

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2107321

基于圆环磁体阵列的线型零磁场系统研究^{*}

姜 策, 柯 丽, 杜 强, 祖婉妮
(沈阳工业大学电气工程学院 沈阳 110870)

摘 要:磁性粒子成像是一种新型示踪剂成像技术,该技术利用磁性粒子在零磁场中的非线性磁化特性对被测物进行成像,其中零磁场的精细度决定其空间分辨率,而零磁场的精细度由空间磁场梯度决定。为了提高空间分辨率,设计了能产生大磁场梯度的静磁场结构,将其与驱动结构组合成线型零磁场系统。首先设计了基于圆环磁体阵列的静磁场结构,利用大梯度的静磁场构造精细线型零磁场;其次设计了基于亥姆霍兹线圈的驱动结构及其驱动方式,确定线型零磁场扫描范围与驱动电流之间的关系;最后计算线型零磁场系统的空间分辨率,研究磁场梯度、粒子粒径与空间分辨率之间的规律性。实验结果表明:基于圆环磁体阵列的静磁场结构产生的磁场梯度为 4.804 T/m,当使用 30 nm 磁性粒子作为示踪剂时,系统的空间分辨率为 0.540 mm,此时线型零磁场能在 30 mm 的范围内对被测物进行平移扫描。证明了基于圆环磁体阵列的线型零磁场系统用于提高磁性粒子成像分辨率的可行性。

关键词: 磁场梯度;空间分辨率;线型零磁场;磁性粒子成像

中图分类号: TH772 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 470.40

Research on the magnetic field-free line system based on ring magnet array

Jiang Ce, Ke Li, Du Qiang, Zu Wanni

(School of Electrical Engineering, Shenyang University of Technology, Shenyang 110870, China)

Abstract: Magnetic particle imaging is a new type of tracer imaging technology that uses the nonlinear magnetization characteristics of magnetic particles in magnetic field-free to image the measured objects. The spatial resolution is determined by the fineness of magnetic field-free, and the fineness is determined by the spatial magnetic field gradient. To improve spatial resolution, the static magnetic field structure which can produce large magnetic field gradient is combined with the driving structure to form a magnetic field-free line system. Firstly, this article designs static magnetic field structure based on ring magnet array. The large gradient static magnetic field is used to construct fine magnetic field-free line. Secondly, the driving structure is designed, which is based on Helmholtz coil and its driving method. The relationship between magnetic field-free line scanning range and driving current is determined. Finally, the spatial resolution of the magnetic field-free line system is calculated and its regularity with the magnetic field gradient and particle sizes is studied. Experimental results show the magnetic field gradient generated by the static magnetic field structure based on ring magnet array is 4.804 T/m, and the spatial resolution is 0.540 mm when the 30 nm magnetic particle is used. The magnetic field-free line can scan within 30 mm range. It proves the feasibility of magnetic field-free line system based on ring magnet array for high-resolution magnetic particle imaging.

Keywords: magnetic field gradient; spatial resolution; magnetic field-free line; magnetic particle imaging

0 引 言

磁性粒子成像(magnetic particle imaging, MPI)是

2005年由德国科学家 Gleich等^[1]提出的一种高灵敏性、无辐射的示踪剂断层成像技术,该技术初步证实了 MPI 成像的可行性,理想成像的分辨率可达到亚毫米级,理想检测的灵敏度可达到纳摩尔级^[2]。MPI 的出现在一定程

收稿日期:2021-01-03 Received Date: 2021-01-03

^{*} 基金项目:国家自然科学基金(52077143)、辽宁省自然科学基金(2019-ZD-0204)、辽宁省教育厅重点攻关项目(LZGD2020002)资助

度上弥补了磁共振成像、单光子发射断层扫描成像等技术在分辨率上的不足,为未来临床医学诊断提供了全新工具,其主要应用领域包括脑血流灌注显像^[3]、肿瘤检测与分期^[4]、神经影像学^[5]和细胞追踪^[6-7]等。

在 MPI 技术刚提出时,对被测物扫描的零磁场以点状零磁场(field-free point, FFP)为主,2008 年,德国飞利浦实验室的研究人员首次提出了线型零磁场(field-free line, FFL)扫描的概念^[8],与 FFP 不同的是,其获取的是“线”上所有磁性粒子的磁化响应,扫描范围更大,响应粒子更多,因此无论是扫描速度还是灵敏度,均有大幅度的提高。随后多种基于 FFL 的系统搭建方案和图像重建方法被应用于 MPI^[9-11]。近年来世界各国通过多种途径试图提高 MPI 的空间分辨率,2015 年日本的研究团队利用三次谐波信号检测技术,设计了一种基于 FFL 的 MPI 系统,在 0.3 T/m 的磁场梯度下空间分辨率为 10 mm,并且可在 50 mm 的范围内获得低至 1 μg 的磁性粒子^[12],同年 Bai 等^[13]利用正交梯度场对 MPI 系统进行性能改进,1 T/m 时该系统的空间分辨率可达 4 mm;2016 年日本 Sasayama 提出一种基于小场梯度的 FFL-MPI 系统,但仍可准确估计两个磁性粒子之间的距离^[14];2017 年日本 Muta 等^[15]通过 5 个接收线圈检测磁性粒子信号,从而提高系统的分辨率与灵敏度;2018 年德国 Schilling 利用迭代反褶积的方法,增加迭代循环次数,实现分辨率从 4 mm 到 2 mm 的提高^[16];2019 年美国 Tay 等^[17]设计一种 FFL 系统并提出信号编码新方法,证明了在超大示踪剂下的分辨率优于 500 μm 。

目前, MPI 的空间分辨率要想达到亚毫米级相对较难,而空间分辨率的高低主要与 MPI 系统产生的磁场梯度有关,因此空间分辨率与系统结构有直接关系。现阶段 MPI 零磁场系统中的静磁场结构多用线圈搭建^[18-19],尽管线圈具有良好的场可控性(通过施加不同电流来改变磁场,进而改变 FFL 的精细度),但是,当大功率电源供电时,线圈产生的热量会加剧磁性粒子的 Brownian 运动(磁性粒子的物理旋转,磁矩也旋转),当粒子发生磁化时,粒子对应的位置不清晰,从而使分辨效果变差,而空间分辨率又是评估零磁场系统的一个重要量化指标,反映零磁场系统性能。因此,设计一种新型的 MPI 零磁场系统,尤其是对静磁场结构精细设计,使其在不生热的情况下产生精细 FFL,这对 MPI 高分辨率成像具有重要意义。

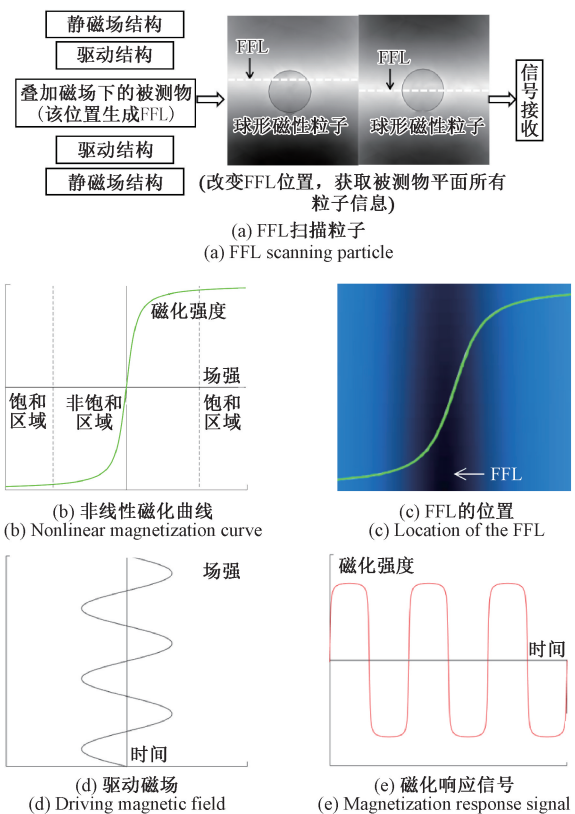
基于上述问题,本文设计了一种基于磁体阵列的 MPI 线型零磁场系统,尤其是提出了一种新型静磁场结构的搭建方法。通过改变阵列磁体大小、个数及间距来改变磁场梯度,实现 FFL 精细化;同时设计驱动结构合适的驱动方式,通过改变驱动电流幅值,实现 FFL 对被测物的大范围扫描;最后对线型零磁场系统有限元仿真,实现对磁性粒子的高分辨率成像。

1 基于线型零磁场的磁性粒子成像原理

1.1 磁性粒子成像理论

作为 MPI 示踪剂,磁性粒子具有非线性磁化特性。零磁场系统包括静磁场结构与驱动结构,静磁场构造的 FFL 在驱动磁场的作用下扫描包含磁性粒子的被测物,利用外部接收装置获取粒子的感应电压信号,对其进行快速傅里叶变换得到信号频谱,利用频率信号便可实现 MPI 重建。FFL 扫描粒子如图 1(a) 所示。

如图 1(b) 所示,磁性粒子的磁化强度只在非饱和区域内随着场强的变化而变化,处于非饱和区域内的磁性粒子为非饱和状态,而在 MPI 中,只有 FFL 附近位置的磁性粒子为非饱和状态,如图 1(c) 所示。当如图 1(d) 所示的驱动磁场施加在 FFL 附近位置时,非饱和粒子被激发,产生如图 1(e) 所示的磁化响应信号,外部接收装置可检测到如图 1(f) 的感应电压信号;当驱动磁场施加在远离 FFL 位置时,由于该位置的粒子磁化饱和,故磁化响应不变,如图 1(g),此时接收装置检测不到任何感应电压信号。当 FFL 运动起来扫描包含磁性粒子的被测物时,FFL 位置改变,因此可以获得空间内所有位置、所有时间下粒子的分布信息与电压信号。



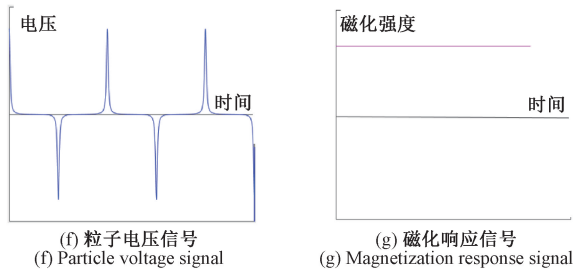


图1 MPI信号编码原理

Fig. 1 MPI signal encoding principle

1.2 零磁场系统空间分辨率评估参数

获取到粒子信号,使用 X-space 或系统矩阵方法^[20]进行重建,便可得到粒子的分布图像,即重建后的图像实际上是磁性粒子的空间分布,因此本文零磁场系统的空间分辨率描述的是能准确分辨两个磁性粒子之间的最小距离。目前有很多空间分辨率的标准, Houston 提出:如果两点可以被半峰宽 (full-width at half-maximum, FWHM) 分开,则两点就可以求解,本文使用该标准。FWHM 为磁性粒子磁化特性曲线非饱和区域的宽度,磁化特性曲线可通过 Langevin 函数表示:

$$L(\alpha) = \coth(\alpha) - \frac{1}{\alpha} \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{\mu_0 m H}{K_b T} \quad (2)$$

其中, m 为磁矩, K_b 为玻尔兹曼常数, T 为热力学温度, μ_0 为真空磁导率,那么此时的 FWHM 可定义为归一化磁化特性曲线导数的半最大值处的宽度,对 Langevin 函数进行归一化处理并求导,计算得到宽度 $W_{FWHM} \approx 4.16$,如图2所示。

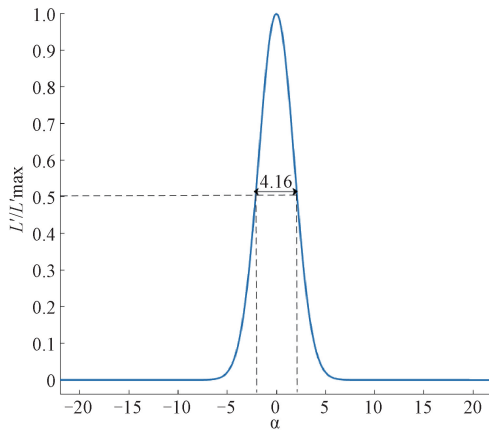


图2 磁化特性曲线的导数

Fig. 2 The derivative of the magnetization characteristic curve

在 MPI 中,影响空间分辨率的有3个因素:磁场梯度 G 、磁性粒子粒径 D 和温度 T 。其中磁场梯度决定 FFL 的精细度,粒径决定磁化曲线的陡度。空间分辨率 P 与 W_{FWHM} 的具体关系为:

$$W_{FWHM} = \frac{\pi D^3 M_s G P}{6 K_b T} \quad (3)$$

式中: M_s 为饱和磁化强度。对上式推导,可得到分辨率与磁场梯度和粒径的关系:

$$P = \frac{24.96 K_b T}{\pi D^3 M_s G} \quad (4)$$

由上式计算可知,当使用粒径 30 nm 的磁性粒子作为示踪剂时,若要实现小于 1 mm 的分辨率,磁场梯度不能小于 2.594 T/m。并且相关实验表明:FFL 相对于 FFP 可以提高灵敏度和信噪比进而间接提高空间分辨率,并且当使用 FFL 进行扫描时,扫描范围要足够大,使其覆盖各个位置的磁性粒子,因此本文的主要目的是搭建磁场梯度 ≥ 2.594 T/m 并可实现零磁场大范围扫描的线型零磁场系统,进而解决空间分辨率差的问题。

2 线型零磁场系统设计

2.1 静磁场结构与驱动结构设计

静磁场结构主要利用其生成的静磁场来构造 FFL。基于 FFL 的静磁场是中心位置为一条场强为 0 的线、其他方向场强线性增加、垂直于该线的梯度恒定不变的磁场,如图3(a)所示。该磁场的磁场梯度越大,对 FFL 的压缩越大,FFL 宽度越小,该宽度表示 FFL 的精细度,FFL 宽度越小,即 FFL 的精细度越高。

由式(3)可知,高温会明显降低 MPI 的空间分辨率,因此本文选择使用不生热的磁体来搭建静磁场结构,而目前利用磁体产生静磁场的结构多为两块大磁体同磁极相对,在两磁体的中心位置产生零磁场,如图3(b)所示。此种结构虽然简单,但是其产生的磁场梯度较小,FFL 的精细度较低,且结构不灵活。

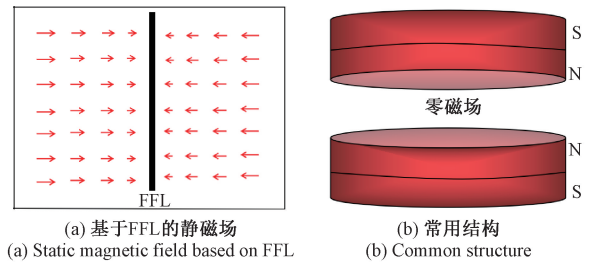


图3 静磁场及其常用结构

Fig. 3 Static magnetic field and its common structure

对此问题,本文提出了一种新型静磁场结构的搭建方法:使用多个磁体以圆环周向方式排列构成磁体阵列,将两个圆环磁体阵列反向平行放置,在两阵列间产生精细 FFL。

圆环磁体阵列可以视作将多个磁体直线排列后首尾相连,由于在实际中难以沿着圆环圆周方向连续改变整个磁体的磁化方向,因此本文使用离散的正方体磁体进行等效,第 i 个磁体的磁化方向可定义为:

$$M_i = (1 + k) \times \alpha_i \quad (5)$$

其中, k 为磁场极对数, $k=0$ 时不形成场域, $k=1$ 时形成偶极场, $k=2$ 时形成四极场, M_i 为磁化方向, α_i 为相邻磁体夹角。在磁体个数为 N 的圆环磁体阵列中,相邻两个磁体夹角 $\alpha = 2\pi/N$, 相邻两个磁体磁化方向的改变量 $\Delta\varphi = (k+1) * 2\pi/N$, 本文中磁化方向通过剩余磁通密度来定义,如垂直向下磁化方向 $(x, y, z) = (0, -1.42, 0)$ 。

由式(5)可知,极对数 k 的不同将直接影响磁体的排列,以 $N=12$ 为例,按照上文所述的搭建方法,对 $k=1$ 、 $k=2$ 的静磁场结构进行有限元计算,得到的 FFL 如图 4 所示。当 $k=1$ 时,磁化方向改变量为 60° , 阵列内部 $x-y$ 面会生成一条 FFL, FFL 位置的磁通密度比较均匀,有限元计算后得到该 FFL 位置的磁通密度为 1.29×10^{-4} T; 当 $k=2$ 时,磁化方向改变量为 90° , 阵列内部 $x-y$ 面会生成两条近乎垂直的 FFL, FFL 位置的磁通密度为 2.6×10^{-4} T, 此时 FFL 位置的磁通密度均匀性要比 $k=1$ 时的略差。

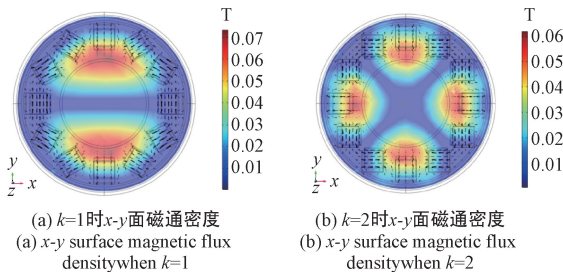


图4 不同极对数时静磁场结构生成的 FFL

Fig. 4 FFL generated by static magnetic field structure with different pole-pairs

上述两种结构生成的 FFL 均可用于扫描,但是应尽量选取均匀性较高、磁通密度接近于 0 T 的 FFL,因此,本文优先选择 $k=1$ 时的两个圆环磁体阵列来搭建静磁场结构。

根据上述内容,以极对数 $k=1$ 为基础搭建静磁场结构,可知:当两个圆环磁体阵列反向平行(上下对应位置磁体磁化方向相差 180°) 放置时,两个阵列平面中心的磁场方向相反,如图 5(a) 所示,在 z 方向上,靠近阵列位置的磁场越强,直至两阵列中间位置,两侧场强近乎对称

衰减为 0,即产生一条沿 x 方向的 FFL,如图 5(d) 所示。

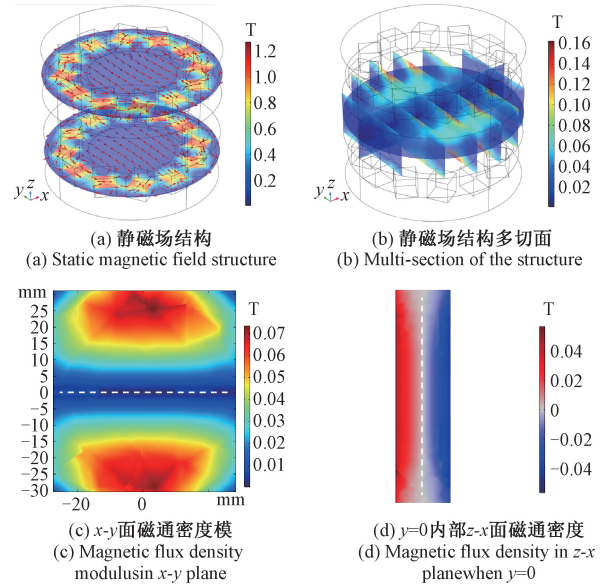


图5 静磁场结构及其生成的 FFL(虚线)

Fig. 5 The static magnetic field structure and the generated FFL (dotted line)

式(6)描述的是静磁场结构内部的磁场,其中 G_z 为梯度强度。

$$H_s(x) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} G_z x \quad (6)$$

本文设计的新型静磁场结构优势:结构灵活,可直接改变磁体排列方式来改变 FFL 条数,实现不同维度的扫描;产生较大且稳定的磁场梯度,梯度可通过改变磁体大小等方式调节,对空间分辨率有较大贡献;不生热,粒子的位置清晰可辨;结构不耗电,降低功耗。

若需扫描被测物,则需要 FFL 运动以获取粒子信号,此时便需要线型零磁场系统中的驱动结构。

驱动结构的主要作用是激发磁性粒子产生响应并驱动 FFL。驱动磁场要满足均匀性、时变性两个要求,时变性要求使其只可通过线圈来构建。目前 FFL 扫描包括移动系统设备或被测物的机械扫描和电气扫描两种方式,相对于前者,向驱动线圈中施加驱动电流的方式,即电气扫描,稳定性高,扫描速度快,扫描范围可通过驱动电流实现准确控制,因此本文选择电气扫描方式。在实际情况中,可以将圆筒形线圈用作驱动线圈,施加电流后,其可在一定区域内产生均匀的磁场。但是在 MPI 中,圆筒形线圈会限制被测物的体积,对大体积被测物的测量会产生一定的局限性,因此本文将一个圆筒形线圈拆分的两个圆柱线圈用作驱动线圈,如图 6 所示,非封闭式结构使被测物处于开放空间。

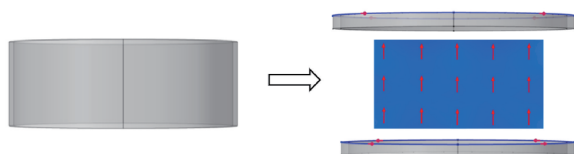


图6 圆筒形线圈拆分后的驱动结构

Fig. 6 The driving structure after splitting cylindrical coil

将设计的基于圆环磁体阵列的静磁场结构与基于亥姆霍兹线圈的驱动结构组合,便得到完整的线型零磁场系统。静磁场结构与驱动结构的组合,实现了静磁场与驱动磁场的叠加,叠加磁场实现了 FFL 扫描所有位置的磁性粒子进而确定所有粒子的时空分布信息。

2.2 高分辨率系统结构参数

由两个圆环磁体阵列搭建的静磁场结构,主要参数包括磁体大小、磁体个数及阵列间距。不同参数的单个圆环磁体阵列磁通密度不同,当搭建静磁场结构后,对 x - y 截面计算:过截面原点的 y 向轴线位置的磁通密度,利用该磁通密度计算出不同静磁场结构产生的磁场梯度。而磁场梯度影响 FFL 的精细度进而影响线型零磁场系统的空间分辨率,因此讨论不同的结构参数对磁场梯度的影响,对系统的空间分辨率分析具有重要意义。单个圆环磁体阵列参数如表 1 所示。

表1 单个圆环磁体阵列参数

Table 1 Parameter list of single ring magnet array

	磁体边长 a/mm	磁体个数 N	阵列间距 d/mm	内外圆环半径 $r_1/r_2/\text{mm}$
组 1	10	12	38	25/50
	12			
	15			
组 2	12	8	38	25/50
		12		
		16		
组 3	12	12	38	25/50
			48	
			58	

1) 圆环磁体阵列的磁体尺寸

在搭建圆环磁体阵列时,使用离散的磁体便于磁化的实现。在不改变阵列每个磁体的中心点位置的前提下,依据表 1 中组 1 数据搭建静磁场结构,利用 x - y 截面的磁通密度数值计算不同磁体大小时的磁场梯度,结果如图 7 显示:当磁体边长 $a = 10, 12, 15 \text{ mm}$ 时,磁场梯度依次为 $2.797, 4.804, 6.799 \text{ T/m}$ 。

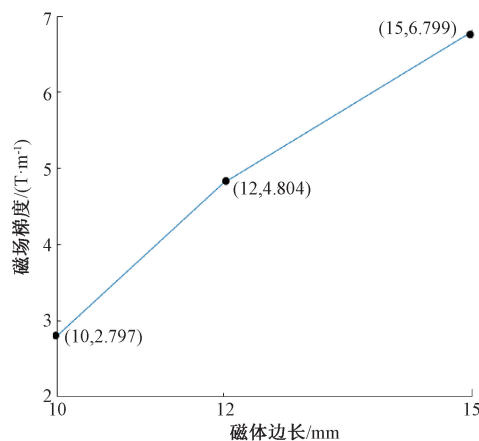


图7 磁场梯度与磁体大小的关系

Fig. 7 The relationship between magnetic field gradient and magnet size

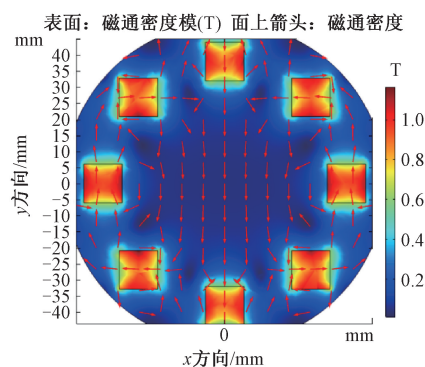
由图 7 可知,基于圆环磁体阵列的静磁场结构产生的磁场梯度会随磁体的增大而增大,因此 FFL 的精细度也在提高。大梯度下的磁性粒子更易饱和,则不同位置的磁化信号就更精确。

2) 圆环磁体阵列的磁体数量

阵列可以由不等数量的磁体组成,依据表 1 中组 2 的数据,对 $N = 8, N = 12, N = 16$ 的阵列结构进行有限元计算,相邻磁体磁化改变量依次为 $90^\circ, 60^\circ, 45^\circ$,讨论磁场梯度大小与磁体个数之间的规律性。

图 8 中箭头表示的是磁通密度的大小与方向,通过箭头分布可以发现,单个阵列平面的磁场随着 N 增加,均匀度也在增加,对上述 3 个阵列平面中心位置的磁通密度进行计算,得到的磁场大小依次是 $47.33, 69.75, 94.48 \text{ mT}$,如图 9 所示。

按照上文所述方法计算, $N = 8, N = 12, N = 16$ 的静磁场结构产生的磁场梯度依次是 $3.669, 4.804, 5.957 \text{ T/m}$ 。由此可见:磁场梯度会随圆环阵列磁体个数的增加而增加,大梯度下的 Langevin 函数更接近于理想状态(阶跃函数),磁性粒子饱和快,进而提高了空间分辨率。

(a) $N=8$ 时单个阵列平面磁通密度分布
(a) Plane magnetic flux density of single array when $N=8$

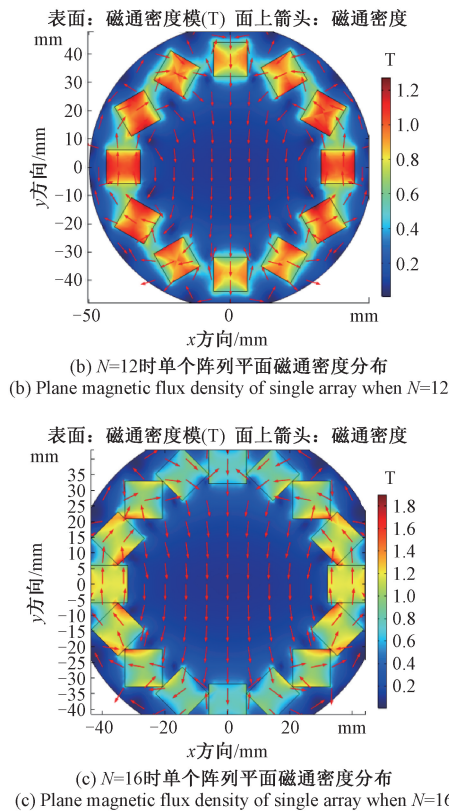


图8 不同磁体数的阵列平面磁通密度分布

Fig. 8 Magnetic flux density distribution of array plane under different magnet numbers

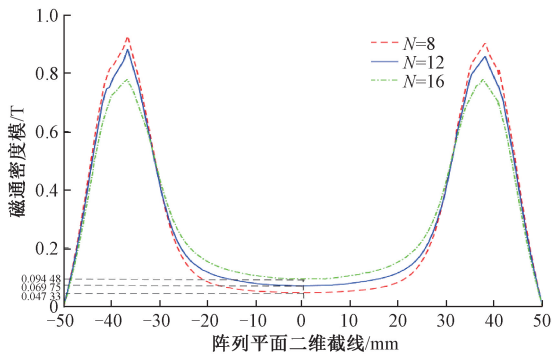


图9 不同磁体数下阵列平面中心磁场大小

Fig. 9 Magnetic field of array plane center under different magnet numbers

尽管使用离散磁体阵列来等效连续磁化的磁体阵列会带来一定的方法误差,与理想状态的结果存在一定差异,但是可通过增加磁体数量 N 的方式来近似达到磁体连续磁化的状态,因此若只从该角度考虑,在确定圆环内外半径后, $N=16$ 为最佳磁体数量,阵列磁体的磁化方向更连续,覆盖度最大,减少漏磁的发生。但是在实际实验中,

由于受磁体数量影响的磁场梯度也会影响 FFL 运动范围,因此需综合考虑后,选取合适数量的磁体来搭建静磁场结构。

3) 圆环磁体阵列的阵列间距

除了考虑驱动结构对被测物的限制,在设计静磁场结构时,也应当在不影响结构性能的情况下使得容纳被测物的空间尽量大,对于本文所提出的设计方法,两个圆环磁体阵列的间距越大,容纳被测物的体积就越大,但是阵列间距的改变会影响磁场梯度大小,依据表1中组3的数据搭建结构并计算磁场梯度。随着阵列间距增大,梯度大小依次为 4.804、2.782、0.849 T/m。该数据说明:磁场梯度会随阵列间距的增大而减小,即 FFL 的精细度随间距的增大而降低,所以在搭建静磁场结构时,需要同时考虑两阵列间距对梯度和容纳被测物体体积的双重影响。

综上,在实际情况中,可以依据所需的磁场梯度、被测物体积及设计需求,选择合适大小、数量、间距的磁体阵列来搭建线型零磁场系统的静磁场结构。

2.3 驱动结构的驱动方式

本文驱动结构所使用的线圈类似亥姆霍兹线圈,其产生的磁场仍满足线型零磁场系统对均匀性的要求。理想情况下,可用三角波激发磁性粒子,由于三角波是由一组奇次谐波的总合组成,因此可以将简单正弦波用作驱动波形:

$$H_D(t) = A_D \sin(2\pi f_D t) \quad (7)$$

其中, A_D 为驱动磁场幅值,决定 FFL 运动的范围大小, f_D 为驱动磁场频率,决定 FFL 扫描的周期时间。当对驱动线圈施加上述交变电流时,此时磁性粒子处于的叠加磁场 H_{sum} 可以写作:

$$H_{\text{sum}} = H_s(x) + H_D(t) \quad (8)$$

由式(8)可知,当产生如此一个叠加磁场时,静磁场结构产生的磁场足够大,则可以忽略驱动磁场对原磁场梯度的影响,因此上文所述的静磁场结构产生的磁场梯度即为式(3)的磁场梯度 G 。

探讨施加在驱动线圈上合适幅值的电流。本文首先选取梯度 4.804 T/m 的静磁场结构,生成沿 x 方向 FFL, x 方向的磁场梯度为 0,另外两个方向的磁场梯度大小相等。向驱动线圈分别施加幅值为 10、15、20、-20 A,频率均为 10 Hz 的交变电流,观察 FFL 在 y 向运动的最远距离,如图 10 所示,FFL 初始位置 $y=0$ mm。

图 10 为 y 向磁通密度与扫描区域坐标之间的关系,磁通密度为 0 T 时所对应的 y 轴位置即为 FFL 所处位置。因此,根据图 10 可知:FFL 在不同的交变电流驱动下,运动方向与电流方向有关,当幅值为正时,FFL 先向 y 轴正半轴运动,当幅值为负时,FFL 先向 y 轴负半轴运动;并且,FFL 在 y 轴的运动距离与幅值大小有关,幅值

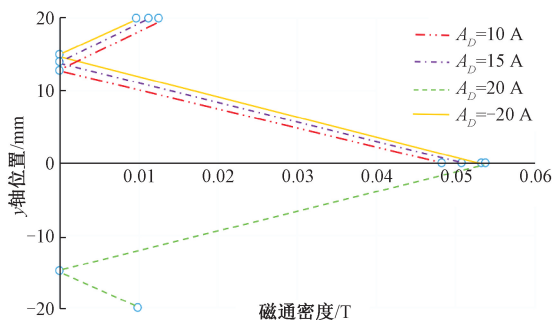


图 10 不同幅值电流下的磁通密度

Fig. 10 Magnetic flux density under different amplitude current values

越大,运动距离越大,幅值绝对值一致时,运动距离也一致。综合以上,本文所使用的驱动波形为 $H_D(t) = 20\sin(20\pi t)$ 。

3 基于圆环磁体阵列的线型零磁场系统计算结果

由上文可知,磁场梯度越大,FFL 的精细度越高,因此单纯从空间分辨率的角度考虑应选择 6.799 T/m 的静磁场结构,但是要考虑到磁场梯度对 FFL 运动范围的影响,即磁场梯度越大,对 FFL 运动的阻碍越大,运动范围就越小。因此结合磁场梯度对空间分辨率与 FFL 运动范围的要求,本文选取梯度为 4.804 T/m 的结构进行计算,即 $N=12$ 、 $a=12$ mm、 $d=38$ mm 为静磁场结构参数,厚度 5 mm、距离 28 mm 为驱动结构参数,设置扫描间隔为 0.002 s。完整结构如图 11(a) 所示。

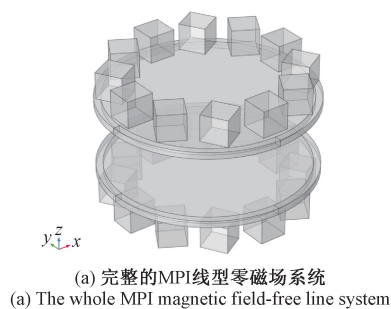
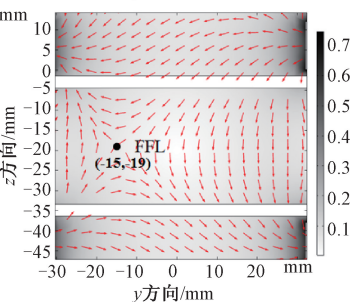
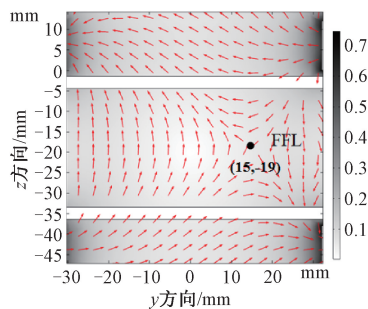
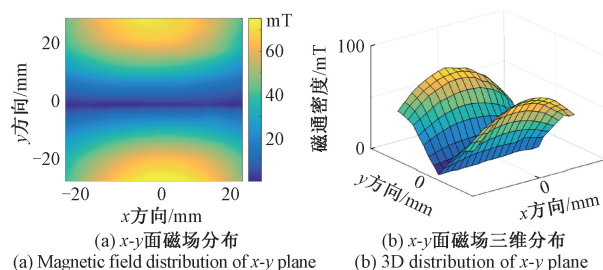
对图 11(a) 的零磁场系统进行计算。结果表明:FFL 的扫描范围为 30 mm,正反向最大运动距离为 15 mm,如图 11(b) 所示,矢量点表示 FFL。

3.1 新型静磁场结构生成的线型零磁场验证

根据图 11(a) 的静磁场结构,使用共计 24 个 12 mm×12 mm×12 mm 的磁体搭建,并使用高斯计进行测量,将测量后的数据进行绘图,得到的磁场分布如图 12 所示。由图 12 可知,静磁场结构在其中心位置产生 FFL,位置坐标 (x,y) 在 $(20,0)$ 、 $(0,0)$ 、 $(-20,0)$ 处测得的磁通密度依次为 0.092 9、0.019 6、0.056 2 mT,其趋势与有限元计算结果相一致,该位置磁场均匀性良好。该实验验证了新型静磁场结构可产生均匀的 FFL。

3.2 零磁场的均匀性

通过图 11 发现,在 FFL 的运动过程中,FFL 在 x 方向的磁通密度并不是恒定的。提取 FFL 在 $y=+15$ mm 位置的磁通密度,在 $x=0$ mm 时的磁通密度为

(a) 完整的MPI线型零磁场系统
(a) The whole MPI magnetic field-free line system(b) y - z 面 $y=\pm 15$ mm 处的磁通密度分布
(b) Magnetic flux density distribution of $y=\pm 15$ mm on y - z plane图 11 FFL 在 y 轴运动的示意图Fig. 11 Diagram of FFL movement on the y axis(a) x - y 面磁场分布
(a) Magnetic field distribution of x - y plane
(b) 3D distribution of x - y plane图 12 x - y 平面磁场分布Fig. 12 Magnetic field distribution of x - y plane

0.339 mT,在 $x=-20\sim+20$ mm 的范围内,磁通密度上下波动幅度在 0.05 mT 内,当超出该稳定范围,越远离 $x=0$ mm 的位置,磁通密度衰减的幅度越大,FFL 变形越严重。由于不均匀、不匀直的 FFL 会影响后续粒子扫描,因此选择磁通密度稳定部分的 FFL 可保证磁场的均匀性。

3.3 粒子粒径对空间分辨率的影响

由于在实际中难以保持恒定低温,并且本文是以不产生热量的磁体为基础搭建的系统,因此将温度看作常量。首先在梯度一定时,计算线型零磁场系统在不同粒径下的空间分辨率。

由图13可以看出,粒径越大,磁化曲线的陡度就越大,粒子达到饱和的速度越快,零磁场区域划分越精细,进而改善了系统的空间分辨率。由表2可知,空间分辨率会随着粒径的增大而提高,磁性粒子体积越大,需要区分两个磁性粒子之间的距离就越小。经计算,若要实现亚毫米级的空间分辨率,磁性粒子粒径至少要是24.429 nm,并有实验表明:30 nm的磁性粒子可以显著增强MPI信号,而其他粒径的磁性粒子对信号的贡献相对较小。因此,30 nm是最佳的磁性粒子尺寸,本文的其他实验所使用的粒子粒径均为30 nm。

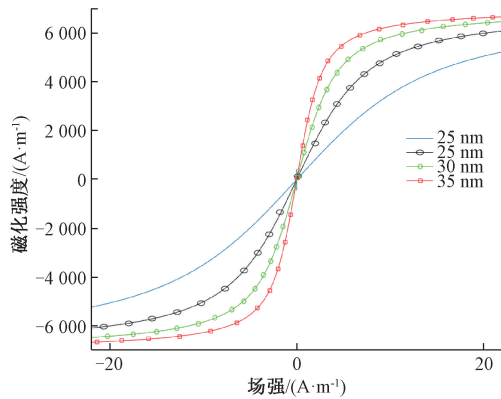


图13 不同粒径的磁化曲线

Fig. 13 Magnetization curves of different particle sizes

表2 粒径与空间分辨率的关系

Table 2 The relationship between particle size and spatial resolution

粒径/nm	分辨率/mm
10	14.579
15	4.320
20	1.822
25	0.933
30	0.540
35	0.340

3.4 磁场梯度对空间分辨率的影响

由于关于位置 x 与磁场梯度 G 的Langevin函数的导数与粒子的初始位置分布的卷积可得电压信号,因此空间分辨率与Langevin函数的导数即点扩散函数(point spread function, PSF)有直接关系,因此对不同磁场梯度

下的PSF进行计算,宽度 $W_x/L/L_{\max}=0.5$ 可以很好的表征空间分辨率,结果如下。

表3对应图14,在使用30 nm磁性粒子的线型零磁场系统中,随着磁场梯度的增加,PSF的宽度逐渐减小,形态上越接近于冲激函数,换言之,大磁场梯度会压缩Langevin函数的非饱和区域宽度,FFL精细度提高,进而提高了系统的空间分辨率。并且通过表3,在2.2节中构建的7种静磁场结构中,6种结构的分辨率小于1 mm,因此本文所提出的基于圆环磁体阵列的静磁场结构搭建方法可以很好的保证空间分辨率性能。

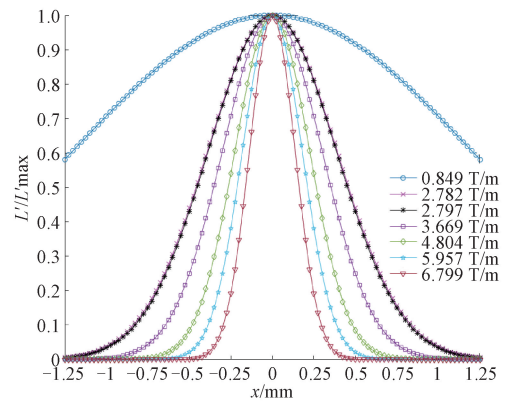


图14 不同磁场梯度下的点扩散函数

Fig. 14 PSF under different gradient values

表3 不同磁场梯度下的半峰宽

Table 3 Half-width at different field gradients

磁场梯度/(T·m ⁻¹)	W_x/mm
0.849	3.055
2.782	0.932
2.797	0.927
3.669	0.707
4.804	0.540
5.957	0.435
6.799	0.382

最后绘制两个因素共同对空间分辨率的影响图,如图15所示。空间分辨率与磁性粒子粒径的三次方、磁场梯度一次方均成反比关系,因此改变粒径对空间分辨率的影响比改变磁场梯度对空间分辨率的影响更大,然而在实际操作中,过大粒径的粒子会更加的滞后于快速变化的驱动磁场,因此通过直接改变粒子粒径的方式来提高分辨率是不合理的,所以在系统设计时保证系统产生尽可能大的磁场梯度是十分必要的。

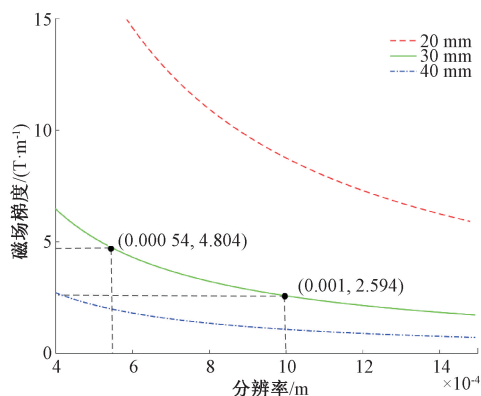


图15 粒径和磁场梯度与空间分辨率的关系

Fig. 15 The relationship among particle size, field gradient and spatial resolution

3.5 空间分辨率

目前国内研究 MPI 的团队相对较少,本课题组曾搭建的 MPI 系统的空间分辨率可达 $0.949\text{ mm}^{[19]}$,其他研究团队搭建的 MPI 系统也可实现高分辨率成像,分辨率可达 $1.7\sim 1.8\text{ mm}$,此时系统的磁场梯度约为 1.5 T/m 。国外的研究团队较多,其所设计的 MPI 系统的空间分辨率大多可达到毫米级^[16],在使用超大粒径的粒子用作示踪剂时,系统的空间分辨率可达到亚毫米级、微米级^[17],但是此种方法会直接降低 MPI 系统的信噪比。而对于本文所设计的线型零磁场系统,在使用最佳尺寸 30 nm 的磁性粒子时, MPI 的空间分辨率为 0.540 mm ,达到了 MPI 的理想状态。

4 结 论

本文针对空间分辨率问题,设计了基于圆环磁体阵列的线型零磁场系统,尤其是对静磁场结构的设计,使该系统达到了理想的空间分辨率。首先,基于 FFL 的系统,在扫描速度、灵敏度、均匀性等方面,优于在同情况下基于 FFP 的系统;其次,非封闭式的结构不限制被测物的体积,对测量过程不产生限制;最后,以圆环磁体阵列形式搭建的静磁场结构,与线圈或两磁体同极相对所搭建的结构相比,不发热且产生大磁场梯度进而实现 FFL 精细化,计算证明 4.804 T/m 梯度下使用 30 nm 磁性粒子,两个磁性粒子之间的最小距离小于 1 mm ,证明了基于圆环磁体阵列的线型零磁场系统可用于高分辨率 MPI 技术。

参考文献

[1] GLEICH B, WEIZENECKER J. Tomographic imaging using the nonlinear response of magnetic particles [J]. *Nature*, 2005, 435(7046):1214-1217.

[2] WEIZENECKER J, BORGERT J, GLEICH B. A simulation study on the resolution and sensitivity of magnetic particle imaging [J]. *Physics in Medicine and Biology*, 2007, 52(21):6363-6374.

[3] LUDEWIG P, GDANIEC N, SEDLACIK J, et al. Magnetic particle imaging for real-time perfusion imaging in acute stroke [J]. *ACS Nano*. 2017, 11(10):10480-10488.

[4] YU E, BISHOP M, ZHENG B, et al. Magnetic particle imaging: A novel in vivo imaging platform for cancer-detection [J]. *Nano Lett*, 2017, 17(3):1648-1654.

[5] ORENDORFF R, PECK A J, ZHENG B, et al. First in vivo traumatic brain injury imaging via magnetic particle imaging [J]. *Physics in Medicine & Biology*, 2017, 62(9):3501-3509.

[6] ZHENG B, SEE M P V, YU E, et al. Quantitative magnetic particle imaging monitors the transplantation, biodistribution, and clearance of stem cells in vivo [J]. *Theranostics*, 2016, 6(3):291-301.

[7] SIGOVAN M, BOUSSEL L, SULAIMAN A, et al. Rapid-clearance iron nanoparticles for inflammation imaging of atherosclerotic plaque: Initial experience in animal model [J]. *Radiology*, 2009, 252(2):401-409.

[8] WEIZENECKER J, GLEICH B, BORGERT J. Magnetic particle imaging using a field free line [J]. *Journal of Physics D Applied Physics*, 2008, 41(10):105009-105011.

[9] KNOPP T, ERBE M, BIEDERER S, et al. Efficient generation of a magnetic field-free line [J]. *Medical Physics*, 2010, 37(7):3538-3540.

[10] KNOPP T, BIEDERER S, TIMO F S. 2D model-based reconstruction for magnetic particle imaging [J]. *Medical Physics*, 2010, 37(2):485-491.

[11] KNOPP T, RAHMER J, SATTEL T F, et al. Weighted iterative reconstruction for magnetic particle imaging [J]. *Physics in Medicine & Biology*, 2010, 55(6):1577-1589.

[12] ENPUKU K, MIYAZAKI T, MORISHITA M, et al. Narrowband magnetic nanoparticle imaging using cooled pickup coil and gradient field [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2015, 54(5):057002.

[13] BAI S, HIROKAWA A, TANABE K, et al. Narrow-band magnetic nanoparticle imaging using orthogonal gradient field [J]. *Transactions of the Magnetics Society of Japan*, 2015, 39(5):216-219.

[14] SASAYAMA T, TSUJITA Y, MORISHITA M, et al. Three-dimensional magnetic nanoparticle imaging using small field gradient and multiple pickup coils [J].

- Journal of Magnetism & Magnetic Materials, 2016, 427(apr.): 144-150.
- [15] MUTA M, TSUJITA Y, MATSUO M, et al. Three-dimensional magnetic particle imaging utilizing multiple pickup coils and field-free line [C]. 2017 16th International Superconductive Electronics Conference (ISEC). Force and Parametric Resonances. Sorrento: IEEE, 2017:1-3.
- [16] ZHONG J, SCHILLING M, LUDWIG F. Spatial and temperature resolutions of magnetic nanoparticle temperature imaging with a scanning magnetic particle spectrometer [J]. Nanomaterials, 2018, 8 (11): 866-878.
- [17] TAY Z W, HENSLEY D, MA J, et al. Pulsed excitation in magnetic particle imaging[J]. IEEE Transactions on Medical Imaging, 2019:2389-2399.
- [18] 包尚联, 尤剑颖, 何群, 等. 0.5 T 永磁 MRI 系统及相关技术的研究进展[J]. 仪器仪表学报, 2010, 31(3):612-617.
- BAO SH L, YOU J Y, HE Q, et al. Research on 0.5 T permanent magnet MRI system and MRI new technologies [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2010, 31(3):612-617.
- [19] 祖婉妮, 柯丽, 杜强, 等. 开放式磁性纳米粒子断层成像线型旋转零磁场设计[J]. 电工技术学报, 2020, 35(19):4161-4170.
- ZU W N, KE L, DU Q, et al. Electronically rotated field free line generation for open bore magnetic particle tomography imaging[J]. Transactions of China Electro-technical Society, 2020, 35(19):4161-4170.
- [20] 李冰清, 赵子健, 常发亮. 超声波 CT 温度场重建算法研究综述[J]. 电子测量与仪器学报, 2016, 30(1):1-10.
- LI B Q, ZHAO Z J, CHANG F L. Summary of study on temperature-field reconstruction algorithms using ultrasonic CT[J]. Journal of Electronic Measurement and Instrumentation, 2016, 30(1):1-10.

作者简介



姜策, 2018 年于沈阳工业大学获得学士学位, 现为沈阳工业大学硕士研究生, 主要研究方向为生物医学成像与图像处理技术。
E-mail: 1484017150@qq.com

Jiang Ce received his B.Sc. degree from Shenyang University of Technology in 2018. He is currently a master student at Shenyang University of Technology. His main research interests include biomedical imaging and image processing technology.



柯丽(通信作者), 2005 年于中国科学院长春光学精密机械与物理研究所获得博士学位, 现为沈阳工业大学教授, 主要研究方向为生物电磁成像。

E-mail: keli@sut.edu.cn

Ke Li (Corresponding author) received her Ph.D. degree from Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences in 2005. She is currently a professor at Shenyang University of Technology. Her main research interest is bioelectromagnetic imaging.