# 极化中子散射零磁场屏蔽体的有限元分析*

曾滔[1)#] 董雨晨[2)3)4)#] 王天昊[2)3)] 田龙[2)3)] 黄楚怡[2)3)4)] 唐健[2)3)4)]
张俊佩[2)3)] 余羿[5)] 童欣[2)3)] 樊群超[1)†]

1) (西华大学理学院, 高性能科学计算省高校重点实验室, 成都 610039)

2) (中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

3) (散裂中子源科学中心, 东莞 523803)

4) (中国科学院大学, 北京 100049)

5) (中山大学中法核工程与技术学院, 珠海 519082)

(2023 年 4 月 9 日收到; 2023 年 4 月 29 日收到修改稿)

极化中子散射技术是中子散射实验技术中的一种, 是当前探索物质微观结构的有力手段. 在极化中子散射实验中, 磁场是重要的环境因素直接影响中子极化率的传播和样品所处的环境. 用于极化中子的零磁场环境是实现完全极化分析和精确极化调控的必要条件, 需要通过精确的磁场屏蔽和约束实现. 针对目前前沿的混合材料磁屏蔽原理, 开展磁场屏蔽的有限元分析, 同时通过中子极化动力学计算进行验证. 研究展示经过优化的极化中子零磁场屏蔽体的屏蔽效果, 以及设计参数与屏蔽效果的关系, 并对屏蔽体的实际磁场约束效果进行了测量验证.

**关键词:** 磁场屏蔽, 极化中子技术, 拉莫尔进动, 有限元分析

**PACS:** 28.20.Cz, 29.27.Hj, 85.75.–d **DOI:** 10.7498/aps.72.20230559

## 1 引 言

中子散射作为人类探索研究物质微观结构的重要方法, 加快了人们对物质的认识, 促使人类科学技术取得重大进步. 中子不带电且具有 1/2 自旋, 因此对磁性材料、非常规超导体材料和量子材料的研究具有独特性. 提取单一自旋方向的中子得到极化中子, 通过极化中子散射实验, 中子与材料发生的核散射与磁性散射可以得到区分, 进而分离出各种测试样品中的晶体结构信息与磁性结构信息[1–4], 是充分了解复杂磁性材料物理学过程的得力研究手段[5].

极化中子散射实验中, 通过中子极化器产生的极化中子束流, 在输运过程中的自旋极化方向会受到环境中杂散磁场的影响, 导致极化方向偏转以及退极化. 因此, 常规极化中子实验通常使用与中子极化矢量共线方向的导向磁场来维持中子极化方向. 然而, 导向磁场的引入势必会在样品位置发生磁场的叠加, 从而影响材料的磁性结构并会导致出射中子的极化方向发生偏转. 为了克服上述困难, Tasset[6] 提出在样品位置处引入零磁场区域, 从而

* 国家重点研发计划 (批准号: 2020YFA0406000)、国家自然科学基金 (批准号: 12075265, U2032219))、广东省基础与应用基础研究基金 (批准号: 2021B1515140016)、东莞市引进创新创业领军人才计划 (批准号: 20191122) 和广东省自然科学杰出青年基金 (批准号: 2021B1515020101) 资助的课题.

# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: fanqunchao@mail.xhu.edu.cn

 

达到固定区域内中子的极化方向的作用.

对这种应用于极化中子散射实验的零磁场环境的研究, 目前较为成熟的方案主要有法国劳厄郎之万研究所 (Institut Laue-Langevin, ILL) 研制的基于低温超导体铌的零磁场样品腔 CRYOPAD[6,7], 以及瑞士保罗谢勒研究所 (Paul Scherrer Institut, PSI) 研制的基于高导磁合金的零磁场装置 MuPAD[8]. CRYOPAD 技术发展至今相对较为成熟[9–11], 至今已被多个国家的中子散射谱仪应用[12–14]. 然而, 低温超导体的安装与维护成本依旧是该项技术的主要问题之一. 以高导磁合金为基础的中子零磁场环境 (MuPAD) 也是当前极化分析技术的技术方案之一, 这种设计移除了使用第 1 类超导体需要低温液体支持的弊端, 但仅通过高导磁合金的磁场屏蔽存在不可避免的磁场耦合, 降低了其屏蔽效果. 目前正在发展的相关技术中, 同时使用高导磁合金和第 2 类超导体的混合屏蔽方式可以综合达到甚至超过使用第 1 类超导体的屏蔽效果[15]; 同时由于第 2 类超导体的相变温度高[16], 仅靠小型制冷机就可以维持超导体的工作状态[17], 这些优势使混合材料零磁场磁屏蔽成为了未来发展的一个重要技术路线.

混合材料零磁场屏蔽过程中, 既通过高导磁合金对磁场进行吸收, 又通过超导体对磁场进行约束, 因此对其磁场分布的精确测算是设计成功的关键. 在此基础上, 需要对中子在零磁场环境下是否能够保持其极化率进行验证, 揭示中子极化输运性能与磁场屏蔽之间的关系. 目前国内外中子源都在逐渐开展相关技术的研发, 针对零磁场屏蔽性能和设计原理的系统性研究仍有待开展.

本文展示了建立的基于第 2 类超导体迈斯纳效应 (Meissner effect) 和高导磁坡莫合金的有限元磁场模型, 并使用数值算法对这一磁场模型进行中子极化输运检验. 研究结果最终对同时使用超导体和高导磁合金的零磁场屏蔽方式给出一个可行的方案, 为新型零磁场中子装置提供理论支持.

## 2 设计原理与研究方法

本文所研究的磁场屏蔽装置在极化中子散射实验中的样品位置产生一个受控的低磁场区, 同时需要满足不对中子束流产生阻挡, 并且与样品环境组件兼容. 以高导磁率材料或超导体材料构成的顶部开口圆柱体为屏蔽, 即“深井”式结构是满足这一需求的可行解决方案, 使得样品可以通过上方开口进行固定的同时所处位置磁场被有效减低. 在已有的成功案例中, 磁场屏蔽可以通过高导磁率材料构成的磁通路, 以磁分流法减少进入屏蔽区域的磁场强度[8]; 也可以通过超导体的迈斯纳效应对于外磁场的排斥效应, 形成封闭的空间阻止外磁场进入屏蔽区域[6]. 在最新的应用研究中, 也有报道这 2 种屏蔽材料也可以混合使用, 充分利用 2 种屏蔽原理的优势[15]. 本文参考最新的混合屏蔽深井式方案, 建立一个包含高导磁坡莫合金和超导体的屏蔽体模型, 这一模型的整体设计如图 1 所示.

基于这一设计, 本文首先对由磁性屏蔽体和以及附近存在的引导磁场产生的磁场分布, 尤其对中子束流路径上的磁场进行分析. 分析的对象包括区域内磁场的强度与方向, 以及磁场随位置变化的趋势. 本文通过有限元方法 (finite element method, FEM) 得到空间中的磁场分布, 计算平台为多物理场模拟软件 COMSOL Multiphysics©, 利用基于

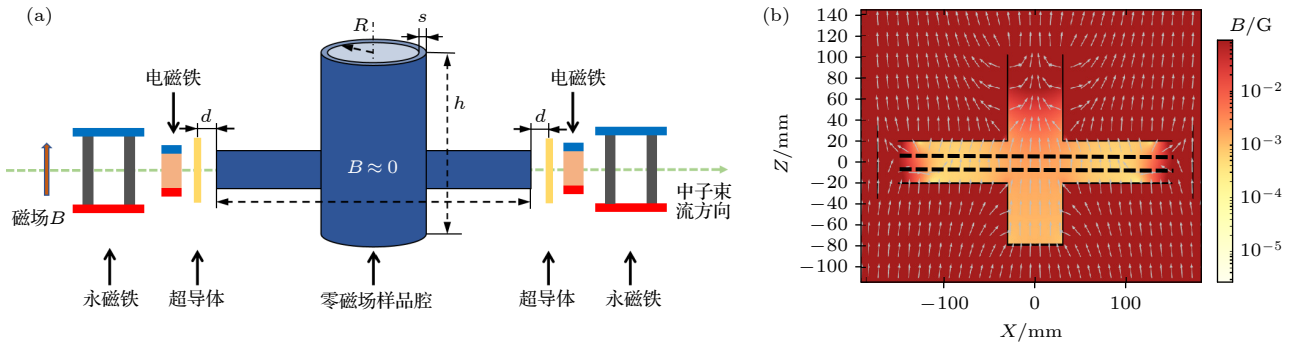


图 1 混合屏蔽深井式方案整体设计示意图 (a) 零场腔设计与磁场元件分布图; (b) 基于原型设计进行计算的磁场模拟结果示意图

Fig. 1. Schematic diagram of hybrid shielding ‘deep well’ design: (a) Schematic diagram of design of zero field chamber (ZFC) and distribution of magnetic field elements; (b) schematic diagram of magnetic field simulation result based on prototype design.

麦克斯韦方程组的 AC/DC 模块对装置的磁场分布进行模拟. 以图 1 原理建立的有限元模型如图 2 所示, 屏蔽体两侧分别对称放置有一块钇钡铜氧 (YBCO) 超导体薄膜、一个电磁铁及一块永磁铁.

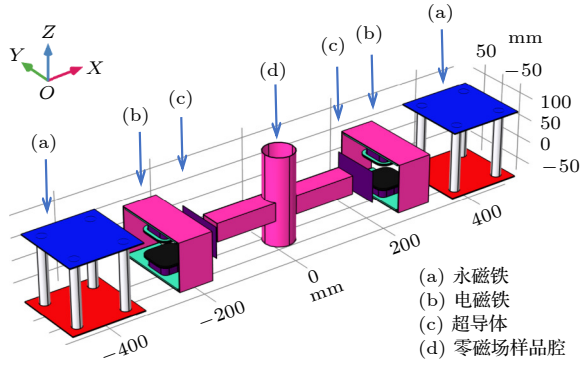


图 2 零磁腔三维有限元分析模型

Fig. 2. Three-dimensional FEM model of ZFC.

模型中涉及的材料属性如表 1 所示, 其中 YBCO 材料属性为自定义引入, 通过较低的相对磁导率设置来模拟超导体在临界温度下迈斯纳效应产生的抗磁性. 在建模过程中, 研究忽略部分非铁磁材料的支撑结构, 从而提高模拟计算效率.

表 1 有限元模拟各材料物理性能定义

Table 1. Physical properties definition of different materials in FEM model.

| 材料 | 电导率 $\sigma$/(S·m$^{-1}$) | 相对磁导率 $\mu_r$ |
|---|---|---|
| 空气 | 0 | 1 |
| 坡莫合金(80% Ni) | $1.74\times10^{6}$ | 80000 |
| 铁 | $1.12\times10^{7}$ | 4000 |
| 铜 | $6.00\times10^{7}$ | 1 |
| YBCO薄膜(自定义材料) | $1\times10^{10}$ | $1\times10^{-10}$ |

对于中子束流通路上的磁场, 本文依据中子自旋极化在屏蔽磁场环境下的拉莫尔进动进行评估, 这是中子零磁场环境的关键参数. 其中拉莫尔进动是指中子在通过零磁场腔时与其内部磁场发生的相互作用, 其极化矢量以磁场方向为轴进行旋转. 这种进动使用布洛赫方程 (Bloch equation) 来描述[18], 可以表示为中子极化矢量 $\boldsymbol{P}$ 的动力学方程[19]:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{P}}{\mathrm{d}t}=-\gamma_{\mathrm{n}}\boldsymbol{P}\times\boldsymbol{B}, \tag{1}$$

式中 $\boldsymbol{P}$ 为极化矢量, $\boldsymbol{B}$ 为磁场矢量, 中子的旋磁比 $\gamma_{\mathrm{n}}=-1.83247171\times10^{8}$ rad$^{-1}$·T$^{-1}$. 从 FEM 模拟分析结果中提取沿中子路径上的磁场分布, 并通过基于布洛赫方程的数值模拟软件 Bloch Solver [20] 进行计算, 可以得到极化中子束流通过装置时的极化率变化, 从而评估装置维持中子极化方向的能力.

## 3 模拟计算结果

本文研究设计的零磁屏蔽体的模拟背景磁场为均匀分布的地磁场 ($B=0.37$ G, 1 G $=10^{-4}$ T ($B_x=0.172$ G, $B_y=0.278$ G, $B_z=0.177$ G)), 其前后两端分别有用于引导中子极化的电磁铁与永磁铁引导磁场, 产生 20—100 G 的恒定磁场. 通过有限元模拟和优化, 对屏蔽体内外的磁场进行了分析, 最优化模型在 $XZ$ 平面切面上的磁场结果如图 3 所示. 从模拟中磁感线的方向分布可以看到, 零磁场屏蔽体处于前后引导磁场中间, 磁场强度在屏蔽体内减低至 0.1 G 以下, 产生了明显的屏蔽效果, 零磁场屏蔽体附近空间中的磁场主要来源是引导磁场, 其强度远大于地磁场. 磁感线在屏蔽体筒身和延展臂附近被坡莫合金汇集, 而在延展臂入口处方向平行于超导体表面, 这一结果符合已有研发中高导磁合金与超导体的屏蔽行为[8,17,20], 展现了当前能够综合这 2 种材料磁屏蔽特性进行的最优设计.

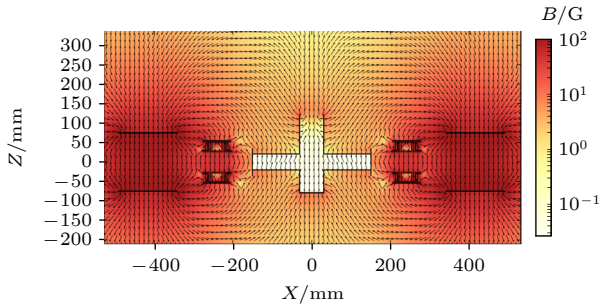


图 3 零场腔磁场分布 $XZ$ 平面截面图

Fig. 3. $XZ$-plane cross-sectional view of magnetic field distribution of ZFC.

在模拟结果中, 屏蔽体中心圆柱区域磁场强度强于两侧延长臂内磁场, 这一磁场由上方开口处进入屏蔽体内部, 随深度增加逐渐减弱. 从圆柱体顶部的磁感线的方向分布中, 可以观察到明显的磁感线通过顶部开口进入坡莫合金屏蔽体. 这一行为与 ILL 和 ORNL 的现有设计类似, 深井式屏蔽结构顶部的开口允许外部磁场进入屏蔽体的顶部区域, 侵入磁场是否会影响束流所在区域取决于屏蔽体的整体设计.

为了验证零磁场屏蔽体对于中子极化的屏蔽

效果, 对束流所在区域进行了中子自旋极化演化的分析. 首先计算在屏蔽体内部的剩余磁场能够产生的中子极化拉莫尔进动角 $\varphi$, 其计算可表示为

$$\varphi = \frac{\gamma_{\mathrm{n}} \cdot \mathrm{m}}{h} \cdot \lambda \cdot \int B(l)\,\mathrm{d}l, \tag{2}$$

式中 $m$ 为中子的质量, $h$ 为普朗克常量, $\lambda$ 为中子的波长, $B(l)$ 为中子沿线位置 $l$ 处的磁感应强度. 由 (2) 式计算中子自旋极化的进动角度时, 积分号内为零磁场屏蔽体内部磁场的“场积分”, 是计算磁场对于中子极化影响的常用参数. 由图 3 设计所产生的磁场, 沿中子束流通路中心线上的磁场分布展示在图 4(a) 中, 其总场积分为 0.67 G·cm, 当中子波长等于 0.4 nm 时, 通过 (2) 式计算中子通过零磁场屏蔽体的拉莫尔进动角为 7.1°.

这一模拟计算结果表明, 在最优设计条件下中子穿过零磁场屏蔽体时, 其由于进动所导致的最大极化率偏转为 $(1-\cos\varphi)$ =0.76%, 与现有的 CryoPAD 和 MuPAD 等成熟技术 2% 的极化偏转相比, 这一设计所达到的磁屏蔽效果已经具有足够优秀的性能, 能够满足以零磁场为基础的中子完全极化分析、低磁场探测等技术要求. 为了进一步验证零磁场屏蔽体所产生的磁场对于中子极化的效能, 使用基于拉莫尔进动公式 ((1) 式) 的数值计算方法分析软件 Bloch Solver 进行演算, 令中子初始极化方向沿前端引导磁场方向, 分别计算中子极化率随运行距离的变化如图 4(b) 所示.

通过图 4(b) 所展示的中子极化率演化, 可以看到中子自旋极化率在零磁场屏蔽体中没有明显变化, 尽管中子在通过前后端超导体时, 其与磁场的方向关系发生了非绝热变化, 但不与磁场共线的中子极化矢量在零磁场屏蔽体中没有积累显著的进动, 在穿过后表面超导体时恢复到入射前状态, 总中子极化损失率小于 0.01%, 与基于 (2) 式的拉莫尔进动的计算相比, 在实际中子传输中, 屏蔽后的磁场对于中子自旋的影响已经接近于零.

基于图 2 的零磁场屏蔽体设计经过了不同参数的分析与优化, 以改善装置的屏蔽效果, 优化的参数包括中心圆柱的高度 $h$, 半径 $R$、屏蔽体两端延长臂的长度 $L$、屏蔽体所使用坡莫合金厚度 $s$, 以及屏蔽体延长臂端口与超导体的间距 $d$. 在图 5—图 11 简要展示上述 5 个参量变化时, 零磁场屏蔽体内部的磁场大小变化.

在 $R$ = 25 mm, $L$ = 300 mm, $d$ = 1 mm, $s$ = 1 mm 条件下, 对屏蔽体圆柱不同高度 $h$ 进行了有限元模拟. 对屏蔽体圆柱不同高度 $h$ 的模拟结果显示, 高度 $h$ >180 mm 时, 屏蔽体内部磁场随 $h$ 增加, 而高度低于 180 mm 时, 屏蔽体中心磁场大小出现明显偏离增大 (图 5(a)).

对这一现象进行深入分析, 展示了 $h$ = 140, 200, 300 mm 条件下 $XZ$ 截面上的磁场分布, 如图 6 所示. 从图 6(a) 的 $XZ$ 平面磁场分布图中, 可以看到当 $h$ < 140 mm 时屏蔽体上方开口渗入的磁场进入了中子通路, 形成了在圆柱体中心处中子通路上的磁场增加. 比较图 6(b), (c) 的磁场分布, 可以看到在 $h$ > 180 mm 时, 随着 $h$ 的增高圆柱体坡莫合金对外磁场的聚集增强使内部磁场增大.

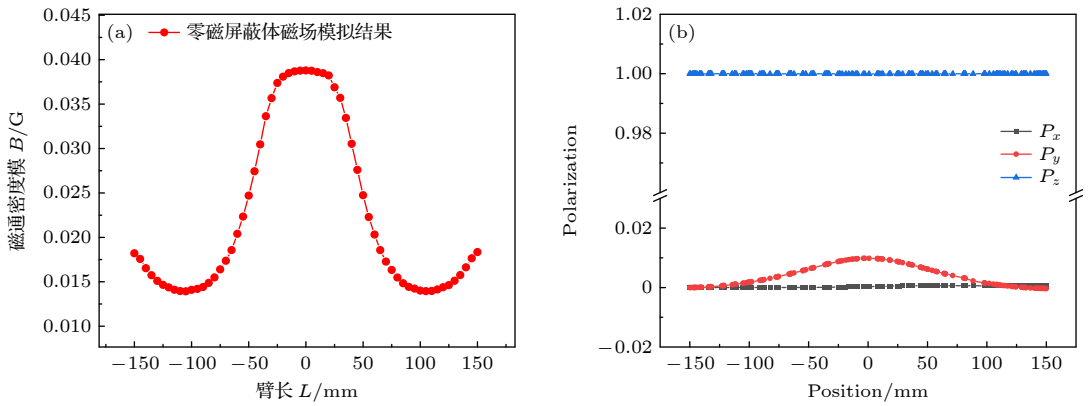


图 4 最优设计条件下零场腔内沿束流方向的磁场分布与极化演化 (a) 零场腔中子束流沿线磁场分布; (b) 零场腔内内中子束流沿行进方向的极化变化

Fig. 4. Magnetic field distribution and polarization evolution in direction of beam path in ZFC under optimal conditions: (a) Magnetic field distribution of ZFC along the neutron beam direction; (b) polarization evolution along neutron beam direction inside the ZFC.

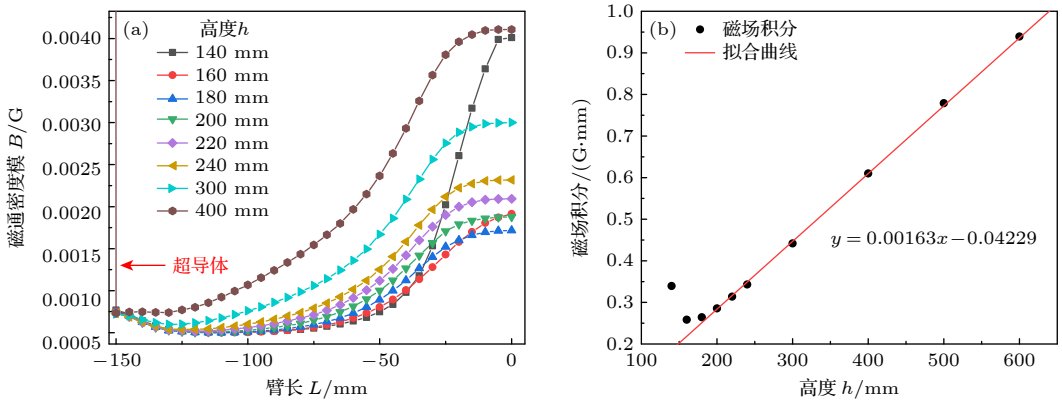


图 5 不同高度条件对零场腔屏蔽性能的影响 (a) 沿中子路径上的磁场分布对比; (b) 零场腔内中子路径上的磁场积分随高度条件的变化

Fig. 5. Influence of height conditions on shielding performance of ZFC: (a) Comparison of magnetic field distributions along neutron beam path; (b) variation of magnetic field integral along neutron beam path inside ZFC with height.

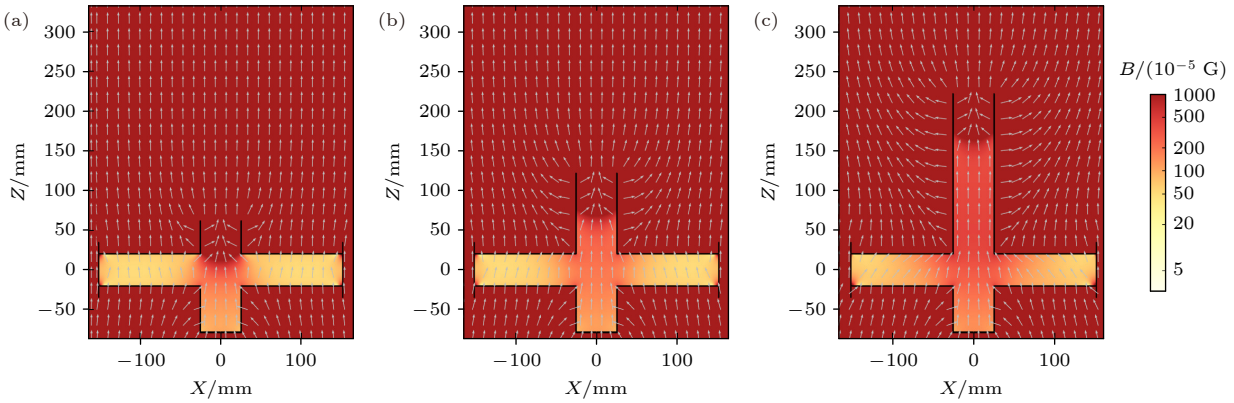


图 6 不同高度条件下的磁场分布 $XZ$ 平面截面图 (a) $h = 140$ mm; (b) $h = 200$ mm; (c) $h = 300$ mm

Fig. 6. $XZ$-plane cross-sectional view of magnetic field distribution under different height conditions: (a) $h = 140$ mm; (b) $h = 200$ mm; (c) $h = 300$ mm.

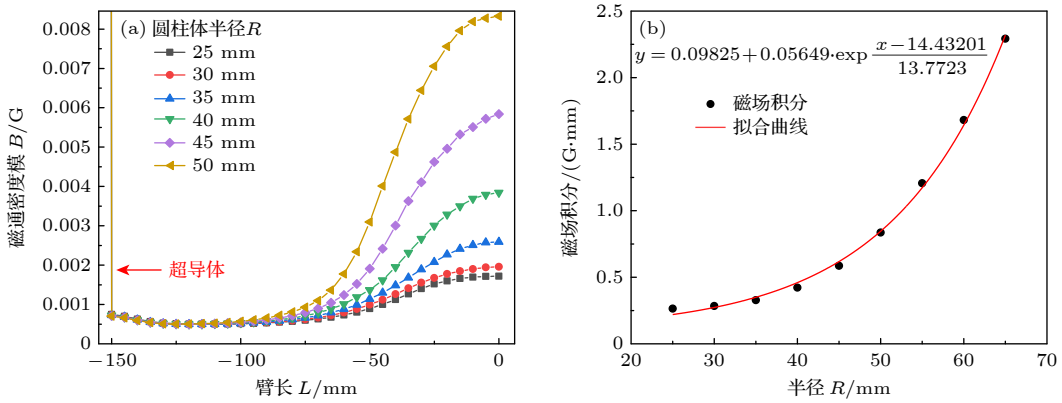


图 7 不同半径条件对零场腔屏蔽性能的影响 (a) 沿中子路径上的磁场分布对比; (b) 零场腔内中子路径上的磁场积分随半径条件的变化

Fig. 7. Influence of radius conditions on shielding performance of ZFC: (a) Comparison of magnetic field distributions along neutron beam path; (b) variation of magnetic field integral along neutron beam path inside ZFC with radius.

在 $h = 180$ mm, $L = 300$ mm, $d$ =1 mm, $s$ = 1 mm 条件下, 对屏蔽体圆柱结构的不同半径 $R$ 进行了有限元模拟. 由图 7(a) 可以看出, 内部磁场随 $R$ 增加而上升. 进一步对这一变量所导致的中

子束流路径场积分进行分析, 如图 7(b) 所示, 屏蔽体内部磁场积分与半径 $R$ 的关系呈现类似指数上升趋势.

在 $h = 180$ mm, $R = 30$ mm, $d = 1$ mm, $s = 1$ mm 条件下, 对不同屏蔽体延长臂长度 $L$ 进行了模拟 (图 8(a)). 结合中子束流路径上的场积分计算, 如图 8(b) 所示, 磁场积分随着臂长增加呈现线性增大.

在 $h = 180$ mm, $R = 30$ mm, $L = 300$ mm, $s = 1$ mm 条件下, 对屏蔽体与超导体结构的不同间距 $d$ 进行了有限元模拟, 发现随着间距 $d$ 增大, 间隙处的磁场开始出现泄漏 (图 9(a)). 从磁场分布 $XZ$ 截面 (图 10) 中, 可以观察到随着超导体与臂口的间距逐渐增大, 尽管超导体仍然束缚其表面磁场为平行于表面方向, 但超导体与坡莫合金间的空间形成了明显的磁感线回路并延展至延长臂口内部 5 cm 以内的范围. 通过计算不同间距 $d$ 的磁场积分 (图 9(b)), 可以发现间距 $d$ 与磁场积分成近线性关系, 直到 $d < 16$ mm 时超导体和坡莫合金之间的缝隙才形成有效耦合屏蔽外部磁场进入屏蔽体内, 且这一屏蔽效果随着距离的减小而显著增强.

在 $h = 180$ mm, $R = 30$ mm, $L = 300$ mm, $d = 1$ mm 条件下, 对屏蔽体结构的不同壁厚 $s$ 进行有限元模拟, 屏蔽效果随着厚度增加而增强 (图 11(a)). 从磁场积分与厚度 $s$ 的关系图中得知, 磁场积分与壁厚成反比例关系, 磁场积分如图 11(b) 所示.

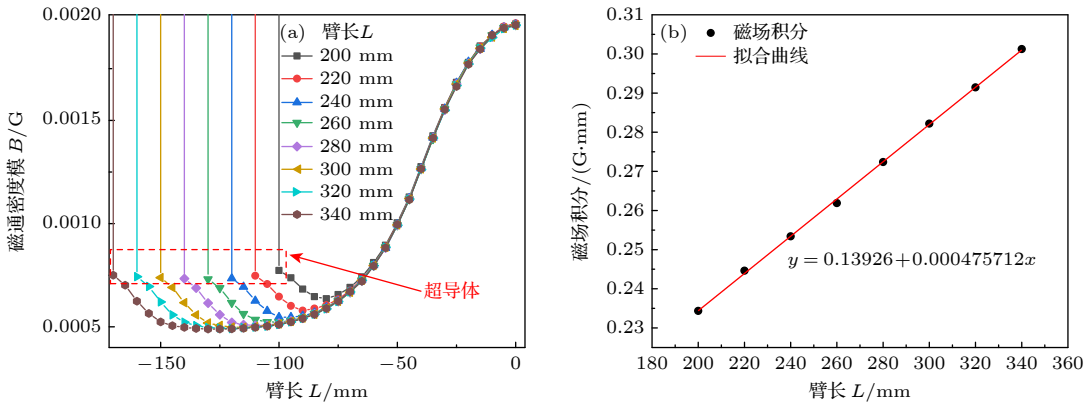


图 8 不同臂长条件对零场腔屏蔽性能的影响 (a) 沿中子路径上的磁场分布对比; (b) 零场腔内中子路径上的磁场积分随臂长条件的变化

Fig. 8. Influence of arm length conditions on shielding performance of ZFC: (a) Comparison of magnetic field distributions along neutron beam path; (b) variation of magnetic field integral along neutron beam path inside ZFC with arm length.

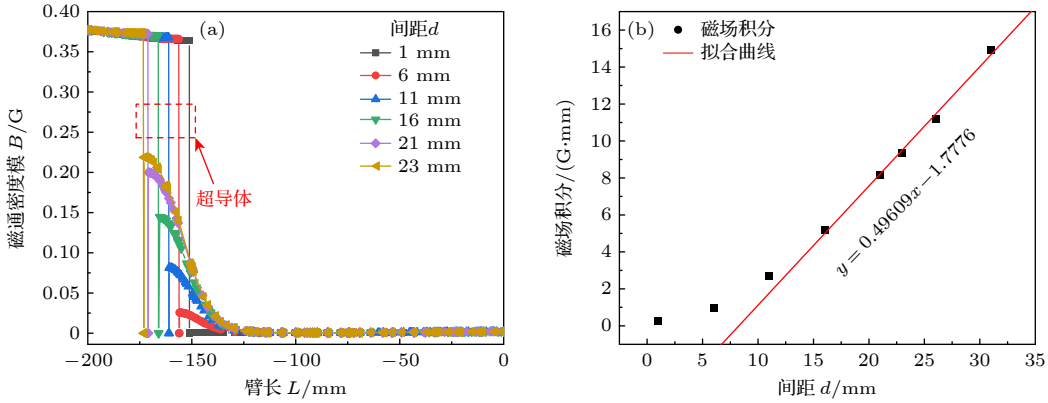


图 9 超导体薄膜与零磁场腔端口的间距对零场腔屏蔽性能的影响 (a) 沿中子路径上的磁场分布对比; (b) 零场腔内中子路径上的磁场积分随超导体薄膜距离的变化

Fig. 9. Influence on shielding performance of ZFC caused by distance between superconducting thin film and end of arm: (a) Comparison of magnetic field distributions along neutron beam path; (b) variation of magnetic field integral along neutron beam path inside ZFC with distance between superconducting thin film and end of the arm.

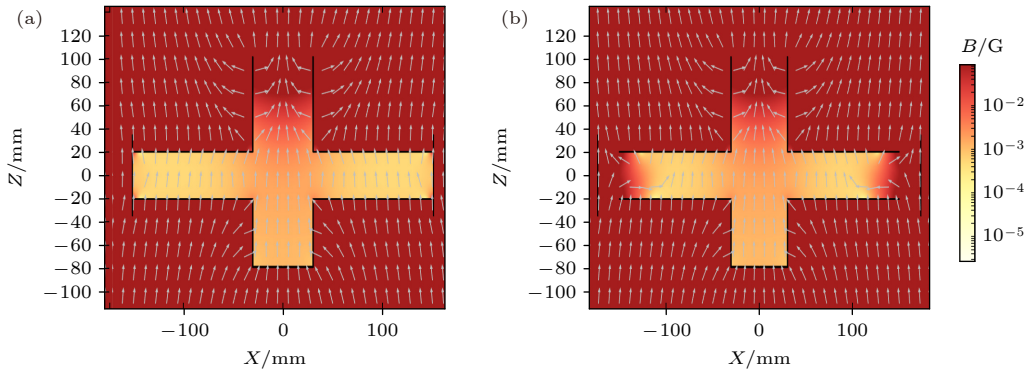


图 10 不同间距条件下的磁场分布 $XZ$ 平面截面图 (a) $d = 1$ mm; (b) $d = 23$ mm

Fig. 10. $XZ$-plane cross-sectional view of magnetic field distribution under different distance conditions: (a) $d = 1$ mm; (b) $d = 23$ mm.

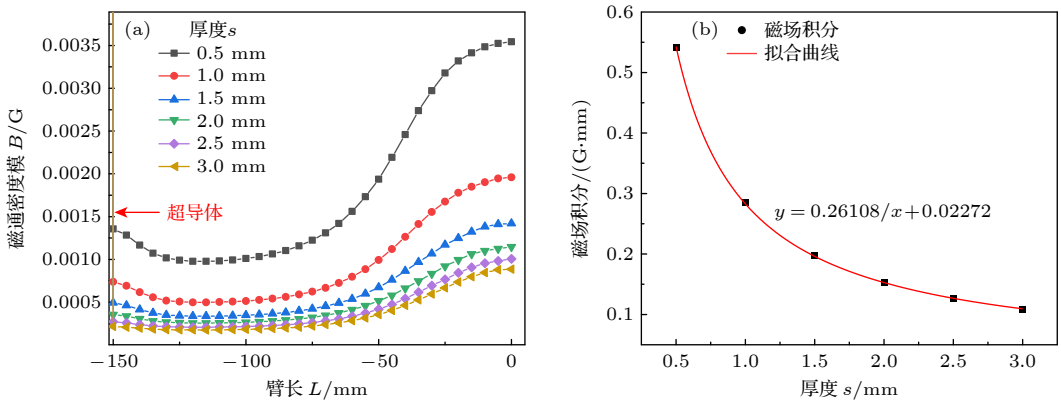


图 11 不同坡莫合金材料厚度对零场腔屏蔽性能的影响 (a) 沿中子路径上的磁场分布对比; (b) 零场腔内中子路径上的磁场积分随厚度条件的变化

Fig. 11. Influence of permalloy thickness conditions on shielding performance of ZFC: (a) Comparison of magnetic field distributions along neutron beam path; (b) variation of magnetic field integral along neutron beam path inside ZFC with permalloy thickness.

## 4 实验验证

为验证模拟的有效性, 研究依据 $h = 400$ mm, $R = 25$ mm, $L = 300$ mm, $s = 1$ mm 条件, 使用 1J85 型号坡莫合金构筑了一个原型装置, 并采用三轴高斯计 (LakeShore©型号 F71, 精度 0.003 G) 对原型屏蔽体装置进行三轴测量与模拟结果进行比对. 实验首先对处于地磁场环境 ($B = 0.37$ G ($B_x = 0.172$ G, $B_y = 0.278$ G, $B_z = 0.177$ G)) 的原型装置中子束流路径上的磁场分布进行测量, 在测量时屏蔽体延长臂两端的超导体被移除, 从而使高斯计可以进入屏蔽体内部. 在进行测量结果与模拟结果比对时, 同样采用移除超导体的零磁场屏蔽体模型.

测量结果与模拟的对比如图 12(a) 所示. 通过对比发现, 磁场模拟结果 (黑色点) 在中子路径上的分布特征上与实际测量 (红色点) 结果相差 0.0001—0.01 G, 小于高斯计的仪器误差, 显示模拟结果与测量结果相吻合. 模拟与测量存在的差异时, 主要原因是在测量时高斯计探头与屏蔽体中心线之间并不严格共线, 这一夹角误差导致测量距离大于屏蔽体臂长, 使得测量结果与模拟结果的位置匹配出现偏离. 尽管如此, 通过测量与模拟结果的比较, 研究所采用的 Comsol 模型可以用来预测实际装置性能, 从而通过改变 Comsol 模型的参数对装置设计进行优化. 零磁场屏蔽体延长臂部分的磁场相较上述优化过程中的磁场分布发生升高, 这是由于测量时与延长臂耦合的超导体被移除所导致的. 屏蔽体两端磁场出现不对称分布, 则是由于屏蔽体坡莫合金部分本身对于空间磁场的吸收所导致, 与外磁场和屏蔽体的相对角度相关.

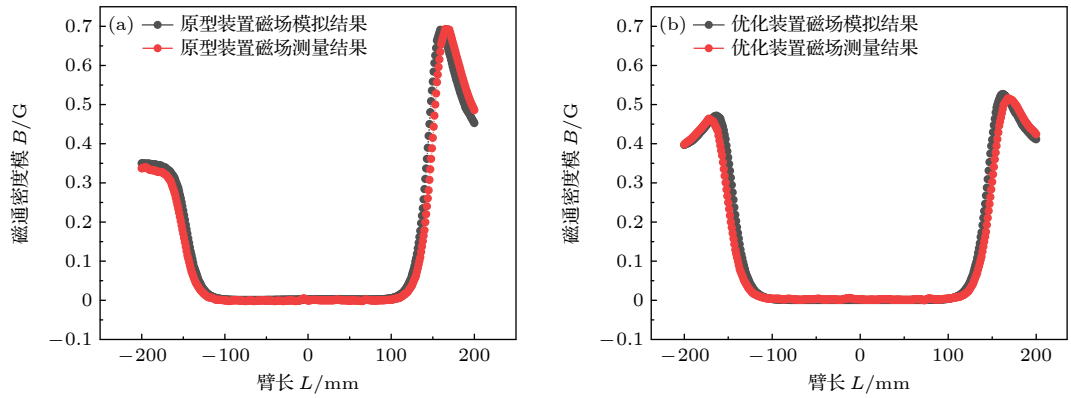


图 12 FEM 磁场模拟结果与实际测量结果的对比 (屏蔽体两端口分别位于±151 mm 处) (a) 原型装置的磁场分布对比; (b) 优化装置的磁场分布对比

Fig. 12. Comparison of magnetic field distribution results between FEM simulation and actual measurement (Ends of arm of ZFC are located at ±151 mm): (a) Magnetic field distribution comparison of prototype; (b) magnetic field distribution comparison of optimized device.

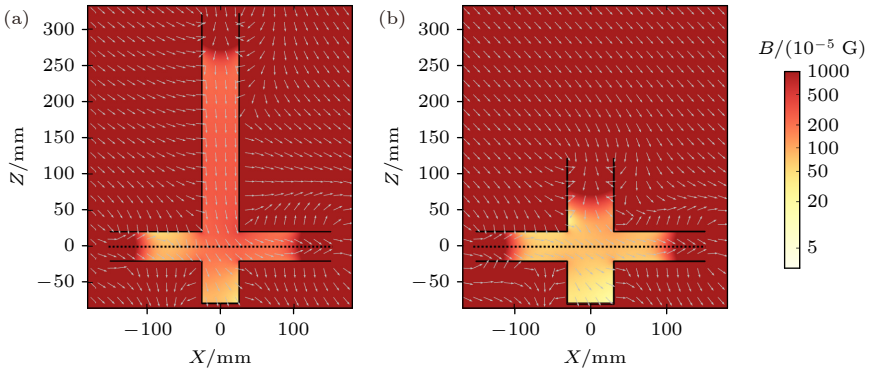


图 13 (a) 优化前和 (b) 优化后零磁场腔的磁场分布 $XZ$ 平面截面图

Fig. 13. $XZ$-plane cross-sectional view of magnetic field distribution of ZFC (a) before and (b) after optimization.

为了进一步验证模拟工作对于零磁场屏蔽体的性能优化具有指导作用, 研究采用一组: $h$ = 200 mm, $R$ = 30 mm, $L$ = 300 mm, $s$ = 2 mm 条件, 建造了优化后的第 2 套原型机 (后以优化装置代指), 并对优化装置的测量结果与模拟结果进行比较, 如图 12(b) 所示. 通过对比, 原型装置测量中出现的两端磁场分布不相等现象在优化装置中得以消除. 这一改进的原因可以通过 2 个屏蔽体的二维截面图进行分析.

从图 13 可以发现, 在原型屏蔽体装置中, 当地磁场方向与样品腔圆柱体不共线时, 屏蔽体附近的磁感线受到屏蔽体坡莫合金的影响, 在其延长臂两端形成了不一致的分布. 而在优化后的屏蔽体中, 装置整体高度缩短从而减小中心圆柱体磁场与两端延长臂口之间的耦合, 从而消除了屏蔽体两端磁场的差异.

## 5 结 论

本文对以中子散射应用为目的的零磁场屏蔽设计进行了模拟与分析, 建立了一套有效的零磁场屏蔽设计, 并通过中子布洛赫动力学模拟对屏蔽的效果进行了验证. 研究设计的零磁场屏蔽体在满足中子实验需求的基础上, 达到了内部磁场<0.1 G 的屏蔽效果, 对中子极化率的干扰 (退极化率) <0.76%, 与现有的零磁场分析设备相比有了很大提高. 研究同时对零磁场屏蔽体参数磁屏蔽的影响进行了摸索, 建立了屏蔽效果与主要参数之间的对应关系. 其中, 研究重点分析了坡莫合金深井尺寸与中子通路上磁场分布的关系, 探明了最优解; 以及超导体与坡莫合金结构的物理结构与磁屏蔽耦合的关系. 研究所取得的有限元模型体系以及零磁场屏蔽设计中关键部件的耦合方式, 将为以这类设

计为基础的完全极化分析、自旋回波技术提供必要的中子自旋调控零磁场环境提供实验理论和技术基础. 同时, 研究得到的零磁场环境设计理论与优化设计模型将可直接应用于国内中子源的小角中子散射谱仪的极化分析研究中, 可以在单轴极化分析的基础上进一步提升谱仪的多维度极化分析能力. 在此, 简要讨论这一研究结论的意义与不足, 以及后续可以继续开展的研究.

极化中子实验可以为这一研究结论提供更直接的数据支持, 这是目前这项研究需要继续完成的工作. 然而需要指出的是, 当前国际类似的精密自旋极化调控实验设备, 其研发同样是以建模为基础开展的, 在模型建立后才推动成本高昂的原型机建设和实验工作. 基于此, 这项工作是这一类型研发中合理的研发步骤, 同时在后续的工作中也将继续作为完全极化分析技术的研发基础. 例如将在后续的工作中扩展装置延长臂随谱仪散射臂转动的动能, 以满足中子三轴谱仪对大范围散射角度覆盖的测量要求, 从而对谱仪完全极化分析能力的建设提供零磁场环境的支持.

这项工作所建立的有限元模型, 在本文第 3 节所展示的结果普遍以中子通路中轴线为基础进行验证, 这与常规中子束流的 20 mm×20 mm 截面存在差异. 这一问题的一个解决方法, 是通过更为复杂的蒙特卡罗模拟来进行优化, 然而存在超导体非绝热磁场突变的中子自旋进动的布洛赫动力学模拟目前尚未开发, 这是未来中子极化调控研究需要填充的一个空白. 本文观察到零磁场屏蔽体内部的磁场不存在明显畸变, 因此对于整个中子束流区域, 可以推断其行为不存在突变. 为了验证这一假设, 研究对同一模型在 10 mm 范围内上、下、左、右方向平移 5 mm 与 10 mm 沿中子行进方向的分布进行比对, 如图 14 所示.

从图 14 比较中可以发现, 尽管磁场的分布与中心线存在差异, 然而其整体规律一致且不存在量级差异; 当与中心线的偏离扩大至 10 mm 时, 受屏蔽体耦合影响上下偏离的 2 条路径存在明显变化, 尽管其大小仍处于零磁场屏蔽的范围以内. 基于此, 可以认为研究采用中心线对于整体性能的估计是有效的, 可能存在的偏差在合理的范围内. 同时, 整体有限元模拟的数据能够有效反映不同通路可能存在的差异, 可以通过更精细的模拟与数据分析对研究进行有效性检验.

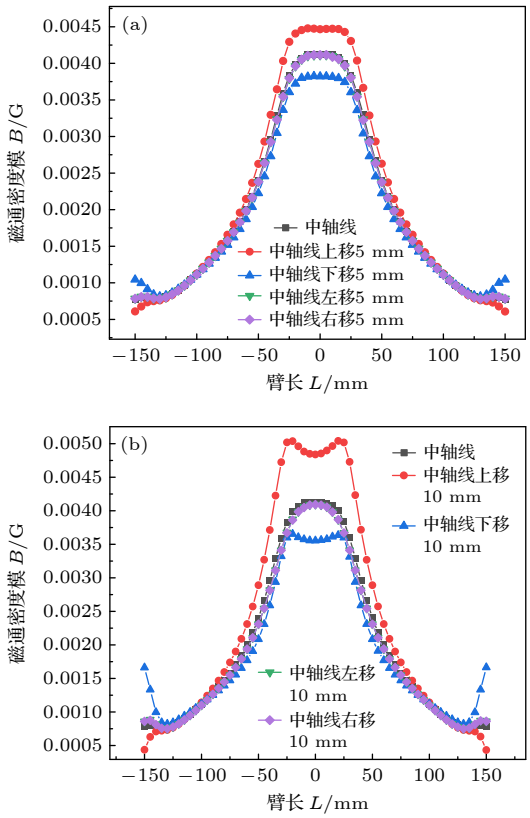


图 14 偏离中心线时沿中子行进方向上的磁场分布 (a) 偏离中心线 5 mm 时的磁场强度分布; (b) 偏离中心线 10 mm 时的磁场强度分布

Fig. 14. Distribution of magnetic field along neutron path when off-centerline: (a) Magnetic field distribution at 5 mm deviation from centerline; (b) magnetic field distribution at 10 mm deviation from centerline.

## 参考文献

[1] Halpern O, Johnson M H 1939 *Phys. Rev.* **55** 898
[2] Moon R M, Riste T, Koehler W C 1969 *Phys. Rev.* **181** 920
[3] Kozhevnikov S V, Ott F, Radu F 2018 *Phys. Part. Nuclei* **49** 308
[4] Halpern O, Holstein T 1941 *Phys. Rev.* **59** 960
[5] Tong X 2020 *Physics* **49** 765 (in Chinese) [童欣 2020 物理 **49** 765]
[6] Tasset F 1989 *Physica B: Condensed Matter* **156–157** 627
[7] Brown P J, Forsyth J B, Tasset F Neutron polarimetry 1997 *Proc. Royal Soc. London A: Math. Phys. Sci.* **442** 147
[8] Janoschek M, Klimko S, Gähler R, Roessli B, Böni P 2007 *Physica B: Condensed Matter* **397** 125
[9] Tasset F, Lelièvre-Berna E, Roberts T W, Bourgeat-Lami E, Pujol S, Thomas M 1997 *Physica B: Condensed Matter* **241–243** 177
[10] Tasset F, Brown P J, Lelièvre-Berna E, Roberts T, Pujol S, Allibon J, Bourgeat-Lami E 1999 *Physica B: Condensed Matter* **267–268** 69
[11] Lelièvre-Berna E, Bourgeat-Lami E, Fouilloux P, Geffray B, Gibert Y, Kakurai K, Kernavanois N, Longuet B, Mantegezza F, Nakamura M, Pujol S, Regnault L P, Tasset F, Takeda M, Thomas M, Tonon X 2005 *Physica B: Condensed Matter* **356** 131

[12] Regnault L P, Geffray B, Fouilloux P, Longuet B, Mantegezza F, Tasset F, Lelièvre-Berna E, Bourgeat-Lami E, Thomas M, Gibert Y 2003 *Physica B: Condensed Matter* **335** 255

[13] Takeda M, Nakamura M, Kakurai K, Lelièvre-berna E, Tasset F, Regnault L P 2005 *Physica B:Condensed Matter* **356** 136

[14] Hutanu V, Luberstetter W, Bourgeat-Lami E, Meven M, Sazonov A, Steffen A, Heger G, Roth G, Lelièvre-Berna E 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 105108

[15] Wang T 2015 *Ph. D. Dissertation* (Bloomington: Indiana University)

[16] Wu M K, Ashburn J R, Torng C J, Hor P H, Meng R L, Gao L, Huang Z J, Wang Y Q, Chu C W 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 908

[17] Parnell S R, Kaiser H, Washington A L, Li F, Wang T, Baxter D V, Pynn R 2013 *Physics Procedia* **42** 125

[18] Bloch F 1946 *Phys. Rev.* **70** 460

[19] Seeger P A, Daemen L L 2001 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. , Sect. A* **457** 338

[20] Dong Y C, Wang T H, Kreuzpaintner W, Liu X T, Li Z H, Kang Y D, Zhang J P, Tian L, Huang C Y, Bai B, Tong X 2022 *Nucl. Sci. Tech.* **33** 145

# Finite element analysis of zero magnetic field shielding for polarized neutron scattering*

Zeng Tao [1)#] Dong Yu-Chen [2)3)4)#] Wang Tian-Hao [2)3)] Tian Long [2)3)]
Huang Chu-Yi [2)3)4)] Tang Jian [2)3)4)] Zhang Jun-Pei [2)3)] Yu Yi [5)]
Tong Xin [2)3)] Fan Qun-Chao [1)†]

1) (*Key Laboratory of High Performance Scientific Computation, School of Science, Xihua University, Chengdu* 610039, *China*)

2) (*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100049, *China*)

3) (*Spallation Neutron Source Science Center, Dongguan* 523803, *China*)

4) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100049, *China*)

5) (*Sino-French Institute of Nuclear Engineering and Technology, Sun Yat-sen University, Zhuhai* 519082, *China*)

( Received 9 April 2023; revised manuscript received 29 April 2023 )

**Abstract**

Polarized neutron scattering, as one of the experimental techniques of neutron scattering, is a powerful tool for exploring the microstructure of matter. In polarized neutron scattering experiments, magnetic field maintains and guides the neutron polarization, and determines the sample magnetic environment. For complex magnetic sample, it is often necessary to apply zero-field environment at the sample position, so that general polarization analysis becomes feasible. To achieve effective zero-field environment for polarized neutron experiment, carefully designed magnetic field is required.

In this work, we demonstrate a zero-field sample chamber designed for polarized neutron experiment by utilizing both permalloy material and high-$T_{\rm C}$ superconducting films. This design adopts a simple and low-maintenance 'deep-well' shape to achieve effective shielding. The study uses finite element simulation method to analyze the effect of dimensions on the magnetic field shielding performance of the device of the model, including height, arm length, opening radius, and superconductor distance. At optimal dimensions, the designed zero field chamber achieves an internal magnetic field integral of 0.67 G·cm along the neutron path under the geomagnetic field condition. The maximum neutron depolarization for 0.4 nm neutrons is 0.76%, which sufficient for general polarization analysis application. The finite element method simulation results are examined by neutron Bloch equation dynamics simulations and in-lab measurement . Based on the established effective zero-field shielding design, we further discuss the relationship between magnetic field shielding and the dimensions of the device. The application of the device to spectrometers and the future improvement in the device structure are also discussed.

**Keywords:** magnetic field shielding, polarized neutron technique, Larmor precession, finite element analysis

**PACS:** 28.20.Cz, 29.27.Hj, 85.75.–d **DOI:** 10.7498/aps.72.20230559

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2020YFA0406000), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12075265, U2032219), the Guangdong Basic and Applied Basic Research Foundation, China (Grant No. 2021B1515140016), the Dongguan Introduction Program of Leading Innovative and Entrepreneurial Talents, China (Grant No. 20191122), and the Guangdong Natural Science Funds for Distinguished Young Scholar, China (Grant No. 2021B1515020101).

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: fanqunchao@mail.xhu.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

# 极化中子散射零磁场屏蔽体的有限元分析

曾滔 董雨晨 王天昊 田龙 黄楚怡 唐健 张俊佩 余羿 童欣 樊群超

# Finite element analysis of zero magnetic field shielding for polarized neutron scattering

Zeng Tao Dong Yu-Chen Wang Tian-Hao Tian Long Huang Chu-Yi Tang Jian Zhang Jun-Pei Yu Yi Tong Xin Fan Qun-Chao

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 72, 142801 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230559
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.72.20230559
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

---