

ABSTRACT

A high temperature superconducting magnetic bearing, constructed by high temperature superconductors and permanent magnetic material, is a new kind of bearing, which is untouched between its stators and rotors. Since it is a stable system and doesn't need controllers, so the high-temperature superconducting magnetic bearing is used in some rotating machinery.

Based on the electromagnetic field theory and the critical state model of high-temperature superconductor material, an analysis system for the high-temperature superconducting bearings using VB language on commercial FEM soft ANSYS, is developed in this paper. The static characteristics of the high temperature superconducting bearing are analysed and the flux density vector, magnetic field intensity and levitation force are obtained. The effect of bearing's type and bearing's structure parameters on the characteristics of the high temperature superconducting bearings is discussed.

Levitation force is a function of distance between permanent magnet and superconductor, which is related with the bearing's construction. For a thrust superconducting magnetic bearing, the levitation force is the largest when permanent magnet's diameter or width approximates superconductor's diameter. For a radial superconducting magnetic bearing, axial levitation force is correlative to superconductor's axial displacement and radial levitation force is correlative to the radial displacement between the stator and the rotator. Results show that at the same distance between permanent magnet and superconductor, the levitation force is larger when the permanent magnet is approaching to superconductor than that when the permanent magnet is leaving superconductor.

Keywords: Magnetic Bearing, High-temperature Superconducting Bearing, Levitation Force, FEM, ANSYS

Thesis Type: Application Basis

第一章 绪 论

1.1 超导现象

1.1.1 超导现象与超导材料

1911年Onnes发现汞在低温下具有“零”电阻，从此人们把这种导体出现零电阻的现象称为超导现象^[1]，把这种导体完全没有电阻的状态称作超导态，处于超导状态的导体叫做超导材料。材料必须达到一定的低温才能产生超导现象，这个使材料导电性能产生突变的温度称为临界温度 T_c (或叫转变温度)。任何超导材料在超导状态下所能够承受的磁场强度和电流是有限的，通常把能够破坏超导体超导电性最小的磁场称为临界磁场 B_c ，能够破坏超导体超导电性的电流称为临界电流 I_c 。事实上，很多金属都有超导特性，只是临界温度比较低，实际应用起来比较困难。

表1-1给出了几种超导材料的临界温度。

表1-1 几种超导体的临界温度

材料	T_c / K	材料	T_c / K
Al(铝)	1.2	Nb(铌)	9.26
In(铟)	3.4	V_3Ga (钒三镓)	14.4
Sn(锡)	3.72	Nb_3Sn (铌三锡)	18
Hg(汞)	4.15	Nb_3Al (铌三铝)	18.6
Au(金)	4.15	Nb_3Ge (铌三锗)	23.2
V(钒)	5.3	钡基氧化物	90
Pb(铅)	7.19		

1.1.2 低温超导与高温超导

根据临界温度 T_c 的高低，超导材料可以分为低温超导材料与高温超导材料。低温超导材料的临界转变温度比较低，只有几 K 或十几 K，实际应用起来比较困难。1908 年荷兰物理学家 Onnes 液化氦气成功，人们才首次获得 4.2K 的低温。此后，人们一直在为提高超导材料的临界温度而努力，然而在数十年中进展却十分缓慢，1973 年所创立的记录($Nb_3Ge, T_c=23.2K$)就保持了 12 年。1986 年一种临界温度高于 30K 的钡镧铜氧化物超导材料的出现掀起了波及全世界关于超导材料的研究热潮。在此后短短的几年时间里就把超导材料的临界温度提高到了 110K，到 1993 年已达到 134K^[2]，这一突破使得超导材料的使用温区从液氦温区(4.2K)提高到液氮温区(77.4K)，超导材料从此也就被冠以“高温超导

材料”之名^[3]。虽然低温超导材料具有较高的临界磁场和临界电流密度，但是实际应用中一般使用高温超导材料，其原因主要是：① 低温超导材料所需的液氮冷却成本远远高于液氮冷却；② 低温超导材料在变化磁场中的稳定性较差；③ 低温超导材料难以制成高均匀度的块材。

在低温超导研究方面，研究主要集中在NbTi(铌钛)等常规超导材料和新型低温超导MgB₂(二硼化镁)^[4]。低温超导体NbTi具有良好的超导性能、较高的临界磁场、临界电流密度、优异的机械性能和低廉的制造成本^[5]，因此在今后一段时间内仍将被广泛地被使用。MgB₂在简单的金属化合物中具有较高的临界温度，而且MgB₂容易制成薄膜或线带材，且硼、镁元素和包覆材料(Fe等)的价格低廉，因此，MgB₂具有较好的应用前景。目前，世界上许多国家的实验室都在开展新型超导体MgB₂的研究工作，各种实验及理论分析结果不断涌现。日本国家材料科学研究所超导材料中心^[6]研究了PIT技术中MgH₂先驱粉对MgB₂带材临界电流密度的影响。美国California大学^[7]采用一种以热等静压工艺(HIP)为基础的致密材料冷压工艺(DMCUP)，用从商家买来的粒度45gm、纯度为98%的MgB₂粉作原始材料，在200MPa压力下，用HIP方法制备了块状样品，并对样品进行了传输电流、磁化率、以及比热测量。我国西北有色金属研究院^[8]用PIT技术制作出Cu/Ta/MgB₂、Cu/Nb/Mg~、Cu/Ni/MgB₂、Cu/Fe/MgB₂、Cu/NbZr/MgP~和Cu/Mg~等单芯和多芯复合超导线，研究了不同复合体加工工艺特点和超导性能。

在高温超导体研究方面，1986年4月，Muller和Bednorz^[9]宣布发现了一种临界温度高于30K的钇钡铜氧化物超导材料，钇钡铜氧化物超导材料的出现在世界范围内掀起了高温超导材料的研究热潮。现已发现的高温超导材料较多，其中较为典型的高温超导材料有Y-Ba-Cu-O体系(简称Y系或YBCO)、Bi-Sr-Ca-Cu-O体系(简称Bi系)等^[10]。近些年来的高温超导材料的研究主要体现在YBCO块材、Bi系块材等实用超导材料的基础研究方面^[11]。Bi系超导体容易制成线材，但是，其结晶颗粒较小，而且在磁场作用下临界电流密度下降较快。与此相对应，Y系的高温超导体临界磁场高，而且容易获得临界电流密度高、几何尺寸较大的晶粒，Y系超导体一般为块状^[12]。1987年，Farrel等^[13]在常温下将YBa₂Cu₃O_x单晶研磨成2~4μm的粉末与环氧混合，在9.4T的磁场中固化，得到的临界温度为90K的超导材料。1991年，Rango等人^[14]将YBaCuO₅、BaCuO₂和CuO混合物置于5T的磁场中，在1050°C温度下退火两个小时，最后在磁场中冷却，通过实验测量发现：其临界温度为70K左右，磁场不仅提高了材料的织构度，而且改善了晶界连接性。1993年，国际超导技术中心(日本东京)^[15]采用Czochralski法成功地生产出了单晶超导YBa₂Cu₃O_{2-x}。国际超导产业技术研究中心超导工学研究所^[16]日前成功合成了在液体氮的沸点温度77K(约-196°C)下具有14T磁场强度的高温超导体比目前使用的永久磁铁的磁场强度(最大约为1T)高出1个数量级。日美^[17]联合开发出长度大于100m，临界温度为77K、临界电流大于100A的超导体。最近日本^[18]还生产出200m级，临界电流为250A的超导线材。

自从高温超导被发现以来,我国也开始了对高温超导材料的进行了研究^[1]。“八五”期间重点研究用银套管法制备 Bi 系超导材料。“九五”期间西北有色金属研究院和北京金属有色金属研究总院分别制备了 19 芯、17 芯、61 芯和 85 芯的 Bi 系带材,短样的最高临界电流达 81A(77K、自场),工程临界电流密度高于 7000A/cm²。目前西北金属有色金属研究院的 10m 长 Bi 带临界电流值达 125A,对应工程电流密度 J_c 为 1×10^4 A/cm²; 300m 长的 Bi 带的临界电流值达 85A,对应工程电流密度 J_c 为 7.5×10^3 A/cm²。北京英纳超导公司已经可生产供应百米以上 Bi 系带材,其临界电流(77K、自场)可达 80A。“八五”和“九五”期间,北京有色金属研究总院、西北有色金属研究院、中科院物理所国家超导实验室、中科院上海冶金所等单位还积极开展 YBCO 高温超导块材的研究。“九五”结束时,北京有色金属研究总院已基本建成设备配套的,包括粉制、成材、测量等工序,年制备能力达 500~800 块直径约 30mm 的单畴 YBCO 系高温块材的研制基地。所研制的块材 70% 以上的悬浮力大于 9.5N/cm²(77K、0.5T),最高达 15.1N/cm²。目前北京有色金属研究总院研制的 50mm 直径的 YBCO 块材的悬浮力最大达 16.0N/cm²,达到国际先进水平。

1.2 超导磁力轴承

1.2.1 超导磁力轴承的工作原理及基本形式

通常,理想的块状超导体放在磁场中,会表现出磁通线或磁通束被完全排出,体内无磁通的现象,这种抗磁现象通常被称为 Meissner (迈斯纳)效应^[12]。只有由高纯元素组成的第一类超导材料才显示出完全的抗磁性或理想的 Meissner 效应。而一般由合金或化合物组成的第二类超导材料,并不完全显示出这种完全的抗磁性或理想的 Meissner 效应。实际上,由于超导材料内部存在着一定的缺陷,所以在外磁场作用下,磁通线或磁通束在这些缺陷位置会出现被谱获的磁通钉扎现象。第二类超导材料具有明显的磁通钉扎现象。有实际应用价值的超导磁悬浮需要利用超导体的钉扎性。

在超导体中,有些地方磁力线容易通过,而其他地方磁力线难以通过,磁力线容易通过的地方叫钉扎中心。这种磁力线通过难易的差异使得磁力线在超导材料中的运动受到阻力形成钉扎力。因此超导体与永磁体之间的悬浮力为抗磁力与钉扎力的合力。悬浮力不仅可以为阻碍两者接近的斥力,也可以为阻碍两者分离的吸力。

自从超导现象被发现以后,人们就开始了超导磁悬浮方面的研究,但人们对超导磁力轴承的研制始于五十年代。超导磁力轴承一般是由块状超导体和永磁体构成,利用超导体的抗磁性和磁通钉扎性提供一个稳定的悬浮力。永磁体与超导体之间的作用力可表示为:

$$F(i) = \iiint u_0 M(H) \frac{dH}{di} dv = u_0 M(H) \frac{dH}{di} V$$

式中, H 为超导体内的磁场强度, M 为超导体内的磁化强度, V 为超导体的有效磁化体积。

超导体的主要作用是推力轴承或者径向轴承提供一个沿轴向或径向方向上稳定的悬浮力。超导体的磁化是由流动在体内的宏观电流产生，它总是阻碍外部磁场的变化，这就是超导磁力轴承稳定悬浮的内在机制。

从结构上划分，高温超导磁力轴承一般可以分为：高温超导推力轴承、高温超导径向磁力轴承和高温超导混合磁力轴承。高温超导推力轴承一般由单块或多块的高温超导块与永磁块组成^[19-23]，超导体作为推力轴承的定子被置于液氮容器中。高温超导径向轴承中，永磁环与硅钢片叠加在一起组成径向轴承的转子部分，而定子部分通常由单块超导环所构成^[24-27]。由于超导磁力轴承存在承载能力低，刚度低，阻尼小，工作位置不确定以及磁通蠕动等问题，制约了其发展。通常的解决方法，一种是提高材料的特性，通过提高高温超导材料的抗磁性和钉扎中心的密度来提高轴承的承载能力和解决磁通蠕动对轴承性能的影响；另一种是结构设计方法，通过改变轴承中超导体或永磁体的结构来提高悬浮力。然而，目前比较有效的解决方法是采用高温超导混合轴承的形式。高温超导混合轴承有多种形式，它可能是高温超导磁力轴承与永磁轴承的混合、高温超导磁力轴承与主动电磁轴承的混合、或者高温超导磁力轴承与永磁轴承以及主动电磁轴承的混合等，其中采用主动电磁轴承和高温超导磁力轴承的混合轴承是最有效的解决方案^[28-29]。中国科学院电工研究所提出了一种立式的高温超导混合磁悬浮轴承的研究方案^[30]。该方案包括高温超导磁力轴承，有源磁悬浮轴承和永磁磁悬浮轴承三部分。图 1-1、图 1-2 分别为该立式高温超导混合磁悬浮轴承样机试验装置和高温超导混合磁悬浮轴承样机剖视图。



图 1-1 高温超导混合磁悬浮轴承样机试验系统装

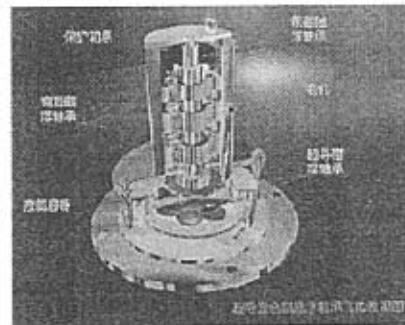


图 1-2 高温超导混合磁悬浮轴承样机剖视图

1.2.2 超导磁力轴承的特性及测试

超导磁力轴承的特性可以分为静态特性和动态特性。静态特性主要包括磁力轴承的悬浮力、磁力线分布、磁场强度等；动态特性主要包括磁力轴承的刚度、阻尼以及磁滞损耗等。悬浮力、刚度、磁滞损耗、阻尼等都是高温超导磁力轴承的重要特性和性能指标，如何提高悬浮力，提高刚度，减少磁滞损耗，是分析和设计高温超导磁力轴承时必须要考虑的问题。

超导磁力轴承中不仅存在阻碍两者接触或吸引的悬浮力,而且还存在与悬浮力垂直的恢复力。根据超导体进入超导态的方式不同,通常有场冷(Field Cooling)和零场冷(Zero Field Cooling)之分。场冷过程是指超导体在外加磁场的作用下被冷却至临界温度以下进入超导态的过程,零场冷过程是指超导体在无外加磁场的作用下,先被冷却至临界温度以下进入超导态后再施加外加磁场的过程^[31]。超导磁力轴承中超导材料进入超导态的方式对超导磁力轴承的特性有明显的影响。场冷条件下超导体与永磁体之间产生的悬浮力大,且其磁滞损耗小,更接近于超导磁力轴承的实际工作状态。超导磁力轴承的刚度是指物体在外力的作用下抗变形的能力,刚度越大轴承表现就越“硬”。悬浮力和刚度的大小是衡量超导磁力轴承优劣的一个重要标准,超导磁力轴承的悬浮力越大说明轴承的承载能力越强,但承载力大并不意味着轴承的刚度就高。通常超导磁力轴承的承载能力很大,但是刚度往往很低,这就大大限制了超导的发展和应用,为了使超导磁力轴承能够在实际中得到更广泛的应用,因此研究并提高超导磁力轴承的刚度是必须的。超导磁力轴承的阻尼特性指轴承在振动过程中要不断克服阻力做功,逐渐损耗振动的能量使振幅不断减小直至振动停止。超导磁力轴承的阻尼特性主要取决于磁场强度、梯度、均匀性以及超导块材的临界电流密度等^[32],阻尼越大,振幅衰减就越快,系统越稳定。超导磁力轴承的阻尼不仅与零场冷或场冷条件有关,而且还与定转子之间的间隙有关,间隙越大,阻尼系数越小。对于给定的超导块材,可以通过研究永磁与超导体结构的布局来提高磁场强度和梯度,从而提高系统的刚度和阻尼。

超导磁力轴承的工作主要集中在高温超导磁力轴承的研究方面。Ma等^[33]通过试验,研究了零场冷和场冷条件下永磁体和高温超导体之间的作用力,Qin等^[34]对高温超导体与永磁体之间的悬浮力进行了研究,Kazuyuki等^[36]对高温超导磁力轴承在旋转过程中的损耗进行了分析。Komori^[36],Okano等人^[37]为提高高温超导磁力轴承刚度和阻尼进行了大量的研究,对不同结构的超导磁力轴承进行研究,分析了超导磁力轴承负载的变化以及轴承振动或旋转对超导磁力轴承特性的影响,You^[38]、Coombs等^[39]不仅研究了超导磁力轴承的静态特性,而且还对超导磁力轴承的动态特性进行了研究。

高温超导磁力轴承的特性可以归纳如下:1.悬浮力是永磁体与超导体之间间隙的函数,具有磁滞特性;2.存在场冷和零场冷问题以及高温超导磁力轴承初始定位问题;3.高温超导磁力轴承为一个自稳定系统;4.由钉扎性产生的钉扎力是高温超导体与磁体之间距离的函数,与磁通密度的不均匀性有关;5.高温超导磁力轴承的刚度与间距有关,悬浮间距越小,刚度越大;6.可以通过增加高温超导的磁通钉扎力和磁化强度,加大磁场强度及改进高温超导体外的磁场强度梯度来提高高温超导磁力轴承的承载能力。

图 1-3 为高温超导推力轴承悬浮力和恢复力的测试装置^[40]。测量时,将永磁体置于一定位置后,注入液氮容器,使 YBCO 处于超导状态,然后转动旋转螺杆,带动丝杆,使永磁体连续慢慢低上下或左右运动,并回到初始位置。在永磁体上下运动的不同位置,用垂直方向的力传感器来测量永磁体所受悬浮力的大小;在永磁体左右运动的不同位置,用水平方向的力传感器来测量永磁体所受恢复力的大小。

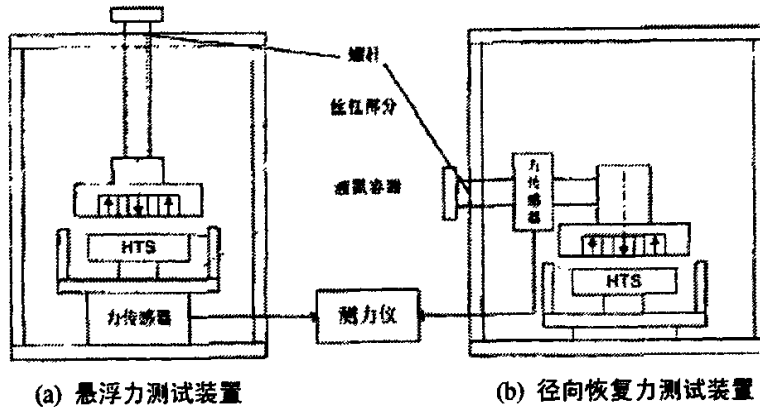


图 1-3 高温超导测量装置框图

超导磁力轴承的动态特性主要取决于系统的刚度和阻尼,动态特性关系到转子系统的稳定性,振动和抗干扰能力等^[41]。超导磁力轴承的动态特性通常采用结构模态试验或频响函数试验的方法来研究^[42],通过对结构模态特性参数的识别得到系统的刚度和阻尼系数。图 1-4 为测试系统的结构框图,主要由激振力锤、传感器、前置放大器、数据采集及频谱分析仪等部分组成。

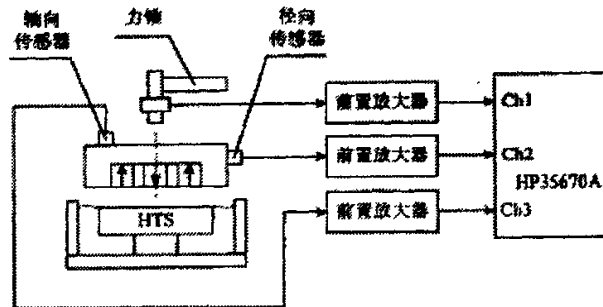


图 1-4 锤击法测试系统

1.2.3 超导磁力轴承的工业应用及发展现状

超导磁力轴承作为一种无源磁悬浮轴承,在无需加任何控制的情况下即可实现稳定悬浮,因此无论是在理论上还是技术上都是一种新的突破。超导磁力轴承作为一种新型轴承被广泛地应用到飞轮储能、高速电机、空间工业等现代工业的各个领域,有着一定的前景。

自从 1986 年发现高温超导块材以后,很多实验室开始研究高温超导磁力轴承的原理模型。1987 年,在 Cornell^[43] 大学制造了转子重 5g 的高温超导磁力轴承,转速达 10,000rpm,次年的改进型转速达到 120,000rpm。

超导磁力轴承与飞轮储能相结合构成超导磁悬浮飞轮储能系统是高温超导磁力轴承研究最多的一个方向。美国阿贡国家实验室^[44]研制了采用超导磁力轴承以及碳纤维飞轮的低损耗飞轮储能系统,飞轮重10kg,转子重12.5kg,飞轮损耗每小时大约1%。Texas^[32]超导中心研制了一台用超导混合磁力轴承实现的飞轮储能系统的样机,悬浮重量为19kg。在真空条件下,储能容量为2kWh,当转速为2000rpm时,超导磁力轴承的动能损耗每小时小于1%。德国Bornemann^[45]研制了一台超导磁力轴承飞轮储能样机。轴承采用了六片YBCO块材,采用一台三相同步电机驱动。飞轮转子直径为190mm、高30mm、重量3kg,转速能安全升到15000rpm,最大储能4.8Wh,摩擦系数接近为零。试验显示了超导磁力轴承在高效动能储能系统中的可行性,此后Bornemann^[46]设计了一套由10台超导磁力轴承飞轮储能组成的5MWh/100MW飞轮储能站,每台储能样机重30T,样机直径为3.5m,高6.5m,转子装有四个圆盘,每个重达3T,储能125kWh,转速范围为2250—4500rpm。日本在超导磁悬浮飞轮储能装置的开发方面做了较多的研究工作,已有多台试验样机。日本超导技术研究所和精工公司^[47]在80年代末就共同研制了储能700J(0.2Wh)的实验装置。飞轮在空气中以1200rpm的速度旋转。采用的超导体为熔融法制造的YBCO高温超导块材,其几何尺寸为40mm×40mm×15mm,共用了19块。日本四国电力公司、四国综合研究所以及三菱电机公司^[48]共同制做的超导磁悬浮储能装置,直径25cm、重量27.5kg的飞轮在真空中以1700rpm的转速高速旋转,储能198kJ。日本东京电力公司和日立公司^[48]共同研制了储能180kJ,输出功率2kW的实验装置,直径为1m、重量为140kg的飞轮以1400rpm-2000rpm的速度旋转,使用了115块40mm×40mm×15mm的Y系高温超导块材。中部电力公司也研制了飞轮直径60cm、重量80kg、储能1kWh的试验样机。日本Suzuki^[49]研制了一台超导磁力轴承环形飞轮发电机,采用116片MPMG-YBCO(40×40×15mm),悬浮直径1m,重140kg的转子,转速1400—2000rpm。发电机输出功率为2kW,储能50Wh。法国Tixador^[50]研制了一台混合超导磁力轴承飞轮储能系统,混合超导磁力轴承是由永磁和超导两种磁力轴承组成。超导磁力轴承安装在转子的中心位置,用于稳定转子。永磁磁力轴承安装在转子的外环,提供悬浮力。我国中科院电工研究所以及国内部分高校就超导磁力轴承飞轮储能也开展了研究工作。1999年电工研究所^[30]研制成功我国第一台微型超导飞轮储能样机,目前在中国科学院知识创新工程的支持下,正在开展2.5MJ/1MW超导储能系统的研究开发。

为了解决超导磁力轴承承载力低、刚度小等问题,人们提出了高温超导混合磁力轴承的方案。超导混合磁力轴承充分地发挥了超导轴承、永磁轴承和主动电磁轴承各自的优势,具有广泛的应用前景,是今后磁力轴承发展的主要方向。中国科学院电工研究所^[51]设计了一台由高温超导磁力轴承、永磁轴承和主动电磁轴承组成的立式永磁有源超导混合轴承,采用永磁卸载,高温超导提供稳定的立轴旋转机构,径向刚度大于3N/mm,径向振动小于10 μ m。日本九州理工学院Komori^[52]设计并研制一个五自由度主动电磁轴承和高温超导磁力轴承两种组成的有源超导混合磁悬浮轴系统,采用一套超导磁力轴承以克服重力,提供稳定悬浮力,另一套主动电磁轴承用以提高刚度,抑制振动。转子重量为0.37kg,转速最高转速达63000rpm,径向振动小于30 μ m。日本Takahata^[53]设计并研制了一个双超导磁

力轴承—主动电磁轴承结构。每个超导磁力轴承采用五片YBCO(直径50mm, 高18mm), 转子重量2.5kg。

超导磁力轴承除了在飞轮储能和一般地面机械中的应用外,还被应用于其他它具有低温环境的工业领域。如用于空间小卫星低功率损耗反应轮^[54]和太空望远镜等设备上,在制冷机、低温液体流量计、制导陀螺仪等方面都是超导磁力轴承潜在的应用领域。

目前超导磁力轴承的发展面临某些瓶颈:首先是如何将超导磁力轴承的价格降低,超导体必须被冷却至临界温度以下才能获得超导状态,这一过程消耗的能量十分巨大。第二,现有的高温超导材块产生的磁悬浮力不够大,且又有磁滞特性,刚度低,整个超导磁力轴承系统的价格之高,维护之难远甚于其他传统轴承。若能克服这些瓶颈,超导磁力轴承也将会普遍应用于各个领域。

1.3 论文工作和章节安排

1.3.1 论文主要工作

本文首先对什么是超导体以及超导现象进行了简单的概述,接着阐述了超导磁力轴承的研究现状、工业中的应用与发展前景,介绍了超导推力轴承和超导径向轴承中几种常见的结构以及这些轴承的结构参数。然后,论述了超导磁力轴承的理论基础和各种分析方法,介绍了基于超导材料的 Bean 临界态模型和电磁场理论,利用 VB 工具开发的基于 ANSYS 有限元分析软件的超导推力和径向磁力轴承静态特性分析系统,并对该系统的使用方法和功能进行了简单的介绍。最后,利用所开发的分析软件着重分析了轴承的结构参数,如超导体的半径、永磁体的半径、永磁体和超导体的厚度,以及其他一些参数,如超导体临界电流密度、永磁体的剩余磁场强度,等对超导推力和径向磁力轴承静态特性的影响,尤其是对悬浮力的影响。

1.3.2 论文章节安排

第一章,概述了什么是超导现象,简单介绍超导磁力轴承的工作原理、特性以及超导磁力轴承在工业中的应用与发展现状等。

第二章,简要介绍了高温超导推力轴承、高温超导径向轴承的结构以及一些基本的参数。

第三章,论述了高温超导磁力轴承的研究理论及分析方法,并介绍了利用 VB 语言开发的基于 ANSYS 的超导磁力轴承静态特性分析系统。

第四章,采用有限元法对超导推力和径向磁力轴承的静态悬浮力特性进行了计算与分析。

第五章,对本文工作进行了总结。

第二章 高温超导磁力轴承的基本结构及其参数

由单块或多块高温超导体与永磁体组成的高温超导磁力轴承利用超导材料的抗磁性和钉扎性提供一个稳定的悬浮力,实现转子的稳定悬浮。块状高温超导材料一般选择在液氮状态下就可以进入超导态的第二类超导材料钇钡铜氧(YBCO)。考虑到超导体的冷却问题,永磁体一般固定在转子上,而高温超导体固定在定子上。本章主要介绍了由永磁体和高温超导体构成的超导磁悬浮推力轴承和径向轴承的几种常见结构及参数。

2.1 高温超导推力轴承的基本结构及参数

高温超导推力轴承一般由单个或多个圆柱、环形高温超导体和永磁体组成。超导推力轴承常见的结构有以下几种:①单块永磁体与单块超导体;②单块永磁体与多块超导体;③多块永磁体与单块超导体;④多块永磁体与多块超导体,如图 2-1~2-4 所示。

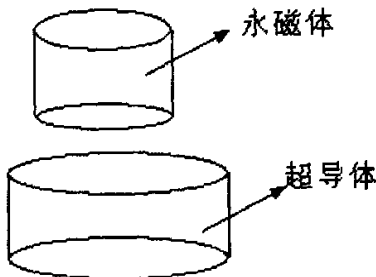


图 2-1 由单块永磁体和单块超导体构成的推力轴承

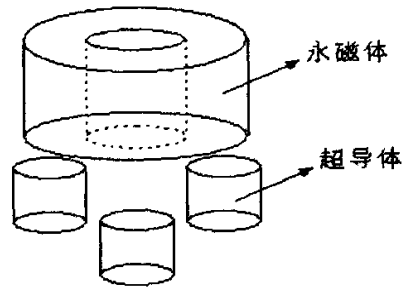


图 2-2 由单块永磁体和多块超导体构成的推力轴承

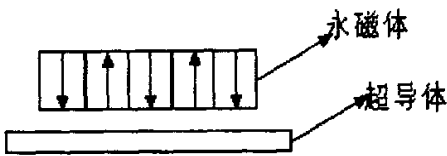


图 2-3 由多块永磁体和单块超导体构成的推力轴承

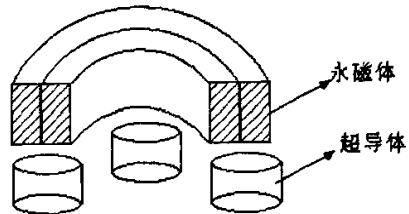


图 2-4 由多块永磁体和多块超导体构成的推力轴承

图 2-1 为最简单的高温超导推力轴承的结构图,它由单块圆柱高温超导块和单块圆柱永磁体组成,其参数主要包括:超导体和永磁体的高度、直径、超导体与永磁体之间的间隙和相对位置等。这种轴承结构虽然简单,但是由于现阶段块状超导体制造工艺的限制,不可能创造出大块的超导体来提高轴承的承载力。因此,为了提高超导推力轴承的承载力,

用多块高温超导体和永磁体构成超导推力轴承，其结构如图 2-2~图 2-4 所示。在图 2-2 中，超导推力轴承由多块的超导圆柱体和单块永磁环构成，其参数主要包括：超导体直径、超导体高度、超导体块数、永磁环的内径、外径以及超导体和永磁体两者之间的间隙和相对位置等。图 2-3 中的超导推力轴承由单块超导体和多块永磁环构成，其参数主要包括：超导体的直径、超导体厚度、永磁环个数、永磁环的内外径、永磁体的磁极方向以及超导体与永磁悬浮间的间隙等。在图 2-4 中，超导推力轴承由多块圆柱超导体和多块永磁环体构成，其参数主要包括：永磁环的内外径、永磁环的高度、磁极方向、超导体的直径、高度以及超导体与永磁体悬浮间的间隙和相对位置等。

2.2 高温超导径向轴承的基本结构及参数

设计超导径向轴承时，高温超导径向轴承的转子和定子轴心在同一直线上，定子由单块高温超导环构成，转子由环状永磁体和环状硅钢片叠加在一起组成，通常相邻的永磁体的磁极方向相反，如按照 N-S:S-N:N-S 的顺序排列，从而在径向方向产生较强的磁场和磁场密度^[66]。根据高温超导径向轴承转子和定子的位置不同，可以分为内转子结构和外转子结构，其结构如图 2-5 和 2-7 所示。

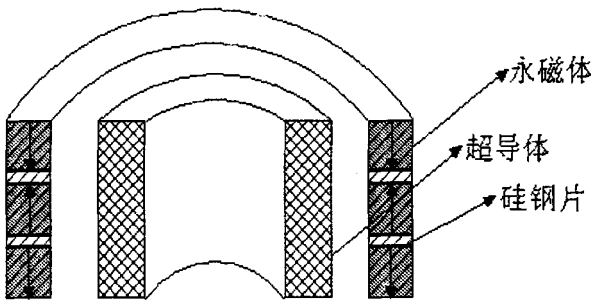


图 2-5. 高温超导径向轴承外转子结构图

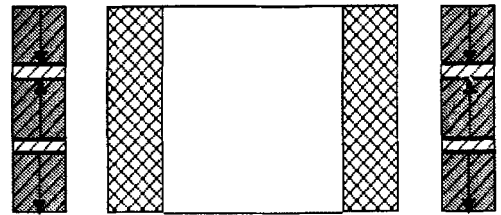


图 2-6. 高温超导径向轴承外转子结构剖面图

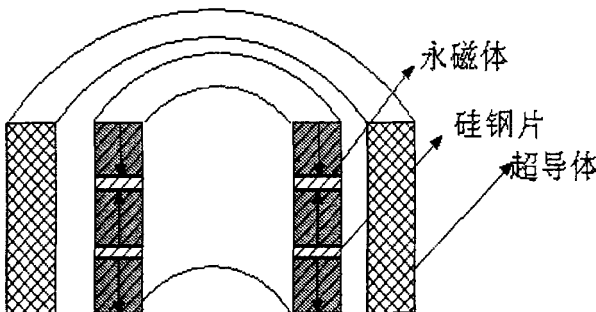


图 2-7. 高温超导径向轴承内转子结构图

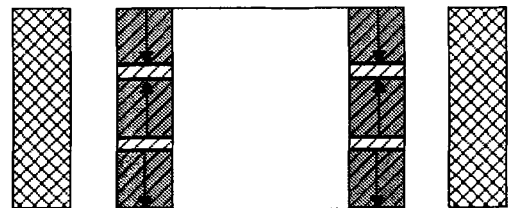


图 2-8. 高温超导径向轴承内转子结构剖面图

径向轴承的主要参数包括：转子的内径、转子外径、定子内径、定子外径、定转子的

高度、永磁体的磁极方向、硅钢片的厚度以及定转子之间的间隙和相对位置等。

2.3 本章小结

本章介绍了超导推力轴承和超导径向轴承中几种常见的结构。通常推力轴承的结构有单块永磁体与单块超导体结构、单块永磁体与多块超导体结构、多块永磁体与单块超导体结构以及多块永磁体与多块超导体结构。超导径向轴承的结构包括：内转子结构和外转子结构，定子由单块高温超导环构成，转子一般由磁极方向相反的永磁环和环状的硅钢片叠加在一起组成。推力轴承参数包括：超导体的半径、超导体的厚度、超导体的块数、永磁体的半径或内外径、永磁体的厚度、永磁体的磁极方向、永磁体的块数以及超导体和永磁体之间的间隙和相对位置。径向轴承的参数包括：转子的内径、转子外径、定子内径、定子外径、定转子的高度、永磁体的磁极方向、硅钢片的厚度以及定转子之间的间隙和相对位置。

第三章 基于 ANSYS 的超导磁悬浮轴承分析系统

电磁场理论和有限元分析方法是分析高温超导磁力轴承特性的理论基础,因此本节简单地介绍了电磁场理论和有限元分析方法,然后在此基础上利用 VB 语言工具开发了基于商业有限元软件 ANSYS 的高温超导磁悬浮轴承静态特性分析系统,并对此分析系统的使用和功能进行了介绍。

3.1 电磁场的基本方程

宏观电磁现象的基本规律可以非常简洁地用 Maxwell 方程组来表示。电磁场基本方程组的基本变量为四个场向量:电场强度 $E(V/m)$ 、磁感应强度 $B(T)$ 、电位移向量 $D(C/m^3)$ 和磁场强度 $H(A/m)$; 以及两个源量:电流密度 $J(A/m^2)$ 和电荷密度 $\rho(C/m^3)$ 。在静止媒质中 Maxwell 方程组的微分形式可以表示为^[56]

$$\nabla \times H = J + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (3-1)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (3-2)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (3-3)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (3-4)$$

为表征在电磁场作用下媒质的宏观电磁特性,需要给出以下三种媒质的构成关系式:

$$B = \mu H \quad (3-5)$$

$$D = \epsilon E \quad (3-6)$$

$$J = \gamma E \quad (3-7)$$

应当注意,式(3-5)~(3-7)中分别引入的媒质宏观特征参数—介质常数 ϵ 、磁导率 μ 和电导率 γ ,只有在线性且各向同性媒质情况下,才是简单的常数。超导材料在零场冷过程中, $B-H$ 曲线呈现为含有磁滞效应的非线性,此时, $B = \mu H$ 为依赖于场量变化的某个函数表达式。此外, ϵ 和 μ 还可以描述各向异性材料,这时由于材料中磁通密度方向与场强方向并不一致,它们应分别记作张量。在 SI 单位制中,对应于自由空间的介电常数 $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} F/m$; 导磁率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} H/m$, 满足在真空中光速 $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$ 的基本关系。

Maxwell 方程组描述了场源(电荷、电流)激发电磁场的一般规律,而从全面分析电磁场问题的需要出发,还常引用另一基本方程,即电荷守恒定律

$$\nabla \cdot J + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (3-8)$$

这一表征时变电荷与全电流密度之间的连续性方程可以由 Maxwell 方程组直接导出。此外,为描述电磁场对电荷与电流(运动电荷)的作用,其规律归结为 Lorentz 公式

$$f = q(E + V \times B) \quad (3-9)$$

根据基本方程中四个场向量及两个源量的性质,一般的电磁场问题通常简化为以下几种情况加以分析。

(1) 静态场

对应于电量不随时间变化的静止电荷所产生的静态电场,或由恒定电流所产生的恒定电磁场,称为静态电场或静态磁场问题,描述静态场的 Maxwell 方程组可以归结为

$$\nabla \times E = 0 \quad (3-10)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (3-11)$$

$$\nabla \times H = J \quad (3-12)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (3-13)$$

式中,场量(E 、 B 、 D 、 H)和源量(J 、 ρ)均为不随时间而变化的空间坐标的函数。这时,静态电磁场的物理现象将呈现为单一的电场或磁场效应。

(2) 准静态场

在分析时变电磁场时,若场域中各处位移电流密度远小于电流密度即 $\frac{\partial D}{\partial t} \ll J$,则可以忽略位移电流效应的影响。此时,该时变电磁场即为准静态情况下的电磁场(磁准静态场),其基本方程除 Maxwell 方程第一方程(3-1)可近似表述为

$$\nabla \times H = J \quad (3-14)$$

之外,其余方程都保持有效。基于式(3-14),因任一向量旋度的散量恒等于零,故在准静态下电荷守恒定律归结为

$$\nabla \cdot J = 0 \quad (3-15)$$

与磁准静态场相对应,还存在另一种可忽略电磁感应效应而导出的准静态情况下时变电磁场(电准静态场)。这类场的基本方程除 Maxwell 方程(3-2)可近似表述为

$$\nabla \times E = 0 \quad (3-16)$$

之外,其余与方程(3-1)、(3-3)和(3-4)保持一致。电力传输系统和装置中的高压电场,各种电子器件,设备和天线近区的电场等,均属于这类电准静态场的工程应用实例。

应该指出,无论是忽略电磁感应效应的电准静态,还是忽略位移电流效应的磁准静态,它们都满足所谓准静态条件。即电磁波以光速传播通过电磁系统的最大线度尺寸其所需时间应远小于该电磁波的周期。显然,准静态下的源量和场量都是时间和空间的函数,但电磁波传播的滞后效应可以忽略不计,这表明给定某一瞬间的源,即决定同一瞬间准静态场的分布,而该场分布与稍早瞬间的源状态并无关联。同样,这也表明,对于给定瞬间准静态场的分析计算,完全等同于相应的静态场问题。

(3) 时谐电磁场

正弦稳态情况下的时变电磁场(时谐电磁场),由 Maxwell 方程组推得对应得相量形式为:

$$\begin{cases} \nabla \times \dot{\mathbf{H}} = \mathbf{J} + j\omega \dot{\mathbf{D}} & (3-17) \\ \nabla \times \dot{\mathbf{E}} = -j\omega \dot{\mathbf{B}} & (3-18) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & (3-19) \\ \nabla \cdot \dot{\mathbf{D}} = \dot{\rho} & (3-20) \end{cases}$$

式中,以相量形式表征的各场量和源量均仅为空间坐标的函数,其模为相应正弦量的有效值。

(4) 动态电磁场

对应于动态情况下的时变电磁场,其基本方程即一般形式的 Maxwell 方程组。此时,式中的场量和源量均为空间坐标 (x,y,z) 和时间坐标 t 的函数。

应指出,Maxwell 方程组的四个方程并不都是独立的。对于式(3-1)取散度,并带入连续方程(式(3-8)),即得式(3-4);同理,如对式(3-2)取散度,即得公式(3-3)。因此,只有两个旋度方程式(3-1)和式(3-2)是独立的方程。鉴于每一个旋度方程对场源与相应的定解条件下,求解时变电磁场时,面对待求场量 $(\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{D}, \mathbf{H})$ 共十二个独立的待求分量,Maxwell 方程组必须与媒质的构成关系式相结合,才能完成数学模型的构造。

3.2 超导磁力轴承的有限元分析方法

以变分原理为基础建立起来的有限元法(FEM),是一种有效的数值计算方法,这种方法已经被普遍用来解决许多工程领域中的问题,例如热传导、渗流、流体力学、空气动力学、土壤力学、机械零件强度分析、电磁场等。

1965年, Winslow 首先将有限元应用于电气工程问题,其后 1969年 Silvester 将有限元法推广应用于时谐电磁场问题。发展至今,对于电气工程领域,有限元法已经成为各类电磁场、电磁波工程问题定量分析与优化设计的主导数值方法。

3.2.1 磁场的数值计算方法

对于简单形体的永磁体和超导体,如立方体,使用等效磁荷法或等效电流法可以得到磁场的解析表达式,但对于复杂的形状,想求出磁场的解析式是非常困难的,只有借助于数值方法来求解。电磁场的数值计算方法主要有:有限差分法、边界元法和有限元法等。

有限差分法是电磁场数值计算方法中应用最早的一种方法。有限差分法以其概念清晰,方法简单直观等特点,在电磁场数值分析领域内得到广泛的应用,但是有限差分法对较为复杂的问题处理起来很困难。边界元法是 20 余年前发展形成的一种数值计算方法。该方法现在被广泛应用于流体力学、热力学、电磁工程、土木工程等诸多领域。边界元法是把边值问题等价地转化为边界积分方程问题,然后利用有限元离散技术所构造的一种方法。虽然边界元法较有限元法计算精度较高,但是存在明显的不足^[49]: ①系数矩阵为非对称的满阵,引发了应用计算机求解大型离散方程组的困难,从而约束了边界元方程组的阶数。②系数矩阵元素需经数值积分处理,故系数矩阵的建立需要较多的计算时间。③不易

处理多种媒质共存的问题。以变分原理为基础建立起来的有限元法,被广泛地应用于电磁场计算的各个领域。在电磁场数值计算方法中,有限元法适用性最强,几乎能处理所有电磁场问题。

与其它数值方法相比较,有限元法的突出优点是:

- ① 有限元网格可以很方便地模拟不同形状的边界面和交界面。
- ② 有限元法得到的离散化方程组具有稀疏对称的系数矩阵,使方程组的求解得以简化,计算存储量和计算时间也相应地大大减少。
- ③ 边界条件的处理容易并入有限元数学模型,便于编写通用的计算机程序。

在超导磁力轴承特性的分析中,上述三种方法都有被使用。Uesaka^[67], Sugiura^[58]利用磁场法向量的方法求解 Maxwell 方程,基于临界态模型求解悬浮力。Takeda^[59]利用边界元法求解悬浮力,结果表明在计算场强时,边界元法较之于有限元法有更高的精确度。Chun^[61]基于超导材料的临界态模型利用有限元法计算出超导体和永磁体之间的磁场分布,再利用 Lorentz 方程求得超导体与永磁体之间的悬浮力。Camacho 等^[31]利用有限元法计算场冷和零场冷条件下了超导体与永磁体之间的悬浮力。谭凤顺等^[23]人基于超导临界态模型基础上,应用有限元方法推导了高温超导体电流和电流密度计算方程,由高温超导体电流计算了高温超导磁力轴承悬浮力,高温超导磁力轴承的悬浮力不仅与其超导材料的特性相关,而且受到永磁体磁场分布的影响^[60],因此在实际设计中,不仅可以采用多块材料组合以提高悬浮力,而且还要对永磁体体磁场进行优化排列。郑晓静等^[61]利用高温超导宏观电磁场的 Kim 临界态模型和有限元法对高温超导体—永磁体悬浮系统中的两者之间的电磁悬浮力进行了定量的计算,数值计算结果表明:数值模拟能够反映出悬浮力的磁滞特性,在定量上与试验测试结果符合较好。

为此,本文将利用有限元法来计算高温超导磁力轴承的磁场分布以及超导磁力轴承的悬浮力。

3.2.2 高温超导磁力轴承的有限元分析

有限元法的分析过程一般包括以下几个步骤:

- ① 建立数学模型;
- ② 将待求解的边值问题转化为等价的二次泛函极值问题;
- ③ 在单元中构造插值函数;
- ④ 把变分问题离散化,导出代数方程组;
- ⑤ 代入边界条件;
- ⑥ 求解节点函数值。

电磁场有限元法首先是依照 Maxwell 微分方程组和边界条件,建立与之等价的变分形式,并利用变分原理建立求解域内的单元特征式,再将求解域的所有单元进行组装得到装配方程,然后加入边界条件,就可以利用求解方程组的方法求出矢量磁位,最后再根据

矢量磁位求出场域内的磁场强度或磁场分布。

高温超导磁力轴承的电磁场分布由 Maxwell 方程组及介质方程来描述。Maxwell 方程组的微分形式为：

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3-21)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3-22)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (3-23)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3-24)$$

其中： \mathbf{H} 、 \mathbf{B} 、 \mathbf{E} 、 \mathbf{D} 、 \mathbf{J} 和 ρ 分别为磁场强度、磁感应强度、电场强度、电位移、电流密度和电荷密度。对于各向同性介质，描述电磁场作用下介质电磁特性的介质方程为：

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (3-25)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (3-26)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (3-27)$$

其中： μ 、 ε 和 σ 分别称为介质的磁导率、介电常数和电导率。对于高温超导材料，由于存在磁滞效应， μ 不是一个常数，而是一个复杂的非线性关系。

对于我们所研究的永磁静态场问题，位移电流和自由电荷可以忽略不计，于是方程(3-21)变为：

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (3-28)$$

由磁场连续方程 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ 及矢量恒等式 $\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0$ ，可将磁感应强度 \mathbf{B} 表示为矢量磁位 \mathbf{A} 的旋度，得

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (3-29)$$

将方程(3-29)和(3-25)代入(3-28)，就可以得出静态磁场的基本微分方程为以下形式的泊松方程：

$$\nabla \times (\nu \nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J} \quad (3-30)$$

式中： $\nu = 1/\mu$ 为介质的磁阻率。

要使方程(3-30)有定解，还必须考虑到方程的定解条件。对于静态磁场问题，初始条件不存在，只有边值条件，因而称之为边值问题。边界条件通常分为三种情况：

(a) 已知矢量磁位 \mathbf{A} 在边界 Γ 上的值 \mathbf{A}_Γ ，称为第一类边界条件，即

$$\mathbf{A}|_\Gamma = \mathbf{A}_\Gamma(x, y, z) \quad (3-31)$$

(b) 已知矢量磁位 \mathbf{A} 的法向导数在边界 Γ 上的分布，称为第二类边界条件，即

$$\mathbf{H} \times \mathbf{n}|_\Gamma = \nu \nabla \times \mathbf{A} \times \mathbf{n}|_\Gamma = \mathbf{q}(x, y, z) \quad (3-32)$$

式中： $\mathbf{q}(x, y, z)$ 为已知的函数。

(c) 已知矢量 \mathbf{A} 及 \mathbf{A} 的法向导数在边界 Γ 上的某一线性关系，称为第三类边界条件，即

$$\mathbf{H} \times \mathbf{n}|_{\Gamma} = \mathbf{W} \times \mathbf{A} \times \mathbf{n} = -\mathbf{A} \lambda(x, y, z) + \mathbf{q}(x, y, z) \quad (3-33)$$

式中： $\lambda(x, y, z)$ 和 $\mathbf{q}(x, y, z)$ 分别为已知的标量函数和向量函数。

第二类边界条件是第三类边界条件在 $\lambda(x, y, z) = 0$ 时的一种特殊情况。第二、第三类边界条件又称为自然边界条件。

泊松方程(3-30)对应的能量泛函一般表示为：

$$f(\mathbf{A}) = \int_{\Omega} \left(\int_0^{\mathbf{A}} \mathbf{W} \times \mathbf{A} \cdot \nabla \times d\mathbf{A} \right) dV - \int_{\Omega} \left(\int_0^{\mathbf{A}} \mathbf{J} \cdot d\mathbf{A} \right) dV - \int_{\Gamma} \left(\int_0^{\mathbf{A}} \mathbf{W} \times \mathbf{A} \times \mathbf{n} \cdot d\mathbf{A} \right) dS \quad (3-34)$$

式中： Γ 为磁场区域 Ω 的边界， \mathbf{n} 为边界外法线单位矢量， S 为磁场区域的外表面， V 为磁场区域的体积， \mathbf{A} 为矢量磁位。

由于永磁体不存在宏观励磁电流，其边值条件分别为：

$$\Omega: \nabla \times (\mathbf{W} \times \mathbf{A}) = 0 \quad (3-35a)$$

$$\Gamma_1: \mathbf{A}|_{\Gamma} = \mathbf{A}_G \quad (3-35b)$$

$$\Gamma_2: \mathbf{H} \times \mathbf{n}|_{\Gamma_2} = \mathbf{W} \times \mathbf{A} \times \mathbf{n}|_{\Gamma_2} = -\lambda \mathbf{A} + \mathbf{q} \quad (3-35c)$$

$$s: (\nabla \times \mathbf{A})_n|_s = (\nabla \times \mathbf{A}_2)_n|_s \quad (3-35d)$$

$$v_1(\nabla \times \mathbf{A})_t|_s = v_2(\nabla \times \mathbf{A}_2)_t|_s \quad (3-35e)$$

式中： Ω 为整个磁场区域， Γ_1 为第一类边界条件， Γ_2 为第三类边界条件， s 为不同介质边界面。

为了利用有限元法求解满足边界条件(3-35)的泊松方程(3-30)的解，可将问题等价地转换为下列能量泛函的变分问题：

$$f(\mathbf{A}) = \int_{\Omega} \left(\int_0^{\mathbf{A}} \mathbf{W} \times \mathbf{A} \cdot \nabla \times d\mathbf{A} \right) dV - \int_{\Gamma_2} \left(\int_0^{\mathbf{A}} (\lambda \mathbf{A} - \mathbf{q}) \cdot d\mathbf{A} \right) dS = \min$$

$$\Gamma_1: \mathbf{A} = \mathbf{A}_G \quad (3-36)$$

有限元法要求把条件变分问题离散化，即将连续场域离散为有限个单元，并构造各自所对应的插值函数。然后把插值函数代入能量泛函的积分式，把连续的泛函离散化为普通多元函数。利用对多元函数求极值的原理，将能量函数对每一个自变量求偏导数，并令其为零，便得到一个线性或非线性的代数方程组，即：

$$[\mathbf{K}][\mathbf{A}] = [\mathbf{P}] \quad (3-37)$$

第二、三类边界条件及不同介质交界面上的交界条件，在变分过程已经自动得到满足。第一类边界条件又称强边界条件，需与式(3-37)并列列出。具体处理时是对方程(3-37)的系数矩阵 $[\mathbf{K}]$ 和右端向量 $[\mathbf{P}]$ 进行修改，然后利用迭代法求解方程组，并计算出矢量磁位 \mathbf{A} 的分布。最后由 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ ，求得单元中磁感强度 \mathbf{B} 的分布。

在求得高温超导磁力轴承的磁场分布后，高温超导磁力轴承的悬浮力可以按照 Maxwell 应力或虚功原理计算得到。

3.3 超导磁力轴承材料特性

3.3.1 永磁材料与铁磁材料

a 永磁材料

超导磁力轴承中的永磁材料通常选用永磁体钕铁硼($NdFeB$)。 $NdFeB$ 属于第三代稀土永磁材料,具有体积小、重量轻、磁性强、具有极高的磁积能和矫顽力等特点。永磁体材料的磁性与永磁体表面中心磁场强度和剩余磁场强度有关。永磁材料是一种非线性的磁性材料,其材料特性可以通过 $B-H$ 曲线来定义,其 $B-H$ 曲线如图 3-1 所示,其中相对磁导率 μ_r 为一变量。

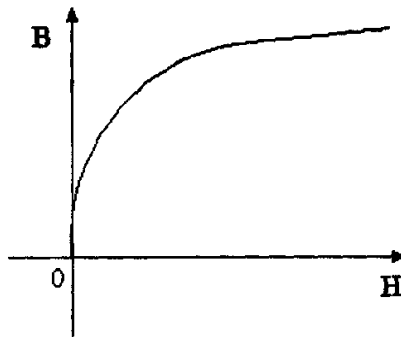


图 3-1 永磁体的磁化曲线

实际中为了处理方便通常将永磁体视作线性的磁性材料来处理,此时永磁体的相对磁导率 μ_r 为一定值,永磁体可以通过相对磁导率 μ_r 和矫顽力来定义。

b 铁磁材料

超导磁力轴承中铁磁材料一般选用纯铁、硅钢片等导磁性能好的材料。这些铁磁材料的相对磁导率很高,磁化曲线的线性度很好,通常被视作线性材料。本文中所采用的铁磁材料为硅钢片 steel-1008。

3.3.2 高温超导材料

a 超导材料的 Meissner 效应

超导体处于超导态时,磁力线不能通过超导体,把这种超导体在磁场中呈现完全抗磁性的现象称为迈斯纳效应(Meissner effect)^[12]。Meissner 现象可以用图 3-2 形象地加以说明,当外部磁场(永磁体)接近超导体时,在超导体内部感应电流,感应电流产生的磁场与外部磁场大小相同,方向相反,磁力线不能渗透到永磁体内部,超导体呈现出完全抗磁性。

对于第一类超导材料,超导体显示出完全的抗磁性或理想的 Meissner 效应,这时超导材料的特性可以通过两种方法来进行定义^[31]:

- 1 通过给超导体赋予一个常矢量磁位来定义超导体;
- 2 将超导体作为线性磁性材料处理, 赋给超导体一个很小的相对磁导率。



图 3-2 超导体抗磁性的解释

对于第二类高温超导材料, 超导体并不显示出完全的抗磁性或理想的 Meissner 效应, 但是为了分析方便起见, 一般也按照完全的抗磁性或理想的 Meissner 效应的方式来处理。本文在计算高温超导磁力轴承在 Meissner 效应下的静态特性时, 就是采用了上面的第二种方法, 取其相对磁导率 $\mu_r = 0.0001$ 。

b 超导材料的分析模型

超导磁力轴承的特性包括悬浮力、刚度、阻尼以及损耗等。计算和分析这些特性量需要采用不同的数学模型^[68, 62]。数学模型反映了超导体内电流密度 J , 磁场强度 H 或磁通密度 B 以及电场强度 E 等物理量之间的关系。根据这些物理量之间关系和条件不同, 数学模型可以分为临界态模型、冷冻场模型、磁通蠕动模型等。通常采用 Bean^[63]临界态模型计算超导磁力轴承的悬浮力, 用冷冻场模型^[64]计算横向恢复力等静态特性, 描述超导承载力 and 稳定性, 采用磁通蠕动和流动模型^[65]来分析刚度, 振动阻尼和旋转损耗等动态特性。

1 临界态模型:

$$\vec{j} = J_c \langle |\vec{B}| \rangle \cdot \frac{\vec{E}}{|E|} \quad \text{当 } |E| \neq 0 \quad (3-38)$$

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = 0 \quad \text{当 } |E| = 0 \quad (3-39)$$

其中: J_c 为临界电流密度, J 为电流密度, E 为电场强度。

2 冷冻场模型:

$$\vec{j} = J_c \langle |\vec{B}| \rangle \cdot \frac{\vec{E}}{|E|} \quad \text{当 } |\vec{F}_l| > F_p \quad (3-40)$$

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = 0 \quad \text{当 } |\vec{F}_l| \leq F_p \quad (3-41)$$

其中: J_c 为临界电流密度, J 为电流密度, E 为电场强度, F_l 、 F_p 为电磁力。

3 磁通蠕动模型:

$$E = 2\rho_c J_c \sinh\left(\frac{U_0}{k\theta} \cdot \frac{J}{J_c}\right) \cdot \exp\left(-\frac{U_0}{k\theta}\right) \quad (0 \leq J \leq J_c) \quad (3-42)$$

$$E = E_c + \rho_f J_c \left(\frac{J}{J_c} - 1\right) \quad (J > J_c) \quad (3-43)$$

其中： J_c 为临界电流密度， J 为电流密度， E 为电场强度， ρ_c 为蠕动阻力， ρ_0 磁通阻力， θ 为绝对温度， k 为一常量。

在临界态模型中，根据临界电流密度 $J_c(B)$ 所取值的不同，可以得到以下几种不同的临界态模型。

$J_c(B) = \text{常量}$	Bean 模型
$J_c(B) \cdot (B_0 + B) = \text{常量}$	Kim 模型
$J_c(B) = J_{c0} \cdot B^{-1/2}$	Matsushita 模型

其中： B_0, J_{c0} 为定值。此后又有不少模型被提出，用来解释高温超导体的基本性质如：

Feitz等^[66]提出了指数型模型：

$$J_c = J_0 \exp(-|H_i|/|H_0|) \quad (3-44)$$

Green等^[67]提出了幂级数模型：

$$J_c(H_i) = J_0 |H_i|^{-n} \quad (3-45)$$

Waterson等^[68]提出了线性模型：

$$J_c(H_i) = J_0 (1 - |H_i|/H_0) \quad (3-46)$$

Xu^[69]提出了如下的幂级数模型：

$$J_c(H_i) = J_0 (1 - |H_i|/H_0)^{-n} \quad (3-47)$$

本文将采用简化的 Bean 临界态模型来计算超导磁力轴承的悬浮力。

C 超导材料磁化曲线

超导材料的特性可以由其磁化曲线来表示，超导材料的磁化曲线不仅与外部磁场的分布有关，而且还与超导材料的形状、临界电流、磁化过程等有关。考虑一个如图 3-3 所示的无限长的圆柱形超导体，假设圆柱形超导体的轴心在 Z 轴上，外加均匀磁场 H 平行于 Z 轴，图中虚线环表示超导体内产生的超导电流的路径。此时，磁场 H 只有 Z 轴方向分量，超导体产生的超导电流只有 X 和 Y 轴的分量。

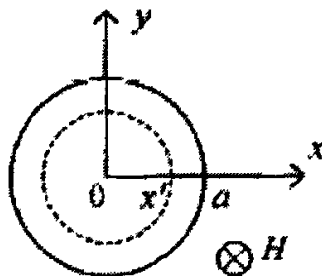


图 3-3 超导体截面图

在处理圆柱形超导体和外加磁场物理模型中，做了如下假设：

1. 采用简单的临界态Bean模型：

$$J_c(H_i) = J_c = const \tag{3-48}$$

2. 外加磁场 H 均匀且平行于无限长圆柱形超导体的轴线。
3. 假设轴对称情况，外加磁场沿圆柱超导体由外向里均匀渗透。

临界态模型只与宏观超导电流、磁化强度、磁通密度、以及磁场有关。假设超导体内的磁化强度为 M_i ，则有：

$$M_i = H_i - H \tag{3-49}$$

如图3-3所示，由于对称性，可通过计算第一象限($x > 0, y > 0$)内 M 的平均值，得到 M_i 在超导体横截面的平均值 M 为：

$$M = \frac{2}{a^2} \int_0^a x M_i(x) dx \tag{3-50}$$

另由安培定律和式(3-56)，则有：

$$J(x) = \frac{dH_i(x)}{dx} = \text{sgn}(J) \cdot J_c(H_i) = J_c \cdot \text{sgn}(J) \tag{3-51}$$

其中， sgn 是符号函数：

$$\begin{cases} \text{sgn}(J) = 1 & J > 0 \\ \text{sgn}(J) = -1 & J < 0 \end{cases} \tag{3-52}$$

这样就可以算出超导体体内的磁场强度 H_i ，即：

$$H_i(x) = J_c \cdot \text{sgn}(J) \cdot x \quad (0 \leq x \leq a) \tag{3-53}$$

当超导体的外表面全部被外磁场渗透时，定义此时外的外加磁场强度为 H_p ，由式(3-53)可得：

$$H_p = J_c \cdot a \tag{3-54}$$

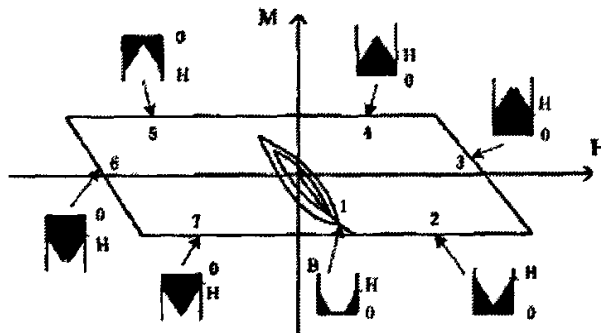


图 3-4 基于 Bean 模型的高温超导体 $M-H$ 磁化曲线示意图

超导体体内磁化强度与外加磁场 H 的历史过程及大小有关。图 3-4 为基于 Bean 模型的高温超导体体内磁化曲线示意图，图中，黑色部分表示在不同外加磁场条件下，超导体

体内的磁通情况。曲线 1 和 2 表示超导体的初始磁化曲线，其中，曲线 2 表示当最大外加磁场 H_m 大于外加磁场强度 H_p 时的磁化曲线。曲线 3 和 4 分别表示当外加磁场逐渐减小时的磁化曲线。曲线 5, 6 和 7 表示超导体反向磁化曲线，它们分别与曲线 2, 3 和 4 反方向对称。图中小磁滞回线为磁化过程最大外加磁场 H_m 小于外加磁场强度 H_p 时的情况。

超导体的磁化过程包括场冷过程和零场冷过程，场冷与零场冷的区别在于超导体被冷却时外部磁场的大小不同。对于相同的冷却过程，超导体与永磁体之间的间距不同，超导体被冷却时外部的磁场大小也不同，因此获得的超导体材料特性也不同。

(1) 零场冷过程中圆柱形超导材料的磁化曲线：

$$M(H) = -H + H^2 - H^3 / 3H_p^2 \quad (0 < H < H_p) \quad (3-55)$$

$$M(H) = -H_p / 3 \quad (H_p < H) \quad (3-56)$$

当 $H_m < H_p$ 时，即外加最大磁场不够大，超导体外表面没有全部被外磁场渗透，此时的磁化曲线为：

$$M(H) = -H + (H_m^2 + 2HH_m - H^2) / 2H_p - (3H_m^3 + 3H_m^2H - 3H_mH^2 + H^3) / 12H_p^2 \quad (3-57)$$

$$(-H_m < H < H_m)$$

当 $H_m > H_p$ 时，即外加最大磁场足够大，超导体外表面全部被外加磁场渗透，此时的磁化曲线为：

$$M(H) = -H_p / 3 + H_m - H - (H_m - H)^2 / 2H_p + (H_m - H)^3 / 12H_p^2 \quad (3-58)$$

$$(H_m - 2H_p < H < H_m)$$

$$M(H) = H_p / 3 \quad (-H_m < H < H_m - 2H_p) \quad (3-59)$$

(2) 场冷过程中圆柱形超导材料的磁化曲线：

当 $H_m < H_p$ 时，即外加最大磁场不够大，超导体外表面没有全部被外磁场渗透，此时的磁化曲线为：

初始化过程：

$$M(H) = -(H - H_m) - [H_m^2 - 2H_m(H - H_m) - (H - H_m)^2] / 2H_p + [3H_m^3 - 3H_m^2(H - H_m) - 3H_m(H - H_m)^2 - (H - H_m)^3] / 12H_p^2 \quad (3-60)$$

$$(0 < H < H_m)$$

退磁过程：

$$M(H) = -(H - H_m) - (H - H_m)^2 / H_p - (H - H_m)^3 / 3H_p^2 \quad (3-61)$$

$$(0 < H < H_m)$$

当 $H_m > H_p$ 时，即外加最大磁场足够大，超导体外表面全部被外磁场渗透，此时的磁化曲线为：

初始化过程：

$$M(H) = H_p / 3 - H + H^2 / 2H_p - H^3 / 12H_p^2 \quad (3-62)$$

$$(0 < H < 2H_p)$$

$$M(H) = -H_p/3 \quad (2H_p < H < H_m) \quad (3-63)$$

退磁过程:

$$M(H) = H_m - H - (H - H_m)^2/H_p - (H - H_m)^3/3H_p^2 \quad (3-64)$$

$$(H_m - H_p < H < H_m)$$

$$M(H) = H_p/3 \quad (0 < H < H_m - H_p) \quad (3-65)$$

图 3-5 (a)和(b)分别为零场冷和场冷过程中的圆柱形超导材料的磁化曲线示意图。

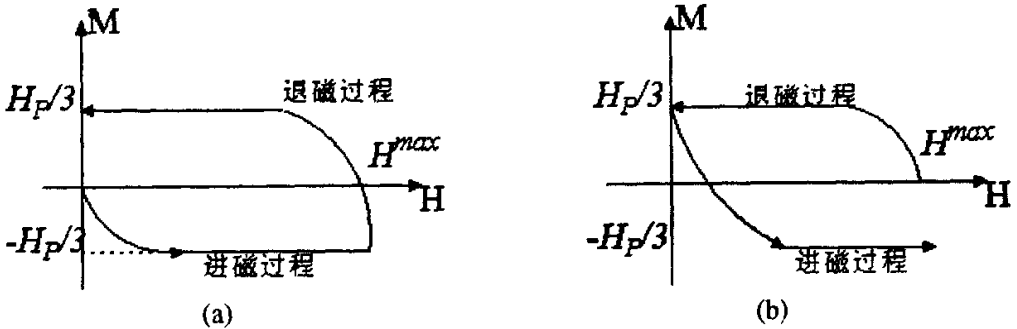


图 3-5 基于 Bean 模型的高温超导体在零场冷和场冷过程中的 $M-H$ 磁化曲线示意图

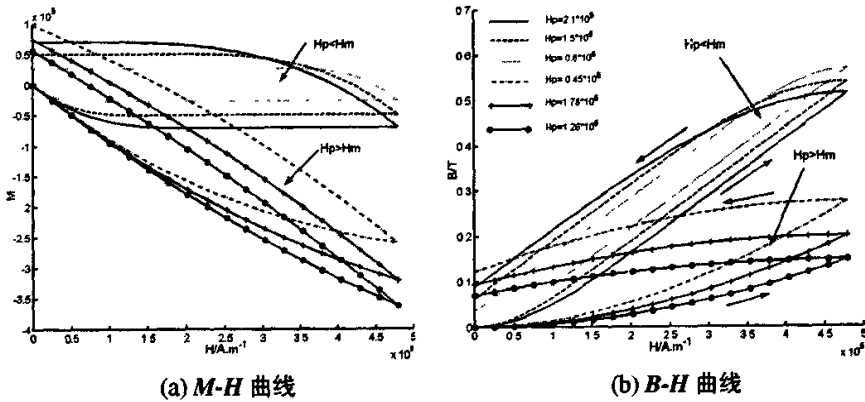


图 3-6 零场冷过程中圆柱形超导材料的 $M-H$ 及 $B-H$ 曲线

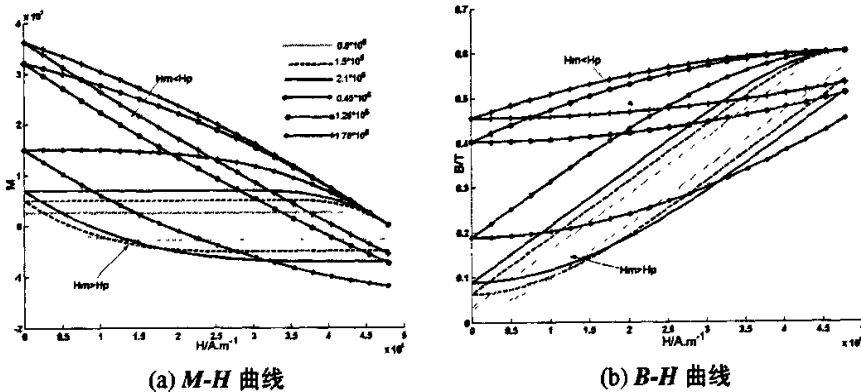


图 3-7 场冷过程中圆柱形超导材料的 $M-H$ 及 $B-H$ 曲线

基于 Bean 临界模型圆柱形超导材料的 $B-H$ 曲线可以由公式 $B(H) = \mu_0[H + M(H)]$ 和式(3-55)-(3-65)计算得到。图 3-6 和 3-7 为零场冷和场冷过程中圆柱形超导体在不同外加磁场强度 H_p 时的 $M-H$ 曲线和 $B-H$ 曲线，其中 H_m 为最大外加永磁体磁场。

注意到，当超导体与永磁体之间的距离达到最大，永磁体移动的方向改变时，超导体的 $B-H$ 曲线必须重新计算，然后再将其 $B-H$ 特性赋予超导材料，这是因为初始化过程和退磁过程中，超导材料的特性是不一样的。

超导材料的特性于超导体的形状有关，上面的超导材料的磁化曲线仅适用于圆柱形超导体，对于其他形状的超导体需要采用对应的方法来得到，其他结构超导材料磁化曲线的计算是十分复杂的，而且也没有一个公认模型可以使用，需要具体问题具体分析。

3.4 ANSYS 软件的简介

3.4.1 软件介绍

电磁场有限元 (FEM) 有不少的专业分析软件，ANSYS 软件就是其中之一。ANSYS 软件是由美国 Swanson Analysis System 公司开发的融结构、流体、电场、磁场、声场分析于一体的大型有限元软件，具有强大分析和优化设计功能。ANSYS 的构架分为起始层和处理器层，其关系如图 3-8 所示。图中标示的指令是起始层与处理器层之间切换的状态变换指令。

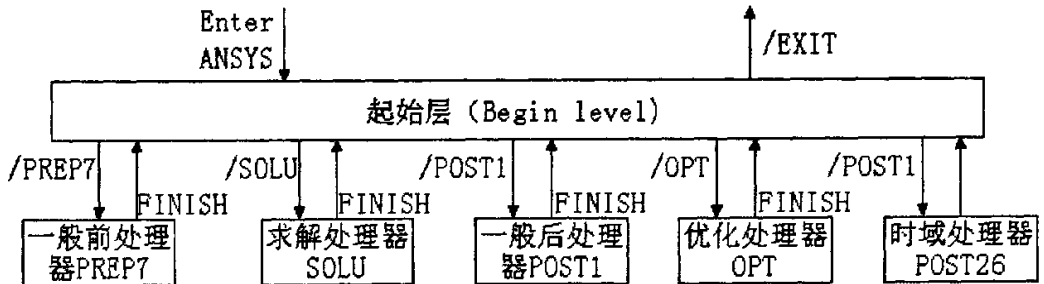


图 3-8 ANSYS 处理器之间的转换

可以用 ANSYS 完成的功能如下：

- ① 建立计算模型或者输入结构、产品、组件或系统的 CAD 模型。
- ② 应用施加载荷或者其他设计条件。
- ③ 研究模型的物理响应，比如应力水平、温度分布或者电磁场等。
- ④ 对产品进行优化设计，以降低产品的费用。
- ⑤ 进行数值模拟。

ANSYS 包括 100 多个单元，提供了对各种物理场量的分析功能，可以将其应用到如下学科：

- ① 结构分析

- ② 热分析
- ③ 高度非线性瞬态动力分析 (ANSYS/LS-DYNA)
- ④ 流体静力学和动力学分析 (FLOTRAN)
- ⑤ 电磁分析学
- ⑥ 声学分析
- ⑦ 压电分析
- ⑧ 多场耦合分析
- ⑨ 设计灵敏度及优化设计分析

ANSYS 的优化设计功能允许优化任何方面的设计变量和约束变量, 如形状、应力、自然频率、重量、费用、温度、磁势、压力、速度等, 可进行参数、拓扑优化。

ANSYS 包含有内部开发工具 APDL(ANSYS Parametric Design Language, ANSYS 参数化设计语言)和 UIDL(User Interface Design Language, 用户界面设计语言), 结合外部开发工具(如 Visual C++、VB), 可进行二次开发。

ANSYS 的主要特点有:

- ① 使用方便, 内涵丰富, 涉及面广。
- ② 强大的后处理功能, 高效方便的绘图功能。
- ③ 灵活多样的剖分网格形状、疏密程度可以进行智能剖分和手工剖分。
- ④ 多种可选择的迭代求解器, ANSYS 求解器包括: 波前求解器、雅克比共轭求解器等五种求解器, 可以根据需要选择不同的求解器。
- ⑤ 能实现多场及多场耦合分析功能。
- ⑥ 方便的二次开发功能。

图 3-9 为 ANSYS 软件(10.0 版)的指令输入栏, 指令的集合可构成日志文件。

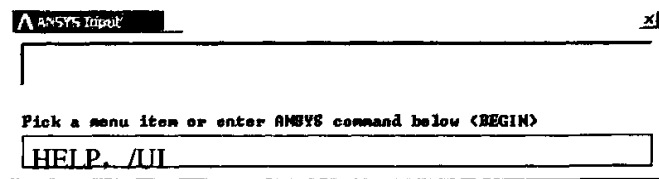


图 3-9 ANSYS 软件指令栏

ANSYS 的常用指令有:

- ① 指令: HELP, /UI
功能说明: 图形界面操作下的 APDL 指令功能及其参数设置。
- ② 指令: /INPUT,FILENAME,LOG,C:;,0,0
GUI: Utility Menu>Read Input from>*.log
功能说明: 导入扩展名为 log 的日志文件。
- ③ 指令: APLOT

功能说明：画出选择的面积区域。

④ 指令： EPLOT

功能说明：将剖分过的区域以单元形式显示。

⑤ 指令： PLF2D

GUI： Utility Menu>Plot>Results>Flux Lines

功能说明：画出磁力线分布图。

⑥ 指令： /UI,COPY,SAVE,JPEG

GUI： Utility Menu>PlotCtrls>Hard Copy>To File

功能说明：将当前窗口图形以 JPEG 格式存盘。

3.4.2 分析步骤

由于在高温超导磁力轴承静态特性的分析中忽略了时间变化效应的影响，只对轴承的静态悬浮力进行分析，所以可以利用 ANSYS 软件静态磁场分析功能来完成。静态磁场分析可以模拟各种饱和磁性材料和永磁体。对于二维静态磁场的分析，可以采用矢量势方法。对于三维静态磁场的分析，可以选用标量法和基于单元边的方法。



图 3-10 ANSYS 软件主菜单

静态磁场分析一般有以下五个步骤：

① 创建物理环境

设置 GUI 参考框：Main Menu>Preferences 选择 Magnetic-Nodal 项。

说明单元类型：Main Menu>Preprocessor>Element Type>Add 选择恰当的单元类型。

定义单元实常数：Main Menu>Preprocessor>Real constants 注意单位换算。

定义材料特性：Main Menu>Preprocessor>Material Props> 可定义线性材料或非线性材料。

对于材料的 $B-H$ 曲线，可以从库中读出，也可以自己输入：

Main Menu>Preprocessor>Material Props>Material Library>Import Library

或 Main Menu>Preprocessor>Material Props>Data Table>Define/Active

在 ANSYS 中输入 $B-H$ 曲线必须要遵守的规则为：1. B 随 H 是单调递增的关系；2. $B-H$ 曲线缺省通过圆心，即(0,0)点不能输入；3. $B-H$ 曲线应该覆盖材料的全部工作范围，确保足够多的数据点以完整描述曲线。如果需要超出 $B-H$ 曲线的点，程序按斜率不变自动进行外延处理，可以改变范围并用 TBPLLOT 命令画图来观察其外延情况；4. 在曲线拐点处要用更多的数据点来描述；5. 一般要将输入好的曲线数据放入材料库中，以备以后使用。

如果材料是线性的，那只需说明材料的相对磁导率。

② 建立模型，赋予特性，划分网格

建立模型：由点、线、面逐步建立、逻辑组合起来，最后用 OVERLAP 指令重叠各面，使平面空间节点无重叠出现，必要时压缩不用的面号。

赋予特性：Main Menu>Preprocessor>Attributes->Define>Picked Areas

划分网格：Main Menu>Preprocessor>Meshing->Mesh

ANSYS 软件中，网格自由剖分精度共分 10 个等级，即 1~10，数字越小网格剖分越精细。为提高计算精度，气隙网格往往要做进一步的细化，即二次剖分，ANSYS 软件提供了 5 个细化等级，即 1~5，数字越大网格剖分越精细。

③ 加边界条件和载荷(激励)

加边界条件：Main Menu>Preprocessor>Loads>Apply>Boundary> 选择线。

施加激励：Main Menu>Preprocessor>Loads>Apply>Excitation>，一般激励源为面电流密度，即工作电流除以绕组面积。因此绕组截面什么形状并不重要。

④ 求解

求解：Main Menu>Solution>Electromagnet>Opt&Solv，指令为 MAGSOLV。

⑤ 后处理(查看计算结果)

定义路径：Main Menu>General Postproc>Path Operations 路径可以通过节点(如选取任意路径的)、坐标(如选取圆周路径)等等来定义。

对于超导磁力轴承，可定义组件来求解悬浮力，ANSYS 软件计算结果即为所得。FMAGBC 宏自动给要计算力和力矩部分加标志，该宏自动加虚位移和 Maxwell 面标志，只需将该部分的单元建立一个组元(Component)，然后再使用宏 FMAGBC 即可。

后处理：Main Menu>General Postproc>List Result 或 Plot Result，可查看计算结果数据或画出相应的图形，包括节点解、单元解、矢量图、磁力线分布图等。

以上只是简单地说明 ANSYS 软件分析超导磁力轴承的基本过程，具体含义及使用过程可参考 ANSYS 软件的在线 HELP 文件和有关文献^[70]。

3.5 基于 ANSYS 的超导磁力轴承静态特性分析系统

ANSYS 软件作为一个 FEM 专业分析软件，虽然提供了良好的手段，但总有个学习、消化、熟悉的过程，为此发展了旨在只要通过简单的人机界面就能完成 ANSYS 软件对高温超导磁力轴承的静态悬浮力特性进行有限元分析的系统。

该软件基于 ANSYS 软件(10.0 版)经二次开发而成，主要分析高温超导磁力轴承的静态特性，包括磁力线分布、磁感应强度和悬浮力等。

3.5.1 软件简介

该系统将 VB 作为外部开发工具，其基本方法是先在人机界面内输入数据，生成按

APDL 编写的日志文件(*.log)，再调用 ANSYS 软件来执行日志文件，最后显示有限元分析结果，如电磁力、磁力线分布、磁感应强度和磁场强度矢量图等。

编写软件时的假设条件为：

① 高温超导磁力轴承的结构相对比较固定。高温超导径向轴承和推力轴承的模型是给定的，其参数有一定的适用范围。

② 超导材料、永磁材料之间不能重叠和接触。

③ 超导推力轴承中超导体为圆柱形，外加磁场沿超导体由外向里均匀渗透，超导体作为一般磁性材料来处理，内部的磁场强度 H_i 根据超导临界态 Bean 模型来定。

④ 忽略转子旋转运动和振动的影响。

⑤ 高温超导体及永磁体为各向同性材料。

如果以上几点假定条件不能满足，就要另修改日志文件(*.log)，否则无法达到分析要求。

图 3-11 为高温超导磁力轴承特性有限元分析系统的主界面。

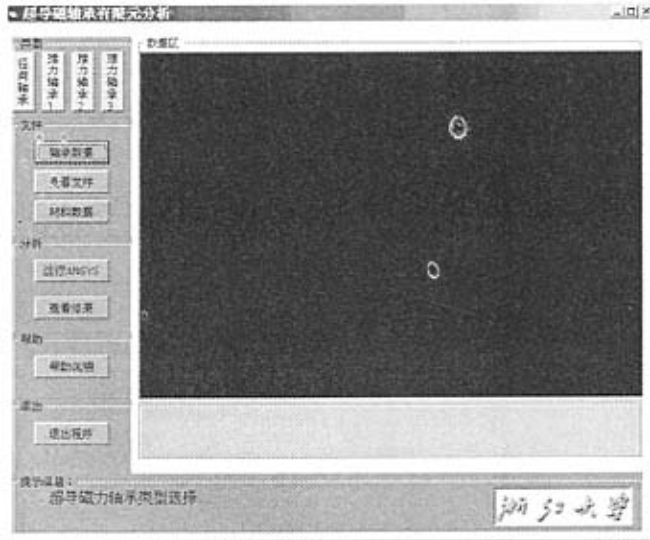


图 3-11 基于 ANSYS 的超导磁力轴承分析系统主界面

该软件的使用步骤大致如下：

① 确定超导磁力轴承的类型。如径向轴承或推力轴承，只能选择其中之一。

② 点击“轴承数据”功能键，输入轴承的参数并保存为 log 文件。

③ 点击“查看文件”和“材料数据”功能键，确定运行前必需的文件，包括磁性材料数据文件和日志文件。

④ 运行 ANSYS 有限元分析软件，查看计算结果。运行软件名和看图软件名由用户给定，ANSYS 有限元分析在后台运行。调用 ANSYS 软件的指令如下。

```
Ansyz100 -b -p ane3fl -i input.log -o output.txt
```

其中，input.log 为 ANSYS 软件待调用的日志文件，扩展名为 log；output.txt 用来记录

ANSYS 軟件執行日志文件時生成的過程數據及結果。

計算結果包括超導磁力軸承在 X、Y、Z 方向上的電磁合力，各種圖形數據（如磁化曲線、超導磁力軸承的模型圖、網格剖分圖、磁力線分布圖等）。

⑤ 查閱幫助文件，內有軟件功能和使用說明等。

⑥ 退出程序。

實際上，ANSYS 軟件要用到的兩個數據文件是磁性材料磁化曲線數據和日志文件。對於一般的磁性材料比如永磁體、硅鋼片等，磁化曲線數據可以通過查閱有關資料再按一定的格式輸入外部文件 material.txt。但是，超導材料的磁化曲線與外部磁場以及超導體的形狀、尺寸等有關，磁化曲線必須通過計算得到然後生成可以被 ANSYS 調用的日志文件。而日志文件卻要嚴格按 ANSYS 軟件的 APDL 編寫，擴展名為 log，主要內容包括前處理、求解、後處理三大部分。

3.5.2 分析系統的各個界面及功能

(1) 超導磁力軸承分析系統的幫助說明界面

在系統主界面上，點擊：“幫助說明”功能鍵彈出如圖 3-12 所示的幫助說明界面，界面簡要地介紹了分析系統的主要功能以及其使用指南等內容。



圖 3-12 幫助說明界面

(2) 徑向軸承輸入界面

在系統主界面上，點擊：徑向軸承 → 軸承數據，則彈出徑向軸承的輸入界面，如圖 3-13 所示。

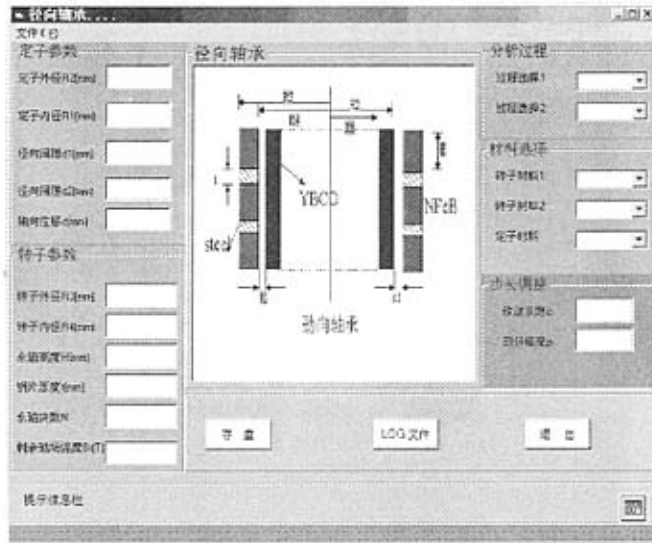
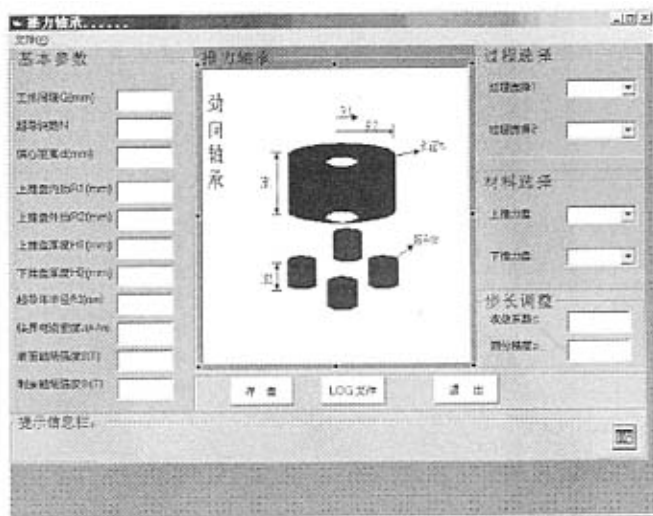


图 3-13 径向轴承输入界面

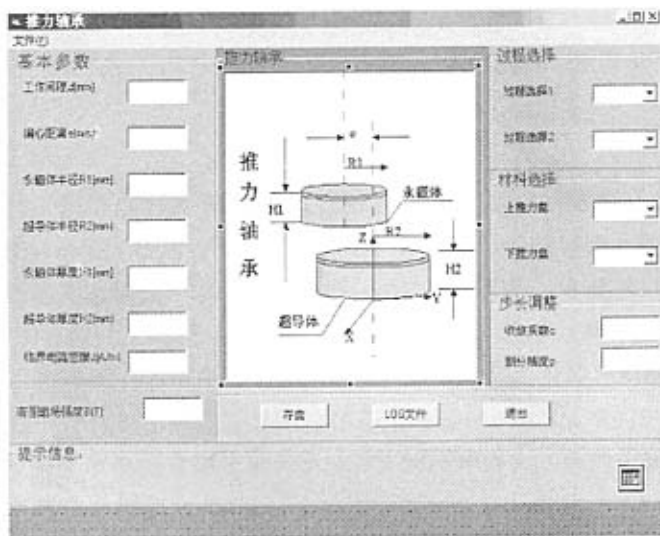
径向轴承的参数输入界面包括定子参数、转子参数、分析过程的选择、磁性材料、收敛系数、功能键和提示栏。在超导径向轴承的界面中输入计算所需要的各个参数，包括：过程的选择、定转子的尺寸、永磁体的快数以及收敛系数 c 和剖分精度 p 。收敛系数 c 在 $0\sim 1$ 之间，当计算结果不收敛时，可以适当增大收敛系数。剖分精度 p 分为 1 到 9 等级，数字越小表示剖分精确越高。点击“LOG 文件”功能键将生成径向轴承的日志文件，“存盘”功能键将把当前各参数数据存到文件 `Anslys_Radical.txt` 中，点击“退出”回到系统主界面。

(3) 推力轴承输入界面

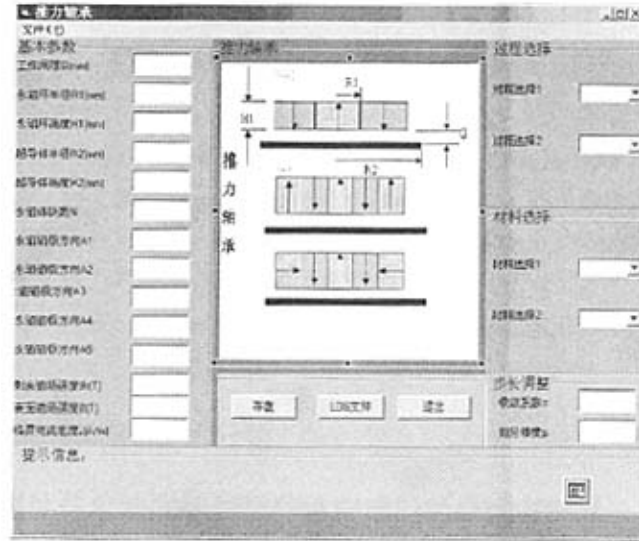
在系统主界面上，点击：推力轴承功能键(推力轴承 1、推力轴承 2、推力轴承 3) → 轴承数据，则弹出推力轴承的输入界面，如图 3-14(a)、(b)、(c)所示，(a)、(b)、(c)为几种不同结构的推力轴承参数输入界面。推力轴承的界面包括参数栏、图形栏、功能栏和提示栏等几个部分。输入界面中包括推力轴承的基本参数、磁性材料、定子尺寸、转子尺寸、过程选择以及步长调整等输入栏，推力轴承中参数的输入方法与径向轴承参数输入的方法相似。功能栏包括参数存盘、日志文件生成和退出等。与径向轴承一样点击“LOG 文件”功能键将生成径向轴承的日志文件，“存盘”功能键将把当前各参数的数据存到文件 `Anslys_Thrust.txt` 中，点击“退出”回到系统主界面。



(a)



(b)



(c)

图 3-14 几种推力轴承的输入界面

3.6 本章小结

本章首先论述了超导磁力轴承的电磁场理论和电磁场的各种数值计算方法,并对有限差分法、边界元法、有限元法进行了比较。然后,介绍了分析超导磁力轴承静态特性的几种数学模型,包括临界态模型、磁通蠕动模型、冷冻场模型等。在此基础上,本文选用了 Bean 临界态模型和有限元法对超导磁力轴承的磁场强度、悬浮力等特性进行计算。

本章还介绍了超导磁力轴承中常用的永磁体、硅钢片及高温超导材料的特性,在零场冷条件和场冷条件下,计算了高温超导圆柱体基于 Bean 临界态模型的磁化曲线。最后,利用 VB 工具开发了基于商业有限元软件 ANSYS 的超导磁力轴承的分析系统,并对其使用方法和功能做了简单介绍。

第四章 高温超导磁力轴承悬浮力的有限元分析

高温超导磁力轴承利用磁场产生的悬浮力将转子悬浮于空中,使转子与定子之间实现无机械接触的悬浮,因此悬浮力是高温超导磁力轴承一个重要的性能参数。本章将利用第3章开发的有限元方法分析系统,来研究超导磁力轴承的悬浮力、磁力线、磁场强度等静态特性,着重研究悬浮力与超导体和永磁体之间的间隙以及相对位置的关系,以及超导磁力轴承的几何尺寸、位置、超导材料的特性等参数对超导磁力轴承悬浮力、磁场强度等的影响。

4.1 超导推力轴承的有限元分析

4.1.1 单块永磁体与单块圆柱形超导体构成的超导推力轴承

单块圆柱形高温超导体与永磁体构成的高温超导推力轴承结构如图 4-1 所示。

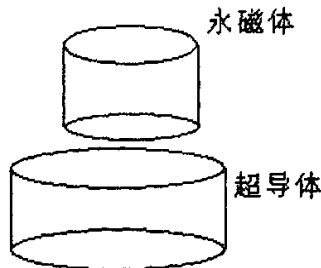


图 4-1 单块超导体与单块永磁体构成的高温超导推力轴承

在图 4-1 的高温超导推力轴承结构图,圆柱形的高温超导块 YBCO 固定在定子上,利用液氮进行冷却。永磁体固定在转子上,随转子一起旋转。圆柱形的高温超导块与永磁体之间的两个端面相互平行,但一般并非在同一轴线上。

对于圆柱形高温超导块与永磁体并非在同一轴线上的一般情况来讲,为了研究永磁体在不同位置时的超导推力轴承的静态特性,需要利用三维有限元方法对其特性进行分析。如果超导体和永磁体的轴心在同一轴线上,就可以将三维问题转化为二维问题,利用二维有限元方法对其特性进行分析。另外,对于轴对称结构的高温超导推力轴承只需分析对称的一边即可,这样就可以大大地减少计算量和时间。

图 4-2 为高温超导推力轴承悬浮力的测试装置,该装置由电机控制器、控制电机、位移传感器、力传感器以及数据采集系统组成。电机控制器的作用是控制电动机的工作,从而调节永磁体与高温超导体之间的距离,位移传感器和压力传感器则分别用来测量永磁体与超导体之间的距离和作用力。当超导体按照不同的冷却方式进入超导态后,移动永磁体的位置,用位移传感器和力传感器来测量永磁体所受悬浮力的大小。最后将采集到的数据

经 A/D 转换后输入计算机进行处理，得到悬浮力与悬浮间距的关系。

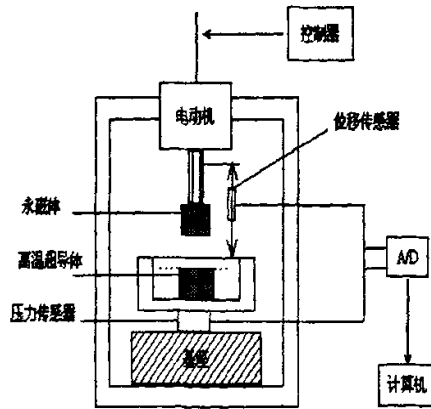


图 4-2 高温超导推力轴承悬浮力的测试装置

(1) 二维对称:

根据高温超导体的直径、临界电流密度、以及外部磁场强度的大小可以计算出超导体的磁化曲线，通过超导体的 $B-H$ 曲线对超导材料进行定义，将超导体作为一般的磁性材料来处理，再利用有限元方法对超导磁力轴承的静态特性进行分析。

a 算例 1: 零场冷过程中基于 Bean 模型的计算结果

圆柱形高温超导体 YBCO 的直径为 30mm，厚度为 17mm，高温超导材料的临界电流密度 $J_c = 1 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ ，由式(3-54)可得 $H_p = 1.5 \times 10^6 \text{ A/m}$ 。永磁体为钕铁硼材料，厚度为 25mm，直径为 26mm，表面中心磁场强度为 0.51T，剩磁为 1.12T，即 $H_m = 4 \times 10^5 \text{ A/m}$ 。因此， $H_m < H_p$ ，由式(3-61)和式(3-63)可得零场冷过程中超导材料的 $M-H$ 曲线。这样可以由 $B(H) = \mu_0 [H + M(H)]$ 计算得出 $B-H$ 曲线，图 4-3 所示为零场冷过程中基于 Bean 模型的圆柱形超导材料的 $M-H$ 曲线和 $B-H$ 曲线。

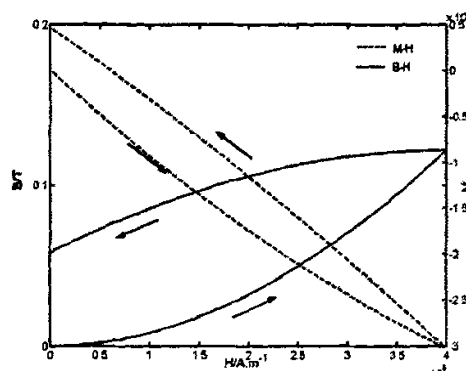
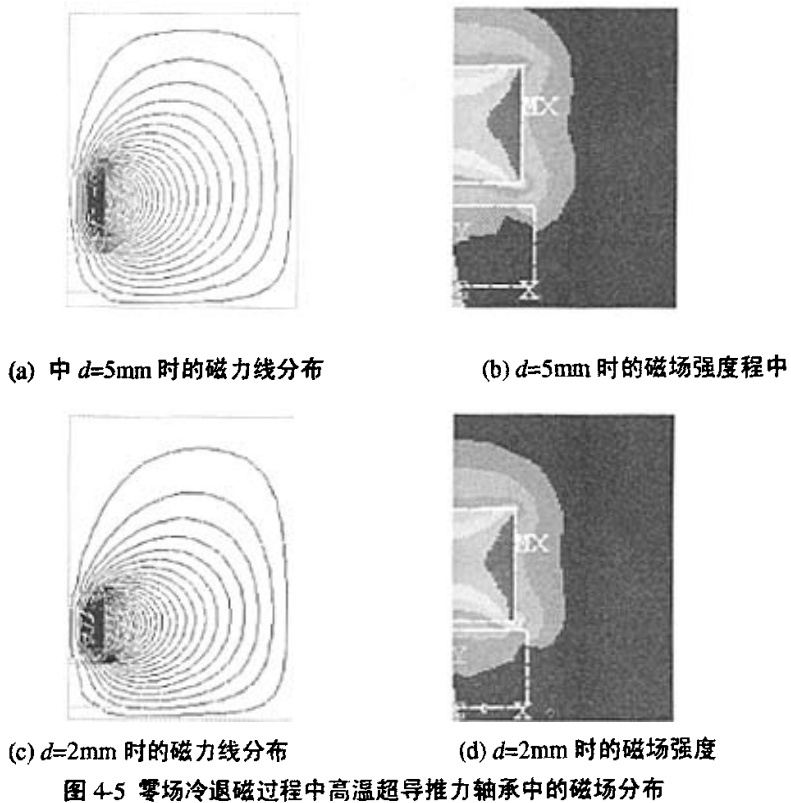
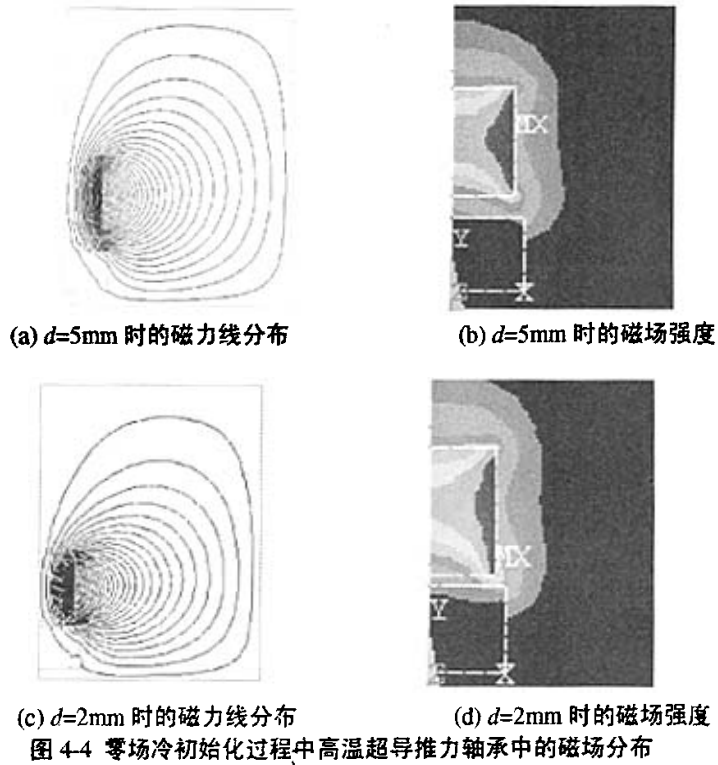


图 4-3 零场冷过程中超导材料的 $M-H$ 和 $B-H$ 曲线

利用超导磁力轴承静态特性分析系统对高温超导推力轴承的特性进行分析。零场冷条件下推力轴承在初始化和退磁过程中磁力线及磁场强度如图 4-4 和 4-5 所示。



在初始化过程，也就是永磁体逐渐接近超导体的过程中，磁通从超导体顶部和圆边缘处逐渐渗透到超导体体内；退磁过程，即永磁体逐渐远离超导体的过程中，超导体体内的磁通由底部逐渐减小，这是因为当外加磁场减小时，超导体会产生反向屏蔽电流来阻止体内磁通的变化。

图 4-6(a)、(b)、(c)、(d)为初始化过程和退磁过程中间距分别为 2mm 和 5mm 时超导体表面的磁场强度的分布。由图可见，在初始化过程中和退磁过程中，超导体表面磁场强度沿半径方向的变化规律基本一致，磁场强度从超导体中心开始沿径向逐步增大，至永磁体边缘处磁场强度最大，但在超导体体外磁场强度迅速下降。

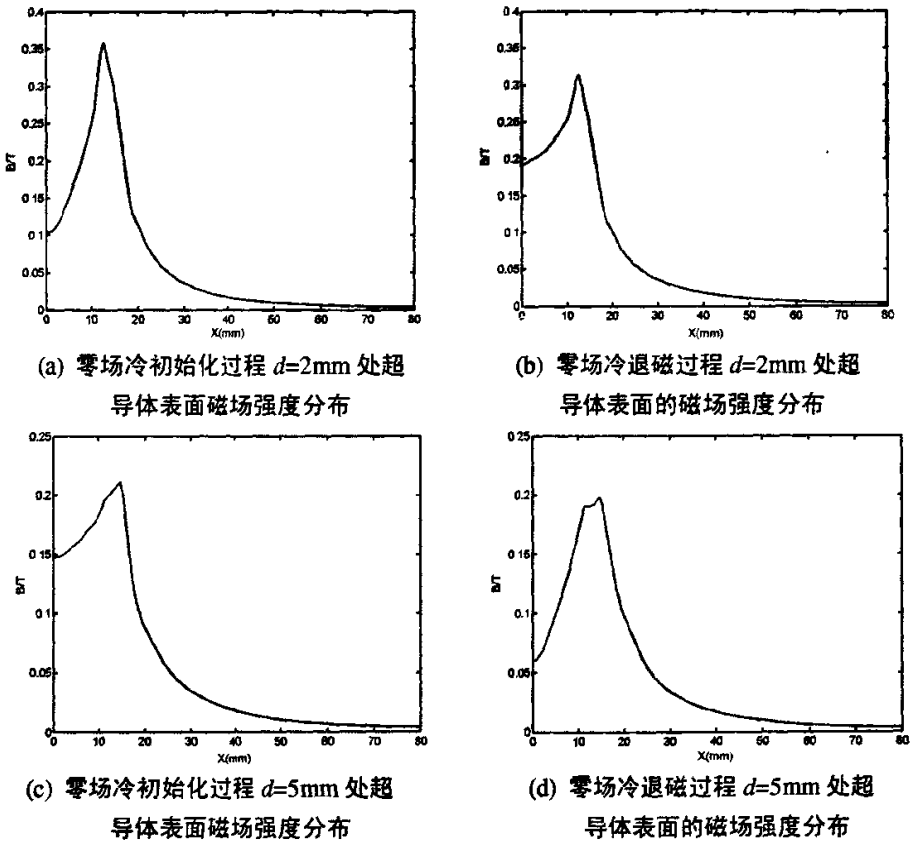


图 4-6 $d=2\text{mm}$ 和 $d=5\text{mm}$ 时超导体表面的磁场强度分布

图 4-7 比较了高温超导推力轴承试样在不同距离条件下用上述方法计算得到的悬浮力与测量结果。由图可知数值计算结果与试验测量结果的整体变化趋势完全一致。当永磁体由远至近向超导体靠近时，外磁场增加，它们之间的斥力也随之增加。当永磁体远离超导体时，外磁场减小，它们之间所产生的作用力变小。在永磁体由远至近向超导体靠近的过程中，它们之间的力始终为斥力。当永磁体远离超导体时，由于通过钉扎中心磁通量的减少会受到钉扎力的阻碍作用，但是一般情况下阻碍它们分离的吸力很小，悬浮力主要表现为两者之间的斥力，只有阻碍两者分离的吸力大于斥力时，悬浮力才表现为吸力，此时

超導體與永磁體間距較大，懸浮力一般很小。

永磁體接近超導體與永磁體離開超導體的過程中，理論分析和測量結果都表明磁力具有明顯的滯後特性，這主要是由於第二類超導材料的磁化曲線不可逆所致。

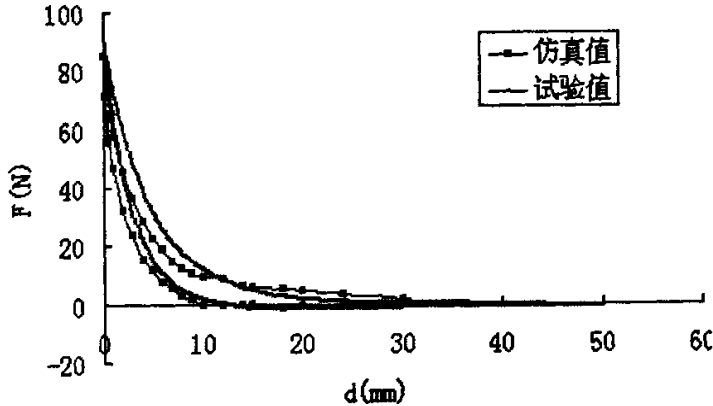


圖 4-7 懸浮力隨超導體與永磁體之間距離的變化

在實際應用中，高溫超導推力軸承中的永磁體與高溫超導體之間的距離都比較小，一般為 1~2mm，所以即便在永磁體離開超導體的過程中也不會出現吸力性質的磁力，高溫超導推力軸承中的磁力始終是斥力性質的懸浮力，起到阻礙轉子向定子靠近的作用。由於軸承的剛度定義為軸承在某方向的力對位移的一階微分，因此從圖 4-7 中也可以得到在高溫超導推力軸承中，其剛度始終為負，這就說明了高溫超導推力軸承具有自穩定性。高溫超導推力軸承中永磁體與高溫超導體之間的距離越小，懸浮力和剛度越大。

理論分析結果與試驗結果之間存在著一定的誤差，產生誤差的主要原因來自三個方面：其一是採用了超導體內的電流密度與外加場無關的 Bean 模型，實際上超導體內的臨界電流是與隨加磁場變化的。其二是理論分析中所採用的高溫超導體樣品的特性參數與實際參數有一定的差別。如果理論分析中超導體的參數採用樣品的實際值，那麼它們之間的誤差將會減小。其三是試驗中也存在著一定的試驗誤差，特別是永磁體與超導體之間距離的測量。但是從計算結果和測量結果的比較來看，利用 Bean 模型計算的磁力趨於保守，這與其他文獻中的結果相一致。實際中可以利用這個模型來計算高溫超導推力軸承的磁場分布和磁力的數值。

針對工程中常常通過合理選擇超導體與永磁體的尺寸來提高懸浮能力的做法，本文也對永磁體尺寸對高溫超導推力軸承懸浮力的影響進行了分析。在高溫超導圓柱體的直徑和厚度分別為 30mm 和 17mm，永磁體的厚度為 25mm 的條件下，圖 4-8 給出了超導體與永磁體間距為 2mm 時，推力軸承的懸浮力與永磁體半徑的關係。結果表明了對於這種由兩個處於同心位置的單塊圓柱形高溫超導體和單個永磁體組成的軸對稱高溫超導推力軸承，無論是在初始化過程還是在退磁過程中，當永磁體的半徑較小時，隨著永磁體直徑的增大，高溫超導推力軸承的懸浮力也增大；當永磁體的直徑大於超導體的直徑後，隨著永磁體半徑的增大，推力軸承的懸浮力反而有下降的趨勢。可見永磁體半徑與超導體半徑之間存在

着一个能够产生最大悬浮力的最佳尺寸，由图可知当超导体的直径与永磁体直径相当时，它们之间的悬浮力最大。

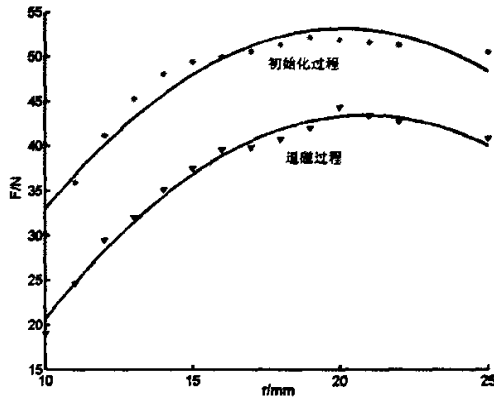


图 4-8 悬浮力随永磁体半径 r 的变化

图 4-9 和图 4-10 为永磁体半径变化时，永磁体表面磁场强度的分布情况。由图 4-9、图 4-10 可知永磁体表面磁场强度由永磁体中心开始沿着径向方向逐渐增大，直至永磁体边缘处达到最大值，永磁体体外磁场强度迅速下降，这与超导体表面的磁场强度分布相似。永磁体表面磁场强度的最大值发生在永磁体的边缘处，当永磁体的尺寸与超导体的尺寸相当时，永磁体表面平均磁场强度最大。

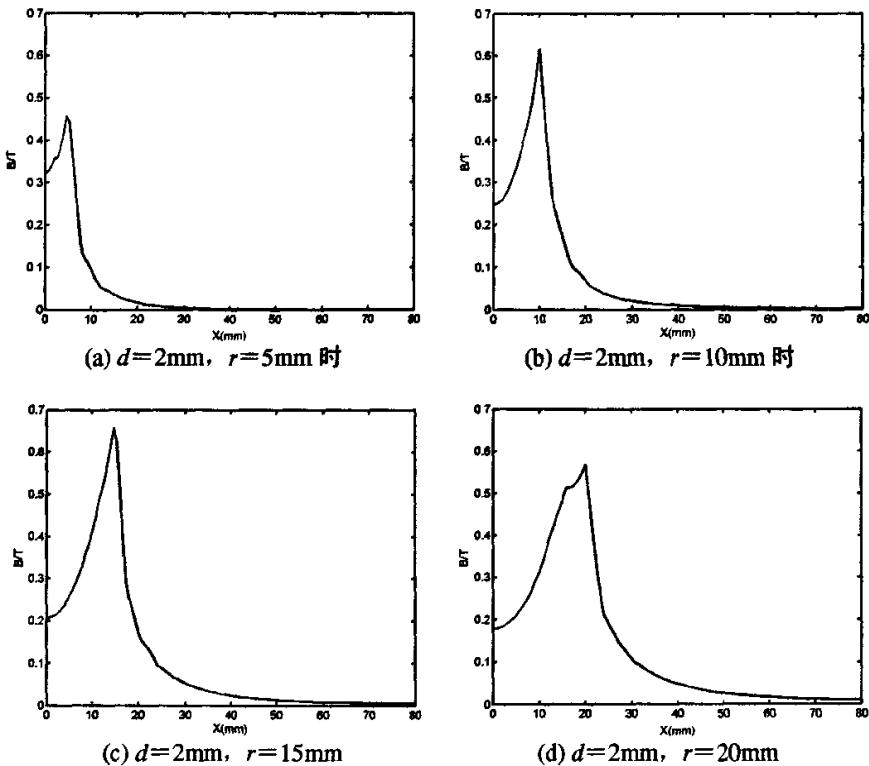


图 4-9 零场冷初始化过程中永磁体表面磁场强度分布与永磁体半径的关系

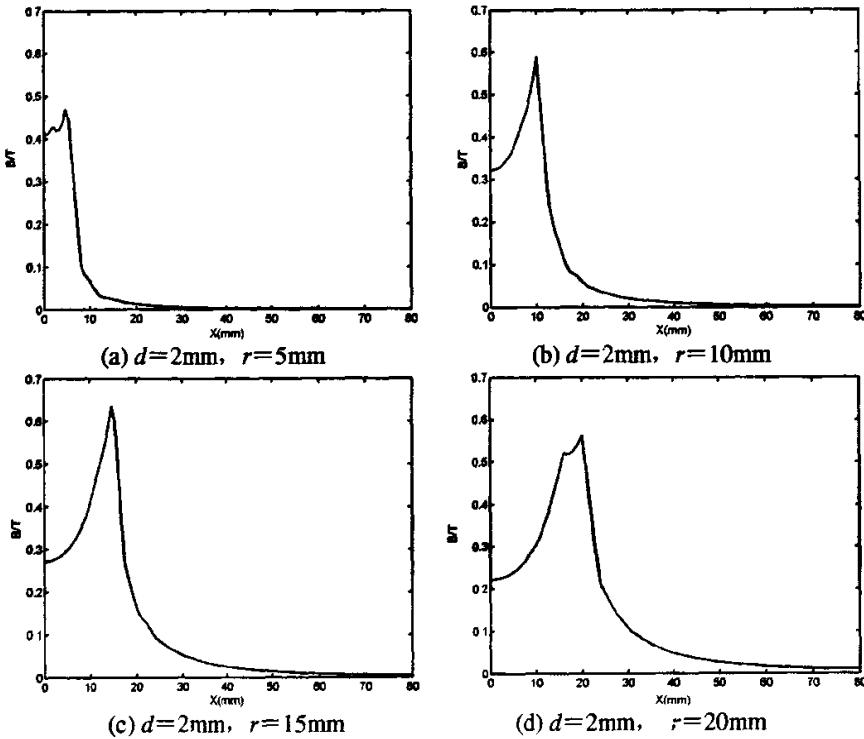


图 4-10 零场冷退磁过程中永磁体表面磁场强度分布与永磁体半径的关系

b 算例 2: 零场冷过程中基于 Bean 模型以及 Meissner 效应模型的计算结果

圆柱形永磁体直径为 25mm，高为 20mm，永磁体表面中心磁场强度为 0.5T。高温超导体 YBCO 的直径为 26mm，高为 10mm，临界电流密度 $J_c = 1.4 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ ，由式(3-54)计算得到超导材料外加磁场强度 $H_p = 1.8 \times 10^5 \text{ A/m}$ ，永磁体的表面中心磁场强度 $H_m = 4 \times 10^5 \text{ A/m}$ 。图 4-11 为 $H_p = 1.8 \times 10^5 \text{ A/m}$ ， $H_m = 4 \times 10^5 \text{ A/m}$ 时，高温超导圆柱体在零场冷过程中的 $B-H$ 曲线和 $M-H$ 曲线，其形状与前面算例 1 中的磁化曲线相似。

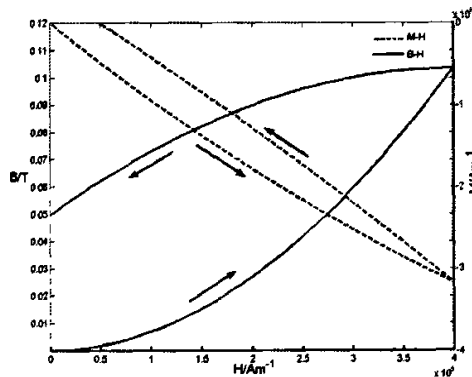


图 4-11 零场冷过程中超导材料的 $M-H$ 和 $B-H$ 曲线

图 4-12 为超导体推力轴承在零场冷过程中悬浮力与间隙 d 的关系，并与文[54]的计算结果进行比较。文[61]在宏观电磁场的 Kim 模型基础上，建立数值程序对超导磁力轴承的

悬浮力进行求解。本文是在电磁场的 Bean 模型基础上，利用有商业有限元法软件对悬浮力进行计算，由于两者采用的超导材料磁场模型和计算的方法有所不同，所以计算的结果存在较大的差别。由图 4-12 可知，悬浮力 F 随着间距 d 的增大而减小，间距为零时悬浮力最大，最大值约为 70N，随着间距增大悬浮力逐渐减小，当 d 大于 30mm 悬浮力接近于零。退磁过程中的悬浮力要比初始化过程中的悬浮力小，这是由于超导材料的磁滞特性所导致的。

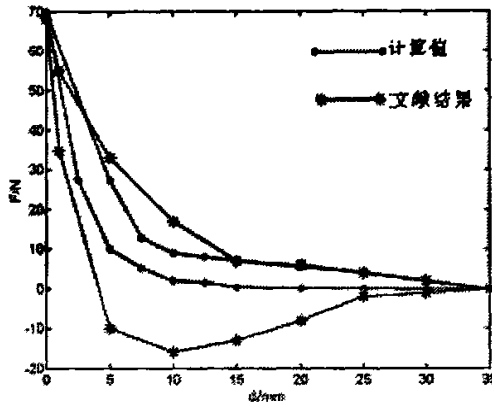


图 4-12 零场冷过程中的悬浮力 F 与间距 d 的关系

当超导体与永磁体之间的间距 $d=5\text{mm}$ 时，超导推力轴承中的磁场分布如图 4-13 和 4-14 所示。图 4-15 为初始化过程中和退磁过程中， $d=5\text{mm}$ 时超导体表面的磁场强度分布。由图可知超导表面的磁场强度从超导体圆心沿径向方向逐渐增大，直至永磁体圆边处达到最大值，超导体体外的磁场强度逐渐减小，其分布情况与算例 1 中的结果一致。初始化过程的超导体表面磁场强度要比退磁过程大，初始化过程中超导体表面磁场强度最大值约为 0.225T，而退磁过程中的最大磁场强度约为 0.19T，因此初始化过程中穿透到超导的磁通要比退磁过程中多，所以初始过程中超导体内部的磁场强度要比退磁过程中超导体内部的磁场强度大。

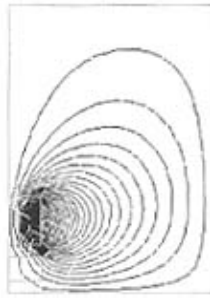


(a) $d=5\text{mm}$ 时的磁力线分布

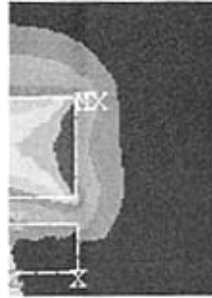


(b) $d=5\text{mm}$ 时的磁场强度

图 4-13 零场冷初始化过程中推力轴承的磁场分布

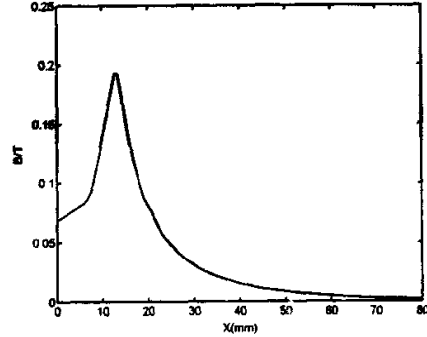
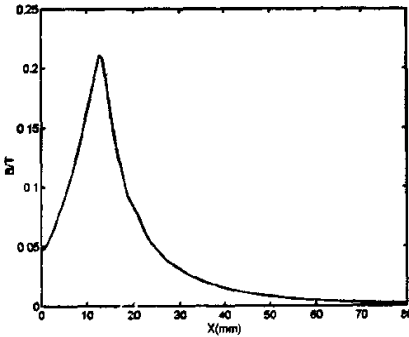


(a) $d=5\text{mm}$ 时的磁力线分布



(b) $d=5\text{mm}$ 时的磁场强度

图 4-14 零场冷退磁过程中推力轴承的磁场分布情况



(a) 初始化过程中 $d=5\text{mm}$ 时超导体表面磁场强度

(b) 退磁过程中 $d=5\text{mm}$ 时超导体表面磁场强度

图 4-15 零场冷过程中间距为 5mm 时超导体表面磁场强度分布

图 4-16 为零场冷过程中当超导体与永磁体间隙 $d=2\text{mm}$ 时，悬浮力与超导体半径 R 的关系，由图可知在超导体的半径小于永磁体半径的范围内，悬浮力随着超导体半径的增加而增大，当永磁体的半径接近超导体的半径，如 20mm 时，悬浮力达到最大值，当超导体半径再继续增大时，悬浮力有下降的趋势。

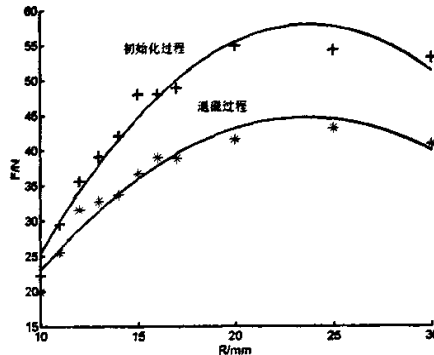


图 4-16 $d=2\text{mm}$ 悬浮力随圆柱超导体半径 R 的变化

图 4-17 和图 4-18 为零场冷过程中， $d=2\text{mm}$ 时超导推力轴承中磁力线分布和磁场强度与超导体半径 R 的关系。由图可知，其磁力线分布主要与永磁体的形状有关，磁力线在永磁体的边缘处分布最密，因此磁场强度在永磁体的边缘最大，在永磁体和超导体外部，

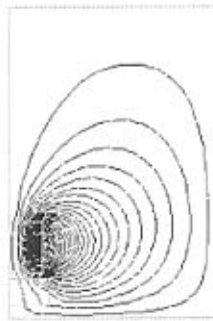
磁力线比较稀疏，磁场强度较小。



(a) $d=2\text{mm}$, $R=10\text{mm}$ 时的磁力线分布



(b) $d=2\text{mm}$, $R=10\text{mm}$ 时的磁场强度



(c) $d=2\text{mm}$, $R=15\text{mm}$ 时的磁力线分布



(d) $d=2\text{mm}$, $R=15\text{mm}$ 时的磁场强度



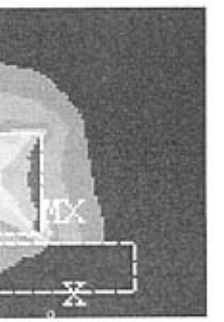
(e) $d=2\text{mm}$, $R=20\text{mm}$ 时的磁力线分布



(f) $d=2\text{mm}$, $R=20\text{mm}$ 时的磁场强度



(g) $d=2\text{mm}$, $R=30\text{mm}$ 时的磁力线分布



(h) $d=2\text{mm}$, $R=30\text{mm}$ 时的磁场强度

图 4-17 零场冷初始化过程中磁场分布与超导体半径的关系

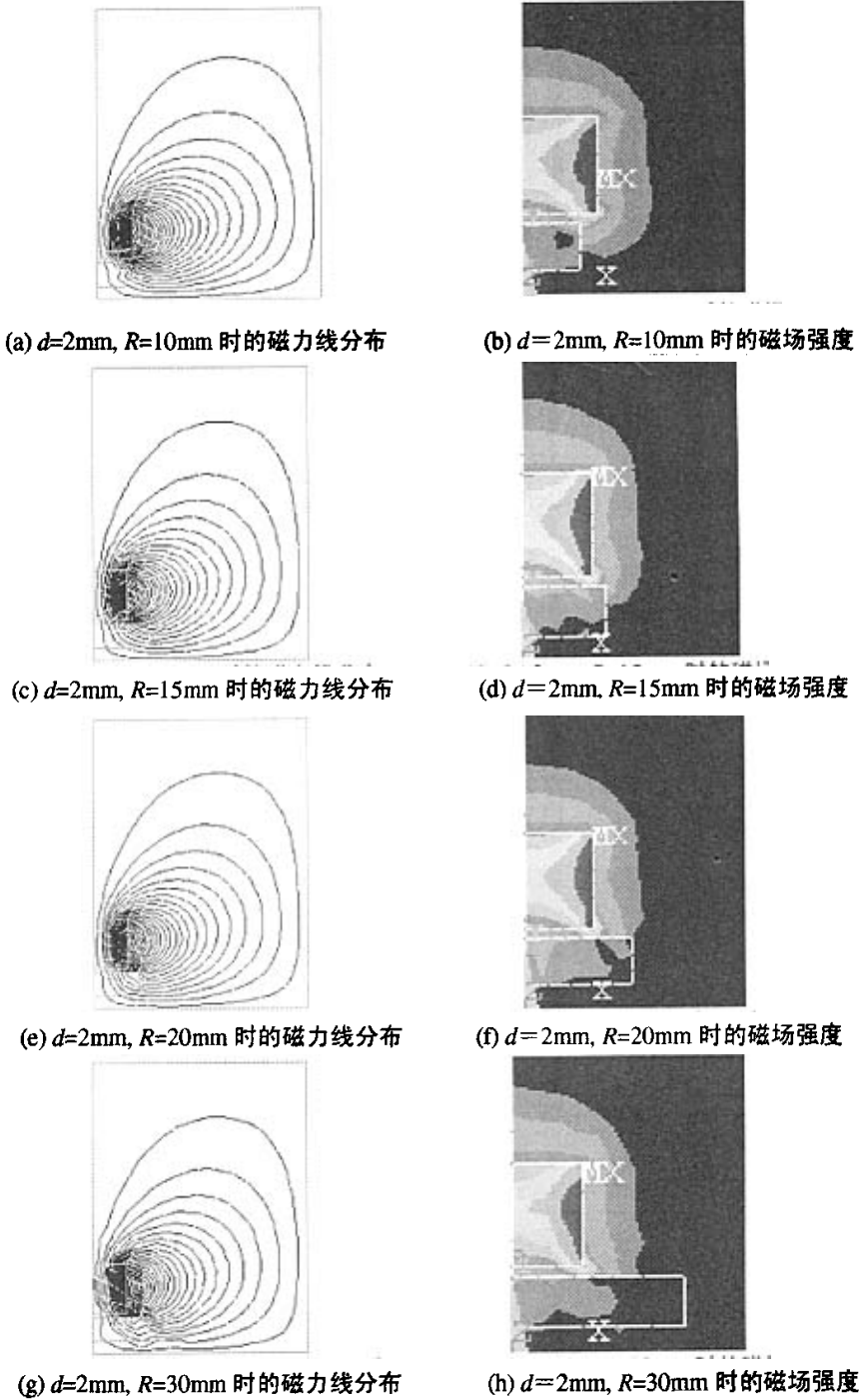


图 4-18 零场冷退磁过程中磁场分布与超导体半径 R 的关系

图 4-19 给出了超导推力轴承的悬浮力与超导体厚度 H 的关系。由图可知超导轴承的悬浮力随着超导体厚度的增加而增大。以退磁过程为例，当超导体的厚度为 30mm 时，超导轴承的悬浮力约为 35N，当超导体厚度为 8mm 时，其悬浮力只有 28N，由此可见在零场冷条件下，超导体厚度对悬浮力的影响较大，在一定范围内超导体越厚悬浮力就越大，

因此在实际工程应用中，可以通过增加圆柱超导体的厚度来提高超导推力轴承的悬浮力。

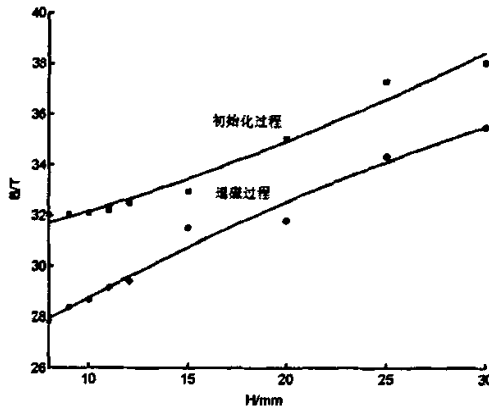


图 4-19 $d=2\text{mm}$ 悬浮力随超导体高度 H 的变化

图 4-20~4-23 为超导推力轴承中的磁场分布情况与超导体厚度 H 的关系。图 4-21 和图 4-23 的计算结果说明了，超导体越厚其表面的磁场强度就越大，因此进入超导体内部的磁通就越多，超导体内部磁场强度就越大。在初始化过程中，间距为 3mm 超导体厚度为 15mm 时其表面的磁场强度最大值为 0.301T ，超导体厚度为 10mm 时其表面磁场强度最大值为 0.294T ，退磁过程中超导体厚度为 15mm 时其表面的磁场强度最大值为 0.259T ，超导体厚度为 10mm 时其表面磁场强度最大值为 0.257T 。

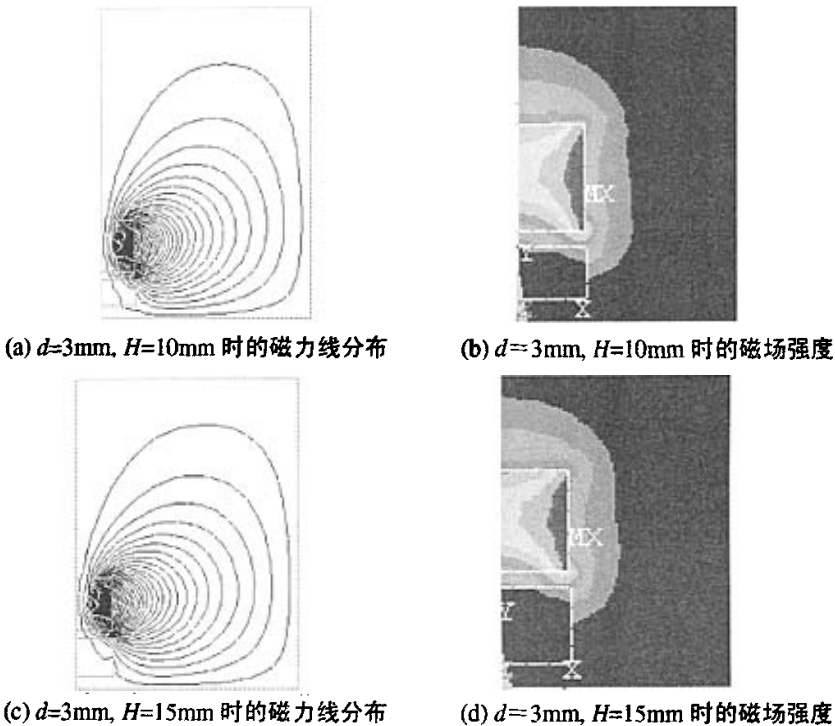


图 4-20 零场冷初始化过程中磁场分布与超导体厚度的关系

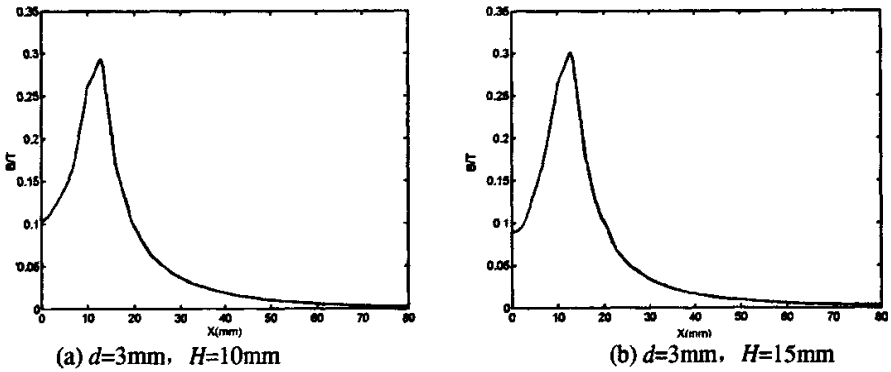


图 4-21 零场冷初始化过程中间距为 3mm 时超导体表面磁场强度分布

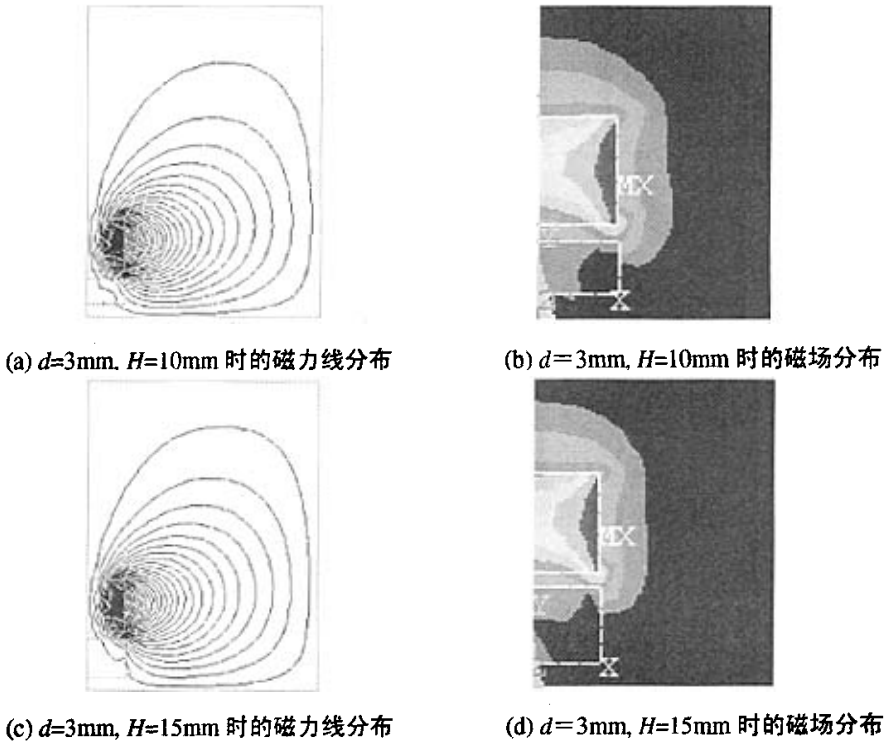


图 4-22 零场冷退磁过程中磁场分布与超导体厚度的关系

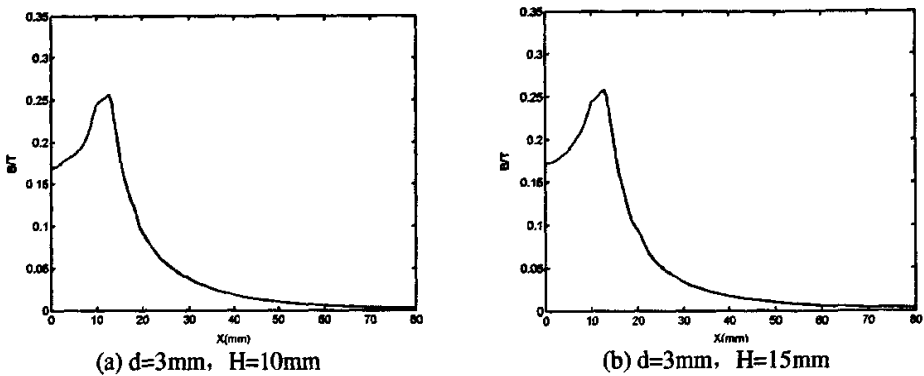


图 4-23 零场冷退磁过程中间距为 3mm 时超导体表面磁场强度分布

在实际的工程计算时,为了计算超导磁力轴承悬浮力的大小,可以将高温超导材料简单的处理为呈现完全的抗磁性具有完全 Meissner 效应的材料,另外也不考虑材料的非线性。这种分析方法的优点在于计算简便,在一定程度上能满足一般工程的设计需要。下面我们就采用这种模型,对上面的问题进行分析。计算时取高温超导材料的相对磁导率 $\mu_r = 0.0001$ 。

图 4-24 为高温超导体 Meissner 效应下,间距为 5mm 时超导体与永磁体之间的磁力线及磁场强度的分布图。由图可知当高温超导体处在 Meissner 效应下时,高温超导体具有完全的抗磁性,磁场不能渗透到高温超导体中。

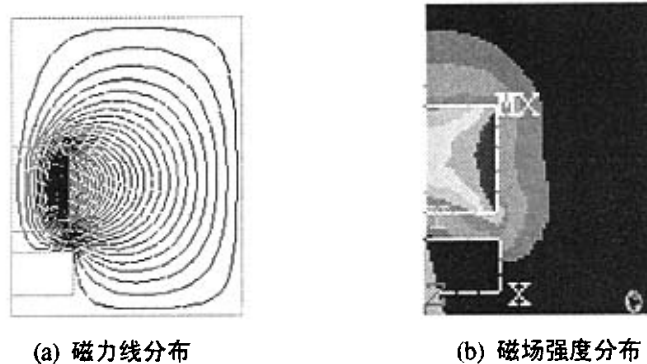


图 4-24 Meissner 效应下间距为 5mm 时永磁体与超导体之间的磁场分布情况

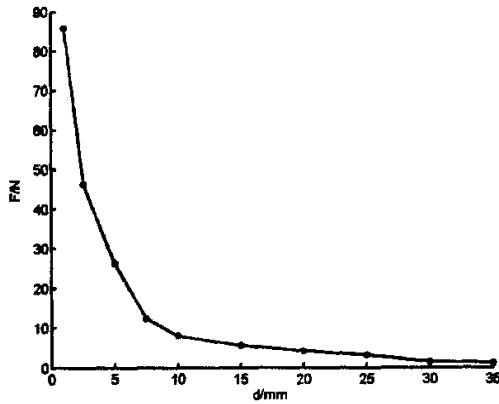
图 4-25(a)为 Meissner 效应下超导推力轴承的悬浮力与超导体与永磁体间的间距 d 的关系,图 4-25(b)为 Meissner 效应下间隙为 5mm 时,超导推力轴承的悬浮力与超导体半径 R 的关系,4-25(c)为 Meissner 效应下间隙为 3mm 时,悬浮力与超导体厚度 H 的关系。

由图 4-25(a)可知,悬浮力随着超导体与永磁体间的间距 d 的增大而减小。当超导体与永磁体的间距在较小的范围内,如 $d \leq 5\text{mm}$,悬浮力随着超导体与永磁体间的间距的增加而迅速减少,悬浮刚度较大,但是当超导体与永磁体的间距较大时,如 $d \geq 10\text{mm}$,悬浮力随着超导体与永磁体间的间距的增加减小的程度很小,悬浮刚度很小。

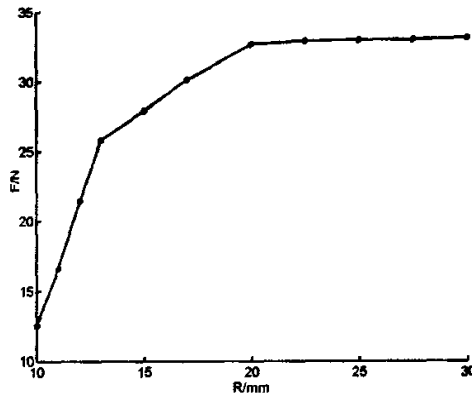
与上面临界态模型的计算结果作比较,可以发现 Meissner 效应下推力轴承的悬浮力要比零场冷条件下的悬浮力大,这是因为在 Meissner 效应下的超导体具有完全的抗磁性,磁场不能渗透到超导体中,超导体与永磁体之间的作用力完全为斥力而没有钉扎力。

图 4-25(b)可知,超导体半径 R 越大超导体与永磁体之间的有效作用面积越大,悬浮力也就越大。当超导体的半径大于 20mm 时悬浮力趋于一个定值,这是因为当超导半径大于 20mm 时,沿半径方向超导体表面的磁场强度和有效作用面积基本上保持不变,所以悬浮力变化很小。

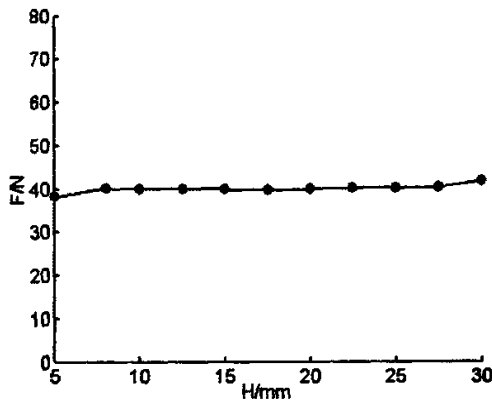
图 4-25(c)可知当超导体的厚度 H 超过一定值之后,Meissner 效应下悬浮力的大小受超导体厚度的影响很小,悬浮力几乎不随超导厚度的变化而变化。



(a) Meissner 效应下悬浮力与间距 d 的关系



(b) Meissner 效应下间隙为 $d=5\text{mm}$ 时悬浮力与超导体半径 R 的关系



(c) Meissner 效应下间隙为 $d=3\text{mm}$ 时悬浮力与超导体厚度 H 的关系

图 4-25 超导的悬浮力与间距 d 、超导的半径 R 和超导体厚度 H 的关系

Meissner 效应下, 推力轴承中的磁场分布以及超导体表面磁场强度沿超导体半径方向上的分布分别如图 4-26 和图 4-27 所示。由图可知, 超导体表面的磁场强度在超导体中心处最小, 从中心开始沿径向方向磁场强度逐渐增大, 在半径 12.5mm 左右处磁场强度最大, 然后磁场强度沿径向方向又逐渐减小。当超导体的半径大于 20mm 时, 其表面的磁场强度分布规律基本一致如图 4-27 中的(b)、(c)、(d)所示。

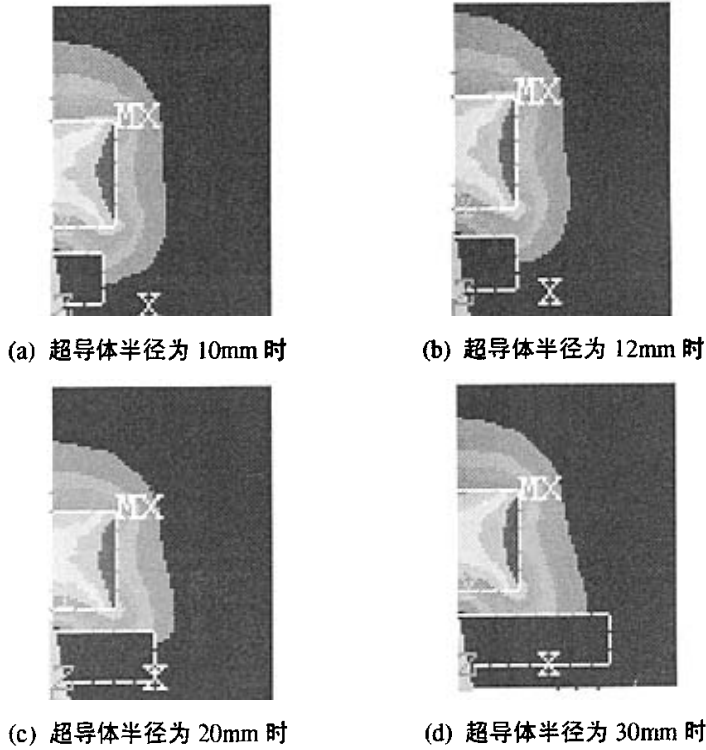


图 4-26 Meissner 效应下超导推力轴承中的磁场强度与超导体半径 R 的变化

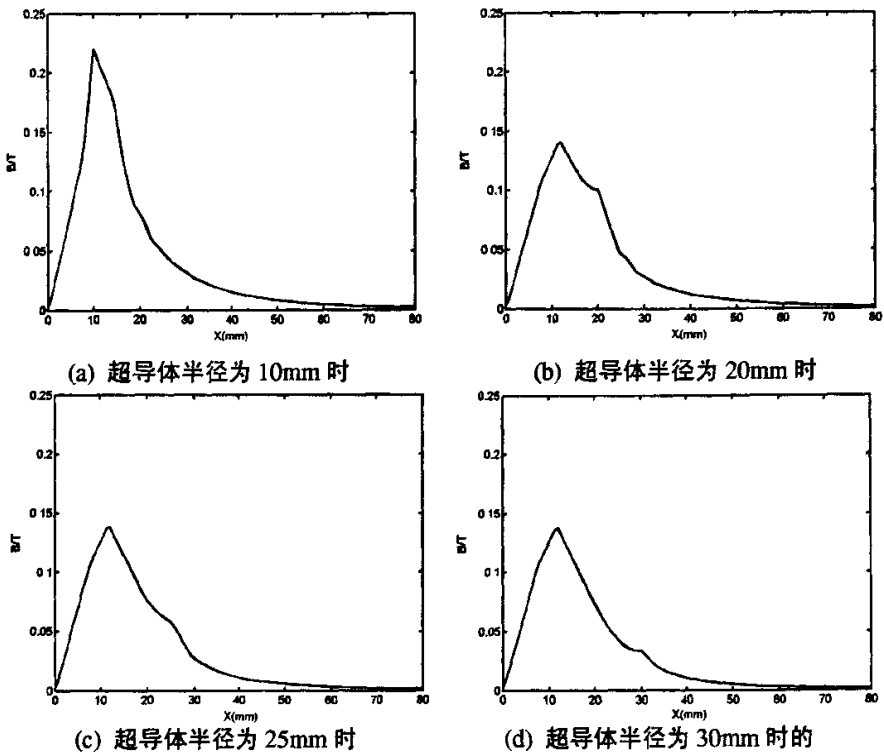


图 4-27 Meissner 效应下间距为 5mm 时超导体表面磁场强度分布

图 4-28 为 Meissner 效应下，超导磁力轴承中磁场强度的分布。显然，超导体呈现出完全的抗磁性，外部磁场完全不能渗透到超导体内部，轴承的悬浮力大小主要取决于超导体与永磁之间有效的作用面积和表面的磁场强度，超导体的厚度对其悬浮力的影响很小。

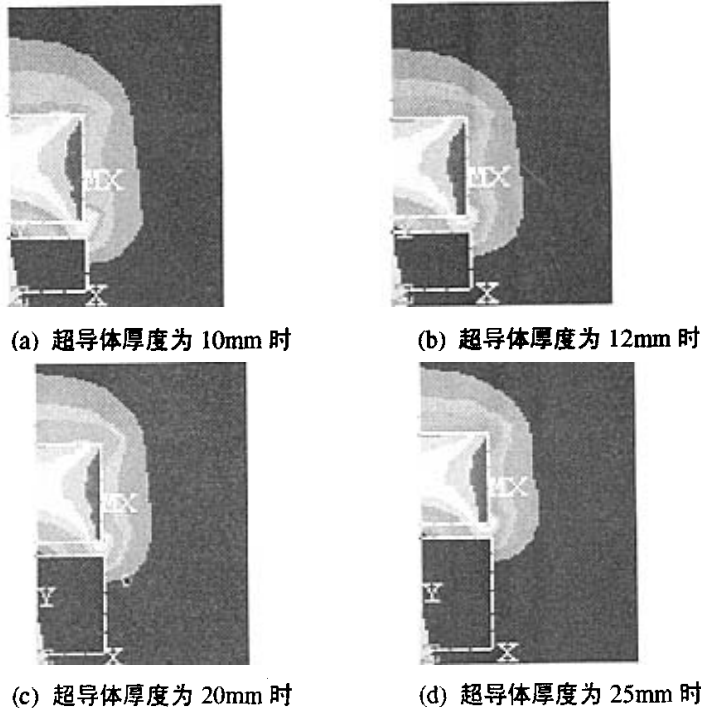


图 4-28 Meissner 效应下超导推力轴承中的磁场强度与超导体厚度的关系

(2) 三维不对称:

上面我们讨论了超导推力轴承中永磁体的轴心和超导体的轴心在同一轴线上的情况，由于结构对称，因此我们可以将三维问题转换为二维问题来进行处理。但是，当永磁体的轴心和超导体的轴心不在同一轴线上时，必须利用三维有限元方法对轴承的特性进行分析。

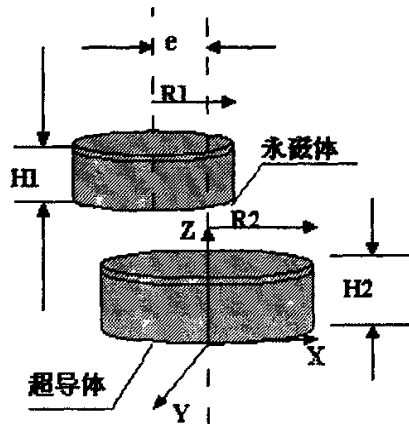


图 4-29 不对称时超导推力轴承的结构图

图 4-29 为由单块的高温超导体和永磁体构成的推力轴承在不对称时结构，坐标系被固定在定子上，并以圆柱超导体下表面的圆心为坐标系的原点，永磁体的轴线与 Z 轴平行，推力轴承关于平面 XOZ 对称，永磁体的轴线与 Z 轴之间的距离为偏心距离 e 。超导推力轴承的基本参数为：圆柱形高温超导材料 YBCO 的直径为 30mm，厚度为 17mm，高温超导材料的临界电流密度 $J_c=1\times 10^8 \text{ Am}^2$ 。永磁体的厚度为 25mm，直径为 26mm，表面中心磁场强度为 0.51T，剩磁为 1.12T。

当永磁体的轴心和超导体的轴心不在同一轴线上时，外部磁场进入高温超导体时并非均匀渗透，但是由于目前还难以得到一般情况下非均匀磁场条件下圆柱形超导材料的磁化曲线，所以我们这里仍然采用前面永磁体和超导体同心时得到的圆柱形超导材料磁化曲线的公式来计算高温超导材料的磁化曲线。

图 4-30 中(a)、(b)分别为超导推力轴承在偏心距离 $e=2\text{mm}$ ，空气间隙为 $d=2\text{mm}$ 和 $d=5\text{mm}$ 时的结构图。

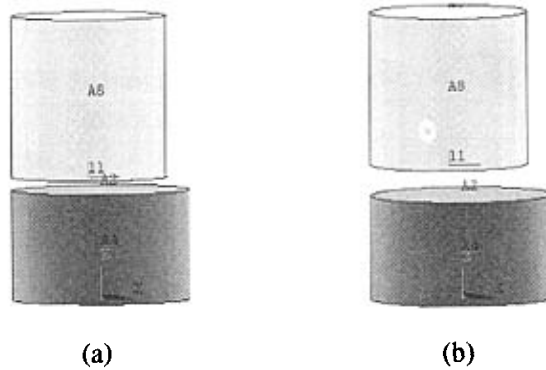


图 4-30 偏心 $e=2\text{mm}$ ，空气间隙 d 分别为 2mm 和 5mm 时推力轴承的结构图

图 4-31 中(a)、(b)分别为超导推力轴承在偏心距离 $e=4\text{mm}$ ，空气间隙为 $d=2\text{mm}$ 和 $d=5\text{mm}$ 时的结构图。

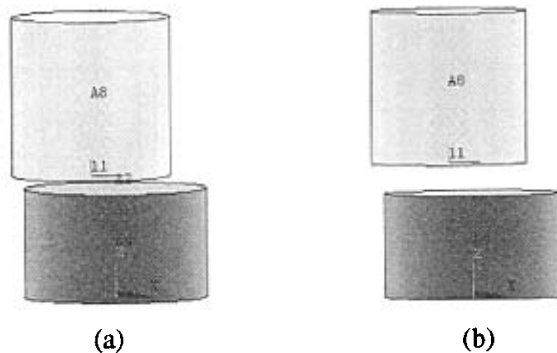


图 4-31 偏心 $e=4\text{mm}$ ，空气间隙 d 分别为 2mm 和 5mm 时推力轴承的结构图

表 4.1、4.2 分别为 X、Y、Z 方向上的力 F_x 、 F_y 、 F_z 与超导体和永磁体之间间隙 d 以及相对位置 e 的关系。图 4-32 及图 4-33 分别为偏心距离 $e=2\text{mm}$ 时，悬浮力与间隙的关

系和间隙 $d=1\text{mm}$ 时, 悬浮力与偏心距离 e 的关系。

表 4.1 偏心距离 $e=2\text{mm}$ 推力轴承中各个方向的力 F/N 与间隙 d 的关系

d (mm)	初始化过程			退磁过程		
	F_z	F_x	F_y	F_z	F_x	F_y
0.5	67.841	-7.4611	0.2483	53.076	-5.1975	0.2931
1.0	56.052	-6.4915	0.1104	41.369	-4.1961	0.1751
1.5	51.261	-6.1708	0.4234	35.288	-2.8634	-0.5869
2.0	46.366	-4.1488	0.7375	27.583	-2.7149	-0.7999
2.5	42.481	-4.0552	0.0145	20.319	-2.5765	-0.2216
3.0	40.925	-3.7812	0.0685	19.651	-2.1786	-0.1818
3.5	35.435	-3.3983	0.1037	16.561	-1.2027	-0.2039
4.0	30.956	-2.9345	0.0549	14.061	-1.2013	-0.2150
4.5	25.551	-2.7246	0.0328	12.988	-0.7724	-0.1815
5.0	23.546	-2.6839	0.0386	10.517	-0.7442	-0.1213

表 4.2 间隙 $d=1\text{mm}$ 推力轴承中各个方向的力 F/N 与偏心距离 e 的关系

e (mm)	初始化过程			退磁过程		
	F_z	F_x	F_y	F_z	F_x	F_y
0.0	59.514	0	0	57.178	0	0
0.5	58.347	-2.1271	0.1233	46.947	-1.3046	0.1154
1.0	58.342	-2.5927	0.1816	45.569	-1.7264	-0.9192
1.5	56.102	-5.1914	0.1507	44.564	-2.2326	-0.5029
2.0	56.052	-6.4915	0.1104	40.579	-2.5702	-0.6573
2.5	55.001	-7.6849	0.1716	40.011	-3.0608	-0.9405
3.0	52.654	-9.9820	0.4012	38.243	-4.4570	-0.0907
3.5	50.935	-11.398	0.5648	37.411	-4.8246	-0.1835
4.0	47.024	-11.754	0.5420	36.770	-4.9055	0.6497
4.5	46.492	-12.259	0.5191	36.622	-5.0991	0.2300
5.0	46.071	-13.651	0.3272	33.958	-8.3644	0.1342

由于推力轴承的结构关于 XOZ 面对称, 所以轴承中磁场的分布也关于面 XOZ 对称, 因此在 Y 轴方向上的作用力 F_y 相比较于 X 、 Z 方向上的作用力 F_x 、 F_z 较小。超导体与永磁体之间的在 X 方向上的作用力 F_x 为负值, 这表明当永磁体沿 X 方向上偏离超导体时, 两者之间的作用力表现为吸力, 偏心距离 e 越大吸力越大。悬浮力 F_z 的大小不仅与间隙 d 有关, 而且还与永磁体的偏心距离 e 有关, 间距相等时, 偏心距离 e 越大, 悬浮力越小。

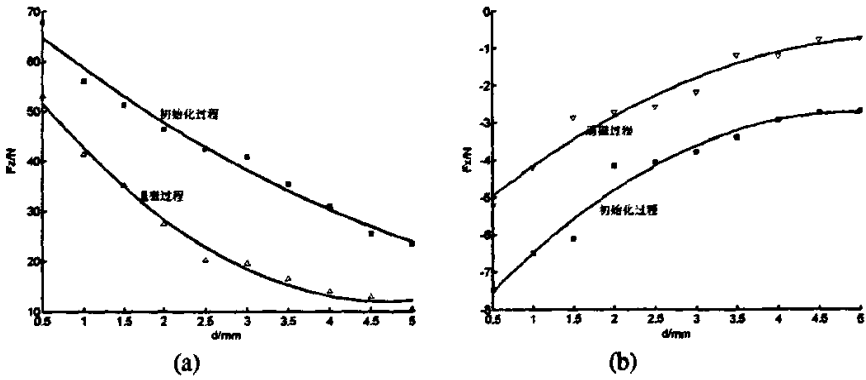


图 4-32 偏心距离 $e=2\text{mm}$ 推力轴承中各个方向的力 F/N 与间隙 d 的关系

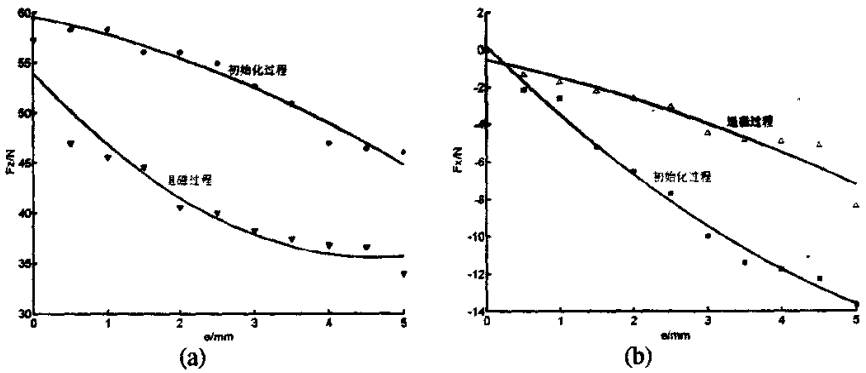
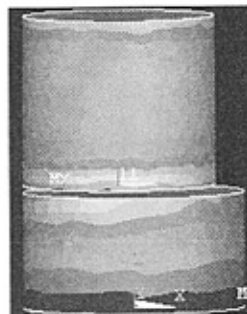


图 4-33 间隙 $d=1\text{mm}$ 推力轴承中各个方向的力 F/N 与偏心距离 e 的关系

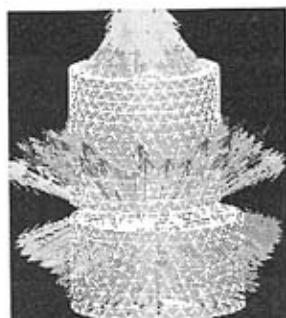
图 4-34~4-39 为超导推力轴承在初始化过程和退磁过程中，偏心距离 $e=2\text{mm}$ 时，磁场强度与空气间隙 d 以及永磁体厚度 H_l 的关系。比较图 4-34 和图 4-35 可知，在三维不对称结构中，初始化过程中超导体内的磁场强度要比退磁过程中的磁场强度大，由图 4-36~4-39 可知，超导体内部的磁场强度随着永磁体的厚度减小而减小，与前面二维对称情况下分析的结果基本一致。



(a) $e=2\text{mm}, d=1\text{mm}$ 时的磁场 H 分布



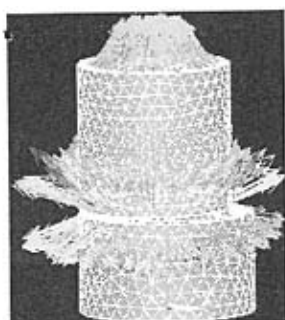
(b) $e=2\text{mm}, d=1\text{mm}$ 时的磁场强度



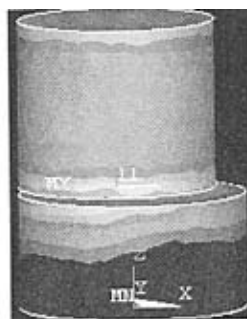
(c) $e=2\text{mm}, d=3\text{mm}$ 时的磁场 H 分布



(d) $e=2\text{mm}, d=3\text{mm}$ 时的磁场强度

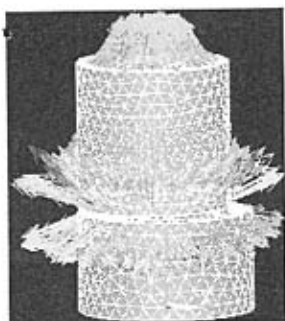


(e) $e=2\text{mm}, d=5\text{mm}$ 时的磁场 H 分布

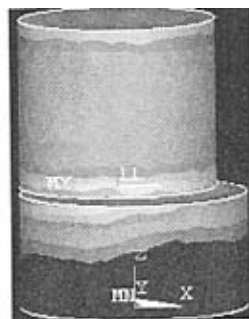


(f) $e=2\text{mm}, d=5\text{mm}$ 时的磁场强度

图 4-34 初始化过程中偏心距离 $e=2\text{mm}$ 不同间隙时的磁场分布



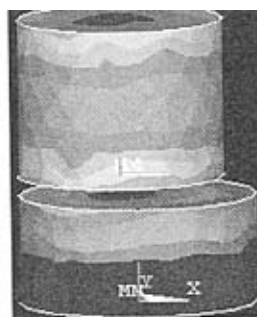
(a) $e=2\text{mm}, d=1\text{mm}$ 时的磁场 H 分布



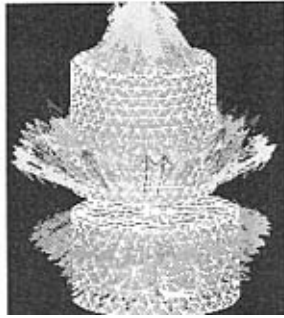
(b) $e=2\text{mm}, d=1\text{mm}$ 时的磁场强度



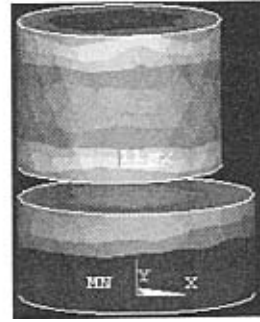
(c) $e=2\text{mm}, d=3\text{mm}$ 时的磁场 H 分布



(d) $e=2\text{mm}, d=3\text{mm}$ 时的磁场强度

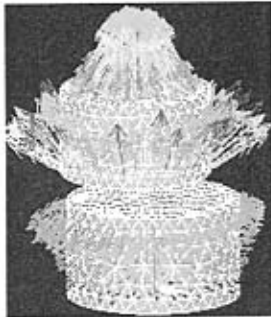


(e) $e=2\text{mm}, d=5\text{mm}$ 时的磁场 H 分布

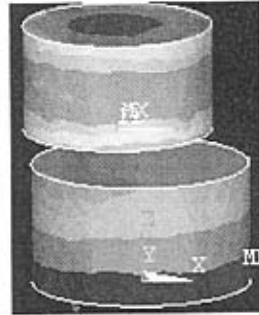


(f) $e=2\text{mm}, d=5\text{mm}$ 时的磁场强度

图 4-35 退磁过程中偏心距离 $e=2\text{mm}$ 不同间隙时的磁场分布

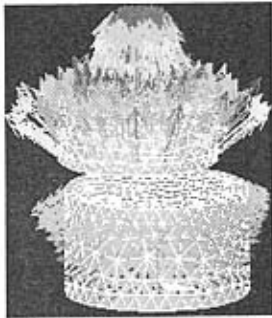


(a) 磁场 H 的分布

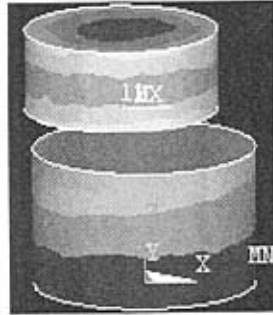


(b) 磁场强度

图 4-36 初始化过程中偏心距离 $e=3\text{mm}, d=5\text{mm}, H_1=15\text{mm}$ 时的磁场分布

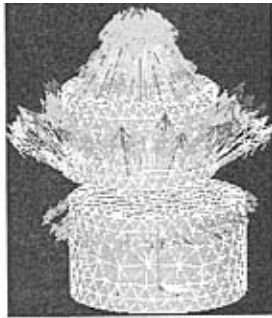


(a) 磁场的 H 分布

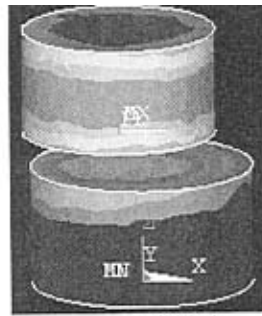


(b) 磁场强度

图 4-37 初始化过程中偏心距离 $e=3\text{mm}, d=5\text{mm}, H_1=10\text{mm}$ 时的磁场分布

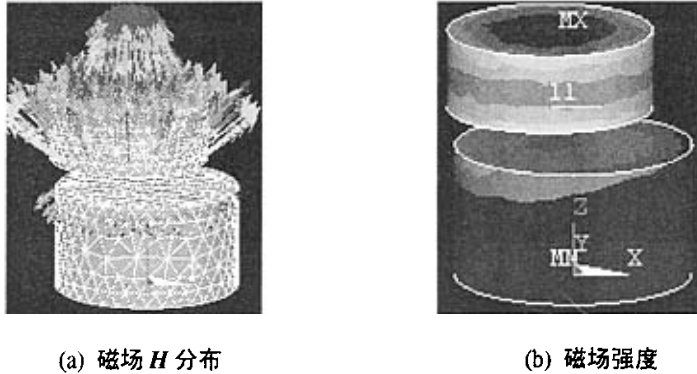


(c) 磁场 H 分布



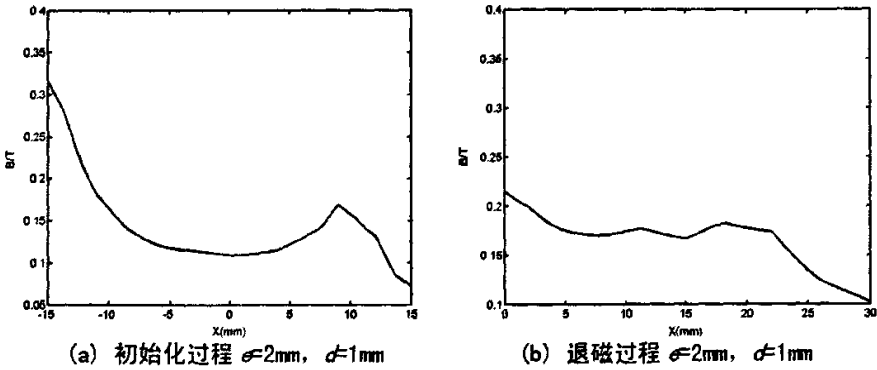
(d) 磁场强度

图 4-38 退磁过程中偏心距离 $e=3\text{mm}, d=5\text{mm}, H_1=15\text{mm}$ 时的磁场分布

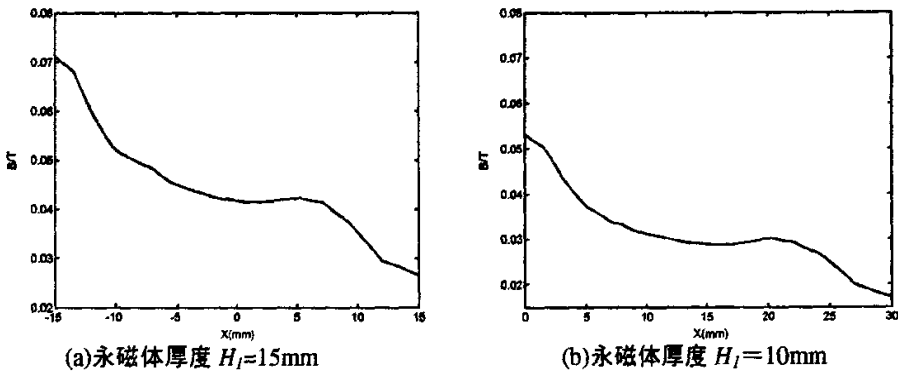


(a) 磁场 H 分布 (b) 磁场强度
图 4-39 退磁过程中偏心距离 $e=3\text{mm}$, $d=5\text{mm}$, $H_I=10\text{mm}$ 时的磁场分布

图 4-40 为永磁体的偏心距离为 $e=2\text{mm}$, 间距为 $d=1\text{mm}$ 时超导体表面的磁场强度分布。由图可知, 超导体表面的磁场强度在永磁体与超导体的边缘处最大, 沿 X 轴正方向磁场强度逐渐减小, 然后逐渐增大, 最后又逐渐减小至最小值, 超导体表面的磁场强度最小值出现在离永磁体最远处 $X=15\text{mm}$ 。图 4-41 为超导体表面的磁场强度与永磁体厚度 H_I 的关系, 超导体表面的磁场强度大小与永磁体的厚度有关, 由图可知永磁体越厚, 超导体表面的磁场强度越大。



(a) 初始化过程 $e=2\text{mm}$, $d=1\text{mm}$ (b) 退磁过程 $e=2\text{mm}$, $d=1\text{mm}$
图 4-40 零场冷过程中偏心距离 $e=2\text{mm}$, $d=1\text{mm}$ 时超导表面的磁场强度



(a) 永磁体厚度 $H_I=15\text{mm}$ (b) 永磁体厚度 $H_I=10\text{mm}$
图 4-41 初始化过程中偏心距离 $e=3\text{mm}$, $d=5\text{mm}$ 时超导体表面的磁场强度计算值与永磁体厚度的关系

4.1.2 多块圆环永磁体与单块圆柱超导体构成的推力轴承

由多块圆环永磁体与单块圆柱超导体构成的推力轴承结构如图 4-42 所示,图 4-42(a)、(b)、(c)分别为由 1、2 和 3 个环形永磁体与一个中心圆柱体超导体组成的推力轴承永磁体的结构图。为了叙述方便,将中心的圆柱形永磁体也作为一个环形永磁体来处理,所以图 4-40 中永磁体的个数 N 分别为 2、3、和 4。本节首先研究由多块圆环永磁体与单块圆柱超导体构成的推力轴承 Meissner 效应下的静态特性,然后利用临界态模型研究超导推力轴承在零场冷过程中的静态特性。

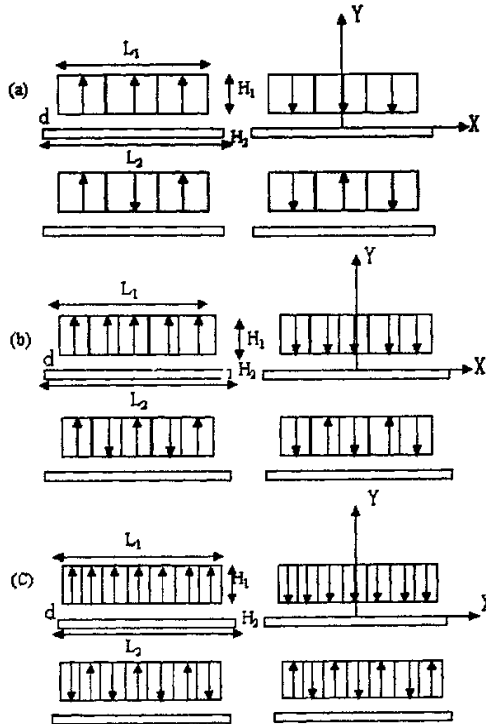
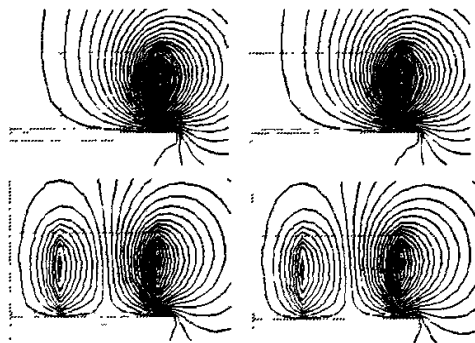


图 4-42 多块圆环永磁体与单块圆柱超导构成的推力轴承

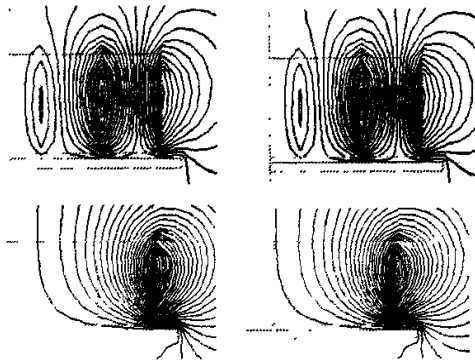
由于图 4-42 所示的高温超导推力轴承的永磁体和超导体处于同一中心线上,所以系统具有对称性,只需对一半区域进行分析。其中环形永磁体径向宽度与中心圆柱形永磁体的直径相等,其它几何尺寸分别为: $L_1=80\text{mm}$, $L_2=90\text{mm}$, 永磁体高度 $H_1=20\text{mm}$, 超导体厚度 $H_2=2\text{mm}$ 。Meissner 效应下,超导材料被作为一般的完全抗磁性的线性材料来处理,计算时取高温超导材料的相对磁导率 $\mu_r=0.0001$ 。永磁材料为 NeFeB 剩余磁场强度为 1.05T,表面磁场强度为 0.5T。

(1) Meissner 效应模型计算结果

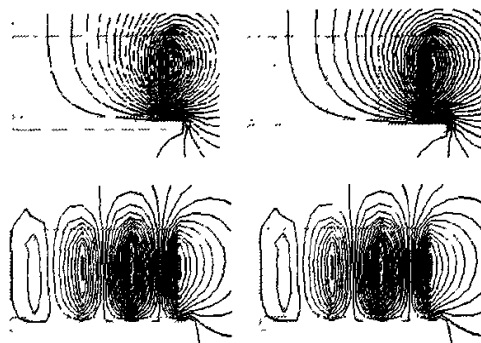
图 4-43 分别给出了图 4-42 中不同结构的推力轴承在 Meissner 效应下,间隙为 $d=1\text{mm}$ 时的磁力线分布图。



(a) $N=2$ 时磁力线分布图



(b) $N=3$ 时磁力线分布图



(c) $N=4$ 时磁力线分布图

图 4-43 超导推力轴承中的磁力线分布图

结果表明当超导体处于超导态时，超导体呈现 Meissner 效应具有完全的抗磁性，无论永磁体磁极方向是向上还是向下，处于 Meissner 效应下的超导体总是阻碍磁力线进入超导体内部，因此磁场不能渗透到超导体内部，超导体总是受到相斥的悬浮力。在永磁结构相同只是依次改变永磁体进入超导体的磁极方向时，磁力线的分布完全相同，这表明改变永磁体进入超导体的磁极方向并不能改变悬浮力的大小。对于不同的永磁体结构，其磁场分布具有明显的差异，自然就导致了轴承具有不同的悬浮力特性。

图 4-44 为永磁环个数 $N=2$ 的两种不同永磁体磁极方向的超导推力轴承结构，其中 $L_1=80\text{mm}$, $L_2=90\text{mm}$, 永磁体高度 $H_1=20\text{mm}$, 超导体厚度 $H_2=2\text{mm}$ 。图 4-45 给出了在图 4-44

中的永磁体的外径不变的条件下，间隙分别为 1mm 和 2mm 时，内圆柱永磁体的半径变化对这两种结构轴承悬浮力的影响。间隙无论是 1mm 还是 2mm，对于图 4-44(a)的磁极排列方式而言，当内圆柱形永磁体的半径与永磁环的宽度近似相等时，悬浮力最大；对于图 4-44(b)的磁极排列方式，悬浮力几乎不随内圆柱形永磁体半径发生变化，这是因为结构(b)中两个永磁环的磁极方向一致，半径变化对磁场分布的影响很小。

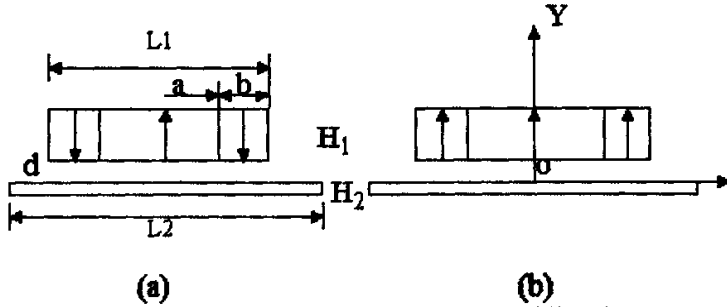


图 4-44 $N=2$ 时高温超导推力轴承永磁体的结构形式

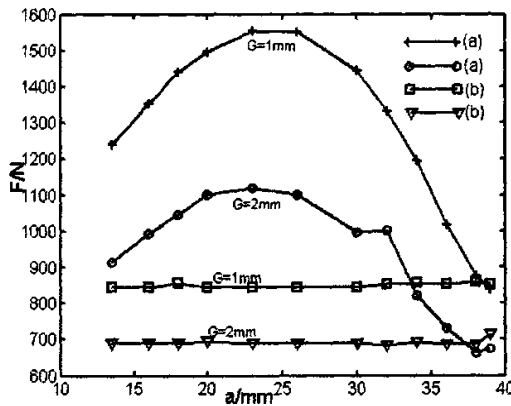


图 4-45 $N=2$ 间隙 d 为 1mm 和 2mm 时的悬浮力与内圆柱永磁体半径的变化

图 4-46 给出了永磁环的数目 N 为 1、2、3、4，磁极方向为与 X 轴成 90 度和 -90 度的永磁环交错排列时的悬浮力随间距的变化。结果说明了，对于所计算的轴承，在轴承间隙小于 2mm 的范围内，轴承的悬浮力随永磁环个数的增大而增大；在轴承间距约大于 5mm 的范围内，轴承的悬浮力随永磁环个数的增大而减小。由于实际中推力轴承的工作间距都较小，所以采用多环的永磁体结构，可以明显地增大轴承的悬浮力。如在 0.25mm 间距的情况下，采用 4 个环的永磁体结构的悬浮力为整块永磁体结构悬浮力的 2 倍以上。

图 4-47 为轴承间隙分别为 1mm 和 2mm 时轴承的悬浮力与永磁环个数 N 的变化。可见在不同的间距条件下，轴承的悬浮力出现最大值所对于的永磁环的个数也不同。对于算例中的推力轴承，在间距为 1mm 时永磁环的个数为 3~4 时轴承的悬浮力最大值；间距为 2mm 时永磁环的个数为 3 时轴承的悬浮力最大。由 4 个永磁环和圆柱超导体组成的推力轴承在间距为 1mm 时的悬浮力是由一个圆柱形永磁体和超导体组成的推力轴承所能产

生悬浮力的 2 倍。

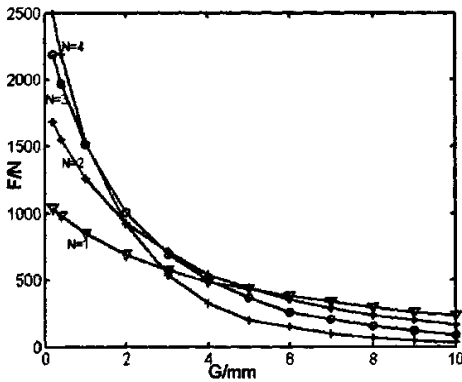


图 4-46 不同永磁环数时的悬浮力与间距的关系

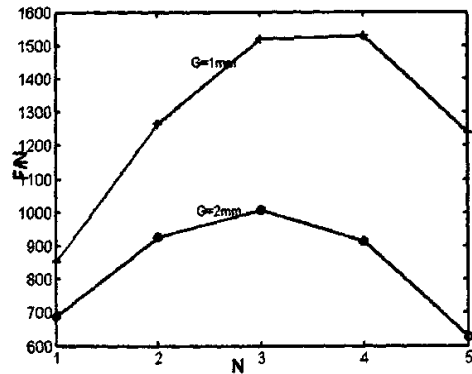


图 4-47 不同间距时轴承悬浮力随永磁环数的变化

图 4-48 为 $N=3$ 时不同磁极方向的永磁体与超导体组成的轴承结构，图 4-49 是与图 4-48 中结构相对应的轴承悬浮力与轴承间距之间的变化关系。由图 4-49 可知，不同磁极排列方向的超导推力轴承的悬浮力随间距的变化也是不同的。其中图 4-48(a)的磁极排列方式所能产生的悬浮力最大，图 4-48(d)的磁极排列方式所能产生的悬浮力最小，其它磁极排列方式产生的悬浮力处于这两者之间。最大悬浮力与最小悬浮力相差 3 倍左右。

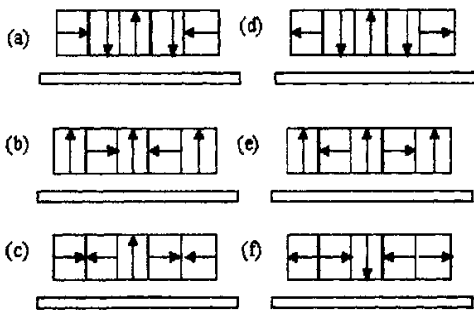


图 4-48 3 层环形永磁体磁极的结构图

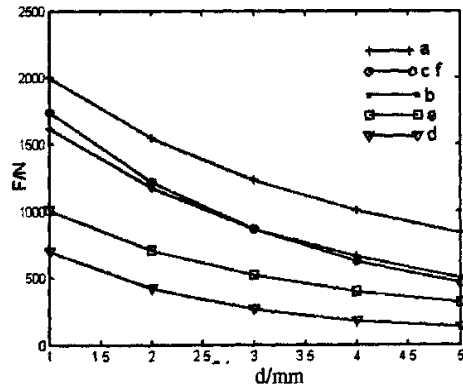


图 4-49 永磁体磁极排列对悬浮力的影响

可见，通过对永磁环的尺寸、数目和磁极排列方向等进行优化设计，从而使推力轴承的悬浮力达到最大。轴承悬浮力的最大值与轴承的结构以及永磁环数之间存在一个最佳的匹配关系。在实际设计中，考虑到生产等原因，一般小型推力轴承选择 3 和 4 个永磁环为宜。

(2) 临界态 Bean 模型计算结果

上面我们研究了推力轴承在 Meissner 效应下的静态特性，下面我们将研究图 4-48 中各种结构的推力轴承在零场冷条件下的静态特性。由于超导体的形状为圆柱体，所以仍然假设前面基于临界态 Bean 模型的圆柱形超导材料磁化曲线的计算公式仍然适用。

图 4-50 为与图 4-48 中推力轴承结构一一对应的零场冷过程中，悬浮力随间距的变化。

与图 4-48 中推力轴承结构——对应的不同磁极排列的超导推力轴承在零场冷条件下，间距为 $d=2\text{mm}$ 时的磁力线分布，图 4-52 为超导体表面的磁场强度。

无论那种磁极排列方式，随着间距的增大，悬浮力迅速减小，但不同磁极排列方式情况下，悬浮力减小的程度不同。在永磁体磁极排列方式不同的推力轴承中，其悬浮力 F 与间距 d 的关系是不一样的，他们不仅各个位置上的悬浮力不同，各点上的刚度也是不同的。比较图 4-50 和图 4-49 发现，Meissner 效应下推力轴承的悬浮力要比零场冷条件下悬浮力大的计算值大得多， $d=1\text{mm}$ 时 Meissner 效应下推力轴承的悬浮力最大值约为 2000N，而零场冷下悬浮力最大值只有 350 左右。永磁体磁极排列方式影响轴承悬浮力原因在于超导体与永磁体之间磁场的分布会发生明显地改变所长。

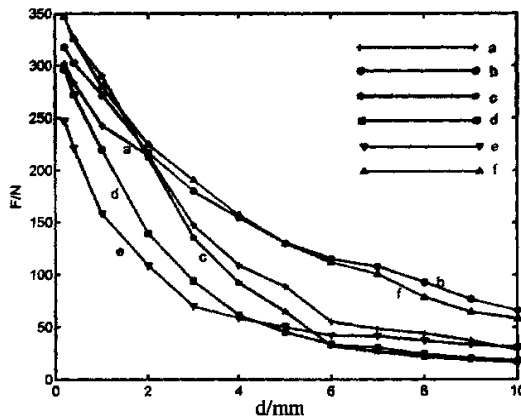


图 4-50 $N=3$ 时零场冷过程中永磁体磁极排列对悬浮力的影响

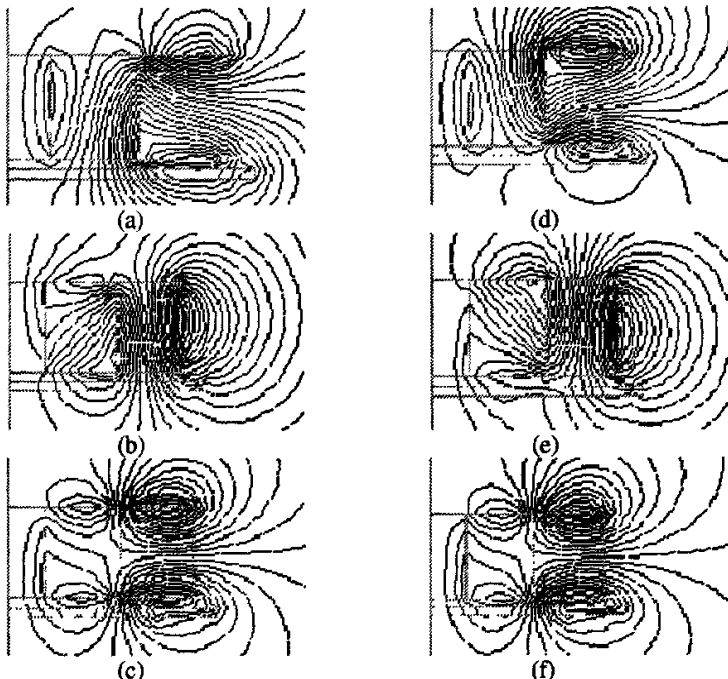


图 4-51 $N=3$ $d=2\text{mm}$ 时零场冷初始化过程推力轴承中的磁力线分布

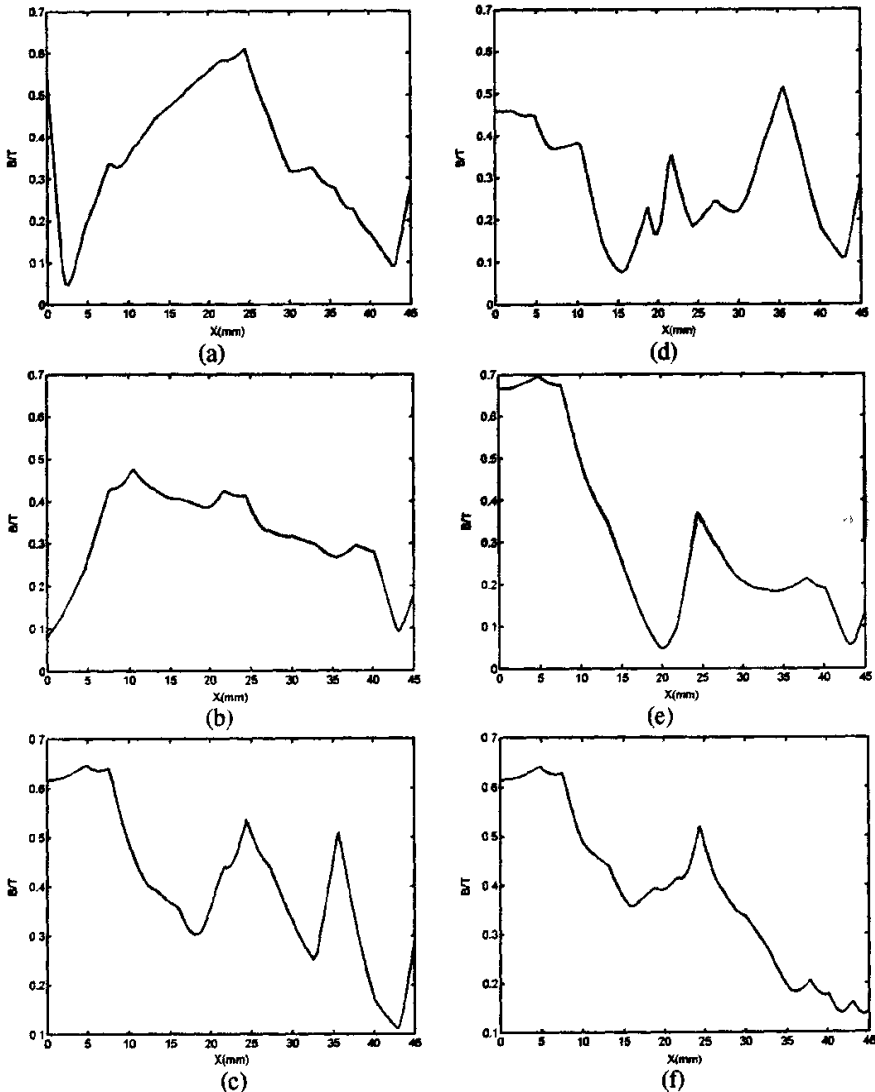


图 4-52 $N=3$ $d=2mm$ 时零场冷初始化过程超导体表面磁场强度

在 Meissner 效应下和零场冷条件, 对由块状高温超导体和永磁体组成的高温超导推力轴承静态特性进行分析, 尤其是对不同结构的永磁体和永磁体的磁极排列方式对高温超导推力轴承悬浮力的影响进行的分析发现: 永磁体的结构及磁极排列方式对超导磁力轴承悬浮力的影响很大, 适当地选择永磁体的结构和磁极排列方式可以显著地提高轴承的悬浮力和静态刚度, 这为克服高温超导磁力轴承的悬浮力和静态刚度偏低的不足提供了一种良好的解决方案。

4.1.3 单块永磁环与多块超导圆柱体构成的推力轴承

单块圆环永磁体与多块圆柱超导体构成的超导磁力轴承的结构如图 4-53 所示。推力

轴承由单块环形永磁体(90×60×15mm), 永磁体剩余磁场强度为 0.4T, 表面磁场强度为 0.1T 和六块直径为 30mm, 高为 18mm 的高温超导圆柱体 YBCO 构成。

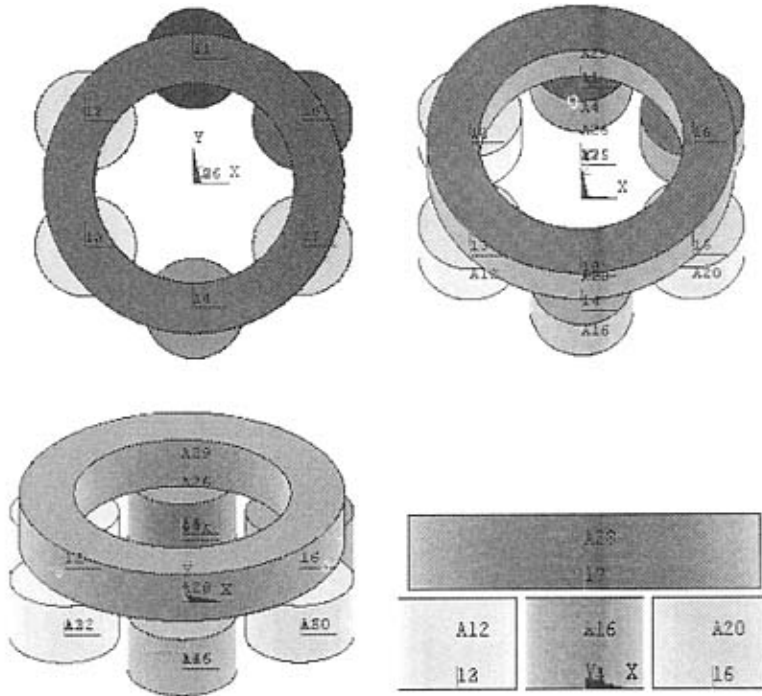


图 4-53 推力轴承结构简图

本节主要研究单块圆环永磁体与多块圆柱超导体构成的超导磁力轴承在零场冷过程中的静态特性。虽然外部磁场是沿圆柱超导体由外向里是非均匀渗透, 但是这里仍然采用前面临界态模型下的圆柱形超导材料磁化曲线的计算公式计算超导材料磁化曲线。

单块圆环永磁体与多块圆柱超导体构成的超导磁力轴承在初始化过程以及退磁过程中的悬浮力 F 与间距 d 的关系如图 4-54 所示。无论是在初始化过程还是在退磁过程中, 悬浮力随着间距增大而减小。在相同间距条件下, 初始化过程中轴承的悬浮力始终大于退磁过程中轴承的悬浮力。与其他结构的推力轴承相比较, 由多块高温超导体与单块永磁环构成的推力轴承, 悬浮力 F 与间距 d 有比较好的线性关系。

图 4-55、4-56 分别为超导推力轴承的悬浮力 F 与超导体半径 R 和永磁环的径向宽度 L 的关系, 径向宽度 L 为永磁环外径与内径之差。由图 4-55 可知当超导体的直径小于永磁环宽度 L 时, 无论是在初始化过程还是在退磁过程中, 悬浮力随超导体直径增加而增大, 悬浮力最大值出现在超导体的直径稍大于永磁环的宽度处。由图 4-56 可知, 超导体直径保持不变, 悬浮力随永磁环的宽度 L 增加而增大, 当永磁环的宽度略小于超导体直径时其悬浮力最大。

图 4-57~4-60 为单块圆环永磁体与多块圆柱超导体构成的超导磁力轴承在零场冷条

件下, 间距 $d=2\text{mm}$ 时, 初始化过程和退磁过程中超导推力轴承中的磁场分布。由图可知初始化过程中超导体内的磁场强度要大于退磁过程超导体内的磁场强度, 这正是初始化过程中轴承的悬浮力大于退磁过程中轴承的悬浮力的原因。

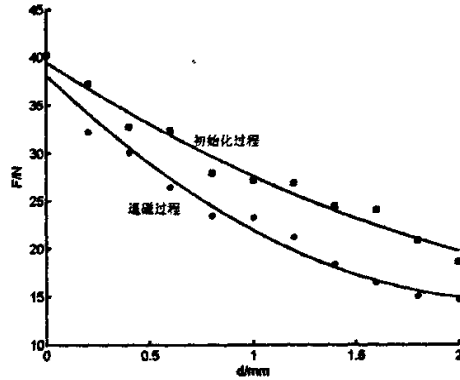


图 4-54 $N=6$ 时悬浮力 F 与间距 d 的关系

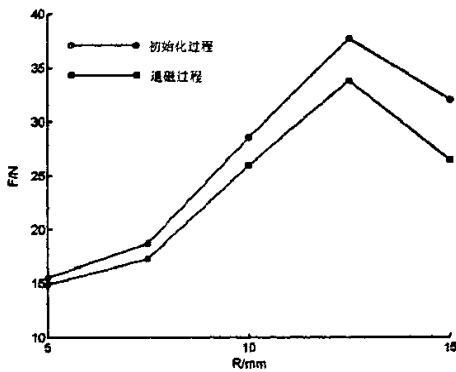


图 4-55 $N=6$ 时悬浮力 F 与超导体半径 R 的关系

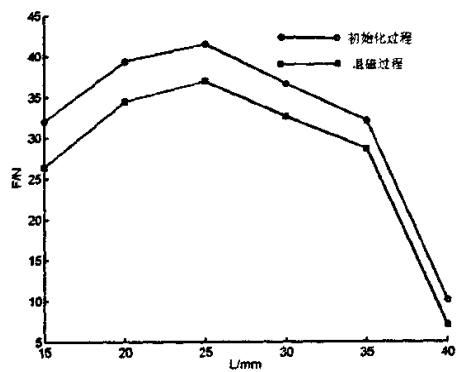
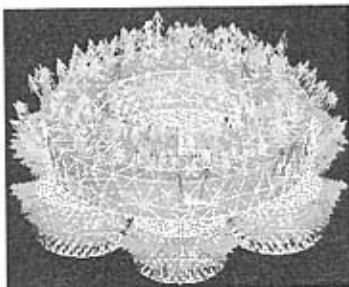
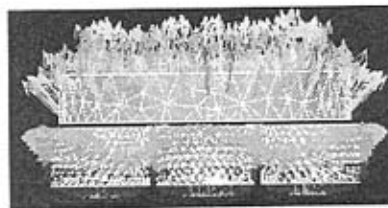


图 4-56 $N=6$ 时悬浮力 F 与永磁环宽度 L 的关系

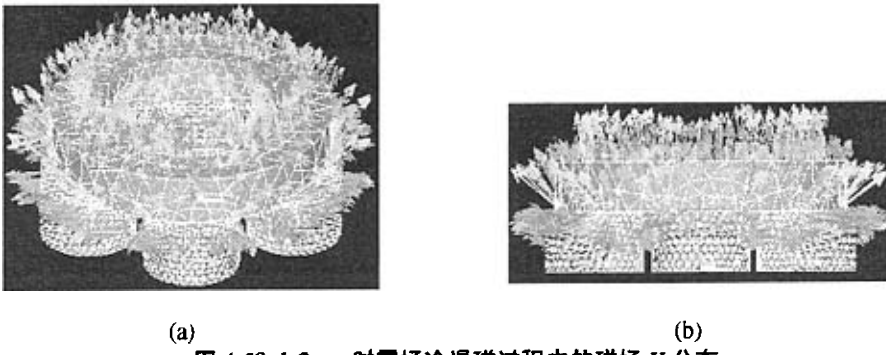


(a)



(b)

图 4-57 $d=2\text{mm}$ 时零场冷初始化过程中的磁场 H 分布



(a) (b)
图 4-58 $d=2\text{mm}$ 时零场冷退磁过程中的磁场 H 分布

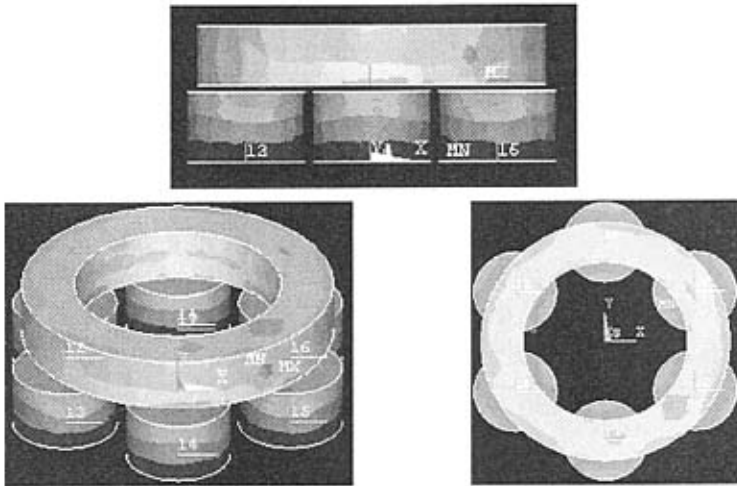


图 4-59 $d=2\text{mm}$ 时零场冷初始化过程中的磁场强度

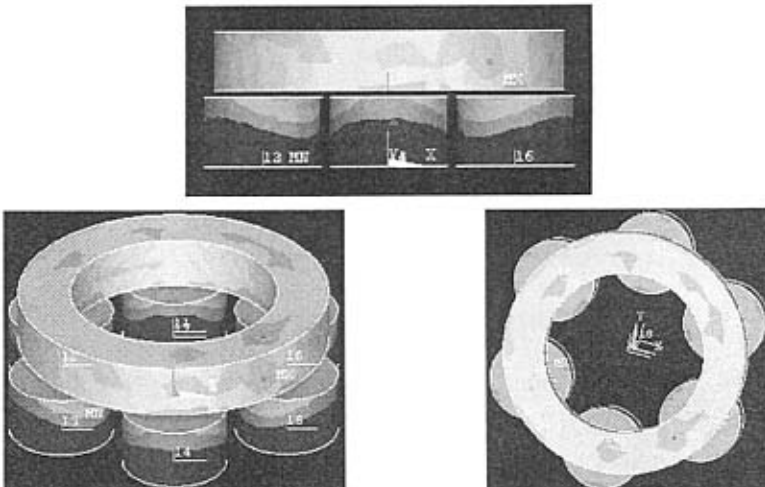
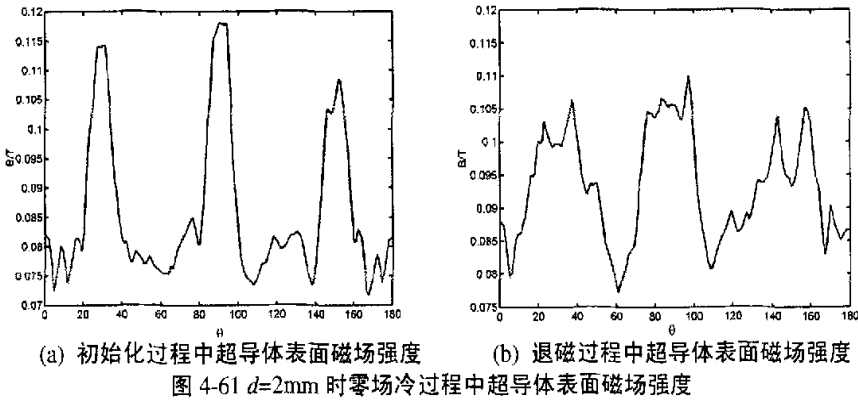


图 4-60 $d=2\text{mm}$ 时零场冷退磁过程中的磁场强度

图 4-61 为零场冷条件下，超导体与永磁体间隙为 2mm 时，初始化过程和退磁过程中超导体表面的磁场强度，其路径为经过超导体表面圆心的半圆弧。为了保证结果收敛，在

对超导磁力轴承的模型进行网格剖分时,选用的剖分精度比较低,计算的精度较差,误差比较大,因此超导体表面的磁场强度出现了不对称的情况与理想情况有些出入。



4.2 超导径向轴承的有限元分析

内定子高温超导径向磁悬浮轴承结构如图 4-62 所示,超导径向磁悬浮轴承的转子由永磁环与硅钢片叠加构成,永磁环磁极排列的顺序从上到下依次是 S-N: N-S: S-N,相邻两块永磁体沿 Z 轴方向的磁极方向相反,轴承的定子由单块高温超导体构成,径向轴承的定、转子在 Z 轴方向上的长度一样。

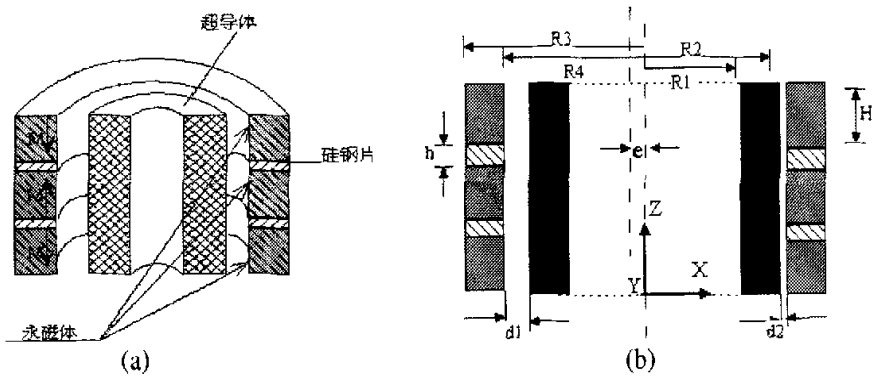


图 4-62 超导磁悬浮径向轴承结构

图 4-62(b)中超导体内径 $R_1=46.5\text{mm}$, 外径 $R_2=61.5\text{mm}$, 永磁环内 $R_4=63\text{mm}$, 外径 $R_3=74\text{mm}$, 永磁体高度 $H=15\text{mm}$, 硅钢片的高度 $h=5\text{mm}$, 永磁体表面磁场强度为 0.51T , 剩余磁场强度 $B_1=1.3\text{T}$ 。在内定子高温超导径向磁悬浮轴承中,还需要定义另外二个位置参数,其一为转子轴线与定子轴线的偏离距离,通常称之为径向偏心距, $e=(d_1-d_2)/2$, 其中 d_1 、 d_2 为定、转子之间的最低大和最小间隙;另一个转子上的永磁体端面与定子超导材料端面的距离,通常称之为轴向偏移,这里用 ΔZ 表示。

由于超导材料磁化曲线的计算公式(3-55)~(3-65)只适用于圆柱形超导体,并不适用于圆环形超导体,而目前圆环形超导体的材料磁化曲线还难以用一个简单的公式来表示。为此,我们利用文献^[71]中提供的圆环形超导体的磁化曲线数据,在计算中采用取点插值的方法得到计算点的 $M-H$ 和 $B-H$ 数据。计算中采用的圆环形超导体 $M-H$ 曲线和 $B-H$ 曲线如图 4-63 和 4-64 所示。

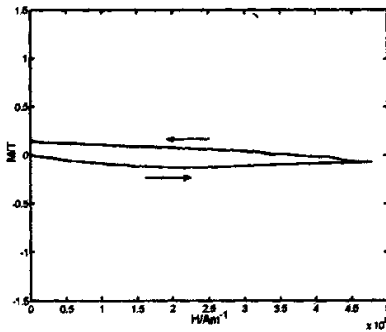


图 4-63 超导体的 $M-H$ 曲线

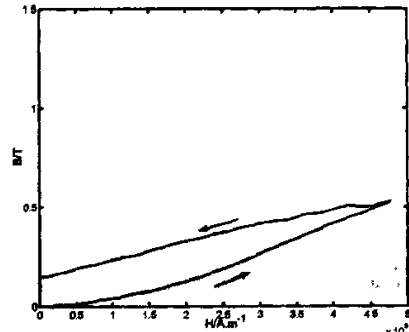
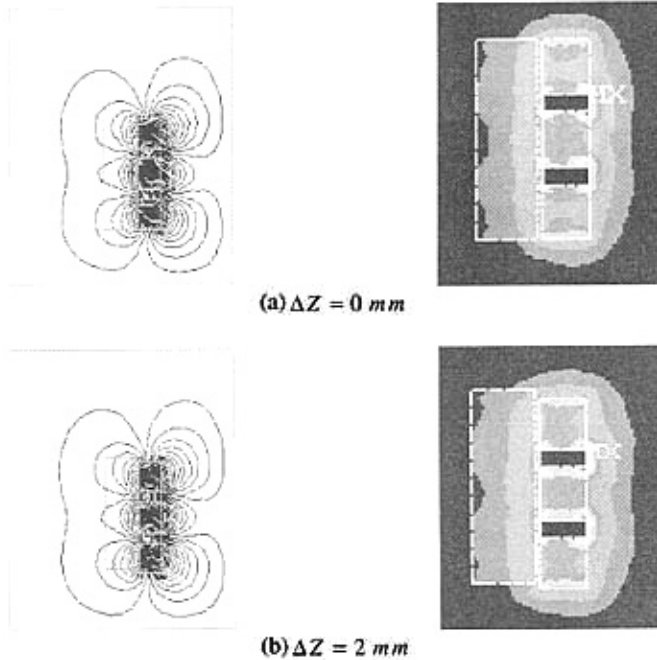


图 4-64 超导体的 $B-H$ 曲线

(1) 二维对称:

在径向轴承的转子和定子同心条件下, $d_1=d_2$, 径向轴承为轴对称结构, 因此我们可以将三维静态磁场的问题转换为二维静态磁场问题, 利用二维模型对其特性进行分析。在径向轴承转子和定子同心的条件下, 径向轴承中的磁场分布与轴承的轴向偏移 ΔZ 的关系如图 4-65 所示。



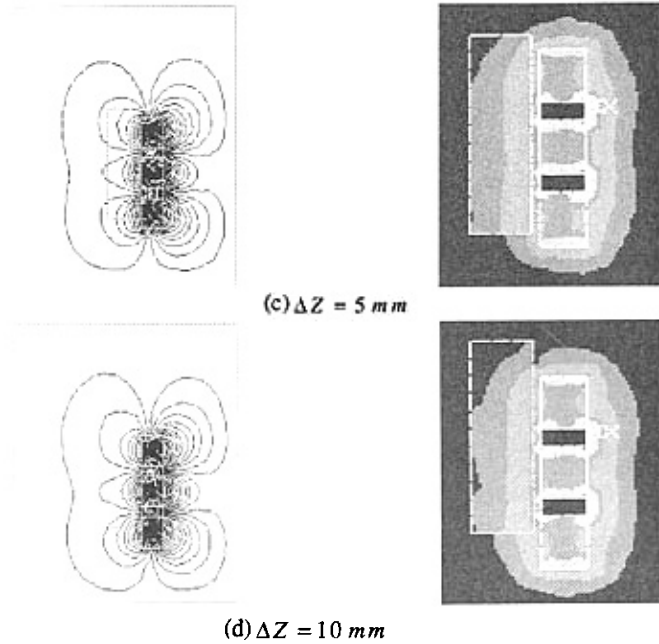


图 4-65 轴承中磁场分布与超导体轴向位移 ΔZ 的关系

在径向轴承的转子和定子同心条件以及没有轴向偏移 ΔZ 的情况下，如图 4-65(a)，如果外部磁场在轴承的轴向中心位置是对称的，那么磁场的分布不仅沿着轴向是对称的，而且沿着轴承的轴向中心位置也是对称的，因此轴承无轴向力的作用；如果外部磁场在轴承的轴向中心位置是非对称的，那么磁场的分布在轴承的轴向中心位置是非对称的，同样会有轴向力出现。随着轴向偏移 ΔZ 的增大，磁场在轴承轴向中心位置的对称性的遭到破坏，将会产生明显的轴向力。

图 4-66 为超导径向轴承在轴对称时，超导磁力轴承在 Z 轴方向上的悬浮力与超导体在 Z 轴方向上位移 ΔZ 关系，由于磁极排列方式不同，悬浮力 F 与 ΔZ 关系亦不同。图 4-66(a) 中 a、b、c、d 分别代表不同的磁极排列其中 a 为 S-N: N-S: S-N, b 为 S-N: S-N: S-N, c 为 S-N: S-N: N-S, d 为 S-N: N-S: N-S。图 4-66(b) 为磁极排列方式为 S-N: N-S: S-N 时测得的试验数据^[24]。

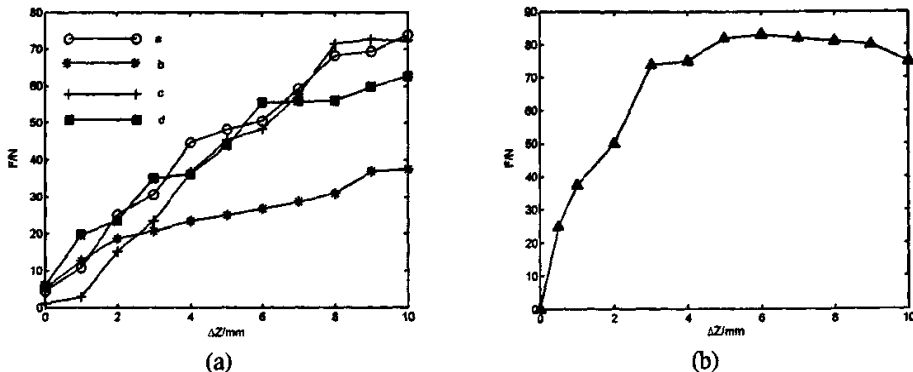


图 4-66 轴向悬浮力 F 与超导体轴向位移 ΔZ 的关系

由图 4-66(a)可知,在一定范围内悬浮力 F 随着位移 ΔZ 的增大而增大,经过比较发现,采用方式 b 的磁极排列顺序,超导径向轴承在 Z 轴方向上所产生的悬浮力最小。图 4-66(b)中,悬浮力随着轴向位移 ΔZ 的增大而逐渐增大,当 $\Delta Z = 6\text{mm}$ 时,悬浮力达到最大, ΔZ 再增加悬浮力基本保持不变,并且有下降的趋势。将计算结果与试验值进行比较发现两者有较大的出入,这是因为试验本身存在误差,以及计算时不考虑超导体尺寸、形状等因素对超导材料特性的影响。

(2) 三维不对称:

当图 4-62(b)中 $d_1 \neq d_2$ 时,径向轴承结构不对称,必须用三维有限元方法对径向轴承的特性进行求解。在三维不对称结构中永磁环磁极排列的顺序从上到下依次是 S-N: N-S: S-N, 取 $R_1=46.5\text{mm}$, $R_2=61.5\text{mm}$, $R_3=76.5\text{mm}$, $R_4=65.5\text{mm}$, $H=15\text{mm}$, $h=5\text{mm}$, 其它参数不变。沿径向上的力 F_x 与径向偏心距 e 的关系如图 4-67 所示,其中 $e=d_1-d_2$ 。由图可知,沿径向上的径向悬浮力 F_x 随超导体径向偏心距 e 的增大而增大。

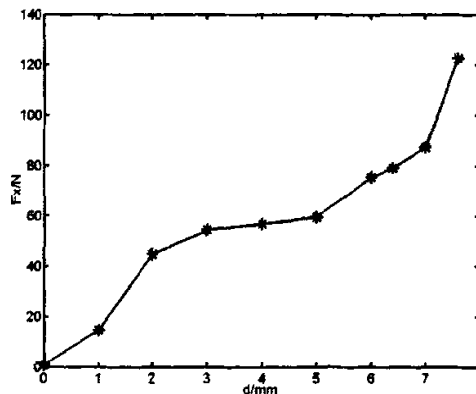


图 3-67 径向悬浮力 F_x 与超导体径向偏心距 d 的关系

4.3 本章小结

本文首先对由单块圆柱永磁体与单块圆柱超导体构成的推力轴承静态特性进行了研究。不仅研究了推力轴承在结构对称和结构不对称时的情况,而且还研究了 Meissner 效应下和零场冷条件下超导推力轴承的悬浮力、磁场强度等特性。分析了推力轴承的结构对其悬浮力的影响,发现当圆柱超导体的直径与圆柱永磁体的直径大小相当的时其悬浮力最大,所以推力轴承的悬浮力与推力轴承的结构存在一个最佳匹配的关系。接着本文对由多块圆环永磁体与单块圆柱超导体以及单块永磁环与多块圆柱超导体构成的推力轴承的特性进行了研究。最后,本文对径向轴承的静态特性进行了分析,研究了径向轴承轴向上的悬浮力与轴向位移的关系以及径向悬浮力与定转子相对位置的关系等。

第五章 总结与展望

高温超导磁力轴承利用高温超导体的抗磁性和钉扎性提供一个稳定悬浮力,产生稳定的悬浮。超导磁力轴承作为一种新型的无源磁力轴承无需控制就能稳定悬浮,在工业领域有着一定的应用前景。目前,高温超导磁力轴承已经被广泛应用于飞轮储能以及一些高速旋转机械。悬浮力是高温超导磁力轴承的一个重要的特性,因此本文采用有限元法对超导磁力轴承的悬浮力等特性进行分析。

本文主要工作可总结如下:

1、绪论部分首先介绍什么是超导现象、高温超导体、低温超导体,还介绍了高温超导体和低温超导体目前的研究现状。然后介绍了高温超导磁力轴承的工作原理和超导轴承的重要特性,包括静态特性和动态特性。最后对超导磁力轴承的研究现状以及发展前景进行了阐述和展望。

2、介绍了高温超导推力轴承和径向轴承中几种常见的结构,推力轴承的基本结构包括:①单块永磁体与单块超导体;②单块永磁体与多块超导体;③多块永磁体与单块超导体;④多块永磁体与多块超导体。超导径向轴承的结构主要包括:内转子超导径向轴承和外转子超导径向轴承,径向轴承的定子由单块的圆环超导体构成,转子部分则由永磁环与硅钢片叠加构成。

3、论述了高温超导磁力轴承的磁场理论,介绍了用来计算超导磁力轴承特性的几种数学模型和数值计算的方法。基于商业有限元分析软件 ANSYS 和临界态 Bean 模型,利用 VB 工具开发超导磁力轴承静态特性的分析系统,并对该分析系统的使用方法和主要功能进行了简单的介绍。该系统可以用来分析某些特定结构的超导磁力轴承的特性如悬浮力、磁场强度以及磁力线分布等。

4、基于超导体的临界态 Bean 模型,本文利用有限元法对超导推力轴承和超导径向轴承的静态特性进行了分析。计算了超导磁力轴承在 Meissner 效应下和零场冷条件下的悬浮力,磁场强度,磁力分布等。研究了超导磁力轴承的结构以及永磁体的排列顺序对悬浮力的影响。对于超导推力轴承,悬浮力与推力轴承的结构存在一个最佳匹配关系,当永磁体的直径或永磁环的宽度与超导体的直径相当时,推力轴承的悬浮力较大。在超导径向轴承中,沿轴向方向的悬浮力与超导体在轴向上的位置有关,径向悬浮力与定、转子在径向上的相对位置有关。

本文主要对高温超导磁力轴承的静态特性尤其是悬浮力进行了研究,对其动态特性并没有涉及,因此在以后的研究中,将会对高温超导磁力轴承的动态特性进行研究。

致谢

在本论文的完成过程中,作者自始至终都得到导师祝长生教授在学习和生活上的悉心指导和教诲,在此首先向敬爱的祝老师表示深深的感谢!祝老师严谨求实的治学态度、献身事业的忘我精神使作者终生受益匪浅。

本论文得以顺利完成,还要感谢陈拥军、王金堂、杜方芳、毛智伟和曹杨同学的热情支持和帮助!尤其陈拥军师兄为作者热心提供了技术上的支持和指点,而毛智伟同学强烈的学习精神和严谨的工作态度同样值得作者学习。

最后向所有对我学习、生活给予关心、支持的父母、亲人和朋友,尤其是我哥郝文表示衷心的感谢。

参考文献

- [1] 林良真, 我国超导技术研究进展及展望, 电工技术学报, 2005, 20(1):1-7
- [2] 阎守胜, 陆果, 低温物理的试验原理与方法, 北京科学出版社, 1985
- [3] 陆果, 陈凯旋等, 高温超导材料特性测试装置, 物理试验 2001, 21(5):7-12
- [4] 夏庆林, 新型超导体 MgB_2 超导电性及制备技术进展, 粉末冶金技术, 2006, 24 (1): 69-74
- [5] 陈自力, 低温物理学报, 2005, 27 (AO2) :791-795
- [6] Fujii H, Togano K, Kumakura H, Enhancement of critical current densities of powder-in-tube processed MgB_2 tapes by using MgH_2 as a precursor powder, Superconductor Science Technology, 2002, 15(11):1571-1576
- [7] Frederick N A, Li S, Maple M B, et al, Improved superconducting properties of MgB_2 , Physica C, 2001, 363:1-5
- [8] Feng Y, Yan G, Zhao Y, et al, Superconducting properties of MgB_2 wires and tapes with different metal sheaths, Physica C, 2003, 386:598-602
- [9] Bedorz J G, Muller K A, Possible high-Tc superconductivity in the Ba-La-Cu-O system. Physical Review B, 1986,64:189-197
- [10] 钱廷欣, 周雅伟, 新型超导材料的研究进展, 材料导报, 2006, 20(2): 98-101
- [11] 张平祥, 冯勇, 刘向宏, 纪平等, 超导材料基础研究, 科技和产业, 2002, 2(11):40-46
- [12] 詹三一, 唐跃进, 李敬东等, 超导磁悬浮飞轮储能的基本原理和发展现状, 电力系统自动化, 2001, 25(16):67-72
- [13] Farrel D E, Chandrasekhav B S, Superconducting properties of aligned crystalline grains of $Y_1B_{22}C_{03}O_7$, Physical Review B, 1987, 36(7):4025-4027
- [14] Rango P D, Lees M, Texturing of magnetic materials at high temperature by solidification in a magnetic field, Nature, 1991, 349(8):770-772
- [15] Yamada Y, Shiohara Y, Continuous crystal growth of $YBa_2Cu_3O_{2-x}$ by the modified top-seed crystal pilling method, Physical C, 1993, 217:182-188
- [16] 周耀辉, 谈国强, 超导材料的发展状况, 佛山陶瓷, 2005, 15(5):28-30
- [17] <http://www.cre.net>
- [18] <http://www.cqvip.com>
- [19] Marie-Péra M C, Yonnet J P, Axial bearings using superconductors and permanent magnets, IEEE Transactions on Magnetics, 1995, 31(3):2112-2114
- [20] Marion-Péra M C, Yonnet J P, Study of permanent magnet arrangements for superconducting passive bearings, IEEE Transactions on Magnetics, 1994, 30(6):4743-4745
- [21] Chun Y-D, Kim Y-H, Lee J, et al, Finite element analysis of magnetic field in high temperature bulk superconductor, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2001, 11(1):2000-2003
- [22] Shiraishi R, Demachi K, Numerical simulation of coupled problem of electromagnetic field and heat conduction in superconducting magnetic bearing, Physica C, 2003,392-396:734-738
- [23] 谭凤顺, 金能强, 夏东, 夏平畴, 无源高温超导磁悬浮轴承悬浮力的计算, 电工电能新技术, 2001, 21(1):16-19
- [24] Ohsaki H, Nozawa N, Magnetic bearings using bulk superconductors as a field shaping material, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2001, 11(1):1669-1672

- [25] Demachi K, Mura A, Numerical analysis of rotation loss of superconducting magnetic bearing, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2001, 11(1):1653-1655
- [26] Tae-Hyun Sung, Young-Hee Han, Effect of a passive magnetic damper in a flywheel system with a hybrid superconductor bearing set, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2003, 13(2):2165-2168
- [27] Demachi K, Numerical and experimental evaluation of rotation speed degradation of superconducting magnetic bearing, *Physica C*, 2004(412-414):789-794
- [28] Miyagawa Y, A 0.5kWh flywheel energy storage system using a high-Tc superconducting magnetic bearing, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1999, 9(2):996-999
- [29] Kameno H, A measurement of rotation loss characteristics of high-Tc superconducting magnetic bearing, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1999, 9(2):972-975
- [30] 方家荣, 林良真等, 超导混合磁力轴承的发展和前景, *电工电能新技术*, 2000, 1 (19):27-31
- [31] Camacho D, Mora J, et al, Calculation of levitation forces in permanent magnet-super conductor systems using finite element analysis, *J. Appl. Phys.*, 1997, 82(3):1461-1468
- [32] Xia Z, Chen Q Y, Design of superconducting magnetic bearings with high levitation force for flywheel energy storage systems, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1995, 5(2): 622-626
- [33] Ma K B, Postrekhin Y, Ye H and Chu W-K, Magnetic interaction force between high-Tc superconductor ring and magnet, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2001, 11(1): 1665-1668
- [34] Komori M and Hamasaki T, Improvement and evaluation of bearing stiffness in high-Tc superconducting magnetic bearing, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2001,11(1): 1677-1680
- [35] Qin M J, Li H, Calculation of the hysteretic force between a superconductor and a magnet, *Physical Review B*, 2002, 66(2):024516-1-024516-11
- [36] Demachi K, Miura A, Numerical analysis of rotation loss of superconducting magnetic bearing, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2001, 11(1):1653-1656
- [37] Okano M, Tamada N, et al, Numerical analysis of a superconducting bearing, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2000, 10(1):909-912
- [38] You J H, Rhim Y C, Study on the characteristics of superconducting bearing, *IEEE Transactions on Magnetics*, 1999, 35(5):4028-4030
- [39] Coombs T A, Cardwell D A, et al, Dynamic properties of superconducting magnetic bearings, *IEEE Transactions on Magnetics*, 1999, 7(2):924-927
- [40] 方家荣, 高温超导混合磁悬浮轴承系统的研究与试验, [博士学位论文], 中国科学院电工研究所, 2001
- [41] 刘习军, 贾启芬, 张文德, *工程振动与测试技术*, 天津大学出版社, 1999
- [42] 许本文, 焦群英, *机械振动与模态分析*, 机械工业出版社, 1998
- [43] Moon F C, *Superconducting Levitation Applications to Bearings and Magnetic Transportation*, Wiley-science, NewYork, 1994
- [44] Hull J R, Flywheel energy storage using superconducting magnetic bearings, *Appl. Supercond*, 1994, 2(7/8):449-455
- [45] Bornemann H J, Application fields of high-temperature superconductors, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1997, 7(5):1805-1809
- [46] Bornemann H J, Conceptual system design of 5MWh/100WM superconducting flywheel energy storage plant for power utility application, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1997,

- 7(2):398-401
- [47] Irie F, The state of the art superconductivity magnetic energy storage, J. IEE Japan, 1996, 116(9): 1030-1032
- [48] Murakami M, Nagao E, Flywheel generator with superconducting levitated magnetic bearing, J. IEE Japan, 1994, 114(4):218-221
- [49] Suzuki T, Fundamental characteristics of prototype ring-shaped flywheel generator with superconducting levitated magnetic bearing, Advances in Superconductivity, 1994:1237-1242
- [50] Tixador P, etal, Hybrid superconducting magnetic suspensions, IEEE Transactions on Magnetics, 1996, 32(4):1237-1242
- [51] Ye H, Xia P C, Lin L Z, The investigation of a vertical rotational structure with hybrid superconducting magnetic bearings, Proceedings of 17th International Cryo-engineering Conference, Bournemouth UK, 1998:383-386
- [52] Komori M, A hybrid-type superconducting magnetic bearing system with nonlinear control, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 1998, 8(1):79-83
- [53] Takahata R, Development of flywheel energy storage system bearing with hybrid AMB-SMB, Proceedings of 5th International Symposium on Magnetic Bearing, Kanawa Japan, 1996,463-466
- [54] Ma K B, Zhang Y, HTS Bearings for space applications reaction wheel with low power consumption for mini-satellites, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2003, 13(2): 2275-2278
- [55] Han Y H, Lee J S, Design a hybrid high-Tc superconductor bearings for flywheel energy storage system, Physica C, 2002, 372(376):1457-1461
- [56] 倪光正, 杨士友, 钱秀英, 丘捷, 工程电磁场数值计算, 机械工业出版社, 2004 年
- [57] Uesaka M, Experimental and numerical analysis of three-demrntion high-Tc superconducting levitation systems, International Journal of Applied Electromagnetics in Materials, 1993, 4(4):13-15
- [58] Sugiura T, Hanshizume H, Miya K, Levitation force in YBCO superconductors fabricated by MPMG process, International Journal of Applied Electromagnetics in Materials, 1991, 2(2):183-188
- [59] Take N, Tsuchimoto M, Uesaka M, Analysis of critical stste in superconductor by the boundary element method, International Journal of Applied Electromagnetics in Materials, 1992, 3(3):45-50
- [60] Nagashima K, Otani T, Murakami M, Magntic interaction between permanent magnets and bulk superconductors, Physica C, 1999, 328(3):137-144
- [61] 郑晓静, 苟小凡, 周又和, 超导电磁悬浮力的数值模拟, 固体力学学报, 2003, 24(1):16-23
- [62] Tsuchimoto M, Waki H, Honma T, Numerical analysis of trapped field magnet and stable levitation region of HTSC, IEEE Transactions on Magnetics, 1995, 31(3):1781-1784
- [63] Sugiura T, Hashizume H, Miya K Numerical electromagnetic field of type II superconductors, International Journal of Applied Electromagnetics in Materials, 1991,2(3):183-196
- [64] Hauser A O, Calculation of superconducting magnetic bearing using a commercial FE-Program (ANSYS), IEEE Transactions on Magnetics, 1997,33(2):1572-1575
- [65] Yoshida Y, Uesaka M, Miya K, Magnetic field and force analysis of high-Tc superconductor with flux flow and creep, IEEE Transactions on Magnetics, 1994, 30(5):83-89
- [66] Fietz W A, Beasley M R, Magnetization of superconducting Nb-25% Zr wire, Physics Review A, 1964, 136(2):335-345
- [67] Irie F, Yamafuji K, Theory of flux motion in non-ideal type-II superconductors, Journal of Physics. Society of Japan, 1967, 23(2):255-268
- [68] Watson J H P, Magnetization of synthetic filamentary superconductors .B. the dependence of the

- critical current density on temperature and magnetic field, J. Appl. Phys, 1968, 39(7):3406-3440
- [69] XU M, Shi D, Generalized critical-state model for hard superconductors, Physical Review B, 1990,42(6):2062-2065
- [70] ANSYS Inc. ANSYS 电磁场分析指南, 2001.1
- [71] Yokoyama S, Nakamura S, Hirose M, Analysis of magnetic forces and rotational losses of high-Tc superconducting magnetic bearings by Preisach's diagram, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2001,11(1):1673-1676