

从震源物理的角度讨论影响 地壳应力的某些磁学问题

孙光宇

(贵州教育学院)

摘 要

本文从压磁效应的另一个方面——磁化对应力的影响,讨论了震磁问题。利用磁畴理论和磁弹耦合理论,得出了地学尺度下包含磁致伸缩效应的弹性平衡方程。由此分析变化磁场对应力的影响及居里面的力学特殊性。对热应力的磁贡献部份进行了模型估算。结果表明,这个异常应力足以影响地震的发生。根据上述结果,作者结合震源模式讨论了几个地震预报问题。

一、前 言

震磁异常的研究,是地震预报中人们一直注目的问题。在此方面曾提出过动电效应、热磁效应、感应磁效应、膨胀磁效应以及压磁效应等^[1-3]。其中以压磁效应为目前较为主要的理论,它反映了应力对岩石磁化状态的影响^[4-8]。至于该问题的另一个方面,即岩石磁化状态对应力的影响如何,讨论的文章不多,个别文献对此有所提及^[9],但都未作深入讨论。

本文拟从地磁场、岩石铁磁性、应力和应变以及地壳温度之间的关系,结合震源模式来讨论上述问题。首先,笔者建立了地学条件下包含了磁致伸缩效应的静力学弹性方程,然后根据这一方程对一些问题进行定性讨论。其次,讨论了由于温度变化对磁致伸缩的影响所引起的热胀异常及这一现象对应力的影响。鉴于居里面附近是地壳中的磁异常分布的地方,且它本身所处深度与震源深度相关,因此,本文讨论了居里面附近温度的不均匀性对地震的影响问题。

二、磁致伸缩理论的几个问题

文献^{[10][11]}对于磁致伸缩简称(磁伸)效应作了较全面的和详尽的阐述,其中以下几个问题与本文的讨论有关:

(1) 磁弹偶合问题

在磁场作用下,铁磁性物质发生应变(图1),某些物质在不太高的磁场作用下(小于

几个奥斯特), 其应变能达到 10^{-5} 的数量级。由于磁化状态变化出现的这一应变产生了相应的弹性应力, 磁伸对应力有一贡献, 此外, 磁化状态和随之而来的磁致伸缩还受总应力状态的控制, 形成了磁弹耦合问题。文献[12-14]给出了这一耦合关系, 即磁化方程和运动方程。

这些关系表明, 在外磁场作用下, 铁磁性物质的应力应变与其磁化状态是紧密相关的。当然, 处于地磁场下含铁磁物质的地壳岩石也不例外。

(2) 磁致伸缩对温度的依赖性及热胀异常

温度是影响磁致伸缩的一个重要因素。柏克、阿库洛夫和冯索夫斯基等人从理论上研究了磁致伸缩常数与温度的关系[11、15], 其它研究者则对不同的铁磁性物质的磁致伸缩和温度的关系进行了实验测量[11], 其结果是, 随温度升高磁伸减弱。

不久前, 克拉佩尔等曾测定了磁铁矿的磁致伸缩常数随温度变化的量值[16], 他们的结果表明, 当温度从 20°C 上升到 500°C 时, 磁伸常数 λ_s 从 8×10^{-5} 线性降到 7×10^{-6} 。

由于磁致伸缩对温度的依赖性, 引起了自发磁致伸缩现象。据此可知, 地球内铁磁性物质在居里点附近的热胀冷缩会出现异常。图

2是Ni的热胀系数和温度的关系曲线[17], 从图中可以看出这种异常。实际的热胀系数是由正常的热胀迭加异常热胀(见于图中虚线以上部份)的结果。据克勒恩的估计[17], 除镍外, 一般铁磁性物质从较高的温度降到开氏零度附近, 其异常热胀变化的数量级($\frac{dv}{v}$)为 10^{-6} 。

在地壳中, 由于铁磁性矿物分布不均匀, 当温度处于居里点以下时, 将由于磁致伸缩造成的热胀系数不同而出现异常热应力。

(3) 尺度问题及多晶磁致伸缩研究的困难

用微分方法讨论物理问题时, 微元体的尺度对结果有很大影响, 文献[18、19]指出了尺度效应的重要性。对于地震问题来说, 由于尺度较大, 已经不是单晶样品中的磁化和磁致伸缩问题, 而是岩石中的多晶磁伸问题。关于多晶磁伸计算的困难, 文献[11]对此进行了评述。本文结合地学上的条件, 忽略晶粒边界、形状及掺杂的影响, 讨论大尺度范围内的磁弹总效应。

岩石是铁磁性矿物和非铁磁性物质的混杂体, 而且后者的成份往往还较多, 因之在讨论地壳中的磁伸问题时, 必须考虑这种混杂体的磁伸行为。

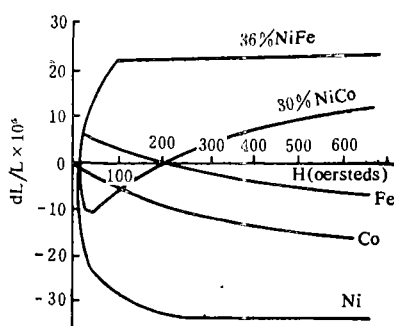


图1 几种物质的磁伸曲线

Fig. 1 Magnetostrictive curves of several substances

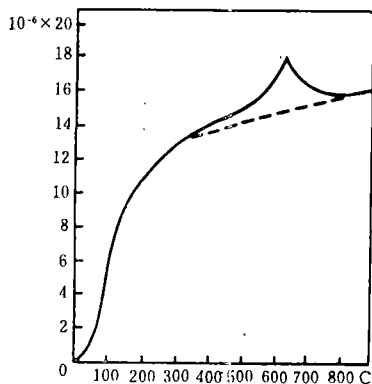


图2 Ni的热胀系数(虚线表示正常膨胀)[18]

Fig. 2 Thermal expansion coefficient of Ni

三、岩石的磁伸行为及岩石磁性的几个问题

铁磁性矿物以颗粒形式存在于岩石当中，这样一种混杂形式对磁伸的影响问题，苏联学者克拉波夫斯基作了实验研究。他将不同样品的铁磁性矿物在磁场下磁化，测定其磁伸，其结果见表 1〔9〕。通过这组实验得到了几个重要的结论：

- 1. 在外磁场作用下，含铁磁性矿物的岩石也发生磁伸，其量级与纯铁磁物质相当。天然矿物岩石的磁伸可达到 3×10^{-5} （表 1）。
- 2. 杂物的粘性可以影响磁伸的大小，砂性杂物的影响低于粘性杂物。
- 3. 磁伸的大小大体上与铁磁性矿物的含量成正比。

克拉波夫斯基的实验证明了含铁磁性矿物的岩石中的非铁磁性杂物不影响磁伸的发生，但可使之有所降低。在以后的讨论中，我们将含矿岩石看成某种铁磁性物质，不考虑杂物的影响，但其磁伸常数有一折扣： $\lambda = \delta \lambda^*$ ， $0 \leq \delta \leq 1$ 〔20〕。

和岩石磁性有直接关系的是其居里点问题。根据永田武的研究〔21〕，岩石居里点仅仅和铁磁性矿物的组份有关。岩石磁性随温度而变化的某些特殊现象在弱磁场中才比较显著。岩

表 1 不同样品的饱和磁伸实验数据〔9〕

	样 品	H = 56				H = 27	
		P	U	l	J	$\lambda_{\perp}$	$\frac{\lambda}{\lambda_{\infty}}$
1	Гора Благодать磁铁矿	415 - 1 - 58 + 3.21					
2	Гора Благодать磁铁矿	364 1 - 54 3.36					
3	Гора Высокая磁铁矿	343 1.28 2.32					
4	Гора Высокая磁铁矿	338 1.39 2.56					
5	Гора Высокая磁铁矿	308 1.41 2.15					
6	人造磁铁矿	90.7	57.0	82.7	187	1.26	2.42 289
7	人造磁铁矿	89.5	57.4	83.0	190	1.12	2.86 2.87
8	人造磁铁矿	82.5	53.0	81.0	160	1.01	2.35 0.72
9	人造磁铁矿	70.3	43.0	75.0	126	1.02	1.43 0.45
10	人造磁铁矿	63.7	35.9	67.0	98	2.88	1.70 0.52
11	人造磁铁矿	47.0	26.7	64.0	74	0.63	2.90 0.274
12	(在石膏中)人造磁铁矿	47.0	22.0	60.0	51	0.41	0.54 0.165
13	未退火的镍	523 + 2.16 - 3.82					
14	已退火的镍	516 + 2.15 - 3.90					
	J—高斯磁化强度 $\lambda_{\perp}$ —纵场中的磁伸	λ 具有 10^{-5} 量级					
	$\lambda_{\parallel}$ —横场中的磁伸 P—质量密集度%						
	U—体密集度%						
	l—线密集度%						

石组份不同,其居里面处于不同的深度。地壳内部各种化学和物理过程,可以改变岩石的组份,从而使居里面发生变动。

由以上岩石磁致伸缩的研究可以看到,磁伸现象在地壳中是存在的。

四、地壳内磁致伸缩对应力影响的初步探讨

作为对这个问题探讨的第一步,我们通过磁畴理论和磁弹耦合理论建立以下静力弹性方程,然后由此分析对地壳应力产生影响的因素。前已述及,地学上的单元尺度远远大于对单晶样品研究时的单元尺度,其宏观效果在最简单情况下应是微观效应的统计结果。

在一般的磁弹耦合问题中,对总自由能起主要贡献的是磁弹耦合能和弹性能两项,至于交换能,各向异性能和塞曼能可以略去。相应的在铁磁性物质中,作用在物质内部的应力除弹性应力外,还有磁弹耦合产生的应力。前人的讨论是在均匀磁化的微元内考虑的,一般是在单晶尺度内。对于地学尺度范围内的问题,我们只能在一定的条件下结合物理上的考虑给出方程的主要部份,以此对问题进行讨论。

我们的条件和假定是:在地球弱磁场下,根据磁畴理论^[22],岩石中铁磁物质的自发磁化方向分布在易磁化轴上且主要是通过 180° 壁移实现新的分布,旋转过程出现得很少。建立方程过程中忽略晶粒形状和边界效应。

推导思路是:(1)无外场时,各向 $\vec{M}_s$ 均等分布;(2)外场 H 加上后,相邻畴区分布不均匀了,多出了一个 L 部份,如图3所示。在该区域内磁化方向与 H 成 θ 角,变化后的新贡献来源于 L 区;(3) L 是 θ 的函数,几率密度 ρ 与 L 有关;(4)用统计平均的办法求大尺度范围的量;(5)各类取向不同的单晶坐标系下的张量,可通过张量变换求得;(6)建立平衡方程。

限于篇幅,详细推导过程从略。由以上思路和推导得到地学条件下考虑了磁伸效应的静力弹性方程为

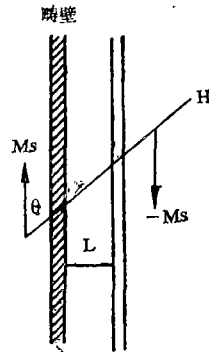


图3 壁移过程

Fig. 8 Process of wall wandering

$$-\frac{\partial}{\partial X_j} \left[C_{ijkl} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{1}{2z} \left[b_{ij}^{(1)} + \frac{\mu \cdot M_s}{2a} H \cdot (b_{ij}^{(2)} - b_{ij}^{(3)}) \cdot \frac{1}{2} \right] \right] = 0, \quad (1)$$

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) + B_{ij}, \quad (2)$$

$$B_{ij} = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{2} b_{ij}^{(1)} + \frac{\mu M_s}{2a} H (b_{ij}^{(2)} + \frac{1}{2} b_{ij}^{(3)}) \right]. \quad (3)$$

式中 M_s 为自发磁化强度, H 为外磁场, μ 为磁导率, σ 为应力张量, β 为磁弹耦合系数, a 是与畴壁能有关的常数, C_{ijkl} 为通常地学尺度下的弹性常数, $b_{ij}^{(1)}$ 和 $b_{ij}^{(2)}$ 是由磁弹耦合系数

B_{ij} 所决定的宏观常数。

$$b_{ij}^{(1)} = \int_{\Omega} \frac{1}{3} B_{i'j'} \frac{\partial x_{i'}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial x_{j'}}{\partial x_j} d\Omega, \quad (3)$$

$$b_{ij}^{(2)} = \int_{\Omega} \frac{1}{3} B_{i'j'} \frac{\partial x_{i'}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial x_{j'}}{\partial x_j} |\cos \theta| d\Omega. \quad (4)$$

(3) 和 (4) 式中的 $x_i, x_{i'}$ 表示同一矢量在两个坐标系下的新旧坐标分量, 它们可用欧拉角连系起来, 见图 4。其详细变换从略。以上各式中 $i, j, i', j' = 1, 2, 3$ 。这样由 (3)、(4) 式可见, B_{ij} 是由磁弹耦合效应产生的对应力的贡献项。下面我们通过方程 (1) 和 (2) 分析影响地壳应力的一些磁学因素。

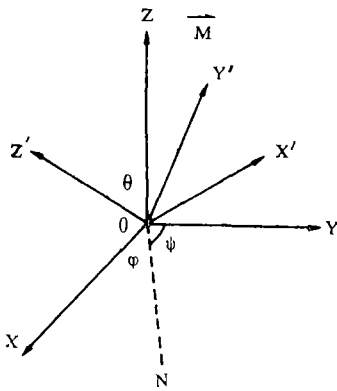


图 4 各晶轴坐标与固定坐标的关系
Fig. 4 Relation between the coordinate axis of crystal and the fixed coordinate

与普通介质的弹性方程不同, 在弱场作用下, 地壳内部的应力还取决于其中的磁性状况。这一效应的大小与 B_{ij} 及其梯度有关。下面先对 B_{ij} 作一粗略估计。由 (3)、(4) 式可见, 积分过程中 B_{ij} 是常数, 可提出积分号以外, 由变换关系看出 $|\frac{\partial x_{i'}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial x_{j'}}{\partial x_j}| \leq 4$,

并且 $|\cos \theta| \leq 1$ 。因此 (3) 式中每个 $B_{i'j'}$ 前面的绝对值不大于 $\frac{16\pi}{3}$, 从数量级上看, 可

以用磁弹耦合常数 B_1 和 B_2 近似代替 $\int_{\Omega} \frac{1}{3} B_{i'j'} \frac{\partial x_{i'}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial x_{j'}}{\partial x_j}$ 和 $\int_{\Omega} \frac{1}{3} B_{i'j'} \frac{\partial x_{i'}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial x_{j'}}{\partial x_j} |\cos \theta| d\Omega$ 。

由于磁弹耦合系数随温度的增加很快减小, 并且由于把岩石看成一铁磁性物质, 它的磁弹耦合系数应作一折扣, 在地壳内部, B_{ij} 一般就很小了。因此磁弹耦合效应对地应力的影响主要取决于其梯度的变化情况, 这与地壳内部局部区域的岩石磁性和温度分布有关。

由以上讨论可见, 地壳中某些区域内的应力问题与一般情况下的应力问题不同, 这是因为磁伸效应存在的缘故。其实在物理学的研究中, 这一问题早已被肯定。铁磁物质的 ΔE 效应从另一方面反映了这一问题。在一定温度下, 随着磁场的不同, 弹性模量将发生变化。

为了估计地球磁场和磁扰作用对应力的影响, 最可行的办法是根据一定模型对方程 (1) — (3) 进行求解。在这里我们用其他办法对均匀磁化区域进行粗略估计, 当然其结果是有局限的。

从磁畴理论来看, ΔE 效应只在中强磁场下表现出来。磁场对应力的影响, 可在杨氏模量和磁场的关系中有所反映。根据某些物质的实验资料, 当 $H \approx 1$ 奥斯特时, 杨氏模量增加约为 10^{-2} 达因·厘米⁻², 或者更小。在这种情况下, 即使介质饱和磁化, 磁伸应变最多为 10^{-6} 量级, 因此由磁场变化引起的应力变化最大值 $\Delta\sigma$ 约为 10^5 达因/cm², 即 0.1 巴。实际上在弱磁场下的应变远不能达到 10^{-6} 。由前面的讨论及从 (2) 式可以看到, 在磁场作用下的应力增量与 H 成正比, 磁扰磁场一般不过 1000 伽码, 最多仅有稳定磁场的 $\frac{1}{100}$ 。因此, 由磁扰引起的应力变化不超过 10^{-3} 巴, 直接通过磁伸触发地震的可能性甚小, 这是对均匀磁化区域而言。对于其他情况, 就可能不是这样。

前面我们导出了地球磁场条件下包含磁伸效应的弹性方程。下面分析它在不同条件下的作用。

对于 $H = 0$ 的情况, 在岩石磁性变化不大的区域, 方程 (1) 可简化为:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[C_{ijkl} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \right] = 0, \quad i, j, k, l = 1, 2, 3.$$

这是一般弹性方程。通常情况下地壳应力问题, 都使用这一方程解决。

但对 $H \neq 0$, 岩石铁磁性分布极不均一的区域, 这一情况可使 (1) 式中 $\frac{\partial}{\partial x_j} [B_{ij}]$ 几项较大, 应当采用 (1) 式来解决应力问题。这类似于温度应力问题中由温度梯度造成的一个体力作用, 磁弹耦合效应的贡献会显著。应当特别指出, 这一情况在居里面附近最有可能实现。在居里面附近, $\frac{\partial}{\partial x_j} [B_{ij}]$ 可能相当大, 因此, 居里面不仅仅是地壳中的磁性突变面, 它还是力学上的一个特殊面。它对地震的影响问题, 第七节还将进行讨论, 目前地震发生的事实支持这一认识。

根据以上讨论, 我们可利用方程 (1)、(2)、(3) 对包含居里面在内的某些磁性特殊区域进行力学的计算分析。这需要对深部岩石磁性有一定了解, 本文对此不再进行讨论。

五、磁致伸缩效应对地壳中热应力影响的讨论

居里面的变动和地壳内局部区域温度的变化引起自发的磁致伸缩, 会产生异常热应力。热应力对地壳应力的影响是一种普遍的看法, 不同的研究者从地壳温度的横向和纵向分布的不均匀性^{[23]、[24]}, 局部区域热异常对裂纹附近热应力和应力强度的影响^[25]来考虑其与地震的关系问题, 特别是苏联学者波波夫考虑到地壳介质的不均一性, 认为此种不均一性将会成为一种附加的应力源, 成为触发地震的因素^[23]。他注意到岩石在组成和态变中的 $\Delta(\alpha T)$ 的影响 (α 为热胀系数, T 为温度), 但没有考虑到岩石磁性对热胀效应的影响问题。下面讨论这一问题。

受外力作用下的铁磁性物质, 当温度从 T_0 变到 T 时 (T_0 或 T 小于居里温度), 总应变包含机械应变、正常的热胀发生的应变和自发磁致伸缩所产生的应变三项。我们可按朗道的方法^[26], 在 $(T - T_0)$ 不大时, 得到自由能的主要项

$$E = C_{ijkl} e_{kl} e_{ij} + B_{ij} \alpha_i \alpha_j e_{ij} + [a_{ij} \alpha_i \alpha_j - K \alpha \delta_{ij}] e_{ij} (T - T_0),$$

$$i, j = 1, 2, 3. \quad (5)$$

式中 K 为各向同性弹性常数, α 为热胀系数, $\alpha_{ij} = \frac{\alpha B_{ij}}{\alpha T} |_{T_0}$ 。这是由磁弹耦合效应产生的异常热膨胀系数。在多晶介质中可以忽略其中各向异性部分, 忽略地磁场的影响。如第四部分分析一样, 可以得到大尺度下的结果:

$$\sigma_{IJ} = C_{IJKL} e_{KL} + \frac{1}{3} B_{IJ} - \left[K \alpha - \frac{1}{3} \frac{\partial B}{\partial T} |_{T_0} \right] (T - T_0) \delta_{IJ},$$

$$I, J, K, L = 1, 2, 3. \quad (6)$$

式中 $\frac{\partial B}{\partial T} |_{T_0}$ 为 B_{IJ} 中略去含 B_2 部分的项所剩下的各向同性部分的微商。记 $-\frac{1}{3} \frac{\partial B}{\partial T} |_{T_0} = K \alpha_{..}$, 对于铁磁性均匀的区域, 平衡方程可写为:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} [C_{IJKL} e_{KL} - K(\alpha + \alpha_{..})(T - T_0) \delta_{IJ}] = 0. \quad (7)$$

(7) 式表明, 地壳内含铁磁性矿物的区域, 其热应力将出现一异常膨胀, 它主要由自发磁致伸缩引起的。

铁磁物质的热异常这一事实, 早为人们所发现。克勤恩从理论上指出, 对一般铁磁性物质, 这一异常热胀是存在的。他和柏斯都提出了从理论上估算热胀异常的方法^[10, 17]。另一方面, 用实验方法来确定各种不同物质的热胀异常系数乃是一种主要的手段。实验证明, 随着组分的不同, 热胀异常有很大差别^[27]。显然, 在地壳内, 岩石组分不均一, 这种磁性热胀也是不均匀的。

考虑到铁磁性物质在居里点附近的反常热胀行为, 顾及一般的各向同性介质热应力平衡方程的位移形式, (7) 式可写成更为通用的形式:

$$(\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x_j} + \mu \nabla^2 u_j - \frac{\alpha E}{1 - 2\nu} \frac{\partial T}{\partial x_j} = 0, \quad j = 1, 2, 3. \quad (8)$$

式中用包含各种效应的弹性常数 E 、 μ 等代替了 C_{IJKL} 、 K , $\alpha = \alpha_n + \alpha_{..}$, α_n 为正常热胀系数, $\alpha_{..}$ 为异常热胀系数均值。在地壳中, 铁磁性矿物岩体处于居里点以下, 或者温度在居里点上下发生变化时, 将会由于铁磁性物质的热胀异常出现特殊的热应力, 触发地震。本文用下面的模式进行讨论。

视地壳为半无限空间, 某一区域内具有较高的铁磁性含量。为简化起见, 设该区域为球体, 不考虑温度梯度造成的热应力, 该球形区域与周围环境的温度低于居里点的温度 T_0 。在球形区域内外弹性常数相同, 这样问题则成为半无限空间内球形包含物所引起的热应力问题, 该问题的热应力方程为:

$$(\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 u_i - \frac{\alpha E}{1 - 2\nu} \frac{\partial T}{\partial x_i} = 0, \quad i = 1, 2, 3.$$

$$\alpha = \begin{cases} \alpha_n + \alpha_{..} & \text{在球体内;} \\ \alpha_n & \text{在球体外。} \end{cases}$$

假设界面为自由界面。在球面两侧位移连续, 处于力平衡状态。可以证明, 该问题等价于在整个半空间具有相同的膨胀系数 $\alpha_{..}$, 但温度分布为

$$T = \begin{cases} T_0 & \text{球体内} \\ 0 & \text{球体外} \end{cases}$$

的热应力问题（详细证明从略）。

对于该等价问题，米德林和奇思作出了解析解^[28]。

这一异常热应力作用在使介质处于临界平衡的条件上，通过分析这时的应力状态和剪切破裂强度的关系，可以判断对地震的影响。

为了对上述剪应力的量级有一认识，对包含体正上方的最大剪应力进行数字估计。取埋深20km， $T_0 = 500^\circ\text{C}$ ，异常热胀系数取 $10^{-7}/\text{度}$ ，岩石的热胀系数取 $10^{-5}/\text{度}$ ， $E = 6 \times 10^{11}$ 达因/cm²，泊松比取为0.25，包含体半径为5km。在微机上计算出包含体正上方间隔为1km的各点的最大剪应力值，如表2所示。

表2 包含体上方的最大剪应力值

z	0	1	2	3	4	5	6	7
$\tau_{\max}$	2.08	3.06	4.15	5.41	6.93	8.81	11.2	14.3
z	8	9	10	11	12	13	14	15
$\tau_{\max}$	18.5	24.4	32.7	45.1	64.5	96.7	153.9	266.3

由以上数据可看出，由包含体热胀异常所引起的热应力，随深度急剧增大。在上面的估算中，也能达到几巴—几百巴的量级。在断裂面上，这样大的剪应力是可以触发地震的。

以上分析说明，从岩石铁磁性来看，地热的变化对地壳应力的影响是双重的。温度的变化对于含铁磁性矿物较高的岩石将造成比较显著的影响。例如前述包含体问题，当温度升高超过居里点时，这种异常热应力消失。反之，温度从居里点以上降到居里点以下时，将会产生直接的异常热应力。

因此，地壳内部温度的变化，对于具有铁磁性的岩石可带来两方面的结果：即震前磁异常及通过异常热胀对应力产生影响，有可能触发地震。

六、从震源模式讨论磁伸效应

前面几节讨论的是地壳内磁伸的基本问题，但它如何影响地震，还需结合震源模式进行讨论。

首先需要指出，在地壳内部铁磁性矿物是广泛存在的^{[21]、[31]、[32]}。另外，对岩石的分析表明，不同地区的岩石含铁磁性矿物的差别很大。局部地方其富集度可达30—65%。铁质的运移和富集大多数受断裂带控制，各种断裂成为铁质由地球内部向上方运移的通道^[33]。结晶和分异作用可使磁铁矿易于聚集。现代磁测资料的分析也证明了深部岩石的铁磁性和磁异常体的存在。以上说明磁伸效应的基本条件在地壳内部是具备的。

根据震源物理和地震地质学研究，大地震大多是沿深大断裂发生的。在深大断裂带中，基性岩浆较多，岩石的铁磁性矿物含量较高，这对磁致伸缩效应是一种有利的条件。另一方面，沿深大断裂，深部地热活动活跃，居里面沿断裂带上升和下落的变动可以在较短时间内

完成。这两个条件对地震活动会产生影响。图5示出了一种简化情况。图中虚点部份表示铁磁性矿物集中的区域。当此局部区域居里面下降后,异常热应力将会在周围岩体中产生,断层靠近居里面的下部可能因此而重新错动而形成地震。当居里面沿断裂带上升时,断裂底部温度升高,有助于孕震断裂底部的应力集中,从而触发地震。下面结合组合模式对这一问题进行分析。

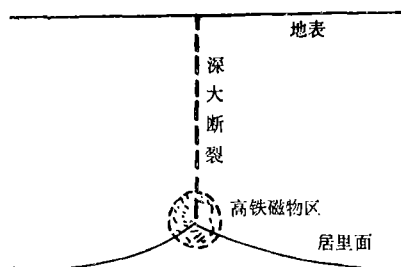


图5 深大断裂底部的一种情况

Fig. 5 One case of the bottom of deep large fault

根据组合模式^[5],调整单元的温度应较积累单元高,其居里等温面高于积累单元。在二种单元交接处,构成了居里等温线梯度带,如图6所示,图中两调整单元之间有一直立断层,从平面上看,积累单元和调整单元交接处就是居里等温线分布较密的地方。这一居里等温线梯度越高,表明居里面附近岩石铁磁性的变化越剧烈。前面的分析已指出,这种作用类似于一个体力作用于岩体,其大小在居里面附近最显著。此外,还存在居里面变动引起的异常热应力机制,它对地震的发生也会产生明显的影响。目前有人根据航磁资料进行分析,得到相同的结论^[24]。总之,根据组合模式的解释,在调整单元和积累单元交接处,应力积累较高,热应力较大,而且磁伸效应引起的应力异常效果较强,因此易于发生地震。实际情况与我们的分析结果是吻合的,这将在下一节进行讨论。

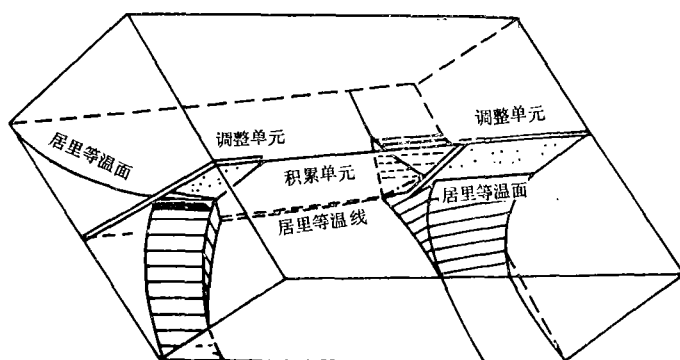


图6 组合模式居里面情况

Fig. 6 Curie surface of the combined mode

七、某些问题的讨论

1. 太阳活动对地震的影响

以往人们对太阳活动与地震的关系作过许多研究工作。在国外,比较突出的是阿奥依(1874)、高山威雄和铃木武夫(1930)、德森金斯基^[34]、以及辛普森等。国内也有不少人

作了这方面的研究,如诸志宏^[35]、刘德富^[36]、蒋伯琴¹⁾、徐道一²⁾、郭增建和秦保燕³⁾等。以上不同研究者的工作,都反应了太阳活动与地震活动的关系是存在的。我们对每次地震幕和太阳活动的关系进行了一些统计工作。现以近代我国三次地震活动幕与太阳活动的关系进行说明。

第一次地震幕从海原1920年8.5级地震开始,以1937年都兰7.5级地震结束;第二次地震幕从1947年达日7.7级地震开始,以1955年乌恰7级地震结束;第三次从1966年邢台地震开始,以松潘7.2级地震结束。这些地震幕的地震活动开始于太阳活动的高年或低年,结束时间也是如此。以往一次地震幕是否转入平静是未知的,现根据上面的初步统计,可将太阳活动的峰值年作为判断地震活动高潮结束的标准之一。

根据文献^[37]的统计,将地震活动前三年的地磁扰动资料与地震活动能量进行对比,地震活动性随磁扰的加剧成比例增加。这样一种超前相关性,证明地震现象极有可能是地磁扰动的后果,本文用磁致伸缩效应来探讨这一问题。首先,磁暴磁场通过磁伸效应对地壳的应力有一直接影响,当然,正如第五节所提出的那样,这一静应力是微小的。但实际上还存在其他机制,因为磁扰含有变化的成份,这将产生多种效应,例如磁耗,通过磁耗可将太阳辐射能量积累起来,在太阳活动低年磁伸静力效应增加,原积累的能量转为弹性能,这可能是太阳活动低年地震也发生较多的原因之一,当然也可能还存在其他机制。

2. 居里面和地下深处热活动对居里面变动影响的讨论

从全球范围看,浅源地震与居里面深度有很大的相关性,这意味着居里面可能是一特殊的力学面,这个认识在前面已有所讨论。应当指出,这一点是不能用一般温度应力来解释的。此外,居里面两侧的热胀性质有极大的不同,居里面的变动更可能对局部地区的应力造成可观的变化。本文前面曾给出一个模型估算,其数量级是不小的。另据斯特西的估算,居里面升高1km需要10000年的时间,但有学者认为^[38],由于热流、对流等作用,使得温度变化时间大大缩短,以至居里面隆起速率可能是2km/年。此外,地壳内部各种运动发生的化学过程改变了岩石组份,对居里面的变化也会产生影响。上述这种居里面的变化,可在短期内改变地壳应力状态,从而影响地震。

3. 对居里等温梯度带上地震活动的讨论

根据前文对震源模式讨论的结果,居里等温线梯度带有可能是积累单元和调整单元的交接带,在这个地带易于形成较大的应力集中,同时,磁弹效应增强,形成触发地震的有利环流。文献^[24]研究了京津唐地区居里面和地震的关系,发现大部份地震发生在居里等温线梯度带上。另外的研究者用航磁资料对兰州一天水地区居里面埋深和地震活动进行了比较,同样发现在居里面隆起带边缘中强地震活跃⁴⁾。

文献^[24]对京津唐地区居里面埋深的研究,使用的是1977年以后的航磁资料,能反映近期的情况。唐山地震位于燕山褶皱带和沧东断裂带的交汇处,根据文献^[39]的研究,正好处于渤海高热区到北部冷区的过渡带上,这是和文献^[24]的研究结果相符合的。由图7可见,唐山地震处于居里等温梯度带上,而且最内层居里等温线有较大的值,从组合模式来看,可

1) 蒋伯琴,太阳黑子、磁暴与地震活动性的关系,1983.

2) 徐道一,天文地震研究进展,1983.

3) 郭增建、秦保燕,太阳黑子活动与大地震关系的讨论,1970.

4) 陈爱玲等,南北地震带北段(武都—甘谷峡)深部构造与地震活动,1984.

以理解为积累单元居里面埋深较大。这一情况在其他几个大震的分布上也有所反映，它可能反映了短期内居里面的沉降速率，尚有待探讨。但是根据前面的分析，居里面变动大，地震发生的危险相应增高。根据文献[39]研究，唐山地震前可能存在深部物质的上涌。这显然会影响居里面的状态。根据震后航磁资料得出的居里面埋深，其数值较高，那么它反映居里面的变化较强，正是因为这样，增加了触发地震的可能。所以，将居里面的埋深程度和居里等温梯度带的分布结合起来，分析地震危险性就有更大的意义。

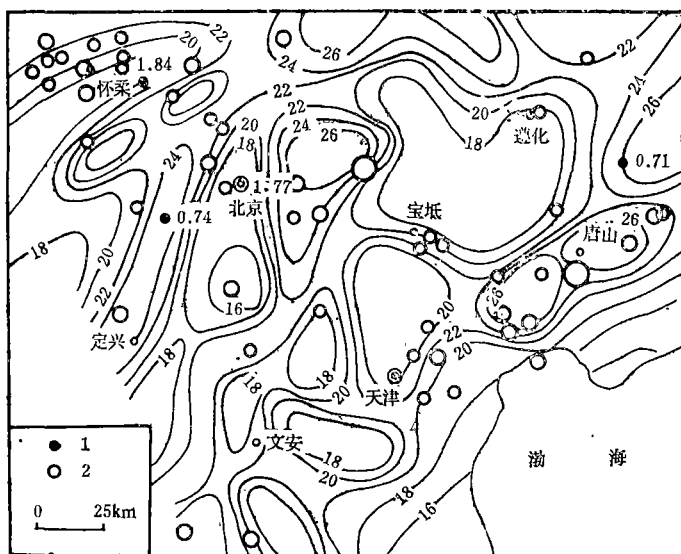


图7 京津唐地区居里面和地震分布

1. 热流值 2. 4级以上地震

Fig. 7 Curie surface and seismic distribution in Beijing—Tianjin—Tangshan areas

从以上的讨论来看，根据居里面的埋深情况，结合构造特点，将居里等温梯度带地区作为划定积累单元和调整单元的一个参考指标，这对于探讨地震预报有一定意义。

八、初步结论和需要进一步讨论的问题

通过以上的讨论，可以得到如下认识：

在地球磁场条件下，通过地学尺度范围内包含了磁伸效应的静力弹性方程的建立，确定了磁致伸缩效应对应力的影响方式，以此分析了几个影响地壳应力的磁学因素。在一般地壳岩石条件下，磁伸效应可以忽略。

在岩石铁磁性变化大的区域，磁伸效应的影响是应当考虑的，居里面可能是一力学上的异常面。

由于自发磁致伸缩所引起的热胀异常，对局部地区的热应力的贡献是较大的。居里面的变动加强了地震发生的危险。

本文的研究仅是初步的，尚有不少问题有待进一步的研究。例如：铁磁性矿物的分布受断裂构造的控制，沿构造带地热活动活跃，一些地磁观测结果表明地磁异常与深断裂构造有

关,这或许反映了沿断裂带地应力的异常。震磁效应不仅反映了应力对磁化的影响,也含有磁化对应力贡献的成分。把磁化对应力的影响、热胀异常对应力的贡献以及应力、温度的变化对磁化的影响联系起来,有可能对震磁异常作出更积极的解释。本文的讨论只集中于磁性对应力的影响上,今后应对上述问题的几个方面作统一考虑,寻找合适的地面指标,加深磁伸和应力关系的分析。另外,地学条件下动态的磁弹耦合问题,是研究压磁效应比较符合实际的理论基础。本文的工作,距地学条件磁弹问题的解决还有相当的距离。

在完成本文的过程中,郭增建、秦保燕老师都作了悉心指导,在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 贺楚儒,地震磁效应的研究概况,地震学刊, No. 1, 1984.
- [2] 詹志佳,震磁现象的观测与研究,地震, No. 6, 1984.
- [3] 祁贵仲,膨胀磁效应,地球物理学报, Vol. 21, No. 1, 1978.
- [4] F.D. Stacey, Theory of the magnetic susceptibility of stressed rock, *phil. mag.*, Vol. 7, 1962.
- [5] 郭增建、秦保燕,震源物理,地震出版社, 1979.
- [6] F.D. Stacy, Physical theory of rock magnetism, *Advances in Physics*, No. 45, 1963.
- [7] F.D. Stacy, The seismomagnetic effect, *Pure and Applied Geophysics*, Vol. 58, No. 11, 1964.
- [8] 郝锦琦, L. Mastie, F. Stacey, 震磁效应理论, 一个重新估价, 世界地震译丛, No. 10, 1982.
- [9] М.А. Трабовский, Магнитострикция естественных и искусственных магнетитов, *Изв. АН. СССР, ТХІV*, No. 6, 1950.
- [10] R.R. Birss, On the saturation magnetostriction of ferromagnetics, *Advances in Physics*, Vol. 8, 1959.
- [11] E.W. Lee, Magnetostriction and magnetomechanical effects, *Rep. Progr. Phys.*, Vol. 18, 1955.
- [12] С.В. 冯索夫斯基等, 铁磁学, 科学出版社, 1965.
- [13] C. Kittel, Interaction of spin waves and ultrasonic waves in ferromagnetic crust, *Phys. Rev.*, No. 110, 1958.
- [14] R.L. Comstock and B.A. Auld, Parametric coupling of the magnetization and strain in ferromagnet, parametric excitation of magnetostatic and elastic, modes, *J. Appl. Phys.*, Vol. 34, No. 5, 1963.
- [15] С.В. Вонсовский и Я.С. Шур, Ферромагнетизм, Гостехиздат, 1948.
- [16] 克拉俾尔等, 磁铁矿的高温磁致伸缩作用, 国外地震, No. 6, 1974.
- [17] E. Callen and Herbut, B. Callen, Magnetostriction forced magnetostriction and anomalous thermal expansion in ferromagnets, *Phys. Rev.*, Vol. 139, No. 2A, 1965.
- [18] 李国平、郭友中, 数理地震学, 地震出版社, 1978.
- [19] В.Б. 科斯特罗夫, 构造地震震源力学, 地震出版社, 1979.
- [20] 郝锦琦, L. G. Parry等, 岩石中的压磁效应: 在高低磁场中测量的比较, 世界地震译丛, No. 10, 1982.
- [21] 永田武, 岩石磁学, 地质出版社, 1959.
- [22] 斯图柯, 铁磁畴, 科学出版社, 1960.
- [23] В.В. Попов, Температурные неоднородности как возможный источник землетрясений, *Изв. АН. СССР, Физика Земли*, No. 1, 1966.
- [24] 郝书俊等, 京津唐地区居里等温面及其与地震的关系, 地球物理学报, Vol. 25, No. 3, 1982.
- [25] 安镇文、朱传镇, 地热与地震关系的研究(一), 地震学报, Vol. 6, No. 2, 1984.
- [26] Л.Д. 朗道等, 连续介质力学, 人民教育出版社, 1978.
- [27] R.M. Bozovth, *Ferromagnetism*, D. Van Nostrand Company, 1951.
- [28] E. 梅兰等, 由于定常温度场而产生的热应力, 科学出版社, 1955.
- [29] 王仁等, 固体力学基础, 地质出版社, 1979.
- [30] 贾晋康、王仁, 地球自转速率变化与地震触发, 地震科学研究, No. 2, 1981.
- [31] 曹添等, 地球化学, 中国工业出版社, 1962.
- [32] В.А. Передериев, 矿床学原理, 长春地质学院出版, 1957.
- [33] 张文佑等, 铁矿的形成与富集, 冶金工业出版社, 1977.
- [34] А.Д. Сытинский, О зависимости Глобальной и региональной сейсмичности земли от раз

11-летнего цикла солнечной активности, Доклады Академии Наук СССР, Т.265, No.6, 1982.

[35] 诸志宏、宋站庭, 太阳活动与我国地震相关的初步探讨, 地震研究, Vol.4, No.2, 1981.

[36] 刘德富等, 太阳活动影响地震的证据, 地震科学研究, No.1, 1982.

[37] 徐道一, 天体运动与地震活动的关系, 地震出版社, 1980.

[38] 阿尔特高任, 论地磁扰动与地震活动的关系, 国外地震, No.2, 1976.

[39] J.G.海阿科尔等, 地壳, 地震出版社, 1983.

[40] 国家地震局《一九七六年唐山地震》编辑组, 一九七六年唐山地震, 地震出版社, 1982.

DISCUSSION ON SOME MAGNETISM QUESTIONS INFLUENCING CRUSTAL STRESS FROM THE SOURCE PHYSICAL POINT OF VIEW

Sun Guangyu

(The Educational College of Guizhou Province)

abstract

From another aspect of piezomagnetic effect --magnetization influencing stress, this paper deals with the seismomagnetic questions. Using the theories of magnetic domain and magneto-elastic coupling, obtains the elastic equilibrium equation containing magnetostrictive effect in the dimension of the earth science. From this, analyses the influence of changing magnetic field upon the stress and the mechanical features of the Curie surface. The model estimation is made for the part of magnetic contribution of the thermal stress. This anomalous stress is enough to influence the occurrence of the earthquake. Finally, from the results mentioned above, also discusses the prediction problems of some earthquakes with source model.