arXiv:2611.29108v1 [physics.med-ph] 22 Nov 2026

研究论文 开放获取

磁共振成像采集参数对磁共振水听器测量的影响

Hunter Harris[1] | Ethan Bryan[3] | Nathan Thyberg[1] | Spencer Greding[1] | Hyrum Mangum[1] | Katia Oler[1] | Davi Cavinatto[2] | Taylor Webb[2] | Steven Allen[1]

[1]电气与计算机工程，杨百翰大学，普罗沃，犹他州，美国 | [2]放射学与影像科学，犹他大学，盐湖城，犹他州，美国 | [3]机械工程，杨百翰大学，普罗沃，犹他州 |

收稿：日期待定 | **修订：**日期待定 | **接收：**日期待定

摘要

目的： 表征磁共振水听器（MRH）测量准确度和精密度对磁共振采集参数变化的响应。**方法：** 将人体兼容的MRH线圈与凝胶仿体中的500 kHz超声换能器耦合。在改变MRI磁体孔径内的平面内分辨率、层厚、编码时间和设备方向的同时，于3T扫描仪中重复进行MRH采集。将编码线圈附近感兴趣区域（ROI）内声压估计值的平均值和标准偏差，与使用校准水听器在水槽中对同一换能器测得的结果进行比较。随后估计MRH扫描的准确度和精密度，以及最大探测深度。**结果：** 在高信噪比（SNR）条件下，MRH测得的平均压力与水听器获得的结果高度一致，且不存在一致性的测量偏差。然而，体素尺寸过大或过小会导致测量低估，这与理论预期一致。即使仅旋转 15° 使其偏离MRI磁体孔径的轴向，也会产生比编码梯度线圈偶极子模型预测值更大的测量低估。增加编码时间可提高测量精密度，但提高程度低于理论预期。**结论：** 磁共振采集参数会显著影响MRH测量的准确度和精密度。

1 引言

经颅超声神经调控（TUSN）旨在通过换能器将低强度超声波穿过完整的头皮和颅骨传入大脑，以治疗心理健康障碍。这些波携带热能和机械能，进而调节神经活动 [3]。然而，颅骨衰减和像差一直是实现可靠 TUSN 的障碍。人类颅骨的声学特性存在极大的多样性 [

23, 5, 4] 这些因素共同作用，可能改变大脑内部测得的压力。声传输、衰减和像差会随超声入射位置 [26, 2] , 、超声入射角度 [32] , 、颅骨各层的组成 [4, 10, 33, 22], , 甚至颅骨表面与换能器之间的距离 [15]而变化。如果没有某种机制来检测并补偿这些变化，声学焦点的振幅、形状和位置可能会偏离临床医生预期的治疗目标。

磁共振成像（MRI）是一种测量经颅生物医学超声的理想技术。MRI能够可靠地采集骨骼下方的信号，并在大脑内提供出色的软组织对比度。我们的实验室此前开发了一种适用于人体的磁共振水听器（MRH）原型 [20, 21]，能够以非侵入方式可视化组织仿凝胶中的声波传播。该原型旨在以非侵入方式捕获声学信息

在颅骨衰减并产生像差后，仍能获取大脑内部的信息。该技术建立在20世纪90年代末开展的研究基础之上：通过体素相位编码声位移与敏化磁场梯度之间的相关性 [28, 24]。部署适用于人体的磁共振水听器需要操作者选择MRI脉冲序列采集参数。这些选择包括分辨率、编码时间以及扫描仪孔径内的方向等MRI采集参数。尽管这些参数会影响磁共振水听器测量值对超声的准确度和精密度，但此前从未以系统方式进行研究。

本研究旨在表征 MRI 采集参数对 MRH 准确度和精密度的影响。具体而言，本研究希望建立关系和模型，为未来 MRH 操作者的设计选择提供指导。所研究的参数包括 MRI 扫描的平面内分辨率和层面分辨率、MRH 编码线圈的旋转角度，以及 MRI 采集回波时间。手稿将首先从理论上分析这些参数对简单磁共振水听器数学模型的影响。随后，将介绍一项实验研究，探究这些参数对 MRH 精密度和准确度的影响。

2 理论

本节回顾已建立的 MRH 模型，然后推导 MRH 准确度和精密度与 MRI 脉冲序列参数之间的理论关系。

2.1 磁共振水听器综述

在其开创性研究中，Plewes 和 Walker [28] 求解了以下关系：当粒子因振幅为 $\xi(t,x)$ 的单色平面波而发生声学振荡时，其横向磁化的相位角 $\theta(t,x)$ 与振荡磁场梯度 G(t) 之间的关系。当粒子和磁场的振荡频率相同时，且梯度场与平面波共线时，磁化的相位可表示为

$$\theta(t,x) = \frac{\gamma G \xi t}{2} \sin\sin(\theta_n - kx + \phi_o) \tag{1}$$

其中，θ_n 是由操作者控制的相位偏移，存在于驱动粒子振荡的系统与使梯度场振荡的系统之间；ϕ_o 是这两个系统之间的内禀相位延迟；x 是波传播方向与磁场梯度方向所沿轴线的坐标；k 是声波的波数。在这种情况下，MRH 压力定量首先要设计 G、t 和 θ_n，以便稳健地测量体素相位 $\theta(t)$；然后估计 ξ；最后转换为声压 [8]。

术语 $\sin\sin(\theta_n - kx)$ （1）会成为估计 ξ 时的混杂因素，因为声学振荡与敏感化磁场之间的初始相位可能未知。此外，即使已知 $\sin\sin(\theta_n - kx)$ 但其值较小，若将该项纳入考量，也可能使噪声在 ξ的估计中被放大。我们可以借鉴 MRI 弹性成像中的一种替代方法：进行多次采集，使 θ_n 以 $\Delta\theta$为间隔递增，并在 0 到 2π [13] 之间均匀分布。我们将该方法表述为

$$\xi \sin\sin\left(n\Delta\theta - \vec{k}\cdot\vec{r} + \phi_o\right) = \frac{2}{\gamma t G \xi}\left[\theta_n + \epsilon_n\right] \tag{2}$$

其中，n 是一个从 0 变化到 $\frac{2\pi}{\Delta\phi}$、总共经过 N 步的整数，ϵ_n 是样本噪声。只要满足 $\Delta\phi \le \pi$，就可以通过傅里叶分析恢复 ξ。

出于稍后将说明的原因，本手稿采用傅里叶相位回绕方法来估算 ξ。在此方法中，首先计算 $\xi \sin\sin(n\Delta\phi - \vec{k}\cdot\vec{r})$ 在频率 $\frac{\Delta\phi}{2\pi}$处的离散傅里叶变换，并将结果乘以因子 $\frac{2i}{\sqrt{N}}$，从而得到 ξ：随后对由项 $\vec{k}\cdot\vec{r}$产生的频谱中的复相位进行回绕，并取结果的实部：

$$\hat{\xi} = \mathrm{Re}\left\{\frac{2i}{\sqrt{N}}\,\mathrm{FT}\left\{\sin\left(n\Delta\phi - \vec{k}\cdot\vec{r} + \phi_o\right) + \epsilon_n\right\}_{f=\frac{\Delta\phi}{2\pi}} e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} + \hat{\phi}_o)}\right\} \tag{3}$$

其中，Re{} 表示仅保留实部，ϕ_o 是对固有相位差 ϕ_o的某种估计。该公式假设波数k已知且置信度很高。对于大多数水性组织，样本之间及不同组织类型之间的波数变化最多为15% [9, 14, 17]。

2.2 分辨率

式（1）所述关系未考虑磁共振成像系统固有的有限空间分辨率。本节将把分辨率和噪声纳入MRH模型。

2.2.1 体素大小

根据其他文献中发表的公认结果 [17]，，MRI体素信号可描述为底层磁化模式与体素灵敏度函数的卷积 [19]，并叠加额外的噪声贡献 [12]。

$$M(x,y,z) = \int_{-\infty}^{\infty} M(x',y',z')S(x'-x,y'-y,z'-z)\,dx'\,dy' + \epsilon(x,y,z) \tag{4}$$

其中，S(x,y,z) 为体素灵敏度函数，$\epsilon(x,y,z)$ 为零均值、双变量、高斯加性噪声 [12, 1, 6]。灵敏度函数的形状和宽度从根本上决定了图像分辨率，并取决于所采用的 k 空间采样模式和重建程序。灵敏度函数也可视为一种滤波器，用于衰减横向磁化模式中的高空间频率成分。设计不当的灵敏度函数可能会削弱有关所施加超声波束的信息。

根据（1），MRH采集的空间频率成分在很大程度上取决于超声的频率以及相关组织的声速。在大多数软组织中，声速变化幅度不到 15% [7, 11]。因此，如果已知超声频率，就可以较准确地预测波数。此外，ξ 在 TUSN相关声压和频率下，其范围为数十至数百纳米。因此，$|\theta(t,x)|$预计小于 1 弧度。在小角度近似下，超声波数 k 因而主导了TUSN相关横向磁化的空间频率。因此，若体素分辨率会衰减波数为 k 的空间频率，就会在测量中引入低估偏差。

2.2.2 噪声

体素分辨率也会影响 MRH压力测量的信噪比。众所周知，信噪比会随着体素体积的增大而降低 [18]，并限制MR扫描的最低可检测分辨率 [29]。样本噪声通过两种途径影响式（3）的计算。首先，样本噪声 ϵ_n会直接改变位移估计值 ξ。在大多数成像条件下，像素相位中的样本噪声呈高斯分布，且均值为零 [12]。相位回卷方法保留了这些特性。其次，固有相位差 ϕ_o 通常根据观测数据估计。样本噪声会改变这一估计值。假设 ϕ_o 也服从均值为 ϕ_o、标准差为σ_ϕ的高斯分布，则式（3）可简化写为。

$$\hat{\xi} = \xi \cos\cos(\epsilon_\phi) + \epsilon_\xi \tag{5}$$

其中，ϵ_θ 和 ϵ_ξ均为均值为零的高斯分布。只要 $|\epsilon_\theta| < \pi$，那么 ξ 平均而言就会倾向于低估真实的位移向量。

综合来看，对体素灵敏度函数和噪声影响的分析表明，理想分辨率可以视为两个相互竞争因素之间的平衡。较小的体素会降低因滤除相关声学信息而导致低估的可能性，但也会增加因噪声而导致低估的可能性。选择相位回绕方法来估计，是因为它会使平均估计压力与体素大小之间呈现这种凹形关系。

2.3 与 MRH 孔轴的夹角

MRH 的运行要求操作者选择编码线圈和超声源的放置位置及朝向。同时，公式 (3) 假设敏化场梯度和声位移均与 MR 孔轴共线。实际中，这一假设可能并不成立。

。任意传播方向的影响可以通过以下方式建模：假设磁场梯度沿某个矢量 G 发生，且超声位移由沿波矢 k 传播的单色平面波及位移振幅矢量 ξ组成。在这些假设下，（2）的矢量形式可表示为

$$\theta(t,\vec{r}) = \frac{\gamma t(\vec{G}\cdot\vec{\xi})}{2}\sin\sin\left(\phi - \vec{k}\cdot\vec{r}\right) \tag{6}$$

其中，r 替代 x 作为独立空间变量。梯度与声位移矢量之间的点积清楚地表明，当位移模式逐渐失去与梯度场的共线性时，MR体素相位的灵敏度也会降低。

对于任何实用的 MRH 线圈设计，G 的空间变化还存在一种更微妙的关系。无论编码线圈放置在何处，其对运动的灵敏度仍由 $\frac{db_z}{d\xi}$ 决定，而众所周知，磁场的旋度要求 bz 及其梯度在空间上发生变化。

G 的空间变化还可能取决于角度 θ_c，即编码线圈的轴与 MRI 磁体孔轴之间的夹角。这个角度至关重要，因为人类颅骨呈圆形，在 TUSN 期间，MRH 编码线圈可能会旋转至与 MRI 磁体孔轴斜交，并贴合颅骨表面。

将线圈旋转 θ_c 与相对于 MRI 磁体孔轴以角度 θ_ξ 斜向传播的超声相结合，其影响可以通过将编码线圈的磁场近似为强度为 m 的偶极磁场来直观地观察。如附录 A 所示，沿角度 θ_ξ、位于位置 $((r,\phi))$ 处的编码梯度灵敏度可写为

$$G_\xi(r,\phi) = \frac{\mu_o m}{4\pi r^3}\left[G_{\hat{r}}\cos\cos(\theta_\xi) + G_{\hat{\phi}}\sin\sin(\theta_\xi)\right] \tag{7}$$

其中

$$G_{\hat{r}} = -\frac{3}{r}\left[\cos\cos\cos(\phi)\cos(\phi-\theta_c) + \cos(\theta_c)\right] \tag{8}$$

$$G_{\hat{\phi}} = \sin\sin(2\phi-\theta_c) \tag{9}$$

尽管MRH电磁铁的真实磁场偏离偶极场，但本示例说明，MRH系统的灵敏度高度依赖于电磁铁的角旋转、超声传播的角度以及测量场的方位角坐标。本研究假设，在旋转过程中，MRH精密度将随旋转而降低。

2.4 回波时间

根据（1），MRH相位信号幅度会随着电磁铁能够与超声振动同时运行的时间增加而增大。在理想条件下，当操作者能够使MRH脉冲序列尽可能长时间地累积相位时，观测到的信号水平将达到最大值。然而，MR信号幅度的T2衰减会影响MR信号相位中的噪声水平 [12]。MRH测量的信噪比（SNR）作为编码时间和回波时间的函数，其变化规律与MR测温相似 [25],，其中信噪比随编码时间增加，而噪声则随衰减的倒数增加。我们假设这一关系为

$$\mathrm{SNR}_\theta \propto (\mathrm{TE}-c)e^{-\frac{\mathrm{TE}}{T_2}} \tag{10}$$

其中，SNR_θ 为MRH测量的信噪比，TE为脉冲序列的回波时间，c为脉冲序列中用于成像梯度、射频脉冲及MRH编码以外功能的时间。该方程在TE=T2+c时达到最大值。因此，操作者选择回波时间时必须考虑组织的T2

3 方法

为通过实验考察体素大小、编码时间和线圈角度与MRH精密度及准确度之间的关系，本研究采用了一套定制实验装置，可调整各项参数的设置。随后，研究将所得的MRH精密度和准确度与校准水听器测得的声压场进行比较。以下将介绍这些方法。

3.1 MRH线圈设计与表征

人体兼容MRH编码线圈及驱动系统的设计、构建和表征遵循Passe-Carlus等人所述的方法 [21]。简而言之，编码线圈由利兹线制成的圆形绕组构成，其直径和匝数经过最大化设计，以使线圈在距线圈表面30 mm深度处产生的场梯度达到最大。使用特斯拉计（F71，Lake Shore Cryotronics，Westerville，

OH）连接定制的三轴定位台，对线圈的磁场进行扫描。特斯拉计以0.5 mm的步长，在一条横穿线圈直径的平面内进行光栅扫描，该测量平面宽78 mm、长156 mm。通过应用三阶有限差分格式获得梯度。随后保留该图谱以供后续使用。

3.2 换能器

实验装置采用了一款定制的单元平面圆盘换能器，其中心频率为500千赫兹。该换能器由一片直径32 mm的压电陶瓷圆盘（Stiener Martin inc）制成，并封装在3D打印的SLA外壳中。换能器由函数发生器（SDG2042X，Siglent，美国俄亥俄州索伦）和放大器（240 L，E&I，美国纽约州罗切斯特）驱动，两者之间未连接匹配网络。除改变回波时间的情况外，声发射由两个19.2 ms的音调突发组成，两者之间间隔一个磁共振成像脉冲序列的自旋回波射频脉冲。驱动电压为200 V峰峰值，实验过程中通过示波器进行监测。
按照Passe-Carlus等人的方法，绘制了换能器声场图 [29]。简言之，将一支校准过的针式水听器（HNR-1000，Onda，美国加利福尼亚州桑尼维尔）置于三轴平台上，以0.5 mm的步长在穿过换能器圆盘直径的平面内进行栅格扫描，视场为64 mm × 100 mm。换能器由一个150 V峰峰值、500千赫兹的音调突发驱动。使用数字示波器（SDS2104X，Siglent，美国俄亥俄州索伦）测量每一步的水听器信号。对水听器信号进行窗函数处理，使其包含20个完整的稳态周期，并通过快速傅里叶变换求得500千赫兹处的信号幅度。随后根据水听器的校准灵敏度值将该幅度换算为压力。由于换能器未聚焦且工作带宽较窄，因此未对空间平均或非均匀频率响应进行校正 [30, 31]。

3.3 装置

换能器和线圈分别放置在一个中空亚克力圆筒的两端。该圆筒直径为 50 mm，长度为 75 mm。圆筒内装有 7% w/w（250 Bloom，Vyse Gelatin，美国北卡罗来纳州莫里斯维尔）明胶与脱气去离子水的混合物，配制方法如 Passe Carlus [21] 所述。在圆筒一端，带有硅胶垫圈的 3D 打印 SLA 外壳系统将换能器外壳固定在圆筒上，两者之间留有 10 mm 间隙，并确保水密封。凝胶与换能器表面之间的空间填充了脱气去离子水，以实现声耦合。凝胶的另一端固定在厚 10 mm 的声吸收体上，其构造由 Thyberg等人 [27] 描述。在 500千赫兹下，与平整铝板相比，该吸收体可使反射声功率降低 80%。吸收体的另一侧固定在 MRH线圈上。

整个外壳系统还包含3D打印定位夹具，使外壳能够相对于MRI磁体孔轴以可重复的角度旋转。外壳还确保换能器的中心轴与编码线圈的中心轴共线。图1 展示了装置的照片，其中包括安装结构、换能器、凝胶支架和编码线圈。

通过制作一个已知体积的圆盘并用数字秤测量其重量，直接测定明胶密度。在500kHz [34] 下，采用脉冲回波法测量明胶声速，并根据水槽中的水温校正水中的声速 [16]。通过透射实验 [34]发现，平均凝胶压力衰减小于.05 dB cm^{-1} 。

3.4 基础MRH脉冲序列

将装置放置在商用3特斯拉磁共振成像扫描仪（Vida，西门子，埃朗根）的等中心。设置冠状扫描平面，使其穿过外壳中的基准标记；这些标记指示的平面与表征编码线圈和换能器时测量的平面相同。该平面采集了换能器声场轴向和横向尺寸的信息。随后，在装置下方放置8通道脊柱阵列线圈，并在其上方放置18通道腹部线圈。

MRH采集采用 Passe-Carlus 等人和 Walker 等人所述的单层、单自旋回波脉冲序列。 [21, 28]除非下文另有说明，采集参数为：TE/TR：60/1000 ms，视场：128 x 128 mm，分辨率：0.5 x 0.5 x 5 mm，矩阵大小：256 x 256 x 1，层厚：5 mm，带宽：130 Hz/pixel，超声编码时间：34.5 ms，总采集时间：260 s。每次采集之间设有 1 分 40 秒的冷却时间。

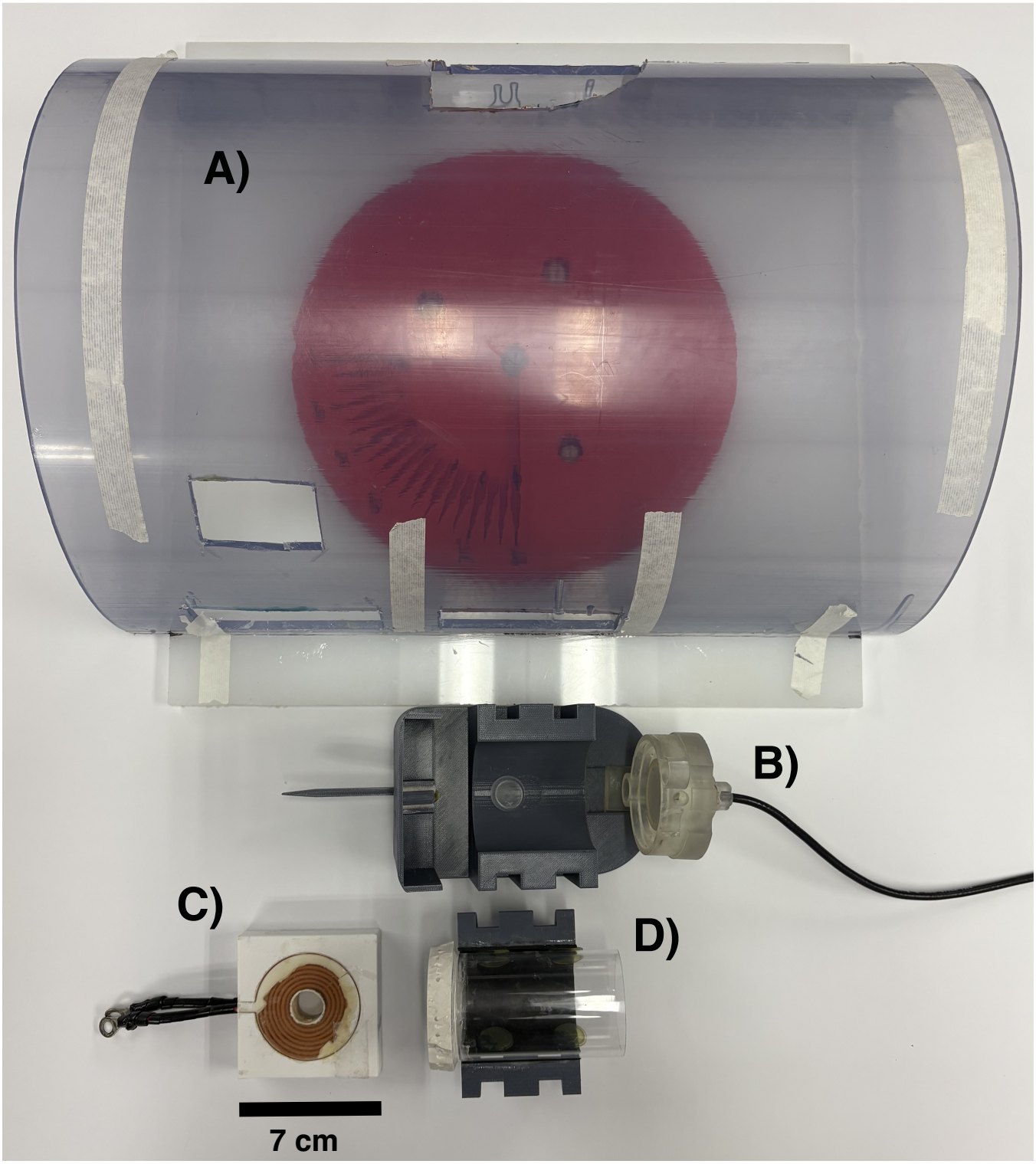

图 1 | 本研究使用的实验装置，包括：A）用于控制凝胶外壳旋转角度的安装结构，以及腹部线圈的安装面（图中未示出）；B）换能器（已连接同轴电缆）以及用于安装凝胶和编码线圈的安装结构；C）带有特氟龙保护层和硅胶外壳的 MRH 编码线圈；D）带有声吸收体的圆柱形凝胶模具。

对于下文所述的每种实验排列，序列均重复 4 次，并将相位偏移 θ_n 旋转 $\frac{\pi}{2}$ 个增量。此操作使每次采集的总扫描时间 τ（包括延迟）增加至 24 分钟。采集时，我们按以下方式调整 MRI 扫描参数。

3.5 分辨率变化

为考察平面内体素分辨率的影响，基础序列中的所有参数（包括层厚）均保持不变，同时将序列的矩阵大小从 64 x 64 个体素逐步调整至 512 x 512 个体素。由此，所考察的面内体素长度分别为 2、1、0.67、0.5、0.4、0.33、0.29 和 0.25 mm。这一分辨率范围旨在从低于预期 3 mm 超声波长的 112，扩展至该波长的 [2,3]。相应地，基础序列的采集时间从 64 s 到 512 s 不等。

为考察层厚的影响，再次重复基础序列采集，但这次将层厚调整为 5.0、4.5、4.0、3.5、3.0、2.5、2.0 和 1.5 mm。这样仅改变了换能器横向维度上的分辨率，而未改变平面内分辨率或总扫描时间。

3.6 角度变化

为考察MRH编码线圈旋转和超声传播角度的影响，在凝胶圆柱体与编码线圈的接触中心处旋转整个外壳装置，并以0、15、30、45、60、75、90度的角度重复基础序列。这些旋转对应的线圈旋转角度分别为0、15、30、45、60、75、90度，而声传播角度则为相应旋转角度加180度。

3.7 TE变化

为考察回波时间变化的影响，序列回波时间依次设为 <Insert> ms。随着回波时间增加，自旋回波射频脉冲的两半各自增加了“死区时间”，在此期间，所有声脉冲和编码梯度脉冲均关闭。因此，声脉冲和梯度脉冲相应延长，以填补这段死区时间。这样得到的超声编码时间分别为17.288ms、38.488ms、62.8ms和86.8ms。由于序列重复时间保持不变，编码线圈的占空比分别为1.7%、3.8%、6.3%和8.6%。

3.8 压力计算

对于所有实验，采集的磁共振图像均导入 MATLAB(R2026a, The MathWorks，马萨诸塞州纳蒂克)进行分析。水听器测得的声场以及特斯拉计测得的磁场梯度，均经过手动旋转，并与幅度磁共振图像中可见的基准标记配准；随后通过最近邻算法将其插值到磁共振图像的分辨率和体素位置。对于旋转实验，首先使用双线性插值算法将采集的图像旋转至与其他所有采集图像对齐。

随后使用理论部分所述的相位回绕方法计算声位移。相位斜率 $\vec{k}\cdot\vec{r}$ 和相位偏移 ϕ_o 均直接从每幅图像中按如下方式估计。首先，根据（2）对原始体素相位进行缩放。随后沿 N 个相位步进行逐体素傅里叶变换，并在 $\frac{\Delta\phi}{2\pi}$ 频率处进行计算；然后将所得复数的逐体素相位拟合到线性模型 $y=kx+\phi_o$，该过程分为两步。第一步，在手动选择的、没有相位缠绕的区域内进行拟合，以获得 k 和 ϕ_o 的初始估计值。随后利用这些初始估计值，对傅里叶变换所得复数值结果中的复相位进行回绕，从而去除相位缠绕，但会留下残余相位。回绕后，在整个测量区域内进行第二次拟合，并利用所得结果对残余相位进行回绕。根据（3）对所得数据进行缩放，并保留每个体素的实部用于分析。随后，将所得位移值乘以明胶声速和密度，以及声波的频率，转换为压力，具体如 Walker 和 Plewes 所述[28]。

分析针对一个 14 mm × 30 mm 的感兴趣区域（ROI）进行，该区域与最靠近编码线圈的凝胶表面相接。ROI 的 14 mm 宽度是根据声束的半高全宽选定的。由于 MRH 精密度可能随距编码线圈深度的增加而迅速下降，因此将该 ROI 细分为一个 “ 最高置信度 ” 区域，包含 ROI 30 mm 长度中最初的 6 mm。对最高置信度感兴趣区域内逐体素的压力估计值取平均，得到均值压力估计值。压力估计值的标准差根据同一组体素计算。测量信噪比（SNR）通过对最高置信度感兴趣区域内所有随深度变化的 SNR 取平均来计算。

适用于人体的磁共振水听器设计会随着与编码线圈距离的增加而放大噪声，从而将压力估计限制在靠近线圈的区域。为量化采集参数对MRH灵敏深度的影响，本研究通过将最高置信度感兴趣区域内的平均压力除以

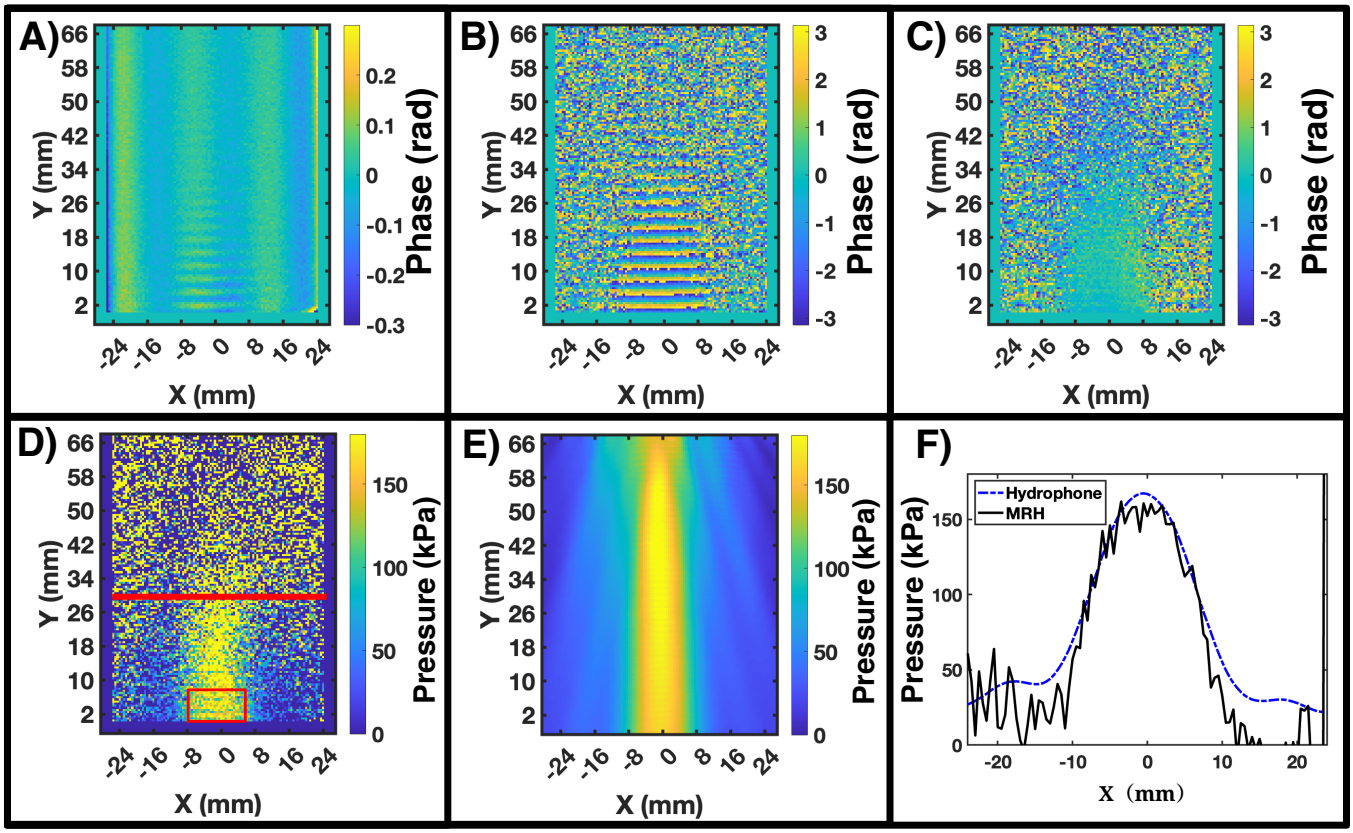

图 2 | (A) 使用 $\theta_n = 3\pi/4$ 采集的磁共振相位图像示例，矩阵大小为256个体素。MRH引起的相位累积表现为水平线，而线圈引起的相位延迟则产生垂直线。(B) 傅里叶变换和滤波步骤生成的复相位图像。该相位对应于声传播延迟。(C) 两步回绕过程后生成的复相位。回绕消除了几乎所有由传播延迟产生的相位。(D) 相位回绕后的MRH压力估计。红框表示最高置信度感兴趣区域，实心红线表示本实验的最大探测深度。(C) 波束同一区域内的水听器压力估计。(D) 感兴趣区域内MRH和水听器压力估计值的逐行平均值，显示两者的波束宽度和峰值压力相似。

较大感兴趣区域内压力值的逐行标准差，计算出随深度变化的信噪比。随后，通过确定距离线圈表面最近且有两行相邻行产生的信噪比小于或等于1的情况，确定最大检测深度。

4 结果

水听器测量结果显示，在远场，声平面波呈发散状；距换能器表面10 mm处、位于最高置信度感兴趣区域内时，换能器产生的峰值压力值为167 kPa，半高全宽（FWHM）为15.5 mm。磁共振相位图像呈现特征性的正弦振荡，其波长与明胶中约3 mm的预期波长相符。灵敏度随深度增加而降低，这与先前的研究结果一致 [21, 27]。图2 展示了一幅具有代表性的原始磁共振相位图像，以及傅里叶变换操作生成的复相位图像，分别为两步相位回绕步骤前后。图中还展示了由此得到的MRH压力图、水听器生成的对应图像，以及测得声束的平均剖面线。最高置信度感兴趣区域和最大探测深度分别以红框和红线标示。较低的信噪比会在压力估计中引入高斯散斑，且随深度增加而加重。两步相位回绕过程在高置信度区域内仅产生极少的残余相位。感兴趣区域内声束的形状和强度与校准水听器测得的结果吻合良好。

在较长的扫描时段内，凝胶仿体的温度升高。在大多数实验中，凝胶变暖，但未发生相变。然而，当序列的回波时间（TE）增加时，编码线圈的占空比及相应的平均热功率输出也随之增加。我们观察到，在回波时间最长的实验中，凝胶熔化了。这种材料相变表现为凝胶幅度信号强度的显著变化。该强度变化的边界从线圈表面向远离线圈、朝换能器的方向移动，在

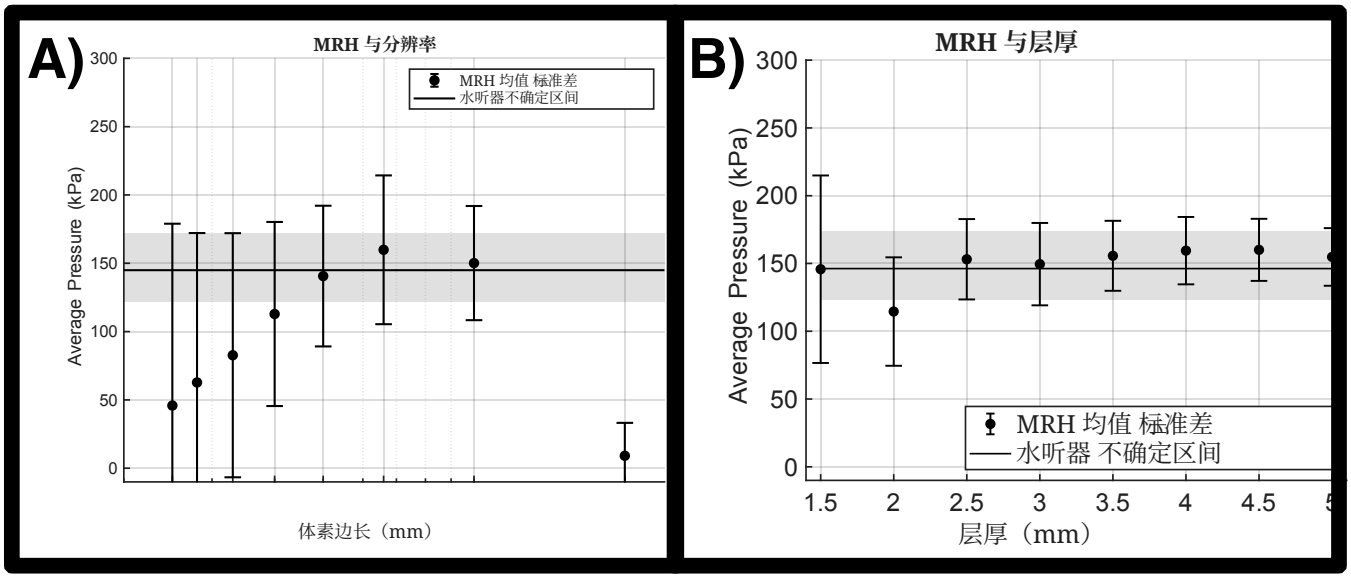

图 3 | 最高置信度感兴趣区域内 MRH 压力值的均值和标准差随平面内分辨率和层厚的变化。图中还标出了水听器在同一区域测得的压力均值和标准差。较大的体素尺寸会降低测量标准差，但也可能导致测量低估。受噪声影响，较小的体素尺寸也可能导致测量低估。

由 θ_n 相位增量返回的图像中。驻波以相位信号中的波纹形式出现在1 2 波长处，但并未立即显现。

4.1 基础分辨率

图 3A 绘制了最高置信度感兴趣区域内评估的压力均值和标准差随面内体素长度的变化，并显示了水听器在距换能器相同距离处测得的压力均值和标准差。该图呈现出 II.b 节所预测的凸形。体素长度为 0.5 至 1 mm 时，所得压力均值落在水听器测量值的 1 个标准差区间内。这些体素尺寸相当于预期波长的 16%–33%。然而，小于或大于此范围的体素都会低估水听器压力估计值，且随着体素尺寸缩小，测量标准差会增大。

图3B显示了最高置信度感兴趣区域内压力均值和标准差随层厚变化的情况。与平面内体素尺寸减小时的观察结果相似，随着层厚减小，压力估计值的标准差增大。然而，与平面内情况不同，无论层厚如何，压力均值估计值都落在水听器标准差区间内。这可能是因为在非聚焦波束的远场中，$\vec{k}\cdot\vec{r}$ 沿着垂直于波束传播的方向变化缓慢，从而限制了切片体积内的相位失相干。

4.2 TE变化

图4A绘制了测量值的均值和标准差随编码时间增加的变化。增加编码时间不会显著改变测得的平均压力。不过，随着编码时间增加，测量值的标准差会降低，但收益迅速递减。图4B绘制了测量信噪比随时间变化的曲线，并给出了对（10）的两种单独拟合。测量信噪比随编码时间增加而提高，直至约55 ms，之后信噪比似乎趋于平稳。此外，最大检测距离随回波时间从<> 增加至 <>。

（10）中提出的模型无法很好地解释观测到的信噪比与编码时间之间的关系。为尽量减少对温度的依赖，所显示的拟合被限制为使用全部四个观测到的信噪比数据点或前三个数据点。拟合还被限制为 T2 为 230 ms，该数值是通过多自旋回波序列从 25°C 的凝胶中获得的。鉴于这一 T2 值，按照本次实验所选择的回波时间，预计信噪比的平台不应出现

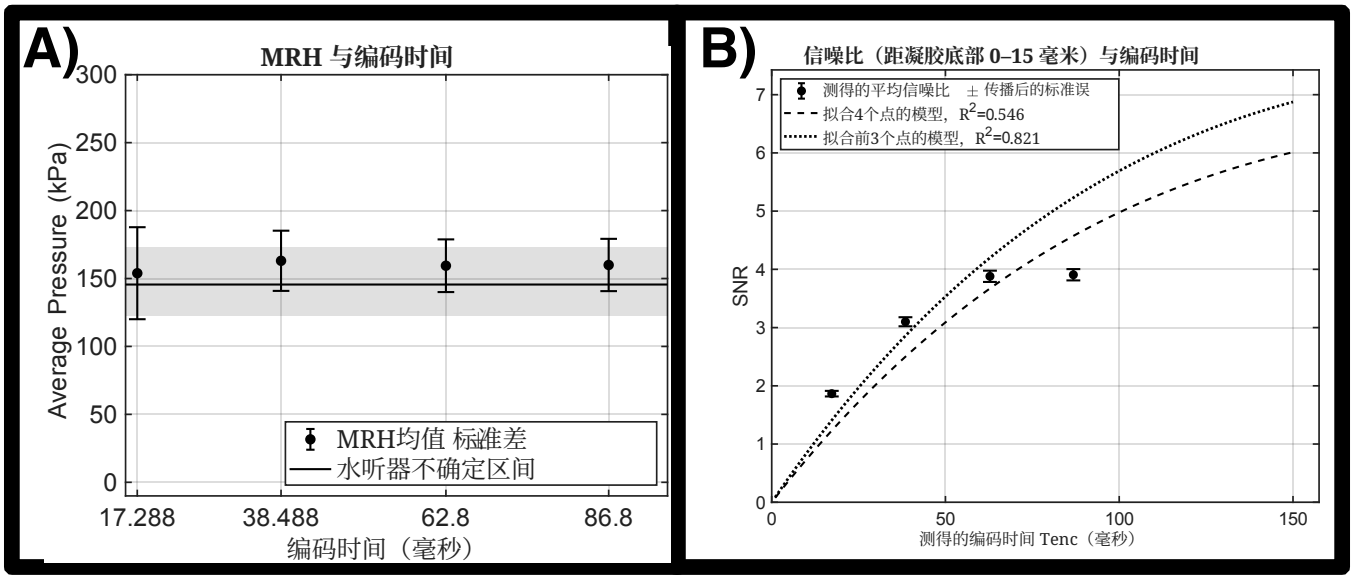

图 4 | （A）最高置信度感兴趣区域内MRH压力值的均值和标准差随编码时间的变化。图中还显示了水听器在同一区域内测得的压力的均值和标准差。（B）测量信噪比随编码时间的变化，以及根据模型（10）进行的两次拟合。测量精密度不随编码时间变化。然而，随着编码时间增加，测量精密度和信噪比均有所提高。信噪比模型对观测到的信噪比预测较差，可能是因为该模型未考虑温度导致的T1升高及其对测量信噪比的后续影响。

实验。拟合模型得出的 R^2值分别为 0.56 和 0.82。限制为三个数据点且热积累较少的拟合得出了更高的 R^2值。

4.3 角度变化

图中绘制了最高置信度感兴趣区域内压力的均值和标准差与相对于 MRI磁体孔径的角度之间的关系，见图 5。结果随 MRI磁体孔径内的旋转角度而显著变化。旋转 15° 或更大角度时，与水听器测得的均值压力相比，测量结果低估了近 50%。这种低估似乎随着旋转角度接近 90°而单调增大。在 90° 的情况下，旋转会产生异常嘈杂的估计值，感兴趣区域内压力值的标准差也异常大。所有旋转角度下观察到的低估幅度均超过了公式（3）至（5）中偶极子模型的预测值；该模型预测，在旋转 15° 时低估应为 10%，而在旋转 90° 时则达到 50%。

图 6 展示了各实验条件下测得的最大探测深度。总体而言，探测深度的变化趋势与信噪比和测量精密度相似。本研究测得的最大探测深度为 53 mm。此上限对应的面内体素长度为 1 mm。

5 讨论

本研究结果表明，磁共振成像采集参数会影响 MRH 的准确度、精密度和探测深度。例如，本研究发现，体素大小会影响准确度和精密度。这一表现与我们在 II.b节中提出的预期相符。当体素尺寸接近声场的波长，以及体素尺寸过小导致信噪比降低时，MRH 都会低估声压。这些观察结果表明，可以通过实验优化体素大小。同时，采用远大于声波波长的层厚，可能使非对称体素能够利用声场缓慢发散或汇聚的维度来提高测量信噪比，同时不损失准确度。

本研究还发现，增加回波时间始终能提高测量精密度，且不会降低准确度。然而，式（10）中提出的模型未能准确预测观测到的信噪比随回波时间发生的变化。这种表现不佳可能源于该模型无法考虑温度诱导的 T1 变化。温度升高可能也会延长 T1 并降低测量信噪比，从而削弱延长回波时间所带来的信噪比增益。本研究结果表明，MRH准确度在很大程度上取决于设备几何结构。即使角度偏差仅为 15 度，测量准确度也会迅速下降。观测到的测量低估程度

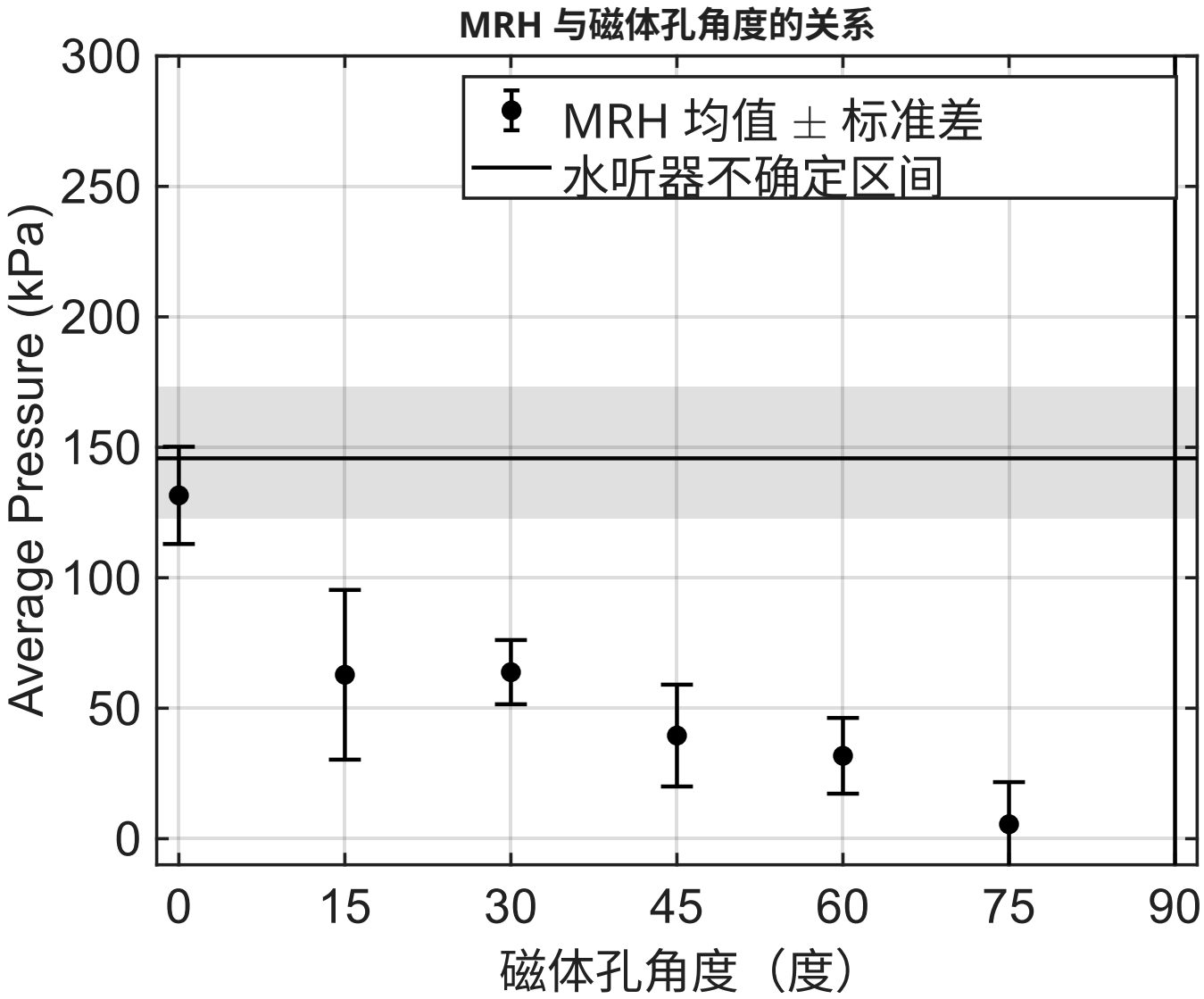

图 片 5 | 均值和标准差
孔径。MRH准确度会随着相对于孔径的旋转而迅速下降
磁共振成像相对角度与最高置信度感兴趣区域内 MRH 压力值的关系
相对于磁体孔径的第 th 次旋转。

超过了式（3）–（5）中磁偶极子模型的预测值。线圈和换能器几何结构都对磁共振水听器测量性能有很大影响。

在所有实验中，观察到的最大探测深度均与影响信噪比的采集参数相关。增大体素尺寸和编码时间都会提高探测深度。产生最大探测深度的参数通常也对应于使测量准确度和精密度达到最大的参数。例如，对于平面内体素尺寸，使用1 mm体素长度时探测深度达到最大。该体素大小还使MRH与水听器之间取得了较好的一致性。

本研究的结果对MRH开发具有重要意义。此前两项采用适用于人体的磁共振水听器设计的研究均发现，MRH低估了声压。Passe等人观察到平均12%的低估，而Thyberg等人观察到的低估幅度大得多，达到50%。相比之下，只要平面内体素分辨率保持在波长的0.16至0.66之间，本研究相对于校准水听器并未观察到压力水平低估。同时，Evans使用非人体兼容的MRH设计，也观察到可忽略的测量低估 [8]。这四项研究之间的矛盾表明，MRH测量准确度易受实验条件影响。例如，线圈对准或物体温度的微小变化可能导致测量准确度发生显著变化。

本研究还表明，体素分辨率会影响测量准确度和精密度，因此可以根据实验条件进行实验优化。对于本研究而言，理想的体素尺寸范围为波长的15%至33%；然而，真正的最佳体素大小可能会随影响测量信噪比的各种因素而变化，例如磁共振成像线圈

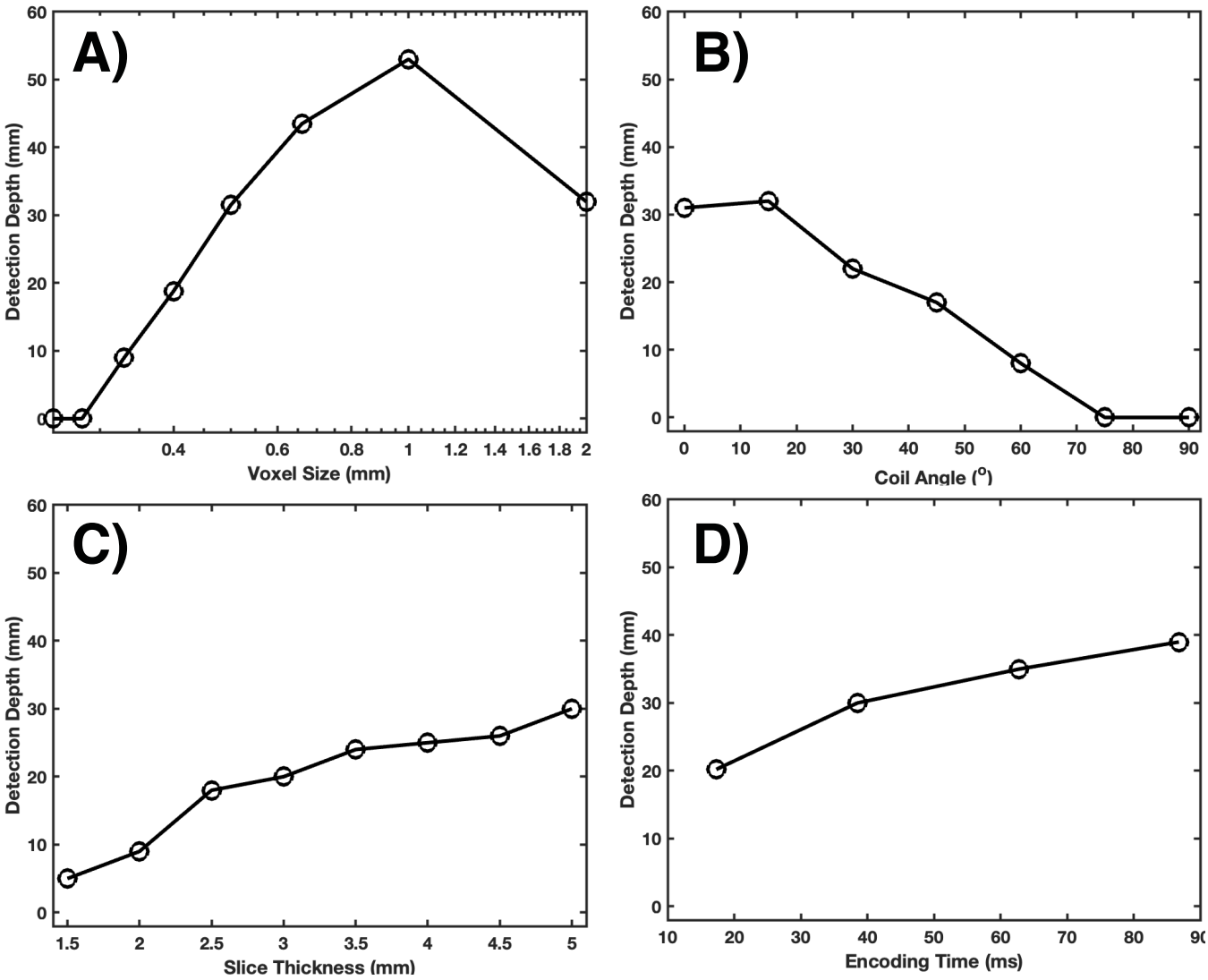

图 1 6 | 观测到的最大探测深度与 (A) 平面内体素尺寸、(B) 相对于 MRI磁体孔径的旋转角度、(C) 层厚和 (D) 编码时间之间的关系。探测深度与测量信噪比高度相关；采用 1 mm 平面内分辨率、零度旋转角度、最大层深和最长编码时间时，探测深度最大。

灵敏度或场强、样品弛豫时间，以及入射声场的振幅。对于上述每种条件，采用本文所述的相位回绕方法，可以通过选择使平均测量幅度最大化的体素大小来确定最佳体素大小。

最后，MRH采集参数必须考虑线圈发热以及成像对象中的温度波动。适用于人体的磁共振水听器编码线圈在 4% 的占空比下工作时会产生 12 W 的热量。即使占空比很低，这些热量也会改变与线圈接触的物体的局部温度。此外，提高占空比的参数也会增加热沉积，并使受试对象温度更快发生变化。例如，改变编码时间时，占空比在 1.7% 至 8.6% 之间变化。8.6% 的占空比足以使明胶样品融化。因此，为了获得稳定的测量结果，选择编码时间、重复时间、回波时间，甚至分辨率时，都必须考虑温度因素。

本研究存在若干限制，制约了其结论。例如，研究未监测凝胶温度，也未对MRH线圈进行主动控制。MRI采集参数与MRH准确度和精密度之间观察到的关系，也可能受到未观测到的凝胶温度变化的影响。例如，旋转角度导致的MRH低估程度高于预期，这种现象可能因温度升高引起的凝胶T1增加而加剧。此外，本研究未对MRI采集参数的顺序进行随机化，以抵消这一可能的混杂因素。。此外，本研究仅考察了MRH在凝胶仿体中的表现。生物组织的行为可能不同于凝胶，例如表现出不同的温度与T1之间的斜率，或启动体温调节过程。与凝胶不同，组织还表现出不均匀的声学特性（例如在脂肪-组织界面处）、不同的声学非线性

特性以及更强的声衰减。这些特征可能共同导致MRH压力估计所依据的单色平面波近似失效。最后，由于设备和操作者稳定性方面的困难，无法在每种实验条件下进行重复采集，而极长的扫描时间进一步加剧了这一问题。

6 结论

本研究发现，MRI采集参数会直接影响人体兼容型 MRHsystem 的准确度、精密度和探测深度。

参考文献

1. S. Aja-Fernández 和 A. Tristán-Vega. 磁共振成像统计噪声模型综述。技术报告 TECH-LPI2013-01，版本 2.0，Laboratorio de Procesado de Imagen，巴利亚多利德大学，2015年。网址：https: // www.lpi.tel.uva.es/sites/default/files/noise_survey_tech_report_V2.pdf。技术报告；2015年11月更新。2. A. Y. Ammi、T. D. Mast、I. H. Huang、T. A. Abruzzo、C. C. Coussios、G. J. Shaw 和 C. K. Holland. 离体人颞骨中的超声传播特性表征。《医学与生物学超声》，34(10):1578–1589，2008年。doi: 10.1016/j.ultrasmedbio.2008.02.012。3. M. S. Bobola、L. Chen、C. K. Ezeokeke、K. Kuznetsova、A. C. Lahti、W. Lou、A. N. Myroniv、N. W. Schimek、M. L. Selby 和 P. D. Mourad. 超声近期进展综述：结合疼痛诊断与治疗的背景。《当前疼痛与头痛报告》，22(9)，2018年。doi: 10.1007/s11916-018-0711-7。4. G. T. Clement 和 K. Hynynen. 超声相位与颅骨物理特性的相关性。《医学与生物学超声》，28(5):617–624，2002年。doi: 10.1016/S0301-5629(02)00503-3。5. C. W. Connor、G. T. Clement 和 K. Hynynen. 基于遗传算法优化的颅骨声速统一模型。《医学与生物学物理学》，47(22):3925–3944，2002年。doi: 10.1088/0031-9155/47/22/302。6. C. D. Constantinides、E. Atalar 和 E. R. McVeigh. 核磁共振相控阵幅度图像中的信噪比测量。《磁共振医学》，38(5):852–857，1997年。doi: 10.1002/mrm.1910380524。7. F. A. Duck.《组织的物理特性：综合参考书》。学术出版社，英格兰巴斯，1990年。doi: 10.1016/C2009-0-02755-X。8. J. W. Evans. 超声场磁共振成像的验证。硕士论文，多伦多大学，多伦多，2004年。9. A. I. Farrer、S. Almquist、C. R. Dillon、L. A. Neumayer、D. L. Parker、D. A. Christensen 和 A. Payne. 磁共振引导聚焦超声乳腺治疗的相位像差仿真研究。《医学物理学》，43(3):1374，2016年。doi: 10.1118/1.4941013。10. F. J. Fry 和 J. E. Barger. 人类颅骨的声学特性。《美国声学学会杂志》，63(5): 1576–1590，1978年。doi: 10.1121/1.381852。11. S. A. Goss、R. L. Johnston 和 F. Dunn. 哺乳动物组织经验性超声特性的汇编。II。《美国声学学会杂志》，68(1):93–108，1980年。doi: 10.1121/1.384509。12. H. Gudbjartsson 和 S. Patz. 含噪MRI数据的莱斯分布。《磁共振医学》，34(6):910–914，1995年。doi: 10.1002/mrm.1910340618。13. M. K. Kramer、A. M. Cerjanic 和 C. L. Johnson. 采用分布式广义编码的快速运动鲁棒磁共振弹性成像。《磁共振医学》，94(5):2113–2128，2025年。doi: 10.1002/mrm.30631。14. C. Labuda、W. R. Newman、B. K. Hoffmeister 和 C. K. M. Chambliss. 大脑超声衰减和声速的二维映射。《超声学》，124，2022年。doi: 10.1016/j.ultras.2022.106742。15. H. Li、I. Barnard、T. Halliwell、X. Zhang、A. Melzer 和 Z. Huang. 颅骨特性对连续波经颅聚焦超声传播的影响。《美国声学学会杂志》，157(4):2336–2349，2025年。doi: 10.1121/10.0036344。16. J. Lubbers 和 R. Graaff. 水中声速的简易精确公式。《医学与生物学超声》，24(7):1065–1068，1998年。doi: 10.1016/S0301-5629(98)00091-X。17. G. D. Ludwig. 声音在组织中的传播速度及组织的声阻抗。《美国声学学会杂志》，22(6):862–866，1950年。doi: 10.1121/1.1906706。18. D. L. Parker 和 G. T. Gullberg. 磁共振成像中的信噪比效率。《医学物理学》，17(2):250–257，1990年。doi: 10.1118/1.596503。19. D. L. Parker、Y. P. Du 和 W. L. Davis. 傅里叶变换成像中的体素灵敏度函数：在磁共振血管成像中的应用。《磁共振医学》，33(2):156–162，1995年。doi: 10.1002/mrm.1910330203。20. P.-E. Passe-Carlus、D. Cavinatto、C. Reed、E. Allen 和 S. P. Allen. 使用磁共振成像观察超声波在介质中的传播。载于：会议论文集，第4937页，新加坡，2024年。21. P.-E. Passe-Carlus、D. Cavinatto、N. Thyberg、C. Reed、T. D. Webb 和 S. P. Allen. 用于观察超声传播的人体兼容型梯度线圈。《磁共振成像》，122:110447，2025年。doi: 10.1016/j.mri.2025.110447。22. S. Pichardo、V. W. Sin 和 K. Hynynen. 新鲜离体人类颅骨纵向传播中声速和衰减系数的多频表征。《医学与生物学物理学》，56(1):219–250，2011年。doi: 10.1088/0031-9155/56/1/014。23. G. Pinton、J.-F. Aubry、E. Bossy、M. Muller、M. Pernot 和 M. Tanter. 超声在颅骨中的衰减、散射和吸收。《医学物理学》，39(1):299–307，2012年。doi: 10.1118/1.3668316。

24. D. B. Plewes、S. Silver、B. Starkoski 和 C. L. Walker. 超声场的磁共振成像：梯度特性。《磁共振成像杂志》，11(4):452–457，2000年。doi: 10.1002/(SICI)1522-2586(200004)11:4<452::AID-JMRI14>3.0.CO;2-Y。25. V. Rieke 和 K. Butts Pauly. MR测温。《磁共振成像杂志》，27(2):376–390，2008年。doi: 10.1002/ jmri.21265。26. T. S. Riis、T. D. Webb 和 J. Kubanek. 人类颅骨的声学特性。《超声学》，119，2022年。doi: 10.1016/j. ultras.2021.106591。27. N. Thyberg、D. Cavinatto、K. Oler、E. Oxborrow、H. Mangum 和 S. P. Allen. 基于磁共振的全向水听器。arXiv:2609.17793，2026年。网址：https://arxiv.org/abs/2609.17793v1。预印本，版本1，发布于2026年9月15日。28. C. L. Walker、F. S. Foster 和 D. B. Plewes. 超声场的磁共振成像。《医学与生物学超声》，24(1):137–142，1998年。doi: 10.1016/S0301-5629(97)00208-1。29. R. Watts 和 Y. Wang. Rose模型的K空间解释：噪声对MRI可检测分辨率的限制。《磁共振医学》，48(3):550–554，2002年。doi: 10.1002/mrm.10220。30. K. A. Wear. 水听器响应时空反卷积，用于线性和非线性声束——第一部分：理论、空间平均校正公式及敏感元件尺寸判据。《*IEEE*超声、铁电与频率控制汇刊》，69(4):1243–1256，2022年。doi: 10.1109/TUFFC.2022.3150186。31. K. A. Wear. 经颅神经调控系统表征中水听器空间平均校正的15分钟方法。《医学与生物学超声》，52(1):254–258，2026年。doi: 10.1016/j.ultrasmedbio.2025.09.005。32. D. N. White、J. M. Clark 和 M. N. White. 超声回波脑电图研究。VII. 超声B型和C型扫描中信息记录的一般原理，以及尸体颅骨造成的散射、反射和折射对这些信息的影响。《医学与生物工程》，5(1):3–14，1967年。doi: 10.1007/BF02478836。33. D. N. White、G. R. Curry 和 R. J. Stevenson. 颅骨的声学特性。《医学与生物学超声》，4 (3):225–252，1978年。doi: 10.1016/0301-5629(78)90054-6。34. B. Zeqiri、W. Scholl 和 S. P. Robinson. 材料声学特性的测量与测试：综述。《计量学》，47(2):S156，2010年。doi: 10.1088/0026-1394/47/2/S13。

附录

附录 A

本节推导沿任意角度 θ_ξ 方向的磁场偶极子 G_ξ 的梯度。该梯度等于 MRHsystem 对沿该角度传播的超声平面波的灵敏度。

振幅为 m、位于原点且旋转角度为 θ_c 的磁偶极子的磁场可用极坐标表示为

$$\vec{b}(r,\phi) = \frac{\mu_o m}{4\pi r^3}\left[2\cos\cos(\phi-\theta_c)\,\hat{r} + \sin\sin(\phi-\theta_c)\,\hat{\phi}\right] \tag{1}$$

该表示法假定偶极子沿方向 r 定向，其中 $\theta_c = \phi = 0$。我们还假定 MRI 磁体孔轴 z 与该方向平行。

因此，沿 z 方向的磁场分量为。

$$b_z(r,\phi) = \frac{\mu_o m}{4\pi r^3}\left[2\cos\cos\phi\cos(\phi-\theta_c) + \sin(\phi)\sin\sin(\phi-\theta_c)\right] \tag{2}$$

梯度 f $b_z(r,\phi)$ 可通过对 r 和 ϕ 求导并化简得到 d:

$$G_{\hat{r}} = -\frac{3\mu_o m}{4\pi r^4}\left[\cos\cos\cos(\phi)\cos(\phi-\theta_c) + \cos(\theta_c)\right] \tag{3}$$

$$G_{\hat{\phi}} = \frac{\mu_o m}{4\pi r^3}\sin\sin(2\phi-\theta_c) \tag{4}$$

因此，位于位置 (r,ϕ)、相对于 z 轴沿角度 θ_ξ 方向的总梯度 G_ξ 为

$$G_\xi(r,\phi) = G_{\hat{r}}\cos\cos(\theta_\xi) + G_{\hat{\phi}}\sin(\theta_\xi) \tag{5}$$

合并同类项可得公式（3）–（5）。