西北地震学报

1985年6月 NORTHWESTERN SEISMOLOGICAL JOURNAL June., 1985

单轴压力下岩石磁化率的变化

李松林* 黄平章 刘秀兰

(国家地震局地球物理研究所)

摘 要

利用感应法测定了北京、唐山地区五类强磁性火成岩在单轴压力下的压磁 曲线。实验发现,曲线可划分为两个形态不同的阶段。在加压的初始阶段,压 磁曲线表现为上升;尔后,几乎以不变的速率直线下降。曲线形态与岩样的种 类、循环次数有一定的关系。压磁系数变化范围为-(0.9--3.0)×10⁻⁴ cm² kg。从加压开始到岩石破坏,磁化率一般下降20--30%。还发现,磁化率的 变化与岩样的体膨胀关系不太明显。

运用铁磁学中的磁畴理论对上述压磁曲线作了初步的解释。

一、引言

震磁关系的研究是地震预报的一个重要课题。即然地震的孕育和发生是地壳应变能量**从** 积累到释放的过程,因此,研究在应力作用下岩石的磁性变化就显得尤为重要。它将为震**磁** 关系的研究提供可靠的物理依据。

众所周知,岩石的磁性包括感磁和剩磁两部分。其中,与现代磁场有关的仅为感磁部分,其大小取决于岩石的磁化率。因而,岩石的磁化率是描述岩石磁性的一个重要参数。

许多结果都表明,岩石的磁化率与岩石中的应力有关。位于地壳中的岩石,在地应力作 用下,其磁化率将发生变化,从而引起地磁场的异常变化。

从事应力作用下岩石磁化率变化的实验研究工作的,较早的是苏联学者,如Kapitsa 等人的工作^[1]。尔后,国外从事这方面的理论和实验研究工作的还有 Kern, Kean, Stacey、Nagata等人^{[2]—[5]}。初步结果是,磁化 率 沿 压力轴方向减小,而沿垂直于压力轴 方向增加。但是,以前的实验工作,大都局限于岩石的弹性限度内。当应力超出弹性限度之 后,磁化率随应力如何变化,对这方面还研究得很少,而这恰恰是与地震预报研究非常有关 的问题。为此,作了岩石在单轴压力下破裂全过程的磁化率的实验。

^{*}现在国家地震局地球物理勘探大队。

二、实验方法

这次实验采用了感应法。岩样被置于场线圈一赫姆霍兹线圈的中心部位,使其在磁场作 用下均匀磁化,观测磁化率随应力的变化情况。

实验以150吨的压力机加压,作用力经过无磁性垫块传递给岩石试件,测定岩样沿压力 轴方向磁化率的变化规律。

天然岩石属弱磁性物质,即使对于火成岩,其磁化率亦都在10⁻³量级左右。为了压制 干扰,提高灵敏度,感应法中的次级线圈,即检测线圈采用了一对反向串接的、多匝数的平 衡线圈,由平衡线圈的失衡来测定岩石磁化率的大小。失衡时,输出感应信号与样品磁化率 成正比。图1和图2分别为实验的电路原理图和实验装置图。



图1 电路原理图





图 2 实验装置示意图

Fig 2 The schematic drawing of device for experiment.

初级线圈Lo即赫姆霍兹线圈,线圈半径为20厘米,其中心部位的磁场可看作是均匀的。

实验采用了频率为500赫兹的激励信号。调节信号发生器输出幅度,使得花赫姆霍兹线圈的 中心部位产生幅度为0.5奥斯特的交变磁场(数值上相当于地磁场的值)。

L₁和L₂即两个反向串接的同轴线圈,L₂套在L₁的外面,置于赫姆霍兹线圈 的 中 心 部 位,其轴向和赫姆霍兹线圈的轴向重合。在没有岩样放入时,L₁和L₂处于平衡状 态,输出 信号为零。当岩样放入后,由于它在磁场中被磁化,引起了L₁和L₂磁通量的变 化,故L₁和 L₂失去平衡,产生一感应电动势。此电动势经锁相放大器放大,尔后由X-Y记录器记录下 来。

为保证L₁和L₂放入与其轴向平行的均匀磁场中时,处于平衡状态,必须对它们的 圈 数 进行严格的调整。设L₁的内径、外径、L₂的内径、外径依次为r₁、r₂、1₃、r₄。则应 有 磁 通量

$$\Phi = \pi n^2 H d \left(\int_{1}^{2} r^2 dr - \int_{1}^{2} r^2 dr \right)$$

$$= \frac{1}{3}\pi n^{2} H d \left(r_{2}^{3} - r_{1}^{3} - r_{4}^{3} + r_{3}^{3} \right) = 0$$

其中n为单层时每厘米内所绕线圈的圈数,d为线圈高度,H为场线圈所产生的磁场。

故 $r_{1}^{3} - r_{1}^{3} = r_{4}^{3} - r_{3}^{3}$

因此,当外部有一个在空间分布上是均匀的磁场时,串接线圈两端不会产生任何感应电 动势,从而避免了外部的一些干扰因素。

L₁和L₂调整结果是:

L1的圈数为22,200, 电阻为9.580欧姆;

L,的圈数为12.850,电阻为7.380欧姆。

下面推导计算磁化率变化的公式。

岩石剩磁部分与现在交变磁场无关,它对检测线圈的感生电动势无贡献,故可不予考虑。

岩石样品为长100毫米,直径30毫米的正园柱体。设被测岩样的磁化率为K,因样品没 有充满线圈包围的空间,故其有效磁导率

 $\mu eff = 1 + C. 4 \pi KS/A$

其中S为岩样的截面积,A为线圈的面积,C为固定的比例常数。

对于L₁, $\mu_{eff_{11}} = 1 + C_1 \cdot 4 \pi KS/A_1$

对于L₂, $\mu_{\text{off},2} = 1 + C_2 \cdot 4 \pi \text{KS/A}_2$

考虑到放入岩样前,L1和L2处于平衡状态,故放入岩样后

 $\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = 4 \pi KS (N_1C_1 - N_2C_2) \cdot H$

其中N₁和N₂分别为L₁和L₂的匝数。

感应电动势 $E = -\frac{1}{C} \frac{d\Phi}{dt}$, 设 $H = H_{\circ}coe\omega t$

则
$$E = \frac{4 \pi s \omega}{C}$$
 ($N_1 C_1 - N_2 C_2$) Hosin $\omega t \cdot k = G \cdot K$,

G为比例常数。

故 $\frac{dE}{E} = \frac{dK}{K}$,即感应电动势的相对变化量等于岩石磁化率的相对变化量。

。 为了研究岩石扩容对其磁化率的影响,实验还做了样品体应变的观测。同时,还对岩样

做了切片化验,观测其磁性颗粒的情况。

三、实验结果

此项工作共测定了五类岩石的压磁系数,包括唐山的花岗片麻岩、北京平谷的玄武岩、 延庆的煌斑岩、密云的角闪岩和磁铁石英岩。

从形态上看,压磁曲线可以划分为适合于小应力的初始曲线段和在大应力下的近于直线 段。初始阶段较短暂,至多只有几百个巴,曲线表现为上升。尔后,曲线几乎以不变的速率 下降。另外一个值得注意的现象是,岩石的体膨胀对压磁曲线影响不大。

从数量上看,几类岩石压磁系数的取值范围为-(0.9—3.0)×10⁻⁴ cm²/kg。从加压 开始到岩石破坏,磁化率一般下降20—30%(见表1)。初始阶段内,磁化率虽然随应力的 增加而增加,但变化幅度不大,一般均小于3-5%。

对压磁系数β的精度可作如下的估计:

$$\beta = \frac{1}{K} \frac{\Delta K}{\Delta \sigma} = \frac{1}{\Delta \sigma} \frac{\Delta E}{E}$$

既然β仅与感应电动势的相对变化有关,因而锁相放大器放大倍数偏差的影响可不予考虑。应力测量的相对误差在1%以内。X-Y记录器本身的相对误差小于0.5%,故β的相对 误差小于5%。

岩 石 种 类	产地	磁铁矿 含量	磁铁矿颗 粒平均直径 (µm)	破坏时 ∆k/k变化	压磁系数 <u>1</u> • <u>dk</u> (cm ² /kg)
玄 武 岩	北 京 平 谷	15%	50	- 28.2%	- 1.1×10 ⁻ 4
熄斑岩	北京延庆	5 %	50	- 17.0%	- 0.9×10-4
花 岗 片 麻 岩	唐 山 迁 安	8 %	70	- 16.9%	-2,1×10 ⁻⁴
角闪岩	北京密云	8 %	80	- 32.3%	-3.0×10^{-4}
磁 铁 石 英 岩	北 京 密 云	30%	2000	- 27.0%	-2.3×10^{-4}

压磁实验结果

- 我 1

实验采用了循环加压法,逐次增加压力,直至破坏。由图3可看出,对于磁铁石英岩, 在加压的初始阶段磁化率随应力增加而增加的趋势很明显,直到最后一个循环,都可看出这 种趋势,上升幅度可达3%左右。压磁曲线在高应力阶段呈一条直线,磁化率随应力的增大 而减小。直至岩样破裂磁化率随应力变化的直线性都很好。

图 4 是煌斑岩的实验结果,从压磁曲线可以看到,经过两个压力循环过程以后,低应力 时磁化率随应力增加而增加的趋势已基本消失。从第三个循环开始,岩石发生扩容,但对压 磁曲线影响不大。

图 5 是玄武岩的压磁曲线。图 6 和图 7 是角闪岩的实验结果。压磁曲线接近于直线。图 6 中,在第四个循环里,岩样体膨胀很明显,但仍未发现压磁曲线有明显的变化。

第7卷

4



图 3 磁铁石英岩19号实验曲线





18











总起来看,压磁曲线的形态,尤其是初始阶段的形态与岩样的种类有很大关系。少数样品,如角闪岩,曲线在初始段上升趋势不明显。

另外,还发现:(1)随着循环次数的增加,曲线在初始段上升的幅度逐渐减小。(2) 降压过程中,压磁曲线没有沿原路径恢复,卸载曲线位于加载曲线的上部。

四、理论解释

岩石的磁性是由于其内部疏散分布的铁磁性颗粒所引起的。

下面首先考虑仅存在转动磁化的情形。设应力σ方向与磁场H方向平行(相当于考虑压 力轴方向的磁化),自发磁化强度J,与H夹角为θ,晶体易磁化方向与H夹角为 φ(图 8), 则每单位体积中的总能量可表示为:

E(ϕ) = Kusin²($\theta - \phi$) + ³/₂λ_sσcos² θ - J_sHcosθ + C 其中第一项为各向异性能, K_u为各向异性常数。第二项为 **/** 易磁化方 磁弹性能, λ_s代表磁致伸缩系数。第三项为在磁场H中的静 / 磁能。

考虑到物质结构最稳定的状态,应为自由能最低时的状

态, 令 $\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0$, 并考虑到 易 磁化方向对于 H来说是随机分

布的(即应对各个方向的∮求平均),最后可得到

$$K(\sigma) = \frac{K_{\mathbf{o}}}{1 + \beta \sigma}$$



of magnetic domain.

其中K_σ为K在σ=0时的值,β为依赖于材料特性的常数。该式表明,随α增加,K值下降。 上式已基本上能解释这次实验得到的结果,因为,从大致形态上看,压磁曲线基本与上 式相符。然而,在加压的初始阶段,却有较大的出入,因曲线并没随压力增加而下降,反而

从切片化验结果发现(表1),这次实验中岩样内包含的铁磁性颗粒的直径一般在几十 个微米以上,远远大于磁铁矿为单磁畴状态时的临界值(直径为一微米方右)。因此,必须 考虑壁移磁化的作用。

总的磁化率K=K转+K_{壁移}。

有一上升。这一现象应如何认识呢?

根据铁磁学中磁化的内应力理论,壁移磁化与物体内部应力的起伏性有 关。起 伏 性 越 大,壁移磁化越困难^[6]。这里需要注意的是岩石中内应力的存在。它是岩石在结晶过 程 中 以及长期的地质作用中形成的残余应力。其中很大一部分残余应力的保持是与干摩擦力的存 在相联系的。对物体加压时,内应力减小,且在完全卸载时,内应力不能完全恢复到原有的 值。内应力在空间分布上是不均匀的,它的减少即意味着样品内部应力起伏性的减小。

依照上述看法,在加压过程的初始阶段,内部应力的起伏性随机械民力的增加而逐渐减小,对应于壁移磁化部分随压力的增加而增加。尔后,试样内逐渐趋于均匀应力场。根据 Nagata的理论^[7],这时K_{骤移}不再随压力增大而增大,基本保持为定值。K_{骤移}与K_转两者 迭加的结果,即得到多磁畴状态下样品的压磁曲线。

同时,压磁曲线在多次循环过程中的一些特点亦可得到解释。机械压力的作用使样品的 内应力减小,导致壁移磁化率的增加。卸载过程中,内应力不能立即恢复到原有的水平,故 卸载曲线位于加载曲线上部。而且,随着循环次数的增加,内应力越来越小,故加载曲线在 初始段上升的幅度逐渐减小。

从这次试验来看,岩石的体膨胀似乎对磁化率的变化影响不大。这种现象如何解释呢? 我们认为,实验所处理的并不是整块的铁磁性物质,而是含有铁磁性小颗粒的包络体。但实 验中观测到的体膨胀,乃是整个岩石样品的体膨胀。在岩样中,主要成分为非铁磁性物质 (表1)。岩样进入扩容阶段,并不表明其内部的铁磁性颗粒一定也处于扩容阶段。一般情 况下,微裂隙常出现在颗粒之间的界面上,故对岩石磁化率的变化影响不大。

五、结 论

利用本文所述的感应法,可测定岩石磁化率在单轴压力下从零至数千巴范围内的变化。

对于含有多磁畴铁磁性颗粒的岩石,在加压的初始阶段,压磁曲线表现为上升,尔后, 几乎以不变的速率直线下降。上升的幅度与岩样的种类、循环次数有关,磁化率增加幅度一 般不超过3-5%。在磁化率的直线下降阶段,压磁系数变化范围为-(0.9-3.0)× 10⁻⁴ cm²/kg。从加压开始至岩石破坏,磁化率一般下降20-30%。此外,还发现单轴压力 下磁化率的变化与岩石的体膨胀关系不明显。

因而,当考虑地壳内的岩石磁化率随应力变化的情况时,应综合考虑到岩石的种类、现 在所受应力的大小、应力变化的趋势以及在过去漫长的地质时期中岩石被加载的历史。

由实验结果,则地磁观测点最好选在强磁性岩层地区,这样可观测到较大的地磁场绝对 变化。对于六级以上地震,可能在震中区观测到5-10γ左右的磁异常变化。

应该指出,压磁效应并非仅仅局限于因应力变化引起的磁化率的变化(从而引起感磁部 分的变化),还应包括剩磁部分随应力的变化。同时,在震磁关系的探索中,除了压磁效应 外,还应考虑到感应磁效应和其它效应。因此,尚需作多方面的深入细致的研究工作。

本项工作是在金耀、高龙生两位导师的指导下进行的。金耀导师还参加了实验和理论解 释工作。孙武城总工程师对本文提出了宝贵的修改意见。北京大学蒋邦本老师也给予了大力 支持。在此,一并表示感谢。

(本文1983年10月15日收到)

参考文献

[1]Kapitsa, S.P., Magnetic properties of erupted rocks under mechanical stresses, Izv.Akad.Nauk, USSR, Geophys.Ser., Vol.6,489-504, 1955.

- [3]Kean, W., et al, The effect of uniaxial compression on the initial susceptibility of rocks, as a function of grain size and composition of their constituent titanomagnetites, J.G.R., Vol.81, 861-872, 1976,

- [4]Nagata, T., Magnetic susceptibility of compressed rocks, J.Geomag. Geoelec., Vol.18, 73-80, 1966.
- (5)Stacey, F.D., Theory of magnetic susceptibility of stressed rock, phil. Mag., Vol. 7, 551-556, 1962.
- [6]北京大学物理系,铁磁学,131-133,1976.
- [7]Nagata, T., Basic magnetic properties of rocks under the effects of mechanical stresses, Tectonophysics, Vol. 9, 167-195, 1970.

THE VARIATION OF ROCK SUSCEPTIBILITY WITH UNIAXIAL PRESSURE

Li Songlin Hang Pingzhang Liu Xiulan (Geophysical prospecting Brigade, State Seismoligical Bureau, Zhengzhou, China)

Abstract

The piezomagnetic curve under uniaxial pressure has been measured by inducing method to the five kinds of strong magnetic pyrogenetic rocks in Beijing-Tangshan region. It has been found out in the test that the curve may be divided into two different morphological phases. The curve of piezomagnetism rises when the pressure is exerted on it in the iniatial stage, and then it falls straight at an invariant speed. There exists a certain relationship between the curve form, the kind of rock specimen and the number of circulation. The variation of piezo magnetic coefficient is—(0.9 -3.0) $\times 10^{-4}$ cm²/kg. on an average magnetic susceptibility decreases20—30 per cent from the beginning of pressurization to the rock destruction. It has been discovered as well that there does not exist a clear relationship between the variation of susceptibility and volume expansion of rock.

This paper gives a preliminary explanation to the piezomagnetic curve mentioned above with the theory of magnetic domain in ferromagnetism.