过冷液氮温度下块材的悬浮特性及其仿真研究

郑博天[1†],龚雪[2],李海涛[3],张旭[3],邓自刚[3],高治华[1],闫昱全[1],唐长平[1]

1.中国船舶集团公司第七一三研究所,郑州 450015;

2.国家知识产权局专利局专利审查协作河南中心,郑州 450002;

3.西南交通大学牵引动力国家重点实验室,成都 610031

收稿日期:2022-10-22;接收日期:2022-12-08

【摘要】 随着温度的降低,超导块材表现出的超导特性也随之变化.本文结合现有实际应用的车载超导块材冷却方法,通过改变气压的方式营造过冷液氮温度条件,探究块材组合与 Halbach 轨道之间的悬浮特性.由于实验测量存在一定局限性,只能完成部分工况条件下的研究.为了更加系统全面的研究,本文对过冷状态下超导块材的悬浮特性进行仿真计算,通过与实验结果对比来确定仿真参数.结果显示,仿真计算与实验数据吻合度较高,为后期的研究工作提供了仿真工具.

关键词: 超导特性;过冷;悬浮性能;仿真模型

PACS: 74.25.−q;74.90.+n

DOI: 10.13380/j.ltpl.2022.06.007

Experimental and Simulation Study on Levitation Characteristics of the HTS Bulk at Super-cooling Liquid Nitrogen Temperature

ZHENG Botian[1†], GONG Xue[2], LI Haitao[3], ZHANG Xu[3], DENG Zigang[3], GAO Zhihua[1], YAN Yuquan[1], TANG Changping[1]

1. *The 713th Research Institute of China Shipbuilding Corporation*, *Zhengzhou* 450015;

2. *Patent Examination Cooperation (Henan) Center of the Patent Office*, *CNIPA*, *Zhengzhou* 450002;

3. *State Key Laboratory of Traction Power*, *Southwest Jiaotong University*, *Chengdu* 610031

Received date: 2022-10-22; accepted date: 2022-12-08

【Abstract】 With the decrease of temperature, the HTS bulk exhibits different superconducting characteristics. This article aims to use a method of taking vacuum decompression to realize the super-cooling condition and research the Levitation Characteristics between the HTS bulk array and Halbach permanent magnetic guideway (PMG) at different pressure conditions. Due to the limitations of the experimental measurement, the study can only be completed under partial working conditions by relying on the experiment. To study the levitation characteristics of superconductors systematically and comprehensively under the super-cooling state, a superconductor simulation model was established. The simulation parameters are determined by comparing them with the experimental results. The results show that the simulation results calculated by the proposed model agree with the experimental data well. The simulation model provides simulation tools for levitation force optimization.

Keywords: Superconducting characteristics; Super-cooling; Levitation characteristics; Simulation model

† zbt20210911@163.com

PACS: 74.25.−q;74.90.+n

DOI: 10.13380/j.ltpl.2022.06.007

Reference method: ZHENG Botian, GONG Xue, LI Haitao, ZHANG Xu, DENG Zigang, GAO Zhihua, YAN Yuquan, TANG Changping, Low. Temp. Phys. Lett. **44**, 0432 (2022)

1 引　　言

高温超导体得益于材料自身的磁通钉扎特性，能够实现在无外界控制的状态下稳定悬浮于永磁体之上[1]，而这种独特的物理特性与轨道交通系统相结合衍生出了一种全新的技术概念，即高温超导磁悬浮技术. 实用型超导材料由液氦温区跨越到了液氮温区，不仅降低了应用制冷成本，同时也极大简化了超导体用低温恒温保持器的复杂程度，促进了高温超导磁悬浮领域的迅猛发展. 迄今为止，中国[2,3]、德国[4]、巴西[5]等研究小组先后成功研制出了高温超导磁悬浮实验线.

作为高温超导磁悬浮系统的核心组成部分之一，高温超导块材的超导特性与其工作温度密切相关. 而目前各研究小组实验车上均采用敞口型低温保持器作为固定超导体的容器，向其内部灌注液氮来实现超导体的冷却，所以关于高温超导磁悬浮性能的研究主要集中于 77 K 这一温度条件. 为了探究更低温度环境对超导体悬浮性能的影响，相关研究小组通过采用制冷机制冷的方式来实现 77 K 以下的温度条件，进而研究过冷状态下超导体的悬浮特性. 结果显示，超导体在更低的温度下表现出了更优的超导特性[6-9]. 超导体的这种温度特性为系统悬浮性能的优化带来了有效的途径，上述研究工作从原理上证明了过冷状态下的超导体具有更高的悬浮特性. 对于高温超导磁悬浮系统而言，车载超导体数量较多、体积较大，所以领域内的高温超导磁悬浮实验车均采用液氮浸没式冷却方法. 本文以现有冷却方法为基础，结合液氮的气压-温度关系机理，提出采用抽空减压法使液氮在低气压条件下进入过冷状态，营造过冷温度条件，进而探究块材组合与 Halbach 轨道之间的电磁力特性. 为了使实验研究更加贴近于实际应用，本文选取了“Super-Maglev”环形实验线[3]用车载块材组合与永磁轨道作为实验样本.

实验测量能够真实地反应高温超导体的悬浮受力情况，但是由于实验夹具和测试设备存在一定局限性，依靠实验只能完成部分工况条件下的研究. 为了更加系统全面的研究，需要通过仿真来完成实验无法完成的工作. 在高温超导磁悬浮系统的仿真研究中，最重要的是描述高温超导体的电磁特性，其电场强度 E 与电流密度 J 之间存在很强的非线性关系，即 E-J 本构关系. 目前，描述这种 E-J 本构关系的模型主要有临界态模型[10]，幂指数模型[11,12]，以及磁通流动与蠕动模型[13]. 其中，临界态模型认为在超导体中出现的电流均为临界电流，表达形式简单. 磁通流动与蠕动模型则是目前描述超导体内部电磁行为最为完善的模型，但由于形式复杂，不易确定的参数过多而不易应用. 因此，本文选取在高温超导磁悬浮应用中较为广泛的幂指数模型对高温超导钉扎磁浮的悬浮特性进行研究. 并基于 COMSOL Multiphysics 有限元软件建立了耦合电磁场和温度场的高温超导体二维悬浮模型，对过冷条件下超导块材的悬浮特性进行仿真计算，通过与实验结果对比来确定仿真参数.

本文拟从上述过冷新途径出发，利用实验探究了过冷的温度条件对超导体悬浮性能的影响. 同时，构建高温超导体二维悬浮模型，通过与实验结果比较来优化模型参数，并利用仿真模型进一步探究实验无法完成的工况条件，采用实验与仿真相结合的方式，系统研究过冷液氮温度下高温超导块材的悬浮特性.

2 实验内容

以“Super-Maglev”环形实验线[3]为研究背景，本文选取一段与环行实验线用轨道结构相同的 Halbach 型永磁轨道，轨道截面积为 4500 mm^2，如图 1 所示. 实验所用 4 块高温超导块材与车载超导块材相同，均为 ATZ Gmbh(德国)公司所提供三籽晶矩形块材[14]，长、宽、高尺寸分别为 64 mm、32 mm 和 13 mm，图 1 给出了 4 块超导块材在永磁轨道上方排列方式的示意图.

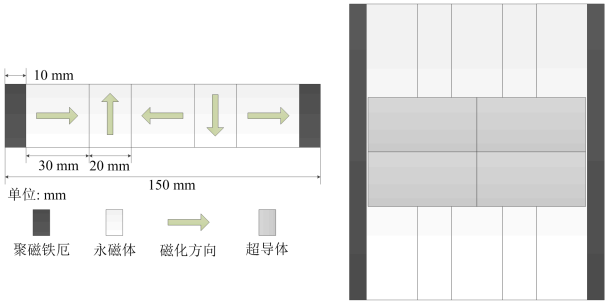

图 1　轨道截面和其上方超导块材排列方式示意图

图 2 所示为高温超导磁悬浮性能测试装置 SCML-01 示意图，实验中采用该装置测量悬浮系统的悬浮力、力弛豫等悬浮特性，关于 SCML-01 测试装

置的细节描述详见文献[15]. 为了实现液氮在低气压环境下的过冷状态，本文采用实验室自行搭建的低气压试验平台[16]，与 SCML-01 装置并行使用能够实现 0.1～1 atm 气压密闭环境下的超导悬浮特性测试. 实验中所用装置的连接示意图如图 2 所示.

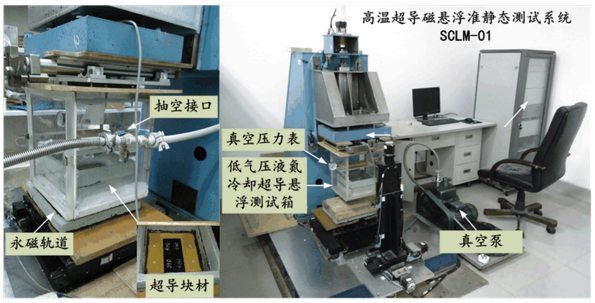

图 2　实验中所用装置的连接示意图

实验选取由低到高四种气压条件进行研究，分别为 20 kPa、40 kPa、60 kPa 和 100 kPa，所选四种气压条件对应的液氮温度依次为 65.4 K、69.5 K、73 K 和 77 K. 此外，本文选取了实验线常用的场冷高度 30 mm，对比研究过冷条件下悬浮系统性能的变化. 预设条件下的实验由 3 个步骤组成：(1) 常压条件下冷却块材. 调整块材位置到轨道中心上方场冷高度处，冷却时间 15 min；(2) 低气压条件下过冷. 对图 2 中所示测试箱进行抽空，通过调整阀门开度大小使密封箱内气压稳定于预设气压值，随后保持气压不变，继续对块材冷却 5 min；(3) 悬浮力测试. 令块材以 1 mm/s 的移动速度由场冷位置处下降至 12 mm 工作高度处，随后返回场冷位置处，运动过程中由垂向力传感器采集记录测试数据.

3　模型仿真

3.1　超导模型

超导体模型主要包括临界态模型，磁通流动与蠕动模型，以及幂指数模型等. 上述仿真模型本质上差别不大，在参数选择合适情况下，均能很好地模拟准静态的悬浮特性. 其中，幂指数模型涉及未知参数较少，形式相对简单，在满足较好准确性的同时在求解效率上也具有一定优势. 因此本文将选取幂指数模型对高温超导钉扎磁浮的悬浮特性进行研究，其表达式如下：

$$\boldsymbol{E}=E_c\frac{\boldsymbol{J}}{J_c}\left(\frac{|\boldsymbol{J}|}{J_c}\right)^{n-1} \tag{1}$$

其中，E—电场强度(V/m)；J—电流密度(A/m^2)；E_c 为超导体达到临界电流时的电场，通常取 1×10^{-4} V/m，J_c 是超导体的临界电流密度，与外场强度和温度等有关.

3.2　电磁场基本方程

在电磁场研究中，一般通过解 Maxwell 方程组来求解未知物理量.

电磁感应定律：

$$\mu_0\mu_r\frac{\partial\boldsymbol{H}}{\partial t}+\nabla\times\boldsymbol{E}=0 \tag{2}$$

全电流定律：

$$\nabla\times\boldsymbol{H}=\boldsymbol{J}+\frac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t} \tag{3}$$

磁通连续定理：

$$\nabla\cdot\boldsymbol{B}=0 \tag{4}$$

高斯定律：

$$\nabla\cdot\boldsymbol{D}=\rho \tag{5}$$

又有，电磁媒质方程：

$$\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E} \tag{6}$$

$$\boldsymbol{J}=\sigma\boldsymbol{E} \tag{7}$$

其中，μ_0—为真空磁导率，为 $4\pi\times10^{-7}$ H/m；μ_r—为相对磁导率，空气中的取值为 1；H—磁场强度(A/m)；D—电位移矢量(C/m^2)；B—磁感应强度(T)；ρ—电荷密度(C/m)；σ—媒质电导率；ε—媒质介电常数.

对高温超导钉扎磁浮的研究需以高温超导体的电磁本构关系为基础，结合对永磁轨道的磁场分析，应用 Maxwell 方程组推导永磁轨道上方的高温超导体的电磁控制方程，然后利用有限元方法等数值计算方法求解控制方程，最后利用 Lorentz 力方程即得高温超导钉扎磁浮系统的悬浮力和导向力：

$$f=\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B} \tag{8}$$

式(1)中的临界电流密度 J_c 并非一个常值，而是与温度 T 和磁通密度 B 相关的函数. J_c 与 T 之间的关系采用非线性公式表征[17-20]，与 B 之间的关系采用 Kim 模型表征[21]，在忽略各向异性的情况下，有如下关系：

$$J_c(T,\boldsymbol{B})=J_{c1}\left(1-\left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right)^{\alpha}\frac{B_0}{|\boldsymbol{B}|+B_0} \tag{9}$$

针对 YBCO 块材有：

$$J_{c1}=J_{c0}\frac{92-0}{92-77}=6.13\,J_{c0} \tag{10}$$

其中，J_{c0} 是超导块材在液氮温度(77 K)且外场为零时的临界电流密度. J_{c1} 为温度为 0 K 时外推的

电流密度.式(9)考虑了温度和磁场对临界电流密度的影响,在本文研究中,超导块材一直处在液氮环境.

超导体的温度场 T 控制方程采用热传导方程:

$$C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (\lambda \nabla T) = Q \tag{11}$$

其中,C_p(J/(kg·K))为块材恒压热容;λ(W/(m·K))为块材导热系数;Q(W/m)为超导体内电磁损耗产生的焦耳热,在磁-热多物理场耦合求解中作为热源,其定义为整个超导体的电场与电流密度的乘积:

$$Q = |\boldsymbol{E}| \cdot |\boldsymbol{J}| \tag{12}$$

考虑到超导块材在液氮中冷却,而液氮与超导块材之间存在热量交换,故使用传热学中对流热通量边界条件,即:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} + h(T - T_0) = 0 \tag{13}$$

此处,n 为块材边界法向量;h(W/(m^2·K))为超导块材与液氮间的传热系数.

在计算中,包含热耦合参数在内的仿真参数取值如表 1 所示.表 1 中的参数是对比实验数据调整后得到的,详见图 4.

表 1　热模块耦合相关参数

变量	名称	取值
T_c	临界温度	92 K
T_0	初始温度	—
C_p	恒压热容	152 J/(kg·K)
h	传热系数	400 W/(m^2·K)
λ	导热系数	4 W/(m·K)
ρ	块材密度	6380 kg/m^3
J_{c0}	电流密度	1.1×10^8 A/m^2
n		15
α		1.9
B_0		0.25 T

上述方程是难以通过解析法求解的,往往需要求助于数值解法.在超导体仿真领域,现阶段较为常用的是 COMSOL Multiphysics 有限元软件.该软件集成了多个物理场和多种算法,可自定义微分方程进行数值计算,计算过程较为直观,且后处理功能强大.本论文关于超导的电磁仿真基于该软件完成.

3.3　准静态电磁数值仿真

如 3.2 节所述,超导块材的临界电流密度与磁场和温度相关.判断仿真准确性的一个方法便是与实测数据比较其吻合度.为了确定式中的未知参数,本文将仿真结果与实验所测数据进行比较.本文所用的有限元仿真是基于二维模型完成的,因而与实际物理模型有一定的差距,经过与实验结果进行对比,将二维计算结果乘以超导体纵向尺寸再乘以系数 1.25 为本文所展示的结果.在这一过程中也体现了实验测试工作对于修正仿真模型的重要性.

4　实验与仿真结果分析及对比

4.1　实验结果分析及对比

如图 3 所示为场冷高度 30 mm,4 种温度条件下对应悬浮力与悬浮间距的关系曲线.由图可知,随着块材与轨道间悬浮间隙的减小,悬浮力呈现指数增长趋势,而不同温度条件对应悬浮力曲线增长趋势存在差异,温度越低,悬浮力增长率越快,并且在最小间隙时所达到的最大悬浮力值也越大.为了更清晰的比较 4 种温度条件下对应悬浮力的变化,表 2 列出了块材位于最低工作高度(12 mm)时的悬浮力数据.由表中数据可知,65.4 K、69.5 K、73 K 和 77 K 温度条件下对应块材最大悬浮力分别为 447.8 N、422.4 N、396.8 N 和 361.1 N.与常压下液氮温度 77 K 条件相比,73 K 对应最大悬浮力增长了 9.9%,随着温度的继续降低,69.5 K 和 65.4 K 时的最大悬浮力分别增长了 17.0 %和 24.0 %.

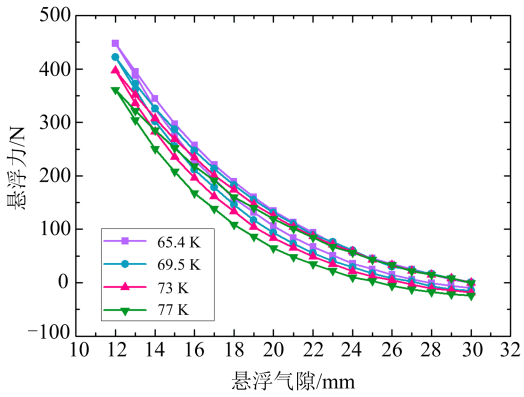

图 3　场冷高度 30 mm 条件下,超导块材 65.4 K、69.5 K、73 K 和 77 K 温度条件下所受悬浮力与悬浮间隙的关系曲线

表 2　场冷高度 30 mm 条件下,4 种温度条件下对应块材在 12 mm 悬浮高度处所受悬浮力大小,以及与 77 K 条件对应悬浮力相比较的增长率

温度/K	77	73	69.5	65.4
悬浮力/N	361.1	396.8	422.4	447.8
增长率	—	9.9 %	17.0 %	24.0 %

已知超导体内的感应电流仅存在于被应用外场穿透的区域,因此,悬浮力均来自这部分区域的贡献.假定超导体初始场冷位置处磁场强度的法向分量为 $B_{z\text{-}FC}$,则由 Bean 临界态模型可知,超导体的磁场穿透深度为[15]:

$$\delta_0 = \frac{B_z(z_0) - B_{z-FC}}{\mu_0 J_c} \tag{14}$$

$B_z(z_0)$是下降过程中对应位置磁场强度的法向分量(指未存在超导体时),J_c 为超导体对应工作温度条件下的临界电流密度,μ_0 是真空磁导率.因此,在下降过程中,超导体内部被磁场穿透区域的面电流密度为:

$$J_s = \int_0^{\delta_0} J_c B_x(z_0)\,\mathrm{d}x = J_c \frac{B_x(\delta_0) - B_x(0)}{\delta_0} \tag{15}$$

$B_x(z_0)$代表下降过程中对应位置磁场强度的切向分量(指未存在超导体时),由洛伦兹力计算公式可知,超导体下降过程中在某一位置处所受悬浮力为:

$$F_{lev} = \int J_s \mathrm{d}v = \int \left[J_c \frac{B_x(\delta_0) - B_x(0)}{\delta_0} \right] \mathrm{d}v \tag{16}$$

由式(16)可知,决定超导体所受悬浮力大小的主要因素是临界电流密度和外磁场的切向分量.在相同初始场冷高度以及运动过程中,超导体经历的磁场变化相同($B_x(\delta_0) - B_x(0)/\delta_0$ 不变),环境温度下降,J_c 随着温度的下降逐渐增大.因此,在过冷液氮温度下,超导块材的悬浮性能得到了明显的提升.

4.2　仿真结果

4.2.1　对比实验环境条件的仿真结果

根据本文构建的仿真模型,对场冷高度 30 mm 条件下,超导块材在 65.4 K、69.5 K、73 K 和 77 K 四种温度条件下的悬浮力进行的仿真计算,对比结果如下图 4 所示.

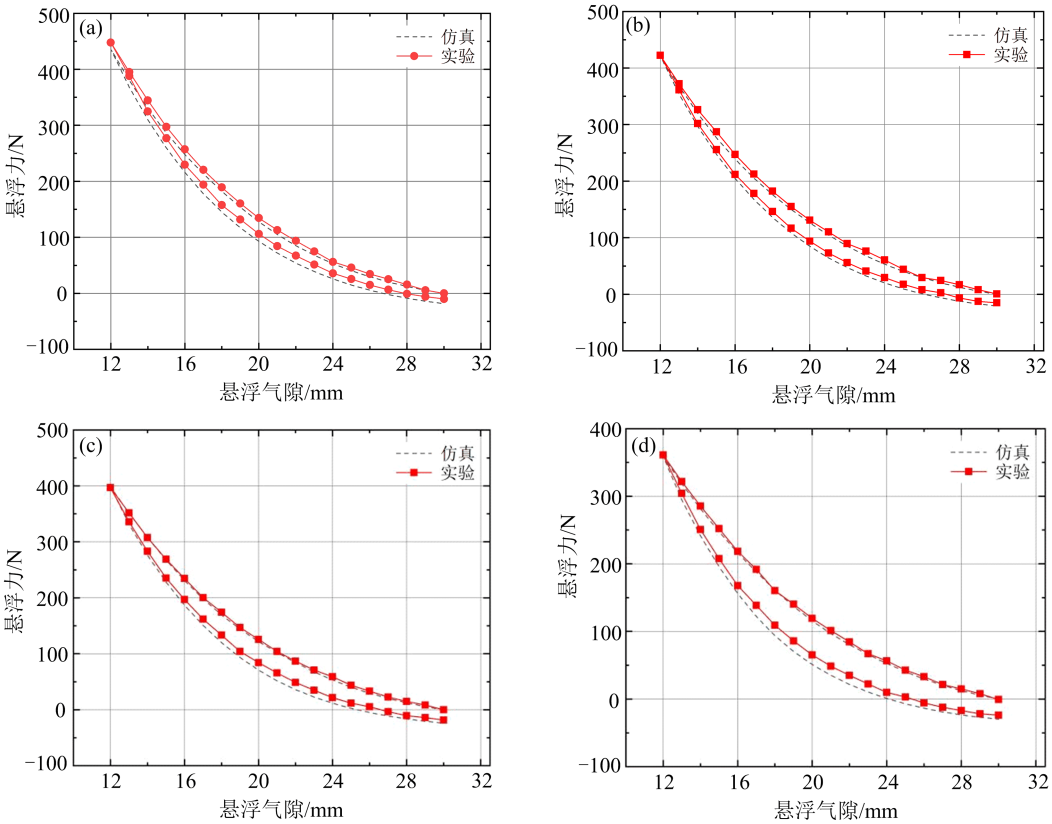

图 4　不同温度下的悬浮力:(a)65.4 K,(b)69.5 K,(c)73 K 和(d)77 K

由图 4 所示，在表 1 的仿真参数下，仿真数据与实验数据吻合得较好，该模型可以准确地反映出温度变化对超导块材临界电流密度的影响规律. 在温度为 65.4 K 时最大悬浮力达到了 447 N，而在 77 K 时该数据为 360 N.

4.2.2　基于仿真模型对更低温度下的仿真结果

基于本文所构建的仿真模型，本文通过仿真计算，进一步对更低的过冷环境下超导块材的悬浮力进行了研究. 场冷高度仍选用 30 mm，超导体冷却温度选取 30 K 和 40 K 两种. 图 5 是仿真计算过程中，超导体内部的感应电流变化云图.

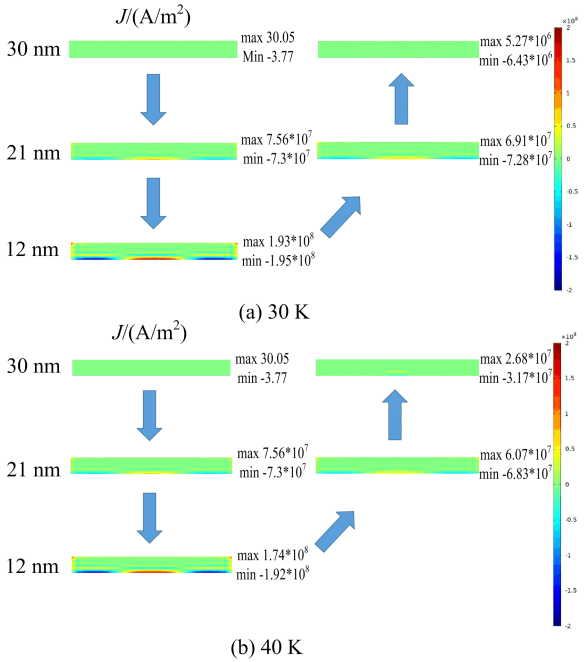

图 5　超导体内部感应电流变化云图

由图 5 可知，悬浮高度较高时，由于外部磁场强度较低，超导体内部产生的感应电流小，因此，对应 30 K 和 40 K 两种温度条件下的区别不大. 但随着悬浮高度不断下降，外部磁场强度增强，超导体内部产生的感应电流显著增大，可以看出，悬浮高度在 12 mm 时，超导体在 30 K 温度条件下产生的感应电流高于在 40 K 温度条件下的感应电流.

图 6 为 30 K 和 40 K 两种温度条件下对应悬浮力与悬浮间距的关系曲线.

为了更清晰的比较 30 K 和 40 K 两种温度条件下对应最大悬浮力的变化，表 3 列出了块材位于最低工作高度(12 mm)时的悬浮力数据. 由表中数据可知，30 K 和 40 K 温度条件下对应块材最大悬浮力分别为 491.8 和 489.3 N.

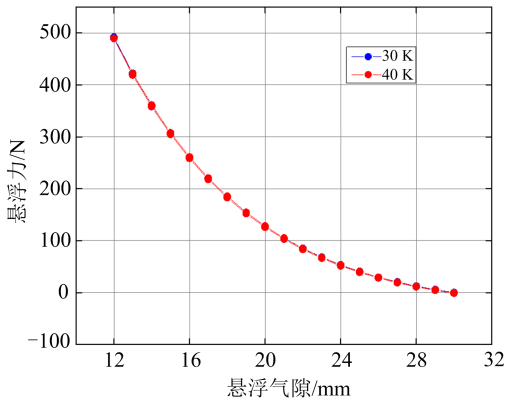

图 6　仿真计算场冷高度 30 mm 条件下，超导块材 30 K 和 40 K 温度条件下所受悬浮力与悬浮间隙的关系曲线

表 3　仿真计算场冷高度 30 mm 条件下，30 K、40 K 和 65.4 K 温度条件下对应块材在 12 mm 悬浮高度处所受悬浮力大小

温度/K	65.4	40	30
悬浮力/N	447	489.3	491.8

由上述仿真结果可知，当温度由 65.4 K 下降至 40 K 时，悬浮力得到了显著的提升，温度继续由 40 K 下降至 30 K 时，悬浮力虽然继续提升，但提升的效果已经非常微弱. 由此推断，超导体的悬浮特性并不是随着温度的降低一直能够显著增长的，而是会在温度降低至一定程度后逐渐呈现出饱和的现象.

5　结　　论

为了研究过冷温度下高温超导块材的悬浮特性，本文根据超导体工作性能与温度之间的关系，从一个新的过冷途径出发，利用抽空减压的方法使液氮在低气压条件下进入过冷状态，进而研究低气压环境下块材组合与永磁轨道之间的电磁力特性. 实验结果显示，过冷温度能够有效提升悬浮力，65.4 K、69.5 K 和 73 K 温度条件下最大增长率分别为 24.0%、17%和 9.9%. 通过对比仿真模型的计算结果与实验结果，确认仿真数据与实验数据吻合得较好，该模型可以准确地反映出温度变化对超导块材临界电流密度的影响规律. 此外，本文利用该仿真模型进一步研究了更低温度 40 K 和 30 K 条件下，超导块材悬浮特性的变化. 结果显示，超导体的悬浮特性并不是随着温度的降低一直能

够显著增长的,而是会在温度降低至一定程度后逐渐呈现出饱和的现象.综上所述,过冷的温度环境对提升高温超导磁悬浮系统的悬浮性能具有较好的作用效果.

参 考 文 献

[1] F. Hellman, E. M. Gyorgy, *J. Appl. Phys.*, **63** (1988), 447

[2] J. Wang, S. Wang, Y. Zeng, *Phys. C*, **378**(2002), 809

[3] Z. Deng, W. Zhang, J. Zheng, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **26**(2016), 3602408

[4] L. Schultz, O. de Haas, P. Verges, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **15**(2005), 2301

[5] G. G. Sotelo, R. A. H. de Oliveira, F. S. Costa, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **25**(2015), 1

[6] C. H. Chiang, C. W. Yang, P. L. Hsieh, *J. Low Temp. Phys.*, **131**(2003), 743

[7] J. Zhou, X. Zhang, Y. Zhou, *Phys. C*, **470**(2010), 336

[8] H. Jing, S. Wang, M. Jiang, *J. Supercond. Nov. Magn.*, **23**(2010), 1455

[9] S. B. Guner, S. Celik, M. Tomakin, *J. Alloys Compd.*, **705**(2017), 247

[10] C. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.*, **36**(1964), 31

[11] W. Paul, D. Hu, T. Baumann, *Phys. C*, **185**(1991), 2373

[12] J. Rhyner, *Phys. C*, **212**(1993), 292

[13] Y. Yoshida, M. Uesaka, K. Miya, *IEEE Trans. Magn.*, **30** (1994), 3503

[14] Z. Deng, M. Izumi, M. Miki, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **22**(2012), 6800110

[15] J. S. Wang, S. Y. Wang, Z. Y. Ren, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11**(2001), 1801

[16] B. Zheng, J. Zheng, S. Si, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **27**(2017), 3600405

[17] H. Yamasaki, I. Yamaguchi, M. Sohma, *Phys. C*, **478** (2012), 19

[18] M. Tsuchimoto, H. Kamijo, *Phys. C*, **463**(2007), 1352

[19] M. D. Ainslie, H. Fujishiro, T. Ujiie, *Supercond. Sci. Technol.*, **27**(2014), 065008

[20] Y. Hong, J. Zheng, H. P. Liao, *Materials*, **12**(2019), 2915

[21] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, A. R. Strnad, *Phys. Rev. Lett.*, **9**(1962), 306