
ZHANG Weifeng, CAI Wenfeng, XU Yinguang, et al. Research on magnetic characteristics and deformation of two typical medium-low speed maglev rails[J]. Urban mass transit, 2022, 25(1): 141-147.
- [13] BINNS K J, LAWRENSON P J. Analysis and computation of electric and magnetic field problems[M]. 2nd ed. Oxford: Pergamon Press, 1973.
- [14] DRISCOLL T A, TREFETHEN L N. Schwarz-christoffel mapping[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.
- [15] 张锟. 磁浮列车悬浮系统的数字控制技术研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2004.
ZHANG Kun. Research on digital control technology of maglev vehicle's suspension system[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2004.

Optimized calculation approach of levitation force in single-point maglev system for maglev trains

ZHANG Jiaxin¹, HAN Yufei¹, LIU Shuai²

(1. CRRC Technology Innovation (Beijing) Co., Ltd., Beijing 100192, China;

2. CRRC Changchun Railway Vehicles Co., Ltd., Changchun, Jilin 130062, China)

Abstract: Levitation control is one of the key technologies in maglev trains, and an accurate electromagnetic force distribution model is fundamental to the design of electromagnets and levitation controllers. The electromagnetic levitation force is generated between the pole faces of the electromagnets and the rails, and it is directly related to the magnetic field distribution within the levitation gap. Consequently, this force varies in real time, depending on the excitation current of the electromagnets and the levitation gap. However, due to the fringing effect, the magnetic field in the levitation gap is not uniformly distributed, and magnetic flux leakage occurs around the electromagnets. These factors cause significant errors in electromagnetic force calculations from existing models that assume an ideal magnetic field distribution. To address this issue, an optimized calculation model for electromagnetic force in single-point levitation systems was developed, based on a magnetic field distribution in the levitation gap derived via conformal mapping. Comparative simulation experiments were conducted to evaluate the proposed method against the model with an ideal electromagnetic force distribution and the finite element method. Results demonstrate that the proposed model significantly reduces calculation errors for both electromagnetic force and steady-state levitation current, with specific calculation errors not exceeding 4.2% and 3.2%, respectively, outperforming the finite element method. Platform tests further confirm that the proposed model results in steady-state levitation current calculation error not exceeding 5.6%.

Keywords: maglev train; electromagnet; electromagnetic levitation; electromagnetic force; conformal mapping; simulation; finite element