

储气库注采气过程动态压磁响应模拟

高永新¹, 章晨¹, 周官群^{2*}, 陈界宏³, 张学民⁴, 孙杨轶⁵, 姚程², 王振东^{6*}

1. 合肥工业大学土木与水利工程学院, 合肥 230009

2. 合肥工业大学资源与环境工程学院, 合肥 230009

3. 成都理工大学地质灾害防治与地质环境保护全国重点实验室, 成都 610059

4. 中国地震局地震预测研究所, 北京 100036

5. 中国地质大学(武汉)地球物理与空间信息学院, 武汉 430074

6. 中国地震局地球物理研究所, 北京 100081

* 通讯作者, E-mail: guanqunzhou@126.com(周官群), wangzd0626@cea-igp.ac.cn(王振东)

2025-04-19收稿, 2025-09-17修回, 2025-11-07接受, 2025-12-16网络版发表

国家自然科学基金项目(42174084、42361144794)和地质灾害防治与地质环境保护国家重点实验室开放基金项目(SKLG2025K009)资助

摘要 地下岩石孔隙流体在压力梯度下发生渗流会改变地层应力并由压磁效应引起磁场异常, 这可能是导致地磁场异常的机制之一。前人对压磁效应的研究主要停留在静态应力产生的稳态磁场变化, 没有考虑流体渗流过程产生的动态压磁响应。本文采用有限元方法模拟注气采气过程的动态压磁响应, 并研究压磁场的特点。首先, 通过均质模型模拟了短期快速注气和长期持续注气采气条件下的压磁响应; 其次, 研究了地表局部区域初始磁化强度和磁偏角异常对地表磁场分布的影响; 最后, 模拟了呼图壁储气库注气采气过程中压磁效应导致的地表磁场变化。结果表明: (1) 对于短期快速注气, 磁场在注气完成时达到峰值, 随后随时间逐渐衰减, 磁场的峰值幅度与岩石渗透率有关, 峰值时间几乎不受渗透率的影响。对于长期持续注气采气, 磁场在注气速率达到峰值后的若干天达到峰值, 随后逐渐衰减, 磁场的峰值幅度与达到峰值时间均受渗透率影响。(2) 地表磁场总场强受岩石初始磁化强度与磁偏角的共同调控, 但极性分布主要取决于磁化方向。(3) 模拟的呼图壁地区地表磁场总场强随注气采气过程呈现先增后减的趋势, 与注气期间观测的磁场变化具有较好的一致性。研究结果为今后利用地磁场异常反演地下流体的运移提供了理论依据, 同时对理解地震前地磁场异常产生机制有参考意义。

关键词 孔隙岩石, 流体渗流, 压磁效应, 呼图壁储气库, 有限元模拟

1 引言

压磁效应是指铁磁性物质在应力作用下, 磁化强度或磁化率发生改变从而产生磁场变化的现象(Breiner, 1964; 丁鉴海, 2011; 赵国泽等, 2022)。地壳作为含有铁磁性矿物的载体, 受到扰动时(地震、火山喷发、油气开采)某些区域会形成应力积累区, 进而引起地磁场出现可观测的异常变化。

前人基于构造运动对压磁效应进行了广泛研究。Wilson(1922)提出压磁效应可作为观测地震构造活动的

手段。Stacey(1963)最先开启了地震压磁效应数值模拟研究, 他假设应力在断层两侧按一定方式分布, 将应力导致的磁化强度改变等效为磁矩增量, 其类似于一个磁偶极子, 方向与断层和岩石磁化方向夹角有关, 他参照了1906年旧金山7.8级大地震释放的能量估算断层附近应力, 得到地震产生的磁场幅度达1–10 nT量级。Carmichael(1977)认为岩石圈上部15 km是产生可观测压磁场异常以进行地震预测的关键区域。Sasai(1979)将磁化强度变化表示为应力分量的线性组合, 结合表示半空间中点压强源产生应力场的Mogi模型(Kiyoo, 1958)以及半

中文引用格式: 高永新, 章晨, 周官群, 陈界宏, 张学民, 孙杨轶, 姚程, 王振东. 2026. 储气库注采气过程动态压磁响应模拟. 中国科学: 地球科学, 56(1): 383–394, doi: 10.1360/SSTe-2025-0103

英文引用格式: Gao Y, Zhang C, Zhou G, Chen C H, Zhang X, Sun Y Y, Yao C, Wang Z. 2026. Simulation of dynamic piezomagnetic response during gas injection and extraction process in gas storage. Science China Earth Sciences, 69(1): 366–378, <https://doi.org/10.1007/s11430-025-1761-7>

空间弹性位错应力场的Volterra公式,给出了点膨胀源和断层静态位错引起的磁场变化。Utsugi等(2000)则给出了一个倾斜断层产生的压磁场解析解,并计算了不同类型地震引起的磁场变化。Currenti等(2009)基于COMSOL有限元软件,对埃特纳火山导致的压磁场进行了数值模拟,发现介质的不均匀性和地形对压磁响应影响很大。宋成科(2022)建立了纯走滑和纯逆冲的简单断层模型,计算了断层滑动引起的压磁效应。这些研究为压磁效应的理论发展和实际应用奠定了重要基础,但主要关注断层静态位错引起的恒定磁场突变。

除构造运动直接引起地层应力变化外,地下流体(如地下水、石油和天然气)在孔隙岩石中的流动可会改变孔隙压力,进而影响岩石有效应力,导致应力场重新分布,在一定条件下会诱发地质灾害。程惠红等(2012)利用有限元法模拟了新丰江水库蓄水过程中的孔隙压力场变化,结果表明水库蓄水的应力变化起到触发地震的作用。戴坤等(2023)对长宁地震的发震机理进行研究,认为该地震的主震可能是由于长期流体注入导致断层强度减弱而触发的。除了直接研究流体流动与应力变化的关系外,在含铁磁性矿物的地层中,流体流动引起的应力变化会由压磁效应引起磁场变化,研究地下流体流动引起的压磁效应,可能有助于监测流体的流动和运移。

地下储气库是以地壳岩层为存储介质,通过周期性注采天然气实现调峰调控的关键设施。由于运行过程中伴随大规模气体流动可能引起周边地层显著的应力场重分布,储气库注气采气过程中的应力状态变化与断层滑动和诱发地震的产生存在一定的相关性(Zhang等, 2022; Gao等, 2023)。通过分析注气与采气过程中孔隙压力变化与地磁场变化的规律,有助于我们了解储气库周边地层的力学状态,预防储气库诱发地震产生的危害。

Wang等(2019)利用由50个站点组成的阵列对呼图壁地区的地表磁场进行了多次测量,获得了磁场在不同注采阶段的变化,发现注气过程中磁场总场强正负变化的最大振幅可达2 nT。他们将呼图壁储气库26个气井作为点源,基于Sasai(1983)提出的点压力源激发压磁场的解析公式,模拟计算了呼图壁储气库的地表磁场变化(Wang等, 2024),模拟结果与实际观测的磁场空间分布有很好的 consistency。该研究为支持地下流体渗流由压磁效应产生磁场异常提供了理论依据,但其模拟的是注气加载后的稳定磁场突变,未考虑流体注入和抽出的动态流动过程,对流体动态渗流过程中的磁场变化目前还缺乏清楚的认识。

为此,本研究针对地下储气库模型,采用COMSOL软件模拟并研究不同条件下气体流动引起的压磁响应。

首先,研究短期快速注气和长期持续注气采气条件下的磁场变化,探讨了渗透率对磁场的影响。然后,研究岩石初始磁化强度异常和磁偏角异常对地表磁场总场强分布的调控作用。最后,针对呼图壁储气库的实际注采气过程,模拟了地表的磁场响应,并将模拟结果与实际观测数据进行了对比分析。研究结果有助于深入理解地下流体流动产生的磁场变化特征,为利用地磁场异常反演地下流体运移提供了理论依据,同时对理解地震前地磁场异常产生机制有参考意义。

2 理论方法

本文考虑的地下储气库为废弃油气藏储气库,假设储层岩石孔隙中仅有气体,没有其他流体。在计算压磁效应时,初始时刻整个模型介质包括孔隙气体处于静止状态。在施加注气源后,气体在岩石孔隙内流动(即渗流)引起孔隙压力的变化,同时引起岩石应力、应变和位移扰动,由于压磁效应的存在,岩石磁化强度和磁场也发生改变。

2.1 孔隙岩石渗流方程

岩石中气体在孔隙中流动满足如下渗流方程(Wang, 2000):

$$\frac{\phi}{K_f} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{k}{\eta} \nabla^2 p = Q \quad (1)$$

其中, p 为孔隙压强, ϕ 表示孔隙度, K_f 表示气体的体积模量, k 表示渗透率, η 为气体黏滞系数。 $Q=Q_0(t)\delta(x,y,z)$ 是点体积源,其中 $Q_0(t)$ 表示单位时间内气体体积的变化, $\delta(x,y,z)$ 为狄拉克函数。气体在孔隙中渗流可以引起岩石变形,满足如下方程(Biot, 1941):

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + (\mu + \lambda) \nabla \nabla \cdot \mathbf{u} = \alpha \nabla p \quad (2)$$

其中, $\mathbf{u}$ 是位移, μ 和 λ 为Lamé常数, ρ 是岩石密度, α 为Biot系数。求解式(1)和式(2)可以得到气体渗流引起的孔隙压强和位移。

2.2 压磁方程

岩石磁化强度 $\mathbf{M}$ 改变量可以表示为(Sasai, 2001)

$$\mathbf{M} = \beta \mathbf{T} \mathbf{M}_0 \quad (3)$$

$$\mathbf{T} = \frac{3}{2} \mu (\nabla \mathbf{u} + \mathbf{u} \nabla) - \mu \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{I} \quad (4)$$

其中, $\mathbf{M}$ 表示磁化强度矢量增量, $\mathbf{M}_0$ 为初始磁化强度矢量, β 为应力灵敏系数, $\mathbf{T}$ 为偏应力, $\mathbf{I}$ 表示单位张量。从式中可以看出磁化强度矢量增量取决于偏应力张量 $\mathbf{T}$ 。

由电磁学理论可知,在没有外电流的情况下,磁场

强度 $\mathbf{H}$ 、磁感应强度 $\mathbf{B}$ 和磁化矢量 $\mathbf{M}$ 满足如下方程

$$\nabla \times \mathbf{H} = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (6)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (7)$$

其中, μ_0 为真空磁导率。将式(7)代入式(6), 可以得到

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = -\nabla \cdot \mathbf{M} \quad (8)$$

由式(5)可知, 可以用引入磁标势 W 表示磁场强度 $\mathbf{H}$ (Currenti等, 2009), 即

$$\mathbf{H} = -\nabla W \quad (9)$$

将式(9)代入式(8)后, 可以得到关于 W 的泊松方程

$$\nabla^2 W = \nabla \cdot \mathbf{M} \quad (10)$$

模拟中, 首先利用式(1)求出孔隙压强 p 变化, 将其代入式(2)求出位移 $\mathbf{u}$, 由式(3)计算出的 $\mathbf{M}$ 后代入耦合方程(10)和(9)求出 W 和 $\mathbf{H}$, 最终将 $\mathbf{H}$ 与 $\mathbf{M}$ 代入式(7)可计算出 $\mathbf{B}$ 。磁场总场强 F 可由 $\mathbf{B}$ 的分量、磁倾角 I 和磁偏角 D 表示

$$F = (B_x \cos D + B_y \sin D) \cos I + B_z \sin I \quad (11)$$

3 气体渗流过程压磁响应模拟

3.1 均匀半空间模型

如图1A所示, 首先考虑一个 $15 \text{ km} \times 15 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ 的均质模型, 其中 x 轴指向正北方向, y 轴指向正东方向, z 轴沿竖向向下, 模型上表面是自由表面, 四周和底部为截断边界。在截断边界上我们令压强 p 的法向梯度为0, 位移 $\mathbf{u}$ 和磁势 W 的值为0。岩石的磁化矢量 $\mathbf{M}_0$ 可由3个参数表征: 初始磁化强度 $|\mathbf{M}_0|$, 相对水平面的磁倾角 I , 磁化强度矢量的水平分量相对正北方向的磁偏角 D 。岩石密度为 2700 kg m^{-3} , 其余参数取值见表1中岩石1。

将体积源设置在地下($x=7.5 \text{ km}$, $y=7.5 \text{ km}$, $z=3 \text{ km}$)处, 在源正上方300、500、1000和2000 m处分别布设观测点 $R1$ 、 $R2$ 、 $R3$ 和 $R4$ 。体积源由注采速率函数 Q_0 表示, 其中 $Q_0 > 0$ 表示注气过程, $Q_0 < 0$ 表示采气过程。分别采用短期快速(图2A)和长期持续(图2B)两种速率注气, 模拟并分析不同注、采气过程引起的压磁响应。

3.1.1 短期快速注气过程的压磁响应

首先研究短期快速注气情况, 注气周期为一天(图2A)。初始时刻注气速率为 $0 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, 逐渐增加至峰值 $60 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, 并于第一天结束时降低至 $0 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, 此后不再注气。分别模拟了不同渗透率($k=1 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ 、 $1 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ 、 $1 \times 10^{-12} \text{ m}^2$)情况下的压强及磁场变化。

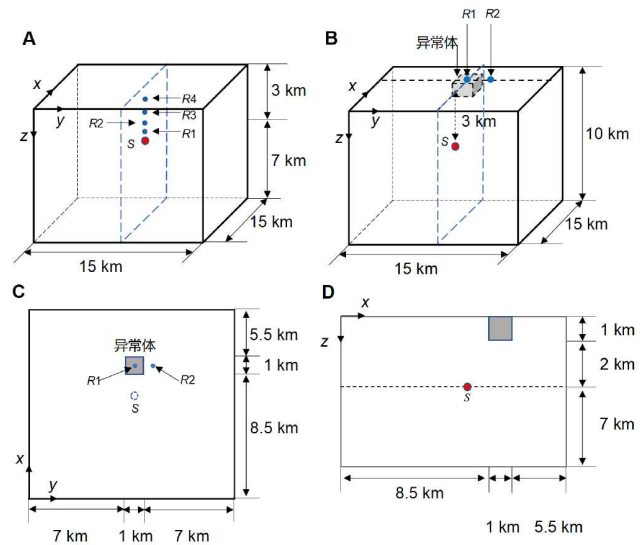


图1 模型介绍。(A) 均质模型示意图; (B) 含异常体模型示意图; (C) 图1B地表俯视图; (D) 图1B蓝色虚线框表示的垂直剖面。图1B中的灰色立方体、图1C与图1D中的灰色正方形为磁性参数与背景介质不同的异常体

表1 第3节中模拟采用的模型参数

参数(单位)	岩石1	岩石2	岩石3
Lamé常数 $\mu(\times 10^{10} \text{ Pa})$	1.3	1.3	1.3
Lamé常数 $\lambda(\times 10^{10} \text{ Pa})$	2	2	2
孔隙度 ϕ	0.2	0.2	0.2
应力灵敏度系数 $\beta(\text{Pa}^{-1})$	2×10^{-8}	2×10^{-8}	2×10^{-8}
气体体积模量 $K_f(\text{Pa})$	1.42×10^5	1.42×10^5	1.42×10^5
气体黏滞系数 $\eta(\text{Pa s})$	1.79×10^{-5}	1.79×10^{-5}	1.79×10^{-5}
真空磁导率 $\mu_0(\text{H m}^{-1})$	1.26×10^{-6}	1.26×10^{-6}	1.26×10^{-6}
Biot系数 α	0.8	0.8	0.8
磁化强度 $ \mathbf{M}_0 (\text{A m}^{-1})$	10	30	10
磁化倾角 $I(^{\circ})$	65	65	65
磁化偏角 $D(^{\circ})$	3	3	183

图3展示了渗透率为 $k=1 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ (低渗透率条件下)时不同时刻的压强与磁场总场强分布。可以发现, 注气后压强的影响范围随时间呈渐进式扩展。由于渗透率比较低, 压强扩展速率相对缓慢。进一步分析图3E-H所示的磁场总场强分布, 可以观察到磁场未出现明显变化, 源区附近的磁场始终保持着较为稳定的强度, 表现为以源为中心的空间分布模式。磁场沿 y 方向呈现正异常, 而沿 z 方向则表现为负异常。以上表明, 低渗透率情况下气体流动受到制约, 源区附近应力集中且应力场衰减缓慢, 因此压磁效应导致的磁场变化缓慢。

图4展示了渗透率为 $k=1 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ 情况下不同时刻的压强与磁场总场强分布。与图3(渗透率为 $k=1 \times 10^{-14} \text{ m}^2$)相比, 压强的扩展更明显, 磁场也表现出显著的衰减特

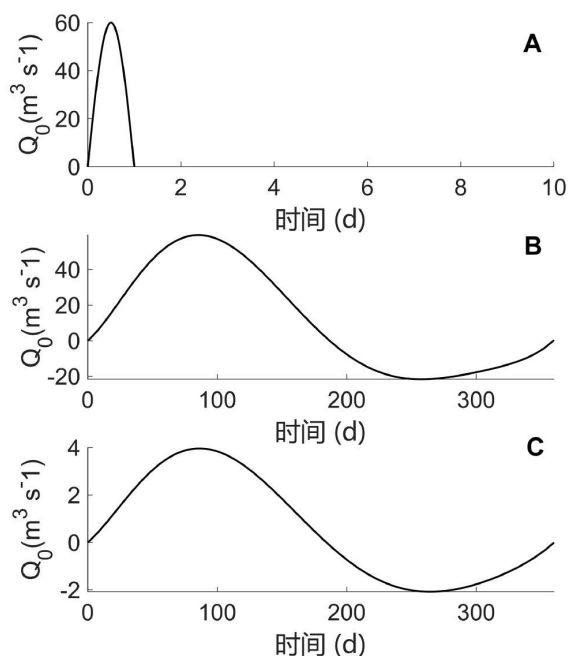


图2 三类注气速率函数。(A) 快速注气速率函数；(B) 慢速持续注、采气速率函数；(C) 用于模拟呼图壁注、采气过程的速率函数

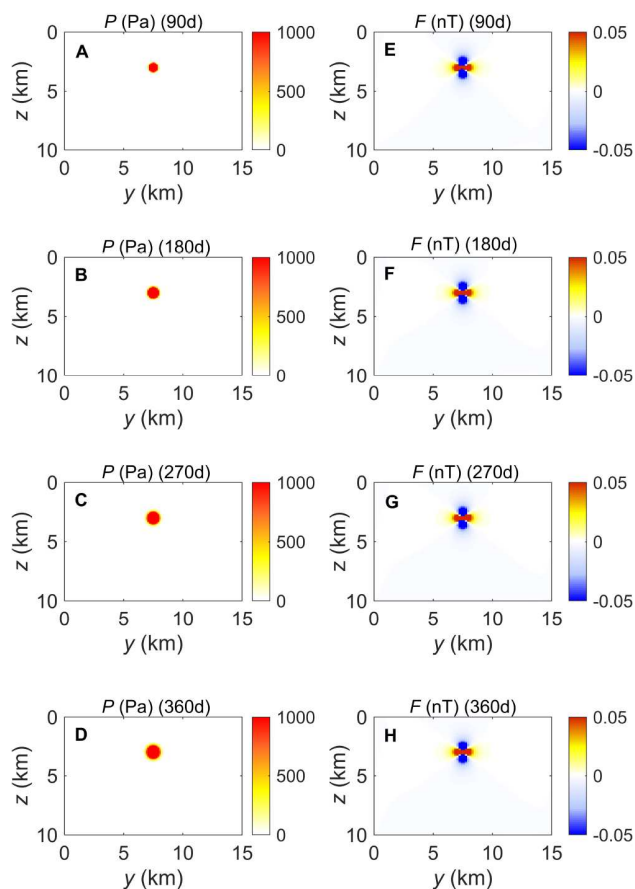


图3 短期快速注气情况下渗透率 $k=1 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ 时压强和磁场总场强在 $t=90$ 、180、270和360 d的分布

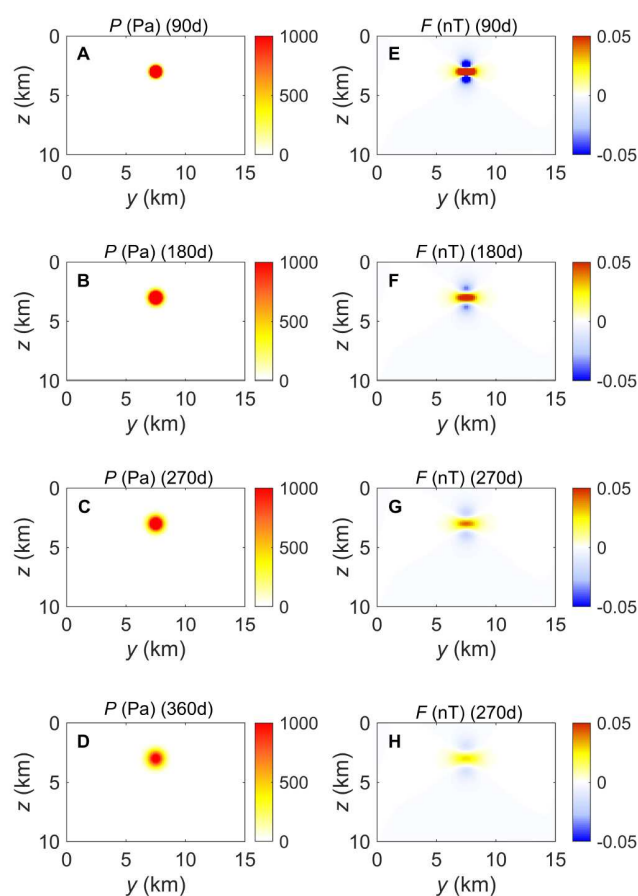


图4 短期快速注气情况下渗透率 $k=1 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ 时压强和磁场总场强在 $t=90$ 、180、270和360 d的分布

征，这是因为渗透率的提升增强了气体的流动能力，从而加速了源附近应力的衰减过程。从图4A—4D的压强分布可以看出，在 $t=90 \text{ d}$ 时(图4A)源区附近呈现出较高的压强集中区；随着气体向外流动，至 $t=270 \text{ d}$ 时(图4C)压强的影响范围显著扩大；到 $t=360 \text{ d}$ 时(图4D)源区附近的压强显著衰减。磁场主要集中在源区附近，图4E—4H呈现出典型的空分布模式：以源为中心，沿 y 方向表现为正异常，沿 z 方向则呈现负异常。随着时间推移，磁场表现出明显的衰减特征。正异常区磁场沿着 y 方向逐渐减弱，负异常区磁场沿 z 方向也呈现同步衰减。 $t=180 \text{ d}$ 时(图4F)正负异常区的磁场强度绝对值均衰减至0.05 nT以下，至 $t=270 \text{ d}$ 时(图4G)进一步衰减至0.025 nT以下。

图5展示了渗透率为 $k=1 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ (高渗透率条件下)情况下不同时刻压强与磁场总场强变化特征。在高渗透率条件下，压强分布表现出更为显著的扩散特征，但其幅值明显降低，同时磁场总场强的衰减速率显著加快，但影响范围明显比低渗透率时大很多。具体而言， $t=180 \text{ d}$ 时(图5D)压强已近似传播至地表，但其幅值不足25 Pa。磁场总场强衰减特征更为明显， $t=180 \text{ d}$ 时(图5F)

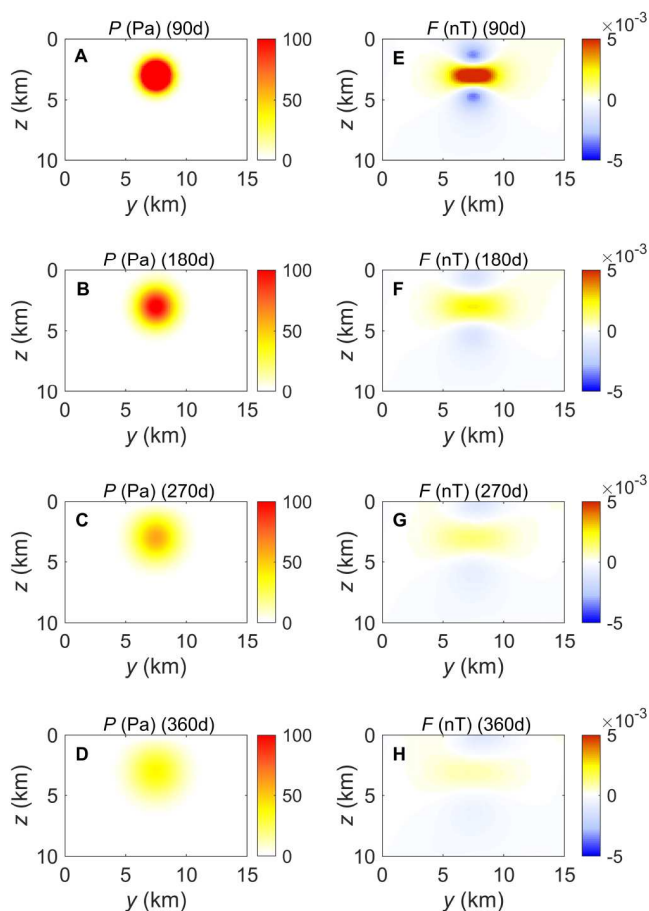


图5 短期快速注气情况下渗透率 $k=1 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ 时压强和磁场总场强在 $t=90$ 、180、270和360 d的分布

沿 z 方向的磁场强度已衰减至0.0025 nT，而沿 y 方向的磁场强度也降至0.005 nT以下。这些模拟结果表明，在高渗透率条件下，地下气体的渗流速度变快，应力集中减弱且应力衰减速度加快，导致压强和磁场总场强的时空变化加快。

图6展示了不同观测点压强与磁场总场强随时间的变化曲线。可以发现，渗透率对压强演化过程具有显著影响：同一个测点上，渗透率越高，压强达到峰值的时间越早，且其衰减速率越快。对比不同测点发现，随着观测点与源区距离的增加，压强达到峰值的时间呈现延迟趋势，且峰值强度逐渐降低。分析磁场总场强变化可知（图6E–6H），同一测点上，渗透率越高，总场强的峰值越低，且其衰减速率越快。不同测点上磁场达到峰值的时间几乎相同，均在第一天结束后，但观测点与源的距离越远，磁场总场强峰值越小，衰减速率越慢。

3.1.2 长期持续注气与采气过程的压磁响应

接下来研究长期持续注气与采气情况的压磁效应。

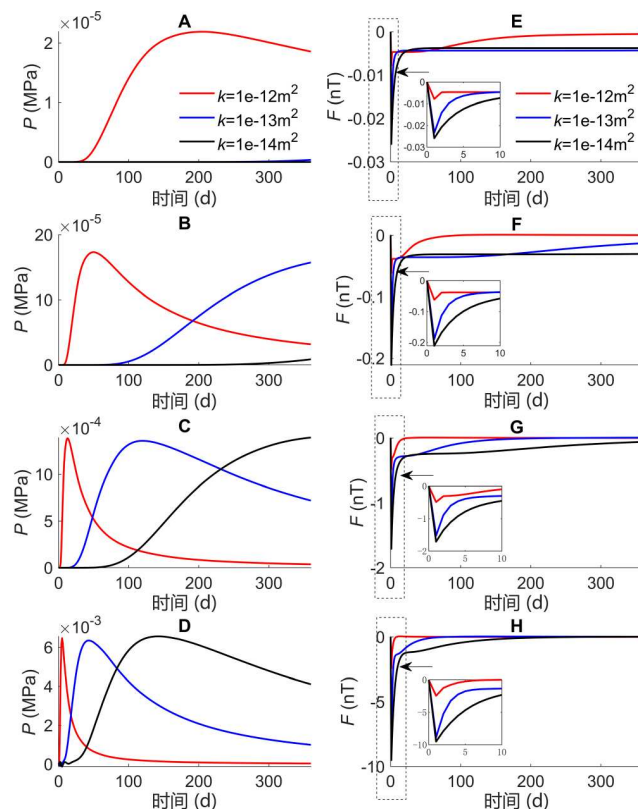


图6 不同观测点的压强与磁场总场强变化曲线。（A–D）为观测点R4、R3、R2、R1的压强变化曲线，（E–H）为观测点R4、R3、R2、R1的磁场总场强变化曲线。R1离源最近，R4离源最远

如图2B所示，注气速率函数呈现周期为360天的准正弦变化特征：其中0–180 d为持续注气阶段，180–360 d为持续采气阶段，模型设定的总注气量大于总采气量。分别模拟了不同渗透率（ $k=1 \times 10^{-14}$ 、 1×10^{-13} 和 $1 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ ）情况下整个注气、采气周期内360天的压强和磁场总场强变化。

图7展示了渗透率为 $k=1 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ （低渗透率条件下）情况下不同时刻的压强与磁场总场强时空分布。分析压强分布（图7A–7D）可以发现，扰动范围呈缓慢扩展趋势。值得注意的是，受采气作用的影响，在 $t=270 \text{ d}$ （图7C）和 $t=360 \text{ d}$ （图7D）时，源区附近出现了负压区。这是因为在低渗透率条件下，采气过程中源区附近的气体被迅速抽离，而外围区域的气体不能及时回流，导致源区附近区域形成局部负压区。磁场总场强分布（图7E–7H）呈现出如下空间分布模式：以源为中心，沿 y 方向表现为正异常，沿 z 方向则呈现负异常。在采气阶段之前，磁场分布保持相对稳定；进入采气阶段（180–360 d）后，磁场呈现衰减趋势。

图8展示了渗透率为 $k=1 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ 条件下压强与磁场总场强的时空变化。与图7（渗透率为 $1 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ ）相比，

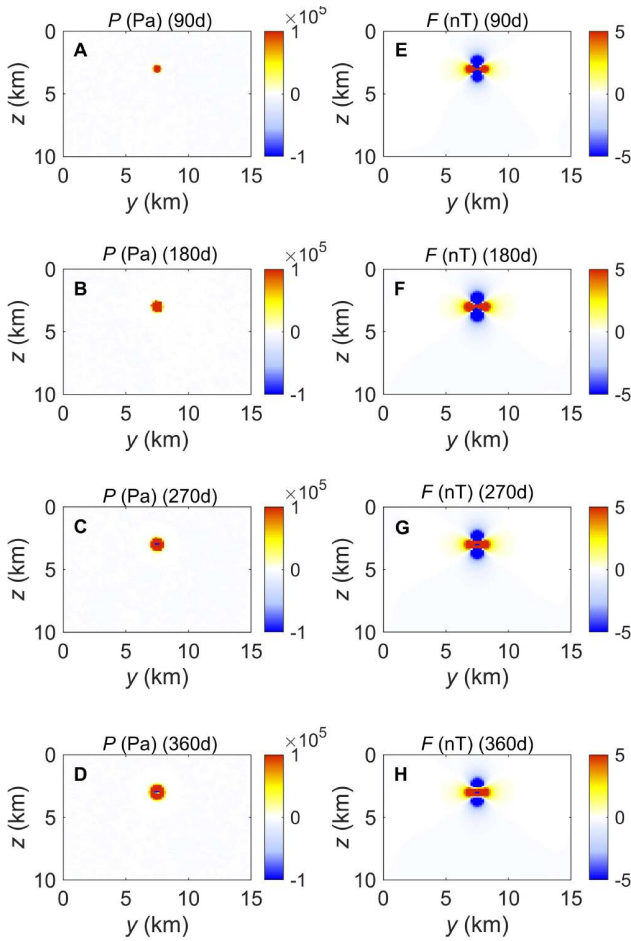


图7 长期持续注气采气情况下渗透率为 $k=1 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ 时压强和磁场总场强在 $t=90$ 、180、270和360 d的分布

在较高渗透率条件下，压强的扩展和磁场的变化均显著加快。在采气阶段之前($t=180 \text{ d}$ 之前)，压强呈现出明显的向外扩展特征，进入采气阶段(180–360 d)后， $t=270 \text{ d}$ (图8C)与 $t=360 \text{ d}$ (图8D)源区附近出现负压区。磁场总场强分布与图7E–7H相似，但表现出更快的衰减特征。 $t=270 \text{ d}$ 时(图8G)，正异常区的磁场发生衰减，且源中心的磁场由正转负，同时负异常区的磁场强度也在衰减； $t=360 \text{ d}$ 时(图8H)两类异常区磁场强度均衰减至5 nT以下。

图9展示了渗透率为 $k=1 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ (高渗透率条件下)时不同时刻的压强与磁场总场强。在高渗透率条件下，压强向外扩展过程显著加快，幅值迅速降低。至 $t=180 \text{ d}$ 注气结束时(图9B)，压强已扩展了至少2.5 km；到 $t=270 \text{ d}$ 时(图9C)，压强分布呈现典型的圆环状结构，源附近出现负压区，外围区域压强显著下降。磁场总场强以源为中心，水平方向为正异常，垂直方向呈负异常； $t=270 \text{ d}$ 时(图9G)，源中心处磁场出现微弱负异常，而源区上下两端则表现为微弱正异常；至 $t=360 \text{ d}$ 时(图9H)，磁

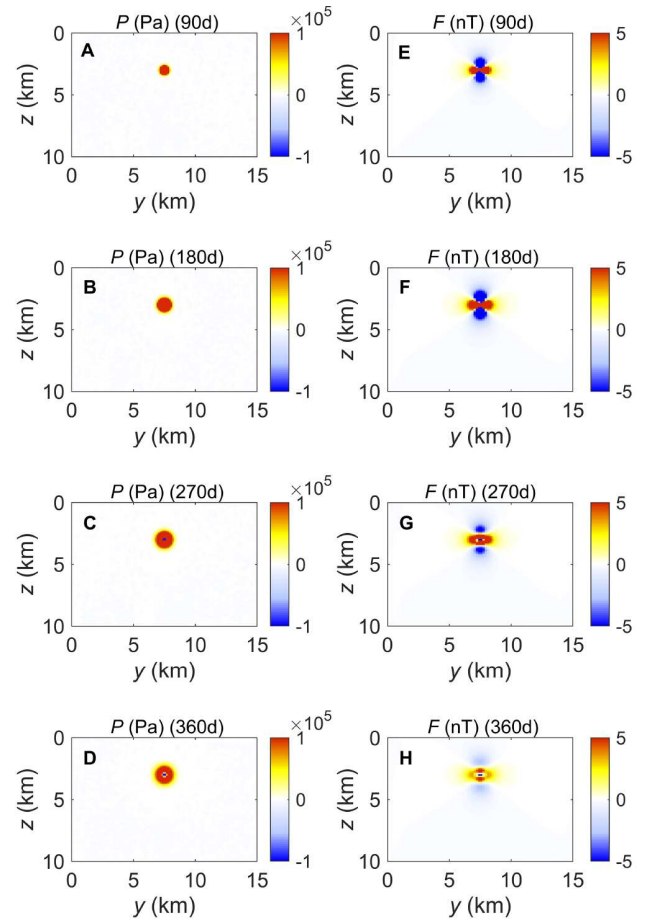


图8 长期持续注气采气情况下渗透率为 $k=1 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ 时压强和磁场总场强在 $t=90$ 、180、270和360 d的分布

场衰减至0.5 nT以下。

图10展示了源区正上方不同深度观测点压强与磁场总场强的时间序列。在压强变化曲线中(图10A–10D)可以观察到两个显著的特点：首先，渗透率影响压强达到峰值的时间和峰值压强，渗透率越高，压强达到峰值的时间越早，但峰值压强越低；其次，在深度方向上，随着观测点远离源区，压强达到峰值的时间延迟，峰值压强降低。磁场总场强变化(图10E–10H)表现出类似的规律：渗透率越高，磁场达到峰值的时间越早，但峰值磁场强度越低；同时，随着观测点远离源区，磁场达到峰值的时间相应延迟，峰值磁场强度也逐渐减小。

通过上述模拟，得出以下主要结论：短期快速注气时，注气结束后气体表现为自由渗流，渗透率对压强和磁场的演化有显著控制作用。同一测点上，渗透率越高，压强向外扩展速率越快，达到峰值时间越早，但峰值几乎不变。测点距源越远，压强到达峰值时间越晚，且压强峰值越小。磁场与压强不同，同一测点上，渗透率越

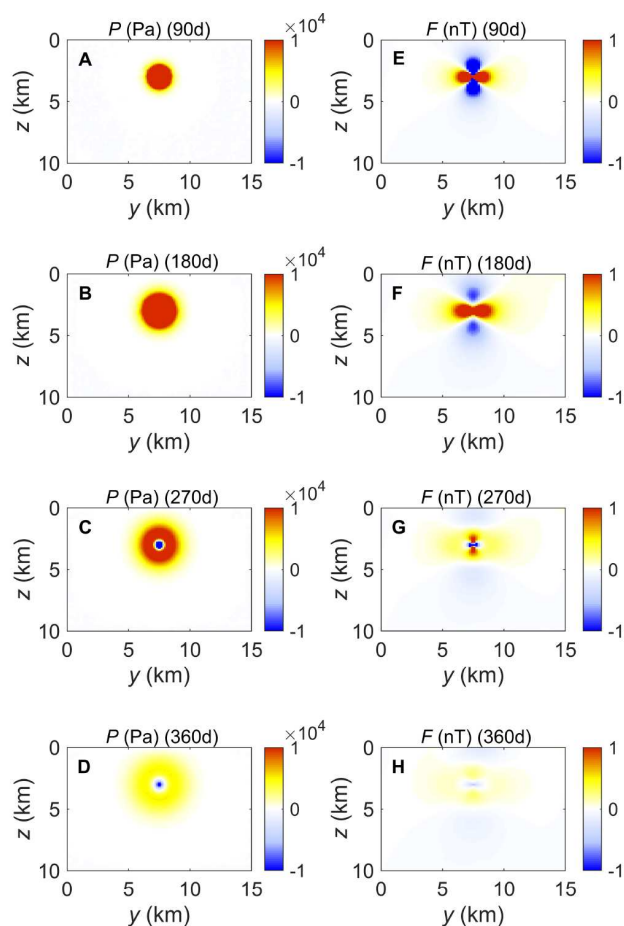


图9 长期持续注气采气情况下渗透率为 $k=1 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ 时压强和磁场总场强在 $t=90、180、270$ 和 360 d 的分布

高,磁场的峰值越低、衰减速率越快,但到达峰值时间几乎不变。不同测点上磁场达到峰值时间几乎相同,但测点距离源越远,磁场峰值越低。

长期持续注气采气时,压强与磁场变化相似。同一测点上,渗透率增大,压强与磁场达到峰值时间提前,但峰值变小。磁场达到的峰值时间受渗透率的影响,而不像短期注气那样峰值时间几乎不随渗透率改变。测点距源越远,压强和磁场达到峰值时间越晚,峰值越低。

3.2 含磁性异常体模型

以上模拟假设地层是均匀的,然而实际地层是比较复杂的,介质不均匀性会影响流体渗流以及磁场响应。考虑图1B所示的含异常体模型,异常体为 $1 \text{ km} \times 1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ 的立方体,上表面与自由地表重合,异常体布置如图1C和图1D所示。我们考虑了3种模型,每种模型中背景介质的参数均按表1中岩石1选取。在模型1中将异常体的参数也按表1中岩石1选取,此时整个计算区域实际是一个均匀半空间,将得到的结果作为参考模型。模型2中

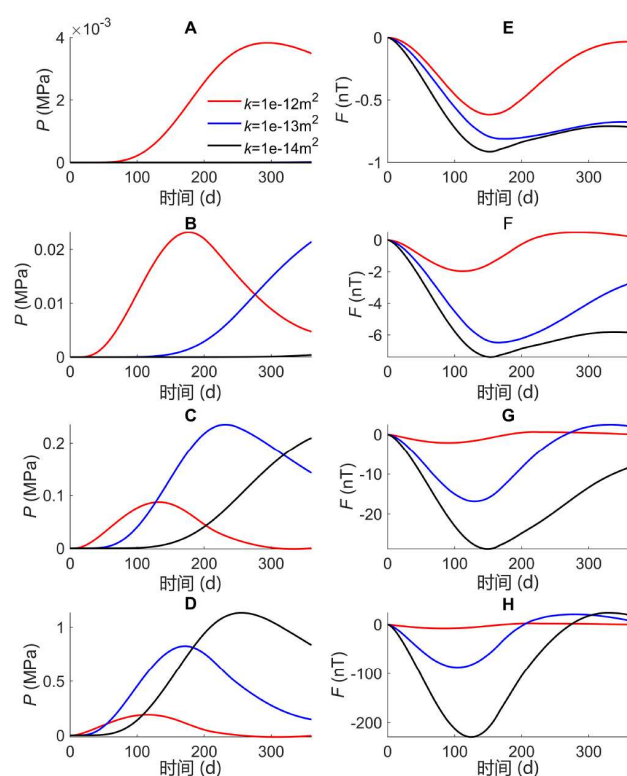


图10 不同观测点压强与磁场总场强变化曲线。(A–D)为观测点R4、R3、R2、R1的压强变化曲线,(E–H)为观测点R4、R3、R2、R1的磁场总场强变化曲线,R1离源最近,R4离源最远

异常体参数取表1中岩石2,其初始磁化强度是背景介质磁化强度的3倍,目的是研究初始磁化强度异常对地表压磁场的影响。模型3中异常体参数取表1中岩石3,异常体的磁偏角相比背景介质增加了 180° ,目的是研究磁偏角异常对地表压磁场的影响。整个模型的渗透率均为 $k=1 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ 。

在地下($x=7.5 \text{ km}$, $y=7.5 \text{ km}$, $z=3 \text{ km}$)处设置单一点源用于模拟注采气,注采速率函数采用与3.1.2节相同的长期持续注采气函数(图2B)。模型的边界设置与3.1节相同。在异常体内($x=8.5 \text{ km}$, $y=7.5 \text{ km}$, $z=0 \text{ km}$)和异常体外($x=8.5 \text{ km}$, $y=8.5 \text{ km}$, $z=0 \text{ km}$)分别设置观测点R1和R2。

图11A(模型1)给出了异常体参数取岩石1时的模拟结果,此时异常体与背景介质磁性相同,地层整体是均匀的。图11B(模型2)给出了异常体磁性取岩石2的模拟结果,相比参考模型(图11A),异常体的初始磁化强度增大了3倍。对比图11A与图11B可以发现,异常体区域初始磁化强度的增大使得该区域的磁场幅值显著增强,异常体区域外磁场变化不大。这一点由两个观测点上的磁场曲线也可以看出(图12),对比模型1与模型2(黑色与蓝色曲线)可发现,当初始磁化强度由 10 A m^{-1} 增大为

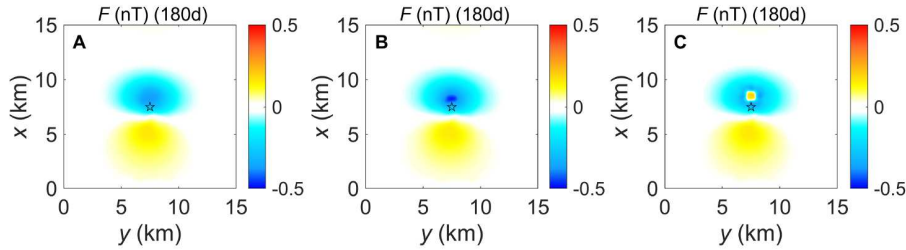


图11 模型1、模型2和模型3地表磁场总场强的分布。(A) 异常体与背景介质的参数相同,均选取岩石1;(B) 异常体的参数选取岩石2,背景介质选取岩石1;(C) 异常体的参数选取岩石3,背景介质选取岩石1

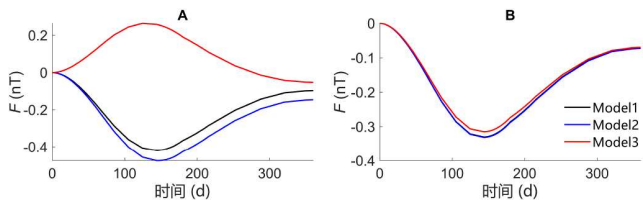


图12 观测点磁场总场强变化曲线。(A) 观测点R1磁场总场强变化曲线;(B) 观测点R2磁场总场强变化曲线。黑色曲线为模型1,蓝色曲线为模型2,红色曲线为模型3

30 A m⁻¹时,异常体内的测点R1磁场总场强峰值由-0.4 nT变成-0.45 nT。由图12B(黑色与蓝色曲线)可以发现,异常体外的测点R2磁场总场强幅值几乎不变,磁场峰值保持在-0.32 nT左右。

图11C(模型3)给出了异常体磁性取岩石3的模拟结果,相比参考模型(图11A),异常体的磁偏角增加了180°,磁偏角方向与背景介质相反。此时,异常体区域的磁场由原先的负异常(蓝色)变为正异常(黄色),表明异常体内磁场总场强的极性发生变化。对比图12A中模型1与模型3(黑色与红色曲线)可以看到,当磁偏角增大180°时,异常体内测点R1上的磁场总场强极性发生反转,磁场峰值由-0.4 nT变为0.22 nT。异常体以外没有极性反转现象。由图12B(黑色与红色曲线)可以看到对于测点R2,模型3的磁场总场强与模型1相近,但磁场峰值略有降低,由-0.32 nT降至-0.3 nT左右。

综合上述分析可知,岩石磁性的不均匀性影响地表磁场的空间分布,初始磁化强度高的区域磁场响应变强,磁化方向对磁场的极性和空间分布具有重要影响。

4 呼图壁地下储气库注采气过程压磁响应模拟

4.1 呼图壁地区介质模型

呼图壁地下储气库原为天然气气田,于1999年底正式开发采气,2009年中国石油勘探经过摸底、排查和初步论证决定将原先的呼图壁气田改建成地下储气库。作

为一种废弃油气藏储气库,呼图壁地下储气库在投入运营前仍存有天然气,自2013年投入运营以来,累计注气量已达 2×10^{10} m³,日注气量为 2.6×10^7 m³。研究表明,呼图壁地震活动性和地面位移的观测数据与循环注采气过程呈现显著相关性(Jiang等, 2020, 2021; 张卓然等, 2020)。Jiang等(2020)考虑了呼图壁地区的断层,建立了一个沿深度方向分层的模型,对呼图壁储气库的地震进行研究。

我们排除其他流体因素的影响,仅考虑气体的渗流作用,参考实际测点的布置范围(图13C)和呼图壁地区的居里点深度(Lei等, 2024),以(43.5°N, 86.5°E)为原点构建了一个100 km×100 km×100 km的三维立方体模型。我们参考Jiang等(2020)对呼图壁地区地层建模时提供的地质参数(包括弹性模量、泊松比、孔隙度、渗透率和Biot系数)和Wang等(2024)对呼图壁地区进行稳态压磁模拟时提供的地层磁性参数(初始磁化强度、磁偏角和磁倾角)将模型分成7层,模拟研究呼图壁地区注采过程中压磁效应产生的磁场变化。

每一层岩石初始磁化强度 $|\mathbf{M}_0|$ 均为10 A m⁻¹,磁偏角为 $D=3^\circ$,磁倾角为 $I=65^\circ$ 。在压磁效应模拟中,应力灵敏度系数参照Wang等(2024)的研究取 $\beta=2 \times 10^{-8}$ Pa⁻¹。气体体积模量取 $K_f=1.42 \times 10^5$ Pa,气体黏滞系数取 $\eta=1.79 \times 10^{-5}$ Pa s。模型各层的物性参数详见表2,其中层1为顶层,层7为底层半空间。

呼图壁储气库的注采作业具有明显的季节性特征,其中注气阶段为每年4月至10月,采气阶段为每年11月至次年3月。根据实际井的位置(Wang等, 2024),设置26个点源作为注气点。如图13B中的黑点给出了注气井在地表的投影。基于2014年4月至2015年4月期间呼图壁储气库观测井W8($x=45.66$ km, $y=44.77$ km, $z=3.3$ km)的真实井压监测数据,我们构建了注采速率函数 Q_0 (图2C),并将该函数统一应用于所有注气井。在该函数中, $Q_0>0$ 表示注气过程, $Q_0<0$ 表示采气过程,由速率函数在注气段和采气段时间内积分得到总注气量为

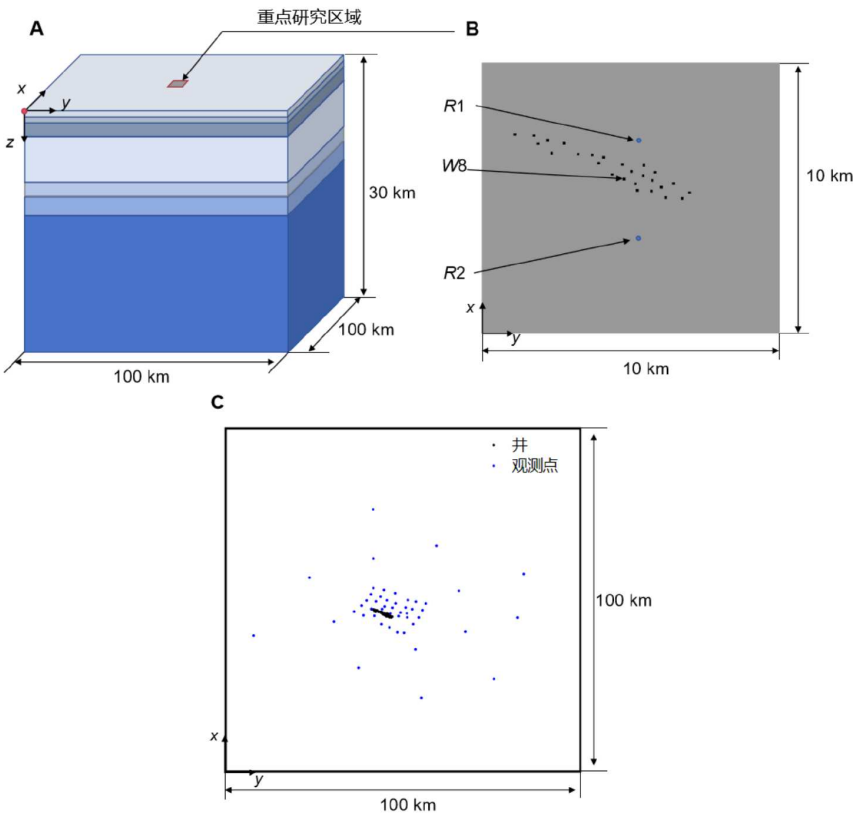


图 13 呼图壁模型介绍。(A) 呼图壁地区模型示意图；(B) 注气井在地表的投影(黑色点)与观测点(蓝色点)布置图，其中W8为8号注气井，R1与R2为观测点；(C) Wang等(2019)的呼图壁磁场测点布置图(蓝色点)

表 2 呼图壁模型各层参数

参数(单位)	层1	层2	层3	层4	层5	层6	层7
厚度 $d(\text{km})$	0.15	0.3	2	1.03	0.11	1.07	25.34
密度 $\rho(\text{kg m}^{-3})$	1132	1681	2038	2334	2362	2394	2488
Lamé常数 $\mu(\times 10^{10} \text{ Pa})$	0.016	0.076	0.22	0.8	0.93	1.1	1.74
Lamé常数 $\lambda(\times 10^{10} \text{ Pa})$	0.056	0.27	0.69	1.42	1.52	1.65	2.04
渗透率 $k(\text{m}^2)$	7×10^{-14}	7×10^{-14}	2×10^{-16}	1×10^{-20}	3×10^{-13}	1×10^{-18}	1×10^{-17}
孔隙度 ϕ	0.12	0.08	0.06	0.02	0.2	0.05	0.05
Biot系数 α	0.98	0.91	0.76	0.44	0.39	0.32	0.09

$1.03 \times 10^9 \text{ m}^3$ ，总采气量为 $5.15 \times 10^8 \text{ m}^3$ 。

图14A给出了W8号井上模拟的井压变化曲线(图14A，红色曲线)与实际监测的井压变化(图14A，蓝色点)对比，可以发现，两者在变化趋势上具有良好的一致性，表明源的设置是合适的。

4.2 数值模拟结果

图15A–15D展示了研究区域(x 方向：30–60 km， y 方向：30–60 km)内四个不同时刻地表磁场总场强的空间分布。在注气阶段(0–180 d)，磁场分布以注气井地表投影点为界，形成典型的“北负南正”分布格局，且磁场幅

值随时间推移增强；进入采气阶段(180–360 d)后，磁场虽然仍维持“北负南正”的空间分布模式，但其幅值呈现衰减趋势。

图14B和14C画出了地表两个观测点R1($x=47 \text{ km}$ ， $y=45 \text{ km}$ ， $z=0 \text{ km}$)和R2($x=43 \text{ km}$ ， $y=45 \text{ km}$ ， $z=0 \text{ km}$)上的磁场总场强变化。可以发现磁场幅值随时间呈现明显的先增后减趋势，且与注采状态具有显著的相关性。具体而言，位于注气井北侧的观测点R1，其磁场总场强在注气阶段呈现负向增大特征，最大幅值达到 -2.5 nT ，随后在采气阶段逐渐衰减至 -1.5 nT ；而位于注气井南侧的观测点R2，其磁场总场强在注气阶段表现为正向增大，最

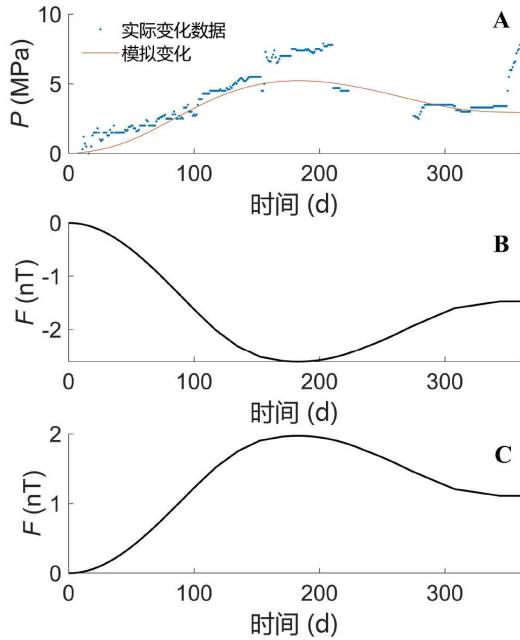


图14 W8井井压与观测点磁场总场强变化。(A) W8井上模拟的井压变化曲线(红色曲线)与实际井压变化数据(蓝色点)比较;(B) 观测点R1的磁场总场强变化;(C) 观测点R2的磁场总场强变化

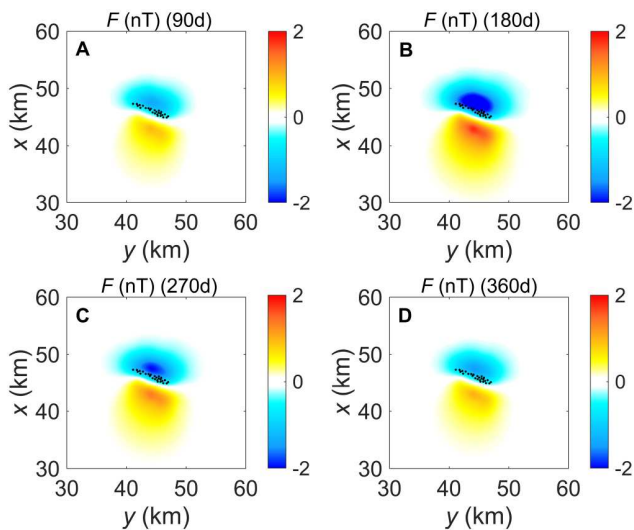


图15 模拟结果示意图。(A-D)为地表磁场总场强在 $t=90$ 、180、270和360 d的分布情况,黑色点为注气井

大幅值为2 nT,进入采气阶段后逐渐减小至1 nT。这一观测结果不仅验证了磁场总场强变化与注采状态的密切关联,也证实了磁场空间分布具有显著的方向性特征。

此外,由图14B和14C和图15发现,在采气期结束后,磁场并未完全衰减至0 nT。这是由于在实际的注采过程中,采气量小于注气量,导致一个完整的注采周期结束后,孔隙压强以及岩石中的应力均没有恢复至注气

前状态,压磁效应产生的磁场尚未消失,储气库内仍保持一定的气体增量,其将随时间推移继续向源以外区域流动。如果没有后续注气,孔隙压强将逐渐恢复至零,磁场也将衰减至零。

4.3 与实际观测的磁场变化比较

Wang等(2019)在呼图壁储气库区域开展流动磁场测量,建立了由50个流动测点组成的监测网络(图13C),分别于2017年4月、7月和9月对磁场进行了观测。由Zhou等(2019)提供的2013年6月至2017年4月的井压变化数据可知,2013–2017年间井压变化呈现稳定的年周期性特征。可推断2017年的井压变化趋势与2014年具有相似性,即井压在注气阶段(4月至10月)呈现上升趋势。我们以2017年4月(开始注气)作为参考,第二次(2017年7月)和第三次测量(2017年9月)距第一次测量分别过了90天和150天,将这两次测量的磁场减去第一次测量的磁场,作为磁场在注气期间第90天与第150天的变化量。如图16B和16D所示,可以发现,磁场变化量以注气井为界,在北侧呈现负异常、南侧呈现正异常的特征,且随着注气量的增加,正负异常区的分布范围扩大且幅值增强。图16A和16C给出的是基于4.1节模拟得到的第90天与第150天的磁场总强度分布,可以发现模拟结果与观测数据在空间分布整体具有很好的相似性,在磁场变化量级上也接近。

两者之间存在以下一些差异:(1) 负异常区的空间分布范围存在明显差异,观测结果显示注气井西北和东北方向均出现了负异常区,特别是东北侧负异常幅值较

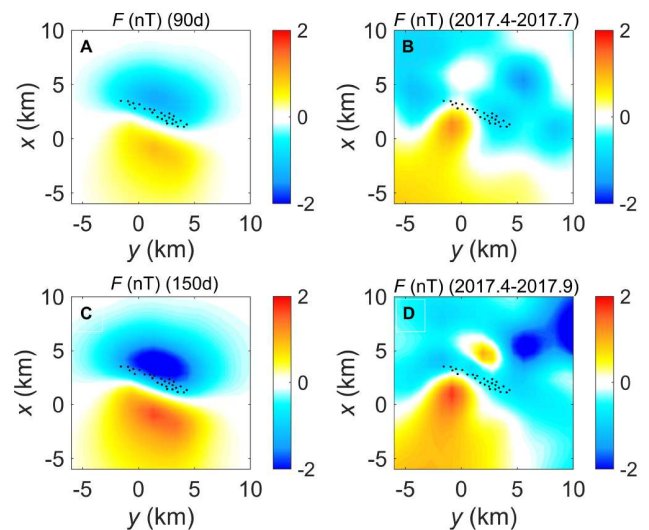


图16 地表磁场总场强模拟与观测对比。(A) 第90天地表磁场总场强分布模拟图,(B) 2017年4月至2017年7月地表磁场总场强变化观测结果,(C) 第150天地表磁场总场强分布模拟图,(D) 2017年4月至2017年9月地表磁场总场强变化观测结果

高,模拟结果没有此种现象。(2)观测结果中负异常区内出现了明显的正异常突变,而模拟结果注气井北侧均为负异常。模拟与观测的差异,可能是因为实际地层比较复杂,存在局部的磁性异常,而模拟采用的模型比较简单,假设岩石磁性在水平方向是均匀的。

由3.2节图11的模拟结果可知,岩石磁性在水平方向的不均匀性可以改变磁场的空间分布。观测数据(图16B与16D)中的西北部与东北部局部区域存在显著的磁场异常,可能是这两个地区岩石初始磁化强度偏高,负异常区出现的正异常突变可能是该区域岩石磁偏角与周围岩层相反。此外,岩石弹性模量以及渗透率等参数的横向不均匀性会影响孔隙流体渗流,在一定程度上也会对压磁场产生影响。若要更好地解释实际观测的磁场变化,需要进一步获得更准确当地地层岩石信息,采用更接近实际的模型模拟注采气引起的压磁响应。

5 结论与讨论

本文研究了流体渗流过程中的压磁效应,针对短期快速注气和长期持续注气采气两种情况,模拟了不同渗透率情况下点体积源激发的压强和磁场变化。

结果表明,对于短期快速注气,注气结束后气体自由渗流,不同测点上压强到达峰值时间不同,且距离源越远峰值时间越晚,但磁场达到峰值时间几乎相同。渗透率增大,气体渗流加快,同一测点上压强达到峰值时间越早但峰值压强接近,磁场达到峰值时间不变但磁场峰值变小。对于长期持续注气采气情况,不同测点上压强达到峰值时间不同,且距离源越远,达到峰值时间越晚。磁场与压强类似,距离源越远达到峰值越晚,这与短期快速注气时不同。此外,渗透率增大,压强和磁场达到峰值时间均提前,且峰值压强和峰值磁场均降低。

本文还模拟了呼图壁地区周期性注气采气过程中的压磁响应,结果表明,地表磁场表现出显著与注气采气相关的动态响应特征。在注气阶段(0–180天),磁场呈现北负南正的分布特征,且幅值与范围随时间逐渐增大,在采气阶段(180–360天),磁场仍保持北负南正的空间分布,但幅值与异常范围呈递减趋势。

两类不同注气方式所产生的不同磁场响应,原因可能如下。短期快速注气时,磁场的峰值时间受渗透率的影响小,是因为渗透率在 1×10^{-14} – $1 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ 范围取值时,源附近短期快速注入的气体难以在短时间内迅速流到远处,注气完成后源附近气体含量增量最大,其引起的应力增量也最大但得不到快速释放。由式(3)可知,压磁效应引起的磁场主要与地层的应力状态特别是偏应力有关。因此,注气完成当天源附近应力场达到峰值,磁

场也达到峰值。而在长期持续注气与采气情况下,磁场的峰值时间受渗透率的影响较大,是因为注气和采气周期长、速率慢,渗透率在 1×10^{-14} – $1 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ 范围取值时,气体在注气期间有足够的时间流出源区,其引起的应力增量在注气结束后的若干天达到峰值。增大渗透率,将增强气体流动能力,从而影响了磁场达到峰值的时间。

呼图壁模拟与观测结果之间的差异,可能是以下两点原因导致:(1)参考3.2节的研究结论,注气点北侧可能存在磁偏角反向的异常体,削弱了注气井附近的磁异常强度,并改变了异常体内部的磁异常的极性,导致注气井北侧的负异常区内出现了局部正异常;注气井东北侧可能存在磁化强度突增的异常体,使得该区域的负异常幅值增大。(2)由于观测误差或气候导致的部分流动测点的数据记录不准确。

本文将气体渗流-压磁效应相耦合,研究了气体渗流过程所产生的磁异常,对利用地磁场变化监测地下流体运移过程具有意义,但仍有需要完善之处。(1)本文模拟结果是基于磁化强度和敏感系数为 10 A m^{-1} 与 $2 \times 10^{-8} \text{ Pa}^{-1}$ 的情况下得到的。若岩石磁化强度和应力敏感系数降低(例如分别变成 1 A m^{-1} 和 $1 \times 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$),那么模拟的磁场将会成比例降低,其幅度可能难以被观测。不过,Nishida等(2004)指出压磁效应的应力灵敏度比实验室取值高一个量级可以较好地解释长期变化,对于磁铁矿含量高的地区,初始磁化强度为 10 A m^{-1} 也是可能的。刘现彬(2012)研究天山北麓黄土磁性特征,发现天山北坡(乌鲁木齐、呼图壁一带)的黄土磁性主要由磁铁矿控制,磁化率高于古土壤层,这意味着呼图壁地区地表可能存在铁磁性矿物,在这种情况下,储气库注气采气过程,则可以产生可观测的磁场变化。由模拟结果可知,在源附近和初始磁化强度强的区域压磁响应较强,这启示我们应在气井附近(比如井中)和磁性结构异常区域布置观测台站。此外,采用更灵敏的仪器(例如SQUID磁力仪、光泵磁力仪),有望观测到幅度较弱的磁场变化(例如 0.0001 nT 和 0.01 nT 量级的磁场)。(2)本文研究了渗透率这一参数对磁场总场强的影响。实际上,孔隙度也会影响气体在介质中的流动速率,进而影响磁场总场强。孔隙度较大的介质,气体流动快,难以聚集形成较强的应力集中,产生的压磁响应会减弱,这与高渗透率情况类似。(3)本文在研究气体运动时,未将“流体的对流”纳入考虑范围。这是由于文章所研究的是周期为一年的压磁响应,气体在岩石孔隙内运动速率较慢,气体运动主要由渗流作用控制。后续研究中我们将对气体的运动方程进行改进,考虑并评估气体对流的影响。

致谢 感谢匿名审稿人提出的宝贵意见和建议。

参考文献

- 程惠红, 张怀, 朱伯靖, 等. 2012. 新丰江水库地震孔隙弹性耦合有限元模拟. *中国科学: 地球科学*, 42: 905–916
- 戴坤, 郑勇, 郭汝梦, 等. 2023. 2019年长宁地震序列的震源性质: 来自流体的影响. *中国科学: 地球科学*, 53: 1328–1341
- 丁鉴海. 2011. 地震地磁学概论. 合肥: 中国科学技术大学出版社. 159
- 刘现彬. 2012. 天山北麓典型黄土磁学与地球化学特征研究. 硕士学位论文. 兰州: 兰州大学. 1–36
- 宋成科. 2022. 地震压磁效应计算及实例分析. *地震*, 42: 52–63
- 张卓然, 魏斌, 申宗航, 等. 2020. 2016年度呼图壁地下天然储气库对周缘微地震活动性的影响. *地球物理学报*, 63: 3387–3397
- 赵国泽, 张学民, 蔡军涛, 等. 2022. 中国地震电磁研究现状和发展趋势. *中国科学: 地球科学*, 52: 1499–1515
- Biot M A. 1941. General theory of three-dimensional consolidation. *J Appl Phys*, 12: 155–164
- Brainer S. 1964. Piezomagnetic effect at the time of local earthquakes. *Nature*, 202: 790–791
- Carmichael R S. 1977. Depth calculation of piezomagnetic effect for earthquake prediction. *Earth Planet Sci Lett*, 36: 309–316
- Currenti G, Negro C D, Di Stefano A, et al. 2009. Numerical simulation of stress induced piezomagnetic fields at Etna volcano. *Geophys J Int*, 179: 1469–1476
- Gao G, Chang C, Wang C, et al. 2023. Stress state change and fault-slip tendency assessment associated with gas injection and extraction in the Hutubi (China) underground gas storage. *SPE J*, 28: 446–461
- Jiang G, Qiao X, Wang X, et al. 2020. GPS observed horizontal ground extension at the Hutubi (China) underground gas storage facility and its application to geomechanical modeling for induced seismicity. *Earth Planet Sci Lett*, 530: 115943
- Jiang G, Liu L, Barbour A J, et al. 2021. Physics-based evaluation of the maximum magnitude of potential earthquakes induced by the Hutubi (China) underground gas storage. *J Geophys Res-Solid Earth*, 126: e2020JB021379
- Kiyoo M. 1958. Relations between the eruptions of various volcanoes and the deformations of the ground surfaces around them. *Bull Earthq Res Inst*, 36: e134
- Lei Y, Jiao L, Huang Q, et al. 2024. A continental model of Curie point depth for China and surroundings based on equivalent source method. *J Geophys Res-Solid Earth*, 129: e2023JB027254
- Nishida Y, Sugisaki Y, Takahashi K, et al. 2004. Tectonomagnetic study in the eastern part of Hokkaido, NE Japan: Discrepancy between observed and calculated results. *Earth Planet Sp*, 56: 1049–1058
- Sasai Y. 1979. The piezomagnetic field associated with the Mogi model. *Bull Earthq Res Inst*, 54: 1–29
- Sasai Y. 1983. A surface integral representation of the tectonomagnetic field based on the linear piezo-magnetic effect. *Bull Earthq Res Inst*, 58: 763–785
- Sasai Y. 2001. Tectonomagnetic modeling based on the piezomagnetism: A review. *Ann Geophys*, 44: 20
- Stacey F D. 1963. The physical theory of rock magnetism. *Adv Phys*, 12: 45–133
- Utsugi M, Nishida Y, Sasai Y. 2000. Piezomagnetic potentials due to an inclined rectangular fault in a semi-infinite medium. *Geophys J Int*, 140: 479–492
- Wang H. 2000. Theory of Linear Poroelasticity with Applications to Geomechanics and Hydrogeology. Princeton: Princeton University Press. 89
- Wang Z, Yuan J, Chen B, et al. 2019. Local magnetic field changes during gas injection and extraction in an underground gas storage. *Geophys J Int*, 217: 271–279
- Wang Z, Yamazaki K, Chen S, et al. 2024. Piezomagnetic fields generated by the gas injection process in Hutubi ultralarge underground gas storage system (China). *Geophys J Int*, 236: 1636–1645
- Wilson E. 1922. On the susceptibility of feebly magnetic bodies as affected by compression. In: Proceedings of the Royal Society of London, 101: 445–452
- Zhang B, Wang B, Wei B, et al. 2022. Spatiotemporal evolution of seismicity during the cyclic operation of the Hutubi underground gas storage, Xinjiang, China. *Sci Rep*, 12: 14427
- Zhou P, Yang H, Wang B, et al. 2019. Seismological investigations of induced earthquakes near the Hutubi underground gas storage facility. *J Geophys Res-Solid Earth*, 124: 8753–8770

(责任编辑: 李金华)