



论文

粒径分布对磁铁矿磁化率变温曲线的影响

赵翔宇^{①②}, 刘青松^{①*}

① 中国科学院地质与地球物理研究所古地磁与年代学实验室, 北京 100029;

② 中国科学院研究生院, 北京 100049

* 联系人, E-mail: liux0272@yahoo.com

收稿日期: 2009-11-24; 接受日期: 2010-03-16

国家自然科学基金面上项目(批准号: 40974036)、国家自然科学基金创新研究群体项目(批准号: 40821091)、中国科学院创新团队国际合作伙伴计划和中国科学院百人计划项目资助

摘要 磁铁矿是自然界样品中重要的载磁矿物, 是古地磁、岩石磁学以及环境磁学重要的研究对象. 磁铁矿的磁学性质受多重因素的影响, 包括其含量以及粒径分布等. 通过理论模拟, 本文研究了具有一定粒径分布(主要是对数正态分布)的纳米级(单畴和超顺磁)磁铁矿颗粒的磁化率随温度变化(κ - T)曲线. 研究表明, 磁铁矿的粒径分布能够影响磁化率及解阻温度, 首先, 粒径分布不但使磁化率在 SP/SD 转换边界的变化趋于平缓, 而且在 κ - T 曲线上, 因磁铁矿解阻形成的 Hopkinson 峰也随分布变宽而变宽; 其次, 增加中值粒径或增加分布宽度可以使解阻温度明显升高; 另外, 磁化率最大值与粒径分布宽度具有对数函数关系. 该模型有助于理解磁性矿物磁学性质的多解性以及合理解释实验数据, 本文利用模型对黄土样品加热产物(主要为 SP+SD 磁铁矿颗粒)的 κ - T 曲线进行拟合, 获得了可信的粒径分布信息.

关键词尼尔理论
磁化率变温曲线
粒径分布

铁的氧化物在土壤、岩石和沉积物等天然样品中非常普遍, 其中磁铁矿、磁赤铁矿、针铁矿和赤铁矿是最为常见的磁性矿物. 这些矿物的生成保存与环境密切相关^[1,2], 因而携带着丰富的环境信息. 根据天然样品中载磁矿物的磁学性质, 可以获得磁性矿物的成分、含量、粒径大小及分布等信息^[3], 进而可以推测其代表的环境意义^[4].

磁化率作为衡量物质被磁化难易程度的物理量^[5], 在环境磁学中有着广泛的应用, 通常用 χ 表示质量磁化率, κ 表示体积磁化率. 在古海洋学研究中, 海洋沉积物的磁化率有助于揭示古气候的演变^[4], 比如, 利用北大西洋海洋沉积物的磁化率峰值可以识

别末次冰期的 Henrich 事件^[6]. 中国的黄土-古土壤序列的磁化率变化与深海氧同位素能很好对应, 为研究气候变化提供了良好的记录^[7]. 此外, 磁化率随着温度的变化(χ - T 或 κ - T)曲线还可以用来确定磁性矿物的类型, 反映磁畴状态和平均粒径的大小以及确定加热过程中矿物的相变^[8,9]. 比如, Deng 等^[9]研究了中国黄土高坡的样品发现, 磁赤铁矿和磁铁矿是主要的磁性矿物, χ - T 加热曲线上 300~450℃ 的下降是由磁赤铁矿转换引起, 510℃ 附近的上升则由磁铁矿引起. 这两种现象可以反映成土作用的强弱并作为气候指标. 成土作用与加热过程对样品有一定程度的等效效果^[8,9], Liu 等^[10]利用频率磁化率随着温度变

化的特性,研究了成土过程中新生成亚铁磁性矿物连续的粒径分布,而且研究表明成土作用产生的磁性颗粒具有相近的粒径分布^[11].

一般而言,磁化率受磁性矿物的种类、含量、组分、晶型、相互作用、粒径大小、分布以及测量频率和测量温度等多种因素影响^[1-5,12].为了正确判断样品的环境信息,前人已经从合成磁性矿物以及理论模拟作过很多深入的研究. Maher^[1]使用合成磁铁矿样品研究了纳米级磁铁矿的磁学性质,数据显示平均粒径~20 nm 的磁铁矿具有最高的频率磁化率($\chi_{fd}\%$),而~50 nm 的颗粒携带最强的非磁滞剩磁(ARM,或者被归一化为 ARM 磁化率, χ_{ARM}),利用 χ_{ARM} 和饱和磁化强度(SIRM)的比值,以及相对频率磁化率($\chi_{fd}\%$)两个参数可以有效区分超顺磁(SP)颗粒与较粗的多畴(MD)颗粒.基于 Maher 的研究结果, Zhou 等^[13]提出中国黄土高原古土壤磁化率增高是由于成土作用产生的细小磁性颗粒造成的.

利用合成磁性矿物研究其磁性变化存在着一些难点,比如,合成磁性矿物总是存在着一定的粒径分布,因而难以获得精确的单一粒径磁性颗粒的性质.为了克服这些难题,另外一些学者利用理论模拟的方法进行了相关研究.结果表明,SP 颗粒的磁化率具有频率效应^[10,14-17].提高观测频率时,样品的高频磁化率(χ_h)降低^[16,17],于是产生了 χ_{fd} ,而且较小的粒径分布会使 $\chi_{fd}\%$ 增高^[14,15].尽管粒径分布对 $\chi_{fd}\%$ 有影响,但仅凭 $\chi_{fd}\%$ 不能定量地给出粒径分布信息^[14,15].即使样品中只含有磁铁矿,不同粒径分布的矿物也可以具有相同的 $\chi_{fd}\%$ ^[15].对于这种多解性,需要其他手段来估算粒径信息^[14].对于主要矿物为 SP 和单畴(SD)磁铁矿的样品^[10,17],通过测量不同温度下的 $\chi_{fd}(\chi_{fd}-T$ 曲线),可以获得连续的粒径分布信息.

进一步研究表明,磁铁矿粒径分布对于磁化率随温度的变化有影响^[1,14].天然样品中的矿物的粒径分布大多服从对数正态分布^[18,19].因此,为了研究粒径分布对于 $\chi-T$ 曲线的影响,本文基于前人的研究,模拟了 SP+SD 范围内具有体积对数正态分布的磁铁矿的 $\chi-T$ 曲线,并提出了一种从曲线中提取粒径分布信息的方法.

1 理论基础

随着磁铁矿的粒径增长,颗粒的磁畴状态分为

SD,假单畴(PSD)和 MD^[2].其中单畴颗粒按粒径大小又分为 SP,黏滞超顺磁颗粒(VSP)和稳定单畴颗粒(SSD).SP 颗粒因热扰动影响而处于无序状态,容易被磁化,而 SSD 颗粒具有足够大的能垒克服热扰动,不易被磁化^[17].

SSD 颗粒的稳定性可以用弛豫时间(τ)来界定^[14,17]:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{KV}{kT}\right), \quad (1)$$

其中, τ_0 为常数,一般取 $\tau_0=10^{-9}$ s^[14,17]; K 是各项异性能常数; V 是颗粒体积; KV 是颗粒自身具有的磁能; k 是波尔兹曼常量; kT 是热能.对于具有单一磁化轴的磁铁矿,通常是形状各项异性能占主导^[14],则有

$$K = \mu_0 M_s H_k / 2, \quad (2)$$

其中, μ_0 是真空磁导率,国际单位制中 $\mu_0=4\pi\times 10^{-7}$ H/m, M_s 是饱和磁化强度, H_k 是磁颗粒的单畴微观矫顽力.

由(1)和(2)式可得

$$V = \frac{2kT}{\mu_0 M_s H_k} \ln\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right). \quad (3)$$

如果 τ 小于观测时间,则在一次测量时间里颗粒处于无序状态,即 SP 状态.定义临界状态为 $\omega\tau_s=1$ ^[17],将 τ_s 代入(3)式可以求得阻挡体积(V_b).在实际计算的时候,假定集合中颗粒的 H_k 是相同的,可认为 $V<V_b$ 的颗粒处于 SP 状态, $V>V_b$ 的颗粒处于 SD 状态.

如果忽略磁性颗粒的磁相互作用,SD 颗粒的体积磁化率为^[14]

$$\kappa_{sd} = \frac{2M_s}{3H_k}. \quad (4)$$

在交变场测量的情况下,SP 颗粒的磁化率为^[14]

$$\kappa_{sp} = \frac{1}{(1+\omega^2\tau^2)} \frac{\mu_0 V M_s^2}{3kT}. \quad (5)$$

当温度变化时, M_s 与 H_k 随温度变化^[17],一般服从如下规律:

$$\frac{M_s(T)}{M_{s0}} = \left(\frac{T_c - T}{T_c - T_0}\right)^m, \quad (6)$$

$$\frac{H_k(T)}{H_{k0}} = \left(\frac{T_c - T}{T_c - T_0}\right)^n, \quad (7)$$

其中 T_0 是室温(约 300 K), 对于主要受形状各向异性能控制的强磁性颗粒, $n=m \approx 0.43$ ^[17]. M_{s0} 是室温下磁铁矿的饱和磁化强度, 约为 478.4 kA/m, $H_k(T)$ 可由测定的宏观矫顽力 $H_c(T)$ 估算得到^[17]:

$$H_k(T) = 2.09H_c(T). \quad (8)$$

对于具有粒径分布 $N(V)$ 的颗粒集合, 体积磁化率是各种粒径颗粒磁化率的和^[15,16]:

$$\begin{aligned} \kappa_{\text{avg}} &= \frac{\sum \kappa(V)N(V)V}{\sum N(V)V} \\ &= \frac{\sum_{V_{\min}}^{V_b} \kappa_{\text{sp}}(V)N(V)V + \sum_{V_b}^{V_{\max}} \kappa_{\text{sd}}N(V)V}{\sum N(V)V}, \end{aligned} \quad (9)$$

其中, $\kappa(V)$ 是体积为 V 的颗粒的磁化率, $N(V)$ 是具有体积 V 的颗粒出现的频率, $V_{\min}$ 与 $V_{\max}$ 是颗粒的最小和最大体积.

在自然界中, 对数正态分布是矿物颗粒非常普遍的分布模式^[18,19], 研究表明中国黄土-古土壤中成土作用产生的 SP+SD 颗粒具有体积对数正态分布^[10], 因此在计算时假设颗粒集合具有体积对数正态分布^[15,18]:

$$N(V) = f(V, V_m, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma V} \exp\left(-\frac{(\ln V - \ln V_m)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (10)$$

其中, V_m 为均值体积, σ 为均方差^[18].

结合公式(1)~(10), 就可以模拟磁性矿物的磁化率随温度变化的行为.

2 结果与讨论

图 1 显示了室温下矫顽力为 25 mT 的磁铁矿磁化率随体积的变化特征. 对于单一粒径分布的颗粒, 其磁化率首先随体积线性增加, 在粒径~20 nm 时达到最大值, 然后急剧下降. 对于具有粒径分布的颗粒, 其最大磁化率显著降低. 此外, 在达到最大值以前, 磁化率增加得更快, SP/SD 的转换边界变化更平缓.

图 2 给出的是粒径分布相同 ($D_m=16$ nm, $\sigma=0.3$), 但矫顽力不同的两种磁铁矿的 κ - T 曲线. $B_c=\mu_0H_c=30$ mT 的磁铁矿颗粒在温度低于 100 K 时磁化率没有变化, 100 K 之后开始解阻, 在 280 K 左右磁化率达到最大, 之后逐渐降低. 颗粒的铁磁性在居里温度点(T_c)以后消失. 当磁铁矿颗粒的矫顽力增加时($B_c=50$ mT),

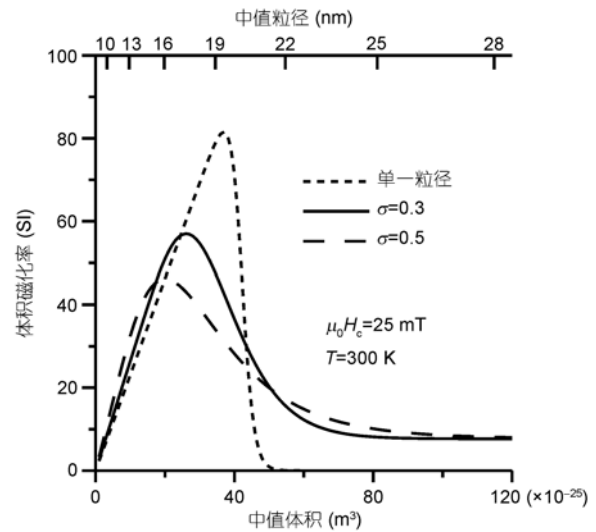


图 1 体积磁化率随粒径变化规律

短虚线为单一粒径的磁化率曲线, 实线代表分布宽度为 0.3 的颗粒, 长虚线代表分布宽度为 0.5 的颗粒. 图中显示的是矫顽力为 25 mT 的磁铁矿室温下的数据

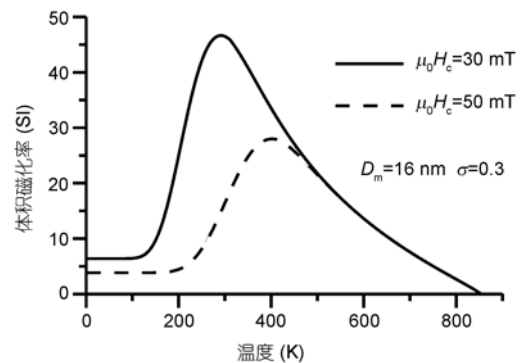


图 2 不同矫顽力的磁铁矿的 κ - T 曲线

实线代表的磁铁矿矫顽力为 30 mT, 虚线颗粒的矫顽力为 50 mT, 二者具有相同的分布, 中值粒径为 16 nm, 分布宽度为 0.3

其初始磁化率降低, 在 200 K 时磁化率开始上升并在 400 K 达到最大. 500 K 以后, 两条曲线重合.

据图 2 可知, 矫顽力较大的磁铁矿的解阻温度(T_b)更高, 解阻以前磁化率较低. 从公式(1)和(2)可以看出, 当 τ 一定时, 矫顽力越高, SD 颗粒具有的能垒越高, 使其解阻就需要更高的温度. 在 T_b 之上, 磁颗粒表现出 SP 行为, 两种颗粒的磁化率具有一致的随温度变化特征.

中值粒径不同, 分布宽度相同的磁铁矿的 κ - T 曲线如图 3 所示. $D_m=12$ nm 的磁铁矿中 SP 颗粒占主要

成分, 磁化率在 100 K 就开始升高, T_b 约为 120 K. $D_m=28$ nm 的磁铁矿中则是 SD 颗粒为主, 500 K 以后才解阻, T_b 约为 600 K. 尽管 T_b 不同, 但它们在 T_b 达到的最大值($\kappa(T_b)$)相同.

对比图 3 实线与虚线数据可以发现, 当随 σ 增加后, T_b 显著升高, 而 $\kappa(T_b)$ 降低, 解阻过程更加平缓. 另外, 尽管粒径分布不同, 但是颗粒在解阻以前(直线所示)具有相同的磁化率, 说明该值与粒径分布无关而只受矫顽力影响.

图 4(a)中显示了中值粒径相同而分布宽度不同的 5 组颗粒的 κ - T 曲线. 随着 σ 增加, 磁铁矿在较低的温度就开始解阻, 解阻过程更加平缓, T_b 逐渐向 T_c 靠近, 造成所谓的 Hopkinson 效应峰^[20,21]. 图 4(b)为相应的粒径分布.

以上的结果显示, 矫顽力与粒径分布对 κ - T 曲线有明显影响. 图 5(a)给出了五种矫顽力磁铁矿颗粒的

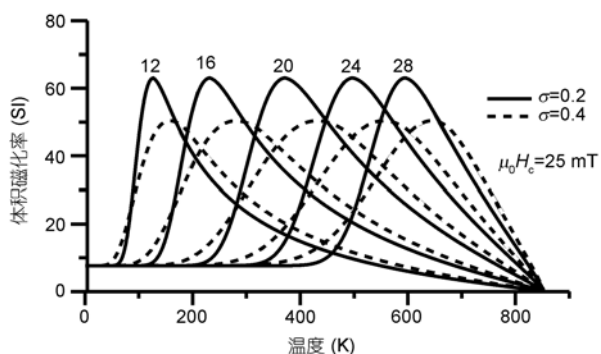
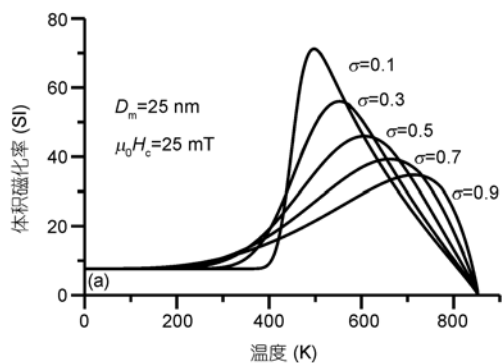


图 3 分布宽度不同的磁铁矿的 κ - T 曲线

曲线上的数字代表中值粒径, 单位: nm. 实线代表分布宽度为 0.2 的颗粒. 虚线代表分布宽度为 0.4 的颗粒. 颗粒矫顽力为 25 mT



$\kappa(T_b)$, 即最大体积磁化率 $\kappa_{\max}$ 与 σ 的关系, 可以看到, 矫顽力和 σ 的增加都会引起 $\kappa(T_b)$ 的下降. 通过对计算结果拟合我们发现 $\kappa_{\max}$ 与 σ 具有形如 $\kappa_{\max}=B \ln \sigma+A$ 的对数关系. 对于不同矫顽力的磁铁矿系数 A 与 B 也不同, 但两个系数与矫顽力具有幂次关系, 如图 5(b)所示. 这样, 对于某一矫顽力的具有对数正态分布的 SP+SD 磁铁矿颗粒可能具有如下关系:

$$\kappa_{\max} = B \ln \sigma + A, \quad (11)$$

$$A = 837.356(\mu_0 H_c)^{-1}, \quad (12)$$

$$B = -434.448(\mu_0 H_c)^{-1}. \quad (13)$$

图 5(c)和(d)分别显示了矫顽力为 30 与 50 mT 的具有不同分布宽度的磁铁矿的 D_m - T_b 关系图, 当 σ 一定时, 中值粒径的增加会引起 T_b 的升高, 而且 σ 对 T_b 有明显的的影响. 从图 5 中可以看到, 直接利用 T_b 估算 D_m 理论上会引起较大的误差. 比如图 5(d)中, $D_m=20$ nm 时, $T_b(\sigma=1.0)$ 与 $T_b(\sigma=0.1)$ 相差超过 200 K; $T_b=700$ K 时, $D_m(\sigma=0.1)$ 与 $D_m(\sigma=1.0)$ 相差超过 10 nm. 不过, 自然样品中的颗粒一般分布较宽^[14,22], 比如图 5(d)中, $T_b=700$ K 时, $D_m(\sigma=0.7)$ 与 $D_m(\sigma=0.9)$ 只相差大约 3 nm, 所以一般来说, 通过比较不同自然样品的 T_b 初步判断各自的中值粒径大小也是可行的. κ - T 曲线分为低温和高温磁化率曲线, 在实验室中是独立测量的, 而且由于 SP 与 SD 颗粒解阻温度不同, 二者的两种磁化率曲线的特征也有明显差别.

Maher^[1]的实验显示, SP 颗粒的低温 κ - T 曲线有显著的上升, 所以低温 κ - T 曲线可以作为判断 SP 颗粒存在的证据之一. 图 6(a)显示, 中值粒径为 10 nm 的颗粒虽然分布很宽($\sigma=0.9$), 但是其解阻温度仍然

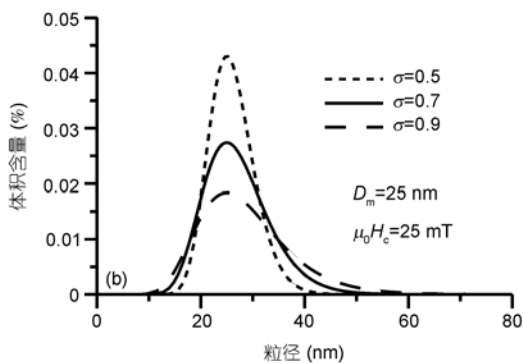


图 4 κ - T 曲线(a)和粒径分布曲线(b)

(a) 磁铁矿中值粒径均为 25 nm, 分布宽度如曲线右侧数字所示; 颗粒矫顽力均为 25 mT. (b) 分别对应(a)中分布宽度为 0.5, 0.7 和 0.9 的三条 κ - T 曲线

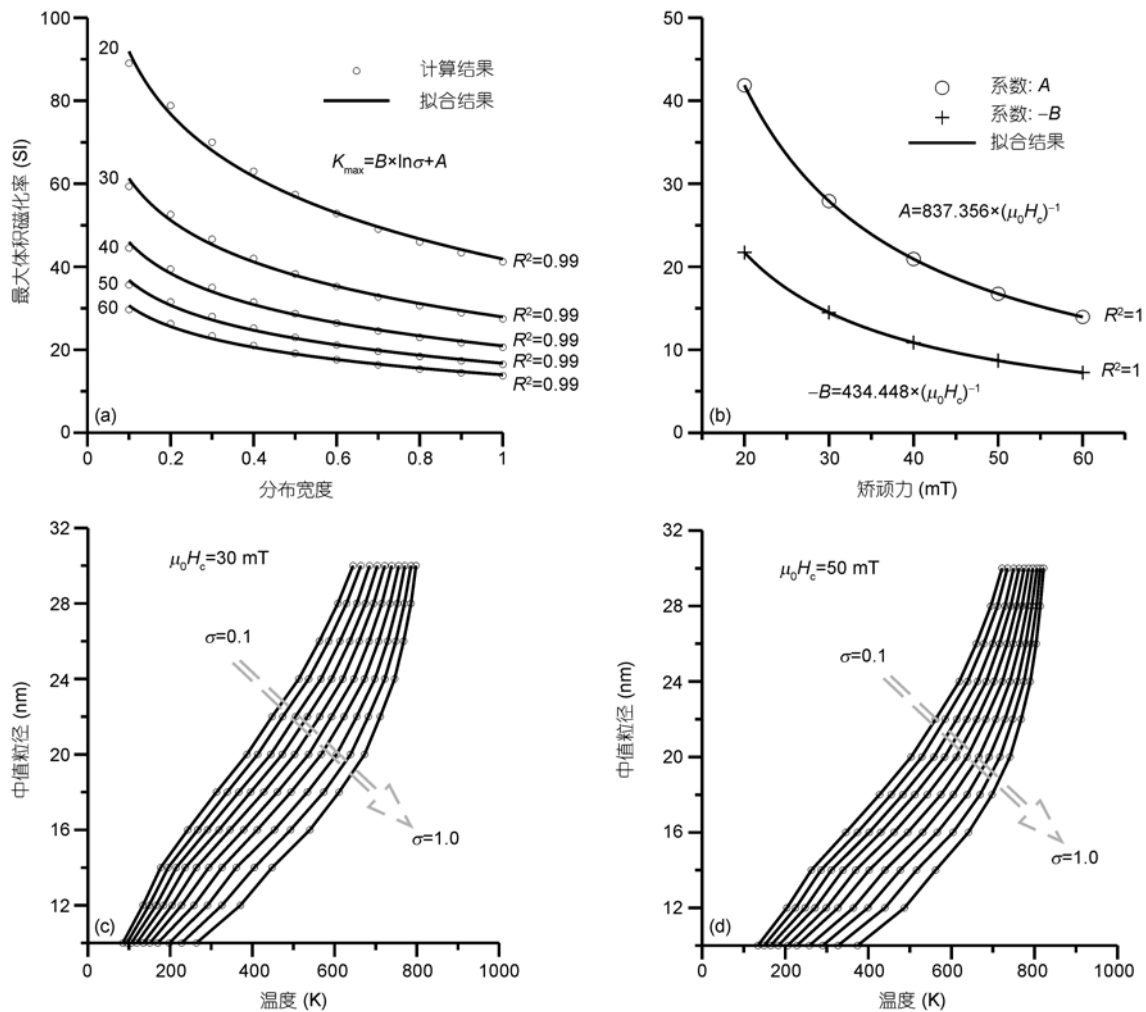


图 5 分布宽度 σ 与最大体积磁化率 $\kappa_{\max}$ 的关系(a)、对数关系式中系数 A, B 与矫顽力 $\mu_0 H_c$ 的关系(b)和不同分布宽度的磁铁矿解阻温度与中值粒径的关系((c)和(d))

(a) 圆圈为计算结果, 实线是对计算结果的拟合曲线, 曲线左侧的数字代表颗粒的矫顽力; 二者具有对数关系, R^2 为判定系数. (b) 拟合结果显示系数与矫顽力呈幂次关系. (c), (d) 分布宽度 σ 从 0.1~1.0 变化

小于 300 K. $D_m=18$ nm(SP 颗粒), $\sigma=0.3$ 颗粒的低温 κ - T 曲线在 150 K 以后急剧上升, 并且 T_b 超过 300 K. 然而 SD 颗粒($D_m=25$ nm, $\sigma=0.3$)的磁化率曲线基本没有变化, 只有当分布宽度增加($\sigma=0.9$)包含更多 SP 颗粒时(图 4(b)), 磁化率随温度才出现显著的增加. 这说明低温 κ - T 曲线能够有效区分 SP 与 SD 颗粒.

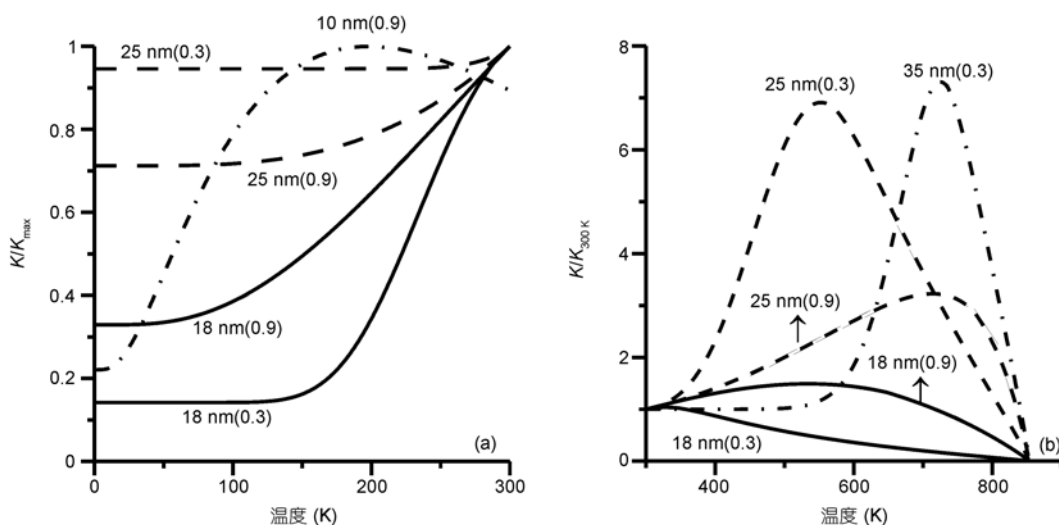
SD 颗粒的解阻温度大于 300 K(图 3), 因此其磁化率在高温变化明显. 图 6(b)中, 25 nm(0.3)与 35 nm(0.3)的颗粒分别在 550 与 750 K 附近解阻, 形成明显的 Hopkinson 峰. 由公式(1)可知, 较大的 SD 颗粒具有更大的能垒, 需要更多的热能才能解阻, 所以大

颗粒磁铁矿的峰更靠近居里温度点^[17]. 相反, 由于 SP 颗粒磁化率在高温迅速衰减, 因此当样品中以 SP 颗粒为主时, 高温磁化率很低, 而且呈逐渐下降的趋势, 如图 6(b)中 18 nm 的颗粒所示, 这有别于 SD 与 MD 颗粒的 κ - T 曲线.

3 应用实例

3.1 黄土/古土壤高温 κ - T 曲线

中国黄土/古土壤因受成土作用改造含有细小的 SP 和 SD 颗粒, 而且样品在氩气环境中加热后也会生

图6 低温(a)和高温(b)归一化 κ - T 曲线

(a) 使用 0~300 K 之间体积磁化率最大值($\kappa_{\max}$)归一化; (b) 使用 300 K 的体积磁化率($\kappa_{300\text{ K}}$)归一化. 标注的数字代表中值粒径(分布宽度)

成细小的磁铁矿^[8,13], 加热处理后样品的加热冷却 κ - T 曲线基本可逆^[8,17], 意味着矿物相已经稳定, 适合用本文的模型来研究其粒径分布. 图 7(a)中的样品采自黄土高原的临夏塬堡(35°38'N, 103°10'E), 是一条典型的黄土样品的分步加热曲线. 对于加热曲线, 在 300℃之后, 磁化率开始降低, 这主要是由于成土作用产生的磁赤铁矿受热转化弱磁性的赤铁矿; 在 500℃之后, 受新生成的强磁性矿物(主要是磁铁矿, 居里温度为 580℃), κ - T 曲线出现峰值^[9]. 另外两条实线分别代表原始样品加热到 500℃和 600℃后的冷却曲线. 虚线是加热到 600℃与加热到 500℃的样品的冷却曲线的差别, 代表 500~600℃之间新生成的磁铁矿的磁化率随温度变化曲线, 图 7(b)是与模拟数据比较的结果, 测量数据与模拟数据在 300℃以后吻合较好. 点划线代表了两者的差别, 趋势与图 6(b)中 $D_m=18\text{ nm}$, $\sigma=0.3$ 的曲线比较接近, 可能意味着加热过程中生成的一种更细小的组分, 或者新生成磁铁矿具有另外的分布, 比如 Weibull 分布^[23], 但也有另外的可能, 比如与样品中含有的磁赤铁矿有关, 或者新生成的磁铁矿颗粒具有相互作用. 图 7(c)显示了与模拟数据对应的对数正态粒径分布, $D_m=26\text{ nm}$, $\sigma=0.78$, 与成土作用产生的磁铁矿粒径分布相似^[8,17].

3.2 局限性讨论

天然样品的成分比较复杂, 包含顺磁性的黏土

矿物、亚铁磁性和反铁磁性物质(比如赤铁矿和针铁矿^[24]). 所以, 如果样品中的矿物成分比较复杂, 且不同的矿物成分对样品的磁化率都具有明显的贡献时, κ - T 曲线就会变得复杂. 此外, 本文提出的 κ - T 曲线反演只适合于细粒磁性矿物. 如果样品中包含有物源输入的大颗粒(假单畴和多畴), 尤其当温度低于细粒磁性矿物的解阻温度时, 其贡献就不能忽略了. 比如, 图 7(b)显示, 在高温段的拟合程度很好, 而低于 200℃, 拟合曲线就与实测值差别较大. 第三, 反铁磁性矿物在高温时的磁化率很小, 从而被亚铁磁性矿物掩盖. 但在低温时, 反铁磁性矿物的磁性由于未补偿磁矩(uncompensated moment)的作用而显著增强^[25], 所以可能对低温 κ - T 曲线(尤其是小于 100 K)有明显影响.

低温频率磁化率^[10]正是利用了细颗粒亚铁磁性矿物的频率效应剔除了这些复杂成分的影响, 所以能很好的反演出成土作用产生的磁赤铁矿的粒径分布. 但是受到仪器的限制, 比如常用的 MPMS 系统, 其最大测量温度小于 400 K. 所以, 如果磁性矿物具有比较宽广的粒径分布, 应该综合利用上述的两种方法确定其粒径分布信息.

4 结论

粒径分布对细颗粒磁铁矿的 κ - T 曲线有明显影响.

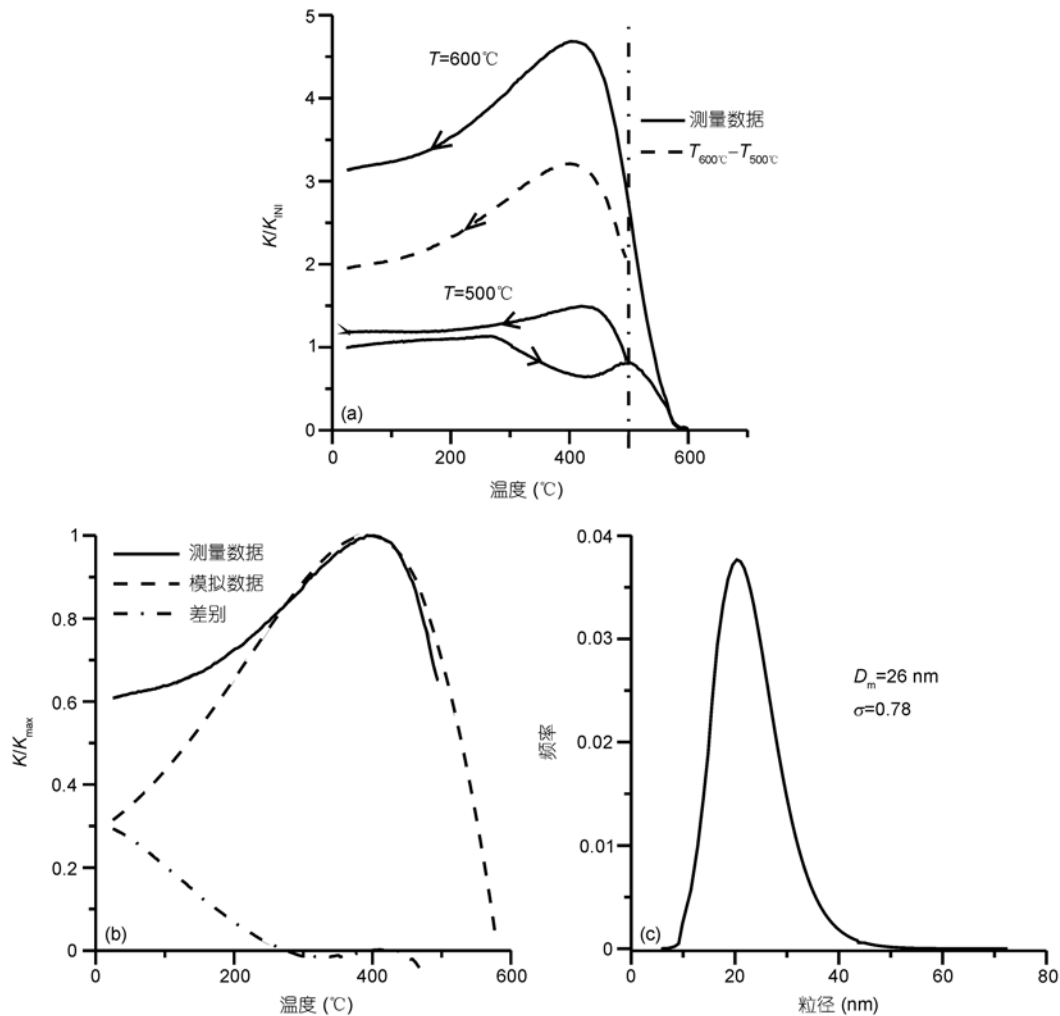


图 7 样品分步加热冷却 κ - T 曲线(a)、实际数据与模拟数据对比(b)以及与模拟结果对应的粒径分布图(c)

(a) 使用样品加热前的室温磁化率(κ_{in})归一化. 虚线为加热至 600°C 的冷却曲线与加热至 500°C 的冷却曲线相减的结果. (b) 实线表示的是(a)中虚线所示数据, 是样品 500~600°C 间新生成磁性矿物的 κ - T 曲线. 虚线是与实际数据最接近的模拟结果. 点划线为两者的差别

当粒径服从对数正态分布, 且分布宽度一定时, 由 κ - T 曲线确定的解阻温度随中值粒径增加而升高. 此外, 当中值粒径一定时, 解阻温度随粒径的分布宽度增加而升高, κ - T 曲线趋于平缓, κ_{max} 减小. κ_{max} 与分布宽度具有 $\kappa_{max} = B \ln \sigma + A$ 的关系, 系数 A 和 B 与矫顽力

有关.

自然样品的粒径通常分布很宽, 且常常服从对数正态分布. 如果样品中磁性颗粒的粒径主要分布在 SP+SD 区间, 那么, 可以通过正演拟合 κ - T 曲线获取粒径分布信息.

致谢 感谢匿名审稿人给予的建议, 感谢与秦华峰博士、李震宇以及曹昌乾的有益讨论.

参考文献

- 1 Maher B A. Magnetic properties of some synthetic sub-micron magnetites. *Geophys J*, 1988, 94: 83—96
- 2 Dearing J A. *Environmental Magnetic Susceptibility: Using the Bartington MS2 System*. Kenilworth: Chi Publishing, 1994
- 3 Evans M E, Heller F. *Environmental Magnetism: Principles and Applications of Enviromagnetics*. San Diego: Academic Press, 2003

- 4 Verosub K L, Roberts A P. Environmental magnetism: Past, present and future. *J Geophys Res*, 1995, 100: 2175—2192
- 5 Hunt C P, Moskowitz B M, Banerjee S K. Magnetic properties of rocks and minerals. In: Ahrens T J, ed. *Rock Physics and Phase Relations: A Handbook of Physical Constants*. Washington DC: American Geophysical Union, 1995. 189—204
- 6 Grousset F E, Labeyrie L, Sinko J A, et al. Patterns of Ice-Rafted Detritus in the Glacial North Atlantic (40°—55°N). *Paleoceanography*, 1993, 8: 175—192
- 7 Verosub K L, Fine P, Singer M J, et al. Pedogenesis and paleoclimate: Interpretation of the magnetic susceptibility record of Chinese loess-paleosol sequences. *Geology*, 1993, 21: 1011—1014
- 8 Liu Q S, Deng C L, Yu Y J, et al. Temperature dependence of magnetic susceptibility in an argon environment: Implications for pedogenesis of Chinese loess/paleosols. *Geophys J Int*, 2005, 161: 102—112
- 9 Deng C L, Zhu R X, Jackson M J, et al. Variability of the temperature-dependent susceptibility of the Holocene eolian deposits in the Chinese Loess Plateau: A pedogenesis indicator. *Phys Chem Earth*, 2001, 26: 873—878
- 10 Liu Q S, Torrent J, Maher B A, et al. Quantifying grain size distribution of pedogenic magnetic particles in Chinese loess and significance for pedogenesis. *J Geophys Res*, 2005, 110: B11102, doi: 10.1029/2005JB003726
- 11 Liu Q S, Jackson M J, Yu Y J, et al. Grain size distribution of pedogenic magnetic particles in Chinese loess/paleosols. *Geophys Res Lett*, 2004, 31: L22603, doi: 10.1029/2004GL021090
- 12 刘青松, 邓成龙. 磁化率及其环境意义. *地球物理学报*, 2009, 52: 1041—1048
- 13 Zhou L P, Oldfield F, Wintle A G, et al. Partly pedogenic origin of magnetic variations in Chinese loess. *Nature*, 1990, 346: 737—739
- 14 Worm H U. On the superparamagnetic-stable single domain transition for magnetite, and frequency dependency of susceptibility. *Geophys J Int*, 1998, 133: 201—206
- 15 Eyre J K. Frequency dependence of magnetic susceptibility for populations of single-domain grains. *Geophys J Int*, 1997, 129: 209—211
- 16 Stephenson A. Single domain grain distributions I. A method for the determination of single domain grain distributions. *Phys Earth Planet Inter*, 1971, 4: 353—360
- 17 刘青松, 邓成龙, 潘永信. 磁铁矿和磁赤铁矿磁化率的温度和频率特性及其环境磁学意义. *第四纪研究*, 2007, 27: 955—962
- 18 Wagner L E, Ding D. Representing aggregate size distributions as modified lognormal distributions. *Trans Asae*, 1994, 37: 815—821
- 19 Eberl D D, Kile D E, Drits V A. On geological interpretations of crystal size distributions: Constant vs. proportionate growth. *Am Mineral*, 2002, 87: 1235—1241
- 20 敖红, 邓成龙. 磁性矿物的磁学鉴别方法回顾. *地球物理学进展*, 2007, 22: 432—442
- 21 Dunlop D J, Özdemir Ö. *Rock Magnetism: Fundamentals and Frontiers*. Cambridge: Cambridge University Press, 1997
- 22 Muxworthy A R. Effect of grain interactions on the frequency dependence of magnetic susceptibility. *Geophys J Int*, 2001, 144: 441—447
- 23 Sun D H, Bloemendal J, Rea D K, et al. Grain-size distribution function of polymodal sediments in hydraulic and aeolian environments and numerical partitioning of the sedimentary compounds. *Sediment Geol*, 2002, 152: 263—277
- 24 邓成龙, 刘青松, 潘永信, 等. 中国黄土环境磁学. *第四纪研究*, 2007, 27: 193—209
- 25 Steen M, Daniel E M, Cathrine F, et al. Experimental and theoretical studies of nanoparticles of antiferromagnetic materials. *J Phys Condens Matter*, 2007, 9: 213202, doi: 10.1088/0953-8984/19/21/213202