

高温高压下蛇纹石电学性质的阻抗谱分析*

朱茂旭^① 谢鸿森^① 郭捷^① 白武明^② 许祖鸣^①

(^①中国科学院地球化学研究所, 贵阳 550002; ^②中国科学院地球物理研究所, 北京 100101)

摘要 在 2.5~4.0 GPa, 220~780℃下测定了蛇纹石的电导率, 并用阻抗谱分析了其微观电传导机制. 结果表明, 脱水前, 在阻抗谱上只出现代表颗粒内部传导机制的弧 I, 且在高压下这种机制起主导作用. 脱水初期, 阻抗谱上开始出现代表颗粒边缘传导机制的弧 II. 脱水后, 因自由水形成了高导性网络, 电导率不再依赖于频率, 总电导率以自由水形成的网络的离子传导为主. 蛇纹石的脱水作用可使电导率增大, 通过这一机制可形成地球内部的高导层.

关键词 电导率 颗粒内部传导 自由水 脱水作用 模拟实验

高温高压下对地球内部物质电导率的实验室测定可为野外大地电磁测量结果的解释提供重要依据, 并为通过地球物理方法建立的电导率-温度剖面赋予物质内容, 从而使地球物理和地球化学两大学科相互沟通. 地球内部存在许多高导层(HCL), 蛇纹石作为俯冲带中重要 r 含水矿物, 被认为是形成高导层的重要物质之一^[1]. 地球内部物质的电学性质强烈地依赖于频率、温度和点缺陷化学^[2]. 电导率对频率的依赖关系叫频散效应, 这是由体系内部的介电损耗和极化作用引起的. 近年来, Roberts 等人^[3,4]利用阻抗谱法在常压高温下对非含水矿物和部分熔融体系的电导率进行了较详细的研究, 并建立了导电机理模型; Huebner 等人^[5]在高温同时高压下对非含水矿物不同导电机理的影响因素进行了实验研究. 然而, 对含水矿物及脱水过程导电机理的详细研究则很少有报道. 以前包括蛇纹石在内的许多含水和非含水矿物电导率测量数据是用直流法或单频交流法获得的, 没有考虑频散效应^[6-8]. 本文在 2.5~4.0 GPa, 220~780℃下测定了蛇纹石的电导率, 并用阻抗谱分析了蛇纹石中微观导电机理.

1 样品与实验方法

实验所用样品均采自云南哀牢山造山带, X 光粉晶分析表明为利蛇纹石. 蛇纹石预先磨成直径为 8 mm, 厚度为 2.7 mm 的圆片. 然后用丙酮浸泡除去油污, 随后在蒸馏水中用超声清洗仪清洗, 最后烘干备用. 整个样品组装好后在 80~100℃的温度下烘烤 6h 以上, 以除去吸附水.

实验在 YJ-3000 T 压力机的紧装式六面顶设备上完成^[9], 样品组装见图 1. 为避免外界吸附水和结晶水对实验体系的影响, 将作为传压介质的叶腊石立方块(32 mm × 32 mm × 32 mm)焙烧至 500℃, 绝缘用的叶腊石管焙烧到 1000℃以完全除去结晶水. 叶腊石管长 32 mm, 外径 13.5 mm, 内径 8 mm. 实验用电极直径为 5 mm 的铜柱, 引线为铜线. 压力误差为±0.01 GPa; 温度用 NiCr-NiAl 热电偶测定, 温度误差为±5℃, 热电偶紧靠近蛇纹石圆片. 组装时使电极截

1999-12-27 收稿

* 国家自然科学基金(批准号: 49672099, 49904005)和中国科学院高温高压地球动力学开放研究实验室资助项目

面积小于蛇纹石圆片的截面积以减少表面电流. 加热器为两层不锈钢片, 并接地以屏蔽外界电干扰. 实验采用恒压升温的方法, 升温速率为 15℃/min. 每个温度点稳定足够长的时间(30 min ~ 1h), 前后 5 分钟所测定的模|Z|的相对误差在 5%以内, 可认为体系达到了平衡, 然后用 ZL5 型智能 LCR 测量仪同时测定模|Z|和相角 θ (LCR 测量仪为上海仪器厂生产, 误差小于 0.5%), |Z|和 θ 均为 5 次测量平均值. 测量点间隔 50 ~ 100℃不等, 当达到平衡后, 每个温度点从 12 ~ 10⁵ Hz 共测量均匀分布的 45 个不同频率点的模|Z|和相角 θ .

2 实验结果

2.1 阻抗谱原理

阻抗为复数, 表征在交流电场中物质对电流的阻碍作用的大小. 阻抗包括欧姆电阻 R (实部)和电容 C (虚部). 其大小可用:

$$Z^* = Z' - jZ'' \tag{1}$$

来表示, Z^* 为复阻抗, Z' 为实部, Z'' 为虚部, $j = \sqrt{-1}$. Z' 和 Z'' 可通过实测的模|Z|和相角 θ 获得:

$$Z' = |Z| \cos \theta, \tag{2}$$

$$Z'' = |Z| \sin \theta. \tag{3}$$

实验获得的阻抗数据可用阻抗谱和等效电路来分析, 从而获得特定的传导和极化机制的参数 R 和 C . 图 2 为理想化的等效电路和阻抗谱. R_1 , R_2 和 R_3 为电阻, C_{sys} , C_2 和 C_3 为电容. 圆弧 I 等效于 R_1C_1 并联电路(C_1 较小被 C_{sys} 掩盖), 代表矿物颗粒内部传导机制; 圆弧 II 等效于 R_2C_2 并联电路, 代表矿物颗粒边缘传导机制; 圆弧 III 等效于 R_3C_3 并联电路, 代表样品/电极传导机制, 以上 3 个圆弧的圆心都在实轴上. 因这 3 种机制的弛豫时间 τ ($\tau = RC$)不同, 以上 3 种机制出现在不同的频段. 圆弧 I, II 和 III 依次出现在高、中和低频段. 此时并联 RC 的复阻抗为:

$$Z^* = R/(1 + j\omega RC), \tag{4}$$

$\omega = 2\pi f$ 为频率). 在实际中, 因存在弛豫时间分布(Distribution of Relaxation Time), 圆弧的

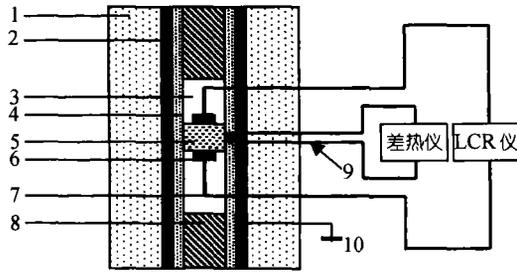


图 1 样品组装剖面图

- 1——传压介质, 2——加热器, 3——BN 粉末, 4——焙烧到 1000℃的叶腊石绝缘管, 5——样品, 6——电极, 7——引线, 8——焙烧到 1000℃的叶腊石堵头, 9——热电偶, 10——接地线

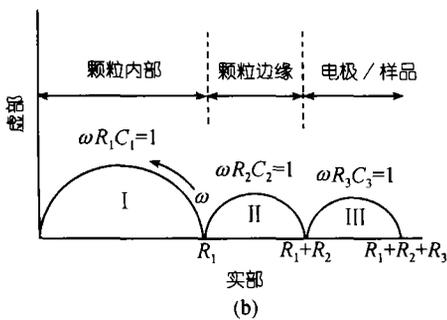
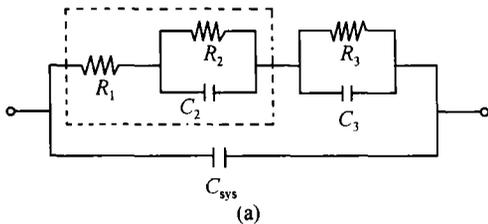


图 2 模拟单晶、聚晶和部分熔融或脱水样品电效应的等效电路图(a)和该电路在复平面上形成的阻抗谱(b)^[4]

C_{sys} 为系统电容, 因 C_1 较小被 C_{sys} 掩盖 (详细讨论见文中)

圆点不在实轴上,而在实轴的下方,在这种情况下,等效电路中的电容 C 需用一恒相元素 CPE (Constant Phase Element)来代替. 并联 R -CPE 的复阻抗为:

$$Z^* = R / [1 + RC(j\omega)^\varphi] \quad (5)$$

当 $\varphi = 0$ 时, CPE 为理想电阻; 当 $\varphi = 1$ 时, CPE 为理想电容. 实际中, $0 < \varphi < 1$. 圆弧的直径代表对应传导机制的直流电阻 R , 这样求出来的 R 不带任何假设条件. R 和 C 可通过实测数据的复数非线性最小二乘法 (CNLS) 拟合求出. 显然, 只有圆弧 I 和 II 才反映样品本身的电学性质(图 2 虚框部分). 此时, 电导率 σ 用:

$$\sigma = (d/s) / R \quad (6)$$

来计算, 其中 d 为样品厚度, s 为电极截面积. 研究表明^[3], 在高温高压下, 硅酸盐矿物的阻抗谱弧可出现 1~3 个. 对多晶样品来说, 只要测量的频率范围足够宽, 且弛豫时间 $\tau_1 \ll \tau_2 \ll \tau_3$, 则可出现 3 个圆弧; 对单晶来说, 反映颗粒边缘传导机制的 R_2C_2 并联电路消失, 在阻抗谱中只有两个圆弧. 不过, 据 Huebner 等研究表明^[5], 高压作用虽然对颗粒内部传导机制基本没有影响, 但可能会大大地减小颗粒边缘和样品/电极两种传导机制.

2.2 阻抗谱分析

图 3 为 3.5 GPa, 不同温度(T)下频率(f)与相角(θ)的关系. 从图上可看出, 在较低温度下,

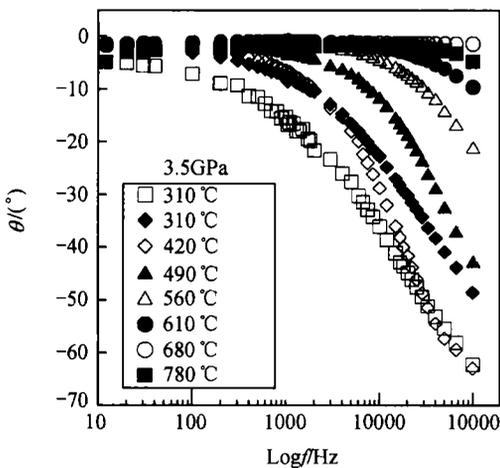


图 3 3.5 GPa, 不同温度下相角与频率的关系图

相角对频率有很大的依赖性. 随着温度的升高, 相角对频率的依赖性减弱. 在温度高于 500 ~ 600 °C 时, 所有压力下的相角都接近于 0, 且几乎与频率无关. 当温度达到 610 °C 时, 相角对频率的依赖性很小, 特别是在 40 kHz 以下, 这表明此时电导率与频率也具弱的依赖性. 因成分不同, 蛇纹石的脱水温度可变化于 500 ~ 600 °C 之间^[10], 这一温度范围与相角对频率的依赖性消失的温度范围基本一致. 这意味着脱水作用使相角对频率的依赖性消失, 导致电导率对频率的依赖性也消失. 造成这一现象的原因很可能是脱水作用形成的自由水构成了一高导电性网络的结果. 这一特征与颗粒边缘含石墨高导相的岩石的相角与频率的关系相似^[11].

率的关系相似^[11].

根据以上分析, 我们在 Z' - Z'' 阻抗谱分析时, 只对脱水前的阻抗数据进行 CNLS 分析, 并拟合出 R 和 C . 因脱水后的电导率对频率的依赖性很小, 脱水后蛇纹石的电导率计算都取 1 kHz 的模|Z|和相角 θ 按公式^[12]:

$$\sigma = (d/s)(\cos \theta / |Z|) \quad (7)$$

计算. 图 4((a)~(e))为 3.5 GPa, 310 ~ 560 °C 下的 Z' - Z'' 阻抗谱图. 从图中可看出, 随温度的升高, 实部和虚部的数值都减小. 在较低温度时出现一通过原点的半圆, 圆心在实轴的下方(见表 1 中的压缩因子 φ). 根据阻抗谱原理^[13]可知, 该半圆弧代表了蛇纹石颗粒内部的传导机制, 这表明

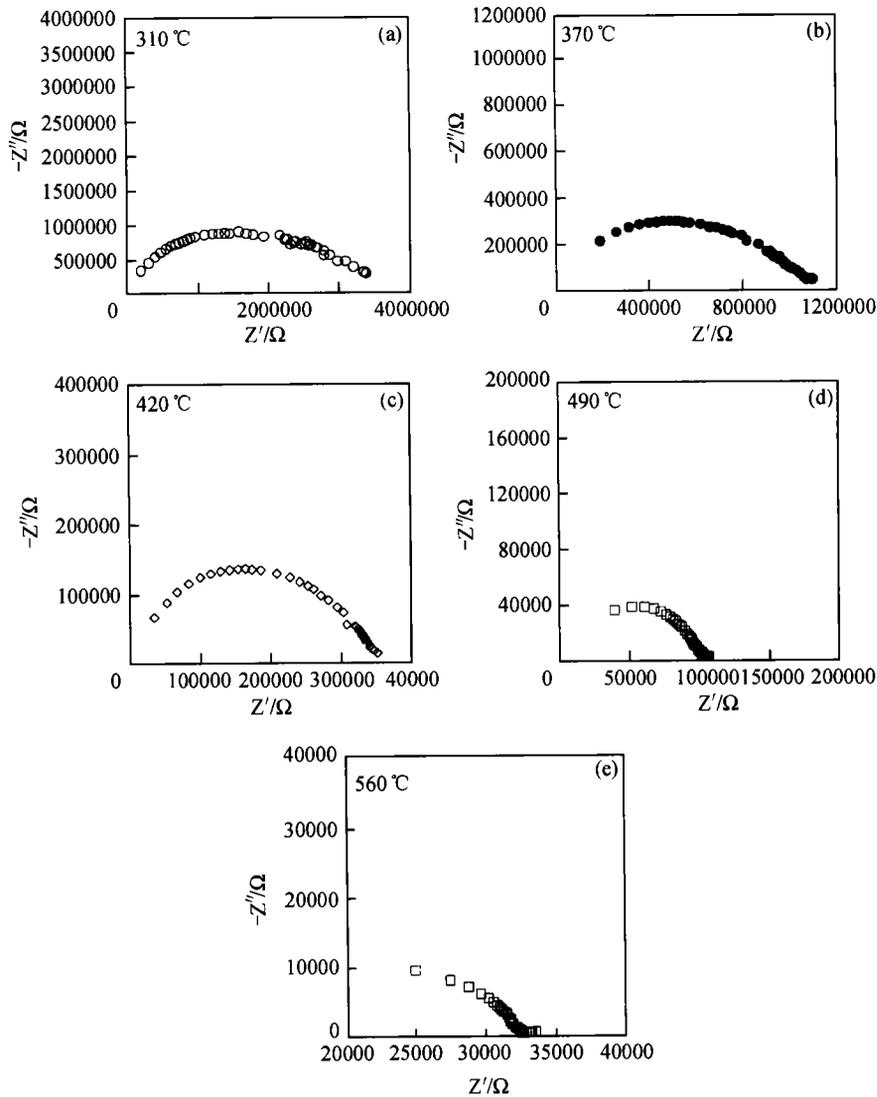


图4 3.5 GPa, 不同温度下蛇纹石的 $Z' - Z''$ 阻抗谱图

在 $12 \sim 10^5$ Hz 内只表现出一种传导机制, 圆弧 II, III 在我们实验范围之外. 如果频率足够低, 可能会有圆弧 II 和 III 出现, 如 Roberts 等^[3]在频率为 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ Hz 时才分辨出弧 II 来. 随温度的升高, 圆弧 I 的高频部分变得不完全, 且在低频部分开始出现另一个圆弧, 但不明显(图 4(b) ~ (c)). 这表明随温度的升高, 弧 I, II 出现的频率范围有向高频段移动的趋势, 这一特征与 Duba 等人^[14]的实验结果相似. 因此, 在某一频率下确定电导率与温度的关系时, 一定要确定每个温度下电导率对频率的依赖性是否具有有一致性, 否则, 不同数据间的对比可能就失去意义. 在 490 和 560 °C 时, 第二个圆弧变得较明显(图 4(d) ~ (e)). 该圆弧代表蛇纹石颗粒边缘传导机制, 这表明在 $12 \sim 10^5$ Hz 内同时有两种传导机制存在. 根据前人的研究可知, 脱水前, 颗粒边缘传导主要是颗粒边缘的“杂质”点缺陷传导^[15]; 脱水后, 起初形成的自由水在颗粒边缘

形成孤立的液囊,最后形成高导性网络,颗粒边缘传导以颗粒边缘自由水的离子传导为主,此时,弧 II 反映了脱水作用形成的自由水在矿物颗粒边缘的传导^[16]. 2.5 和 4.0 GPa 下的实验结果与此相似. 根据 Roberts 等人^[3]的实验,不存在流体和存在孤立液囊两种情况下的边缘传导 σ_{gb} 与颗粒内部传导 σ_{gi} 都以串联合,即

$$1/\sigma_T = 1/\sigma_{gb} + 1/\sigma_{gi}, \quad (8)$$

σ_T 为总电导率, σ_T 比 σ_{gb} 和 σ_{gi} 都小,即颗粒边缘传导机制的存在降低了矿物总电导率. 当自由水形成相互连通的网络后, σ_{gb} 和 σ_{gi} 以并联合^[4], 即

$$\sigma_T = \sigma_{gb} + \sigma_{gi}. \quad (9)$$

因自由水形成高导性网络,与颗粒内部传导相比, $\sigma_{gb} \gg \sigma_{gi}$, 因此, σ_T 主要由 σ_{gb} 决定,这表明蛇纹石脱水后的电导率主要由其中自由水形成网络的电导率决定. 第一个圆弧可通过复数非线性最小二乘法(CNLS)拟合求出有效直流电阻 R_1 和电容 C_1 . 在压力 2.5, 3.5 和 4.0 GPa 下拟合的参数见表 1. 把表 1 中的 R_1 代入(6)式计算的电导率 σ 为脱水前颗粒内部电导率. 脱水前第二

表 1 2.5, 3.5 和 4.0 GPa 下蛇纹石阻抗谱分析拟合参数^{a)}

2.5 GPa				
T/K	R_1/Ω	C_1/F	φ	τ_1/s
493	1.411×10^7	2.719×10^{-10}	0.677 3	3.837×10^{-3}
553	2.089×10^6	7.139×10^{-10}	0.630 3	1.491×10^{-3}
623	3.650×10^5	2.009×10^{-9}	0.591 5	7.333×10^{-4}
683	6.784×10^4	4.537×10^{-9}	0.560 2	3.078×10^{-4}
3.5 GPa				
583	3.249×10^6	3.013×10^{-10}	0.666 7	9.789×10^{-4}
643	1.062×10^6	4.845×10^{-10}	0.651 1	5.145×10^{-4}
693	3.446×10^5	1.825×10^{-10}	0.835 5	6.289×10^{-5}
763	1.031×10^5	3.317×10^{-10}	0.796 0	3.420×10^{-5}
833	3.289×10^4	2.934×10^{-10}	0.812 1	9.650×10^{-6}
4.0 GPa				
563	8.460×10^6	1.403×10^{-10}	0.747 6	1.187×10^{-3}
658	6.518×10^5	2.523×10^{-10}	0.738 0	1.645×10^{-4}
713	1.992×10^5	4.460×10^{-10}	0.714 0	8.884×10^{-5}
773	6.491×10^4	3.257×10^{-10}	0.756 1	2.114×10^{-5}
823	1.994×10^4	4.520×10^{-8}	0.396 6	9.013×10^{-4}

a) φ 为(5)式中的压缩因子, τ_1 为弛豫时间.

个圆弧因数据点有限,不能用 CNLS 求出 R_2 和 C_2 . 因无法求出 σ_{gb} , 我们的实验不能得到精确的 σ_T . 不过, 根据 Huebner 等人^[5]的实验, 颗粒内部传导机制对压力不敏感, 但增大压力大大地减小了颗粒边缘传导和样品/电极传导机制, 使颗粒内部传导占主导地位, 地球内部物质也具有相同的特征, 在中下地壳以下, 矿物颗粒内部传导占主导地位. 因此, σ_{gi} 可近似地作为 σ_T . Roberts 等人^[3]认为在 $10^2 \sim 10^5$ Hz 范围内测量多晶的电导率具有重要意义, 因为在这个频率范围内颗粒边缘传导效应表现较明显, 而且野外大地电磁测量所用的频率也在这个范围内. 然而, Roberts 等人^[3]的结论是基于常压下的实验室测定得到的. 实际上, 在高压下, 以上频率范围内颗粒边缘传导已大大减小了, 起主要作用的是颗粒内部传导. 脱水后, 电导率对频率几乎没有依赖性, 且 $\sigma_{gb} \gg \sigma_{gi}$, 按(7)和(9)式可取 $\sigma_T \approx \sigma_{gb}$. $\text{Log} \sigma_T$ 与 $1/T$ 的关系如图 5. 500℃ 以下, 3 个压力下的电导率 $\text{Log} \sigma_T$ 与 $1/T$ 都具有良好的线性关系, 即符合 Arrhenius 公式:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E / kT), \quad (10)$$

σ_0 为指前因子, T 为绝对温度, k 为 Boltzman 常数, ΔE 为活化能. 蛇纹石脱水前, 3.5 和 4.0 GPa 下的电导率几乎相同, 2.5 GPa 下的电导率与 3.5 和 4.0 GPa 下的差别小于 0.6 个 Log 单位; 脱水后, 这种差别消失. 尽管个别实验表明^[17], 同一实验能够区分 0.5 个 Log 单位的电导率值, 但多数实验表明^[8,18], 这样大的差别仍在实验误差范围之内, 因此, 很难鉴别它们的差别是由压力引起的还是误差引起的. 因差别小, 可以肯定, 在 2.0 GPa 以上, 即使压力对蛇纹石的电导率有影响, 这种影响也将很小, 这与许多研究者认为的压力对硅酸盐矿物电导率影响很小的结论是一致的^[18]. 在 480 ~ 560 °C 之间, 斜率(即 ΔE)发生突变, 表明传导机制发生了变化, 电导率随温度增加的幅度也增大. 斜率发生突变的温度范围也与蛇纹石脱水的温度基本吻合. 因此, 蛇纹石的脱水很可能是电导率增大及传导机制发生变化的原因, 因为许多实验表明^[19], 矿物中含有少量的自由水会极大地提高矿物的电导率, 自由水的存在也会使矿物中的电传导机制从电子传导为主转到以离子传导为主. 蛇纹石脱水后, 电导率达 0.01 ~ 0.1 S/m, 即达到了高导层的电导率值, 这暗示着在高温高压下因俯冲或热变质作用使含水矿物的脱水可成为高导层的成因机制^[20].

在 300 °C 时, 蛇纹石的电导率在 10^{-5} S/m 以下; 在 500 °C 时, 在 10^{-3} S/m 以下. 这表明在较低温度时, 蛇纹石的电导率较低, 这与 Stesky 等人^[1]得到的结论不一致. 他们在常温、常压 ~ 0.6 GPa 下的实验表明, 蛇纹石化的玄武岩的电导率具有较高的值, 达 0.01 ~ 0.1 S/m, 也比非蛇纹石化的玄武岩的电导率高几个数量级, 并由此得出结论, 蛇纹石是一种高导性矿物. 不过他们的样品颗粒边缘普遍存在固态高导相磁铁矿, 且连通性较好, 这将大大地提高岩石的电导率. 因为在常温下磁铁矿的电导率为约 10^4 S/m^[21], 比硅酸盐矿物的电导率高几个数量级. 经镜下观察, 我们的样品颗粒周围没有发现明显的磁铁矿等高导性矿物, 这可能是电导率存在明显差别的原因. 如果我们的样品中含有等量的磁铁矿, 测得的电导率应比 Stesky 等人^[1]测得的大, 因为压力可使磁铁矿等高导相重连接, 提高导通性, 使电导率增大^[22]. 另外, Popp 等人^[19]在常温、常压 ~ 200 MPa 下测得蛇纹石的电导率随压力增大几乎不变, 其电导率也很低, 在 10^{-6} ~ 10^{-7} S/m 之间, 也表明蛇纹石中不含有固态高导相. 这再次表明, 常温或较低温度下不含固态高导相的蛇纹石的电导率很低. 由此看来, 部分蛇纹石高的电导率是由其中的磁铁矿等高导相引起的, 而不是蛇纹石本身导致的, 从而也暗示着固态高导相的存在可能在地球内部高导层的形成中起着非常重要的作用.

3 结论

高温高压下蛇纹石电学性质的阻抗谱分析表明, 蛇纹石脱水前, 相角和电导率对频率有很强的依赖性, 在某一频率下确定电导率与温度的关系时, 一定要确定每个温度上电导率对

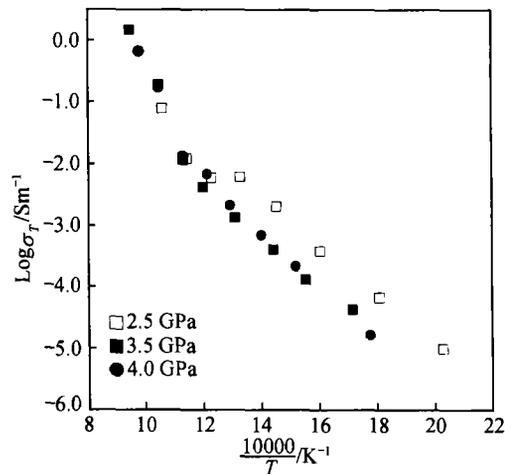


图5 2.5 Gpa, 3.5 GPa 和 4.0 GPa 下 $\text{Log}\sigma_T$ 与 $1/T$ 的关系图

频率的依赖性是否具有—致性. 在 $12 \sim 10^5$ Hz 范围内, 阻抗谱上只出现代表颗粒内部传导机制的弧 I, 且这种传导机制起主导作用. 脱水初期, 阻抗谱上开始出现代表颗粒边缘传导的弧 II. 脱水后, 因水形成高导性网络, 相角和电导率不再依赖于频率, 此时总电导率以自由水形成网络的离子传导为主. 脱水作用改变了蛇纹石中电传导机制, 蛇纹石的脱水作用可使电导率增大, 通过这一机制可形成地球内部的高导层. 常温或较低温度下不含固态高导相的蛇纹石的电导率很低, 前人测得常温下某些蛇纹石高的电导率可能是由其中的高导相引起的. 固态高导相的存在可能在地球内部高导层的形成中起着非常重要的作用.

致谢 周文戈副研究员完成了蛇纹石的 X 光粉晶分析, 朱建明博士完成了部分图件, 德国 Bayreuth 大学 Bayerisches 地质研究所的徐有生博士提供了由 Bernard A. Boukamp 编写的阻抗谱分析软件, 在此一并表示感谢.

参 考 文 献

- 1 Stesky R M, Brace W F. Electrical conductivity of serpentinized rocks to 6 kilobar. *J Geophys Res*, 1973, 78 (32): 7614 ~ 7621
- 2 朱茂旭, 谢鸿森. 地球深部物质电学性质实验研究. *地球科学进展*, 1998, 13(5): 438 ~ 446
- 3 Roberts J J, Tyburczy J A. Frequency dependent electrical properties of polycrystalline olivine compacts. *J Geophys Res*, 1991, 96 (B10): 16205 ~ 16222
- 4 Roberts J J, Tyburczy J A. Frequency dependent electrical properties of minerals and partial-melts. *Surv Geophys*, 1994, 15: 239 ~ 262
- 5 Huebner I S, Dillenburg R G. Impedance spectra of hot, dry silicate minerals and rock: Qualitative interpretation of spectra. *Amer Mineral*, 1995, 80: 46 ~ 64
- 6 Kavner A, Li X-Y, Jeanloz R. Electrical conductivity of a natural (Mg, Fe)SiO₃ majorite garnet. *Geophys Res Lett*, 1995, 22(22): 3103 ~ 3106
- 7 Hicks T L, Secco R. Dehydration and decomposition of pyrophyllite at high pressure: Electrical conductivity and X-ray diffraction studies to 5 GPa. *Can J Earth Sci*, 1997, 34: 875 ~ 882
- 8 Li X -Y, Jeanloz R. Effect of iron content on the electrical conductivity of perovskite and magnesiowustite assemblages at lower mantle condition. *J Geophys Res*, 1991, 96(B4): 6113 ~ 6120
- 9 谢鸿森, 著. 地球深部物质科学导论. 北京: 科学出版社, 1997. 42 ~ 53
- 10 Taturmi Y. Migration of fluid phase and genesis of basalt magmas in subduction zone. *J Geophys Res*, 1989, 94: 4697 ~ 4707
- 11 Duba A, Huenges G, Nover E, et al. Impedance of black shale from munsterland 1 borehole: An anomalously good conductor? *Geophys J*, 1988, 94: 413 ~ 419
- 12 Watanabe T, Kurita K. the relationship between electrical conductivity and melt fraction in a partially molten simple system: Archie's law behavior. *Phys Earth Planet Inter*, 1993, 78, 9 ~ 17
- 13 Macdonald J R Johnson W B. Fundamentals of impedance spectroscopy. In: Macdonald J R, ed. *Impedance Spectroscopy*. New York: Wiley & Sons, 1987. 1 ~ 26
- 14 Duba A, Constable S. The electrical conductivity of lherzolite. *J Geophys Res*, 1993, 98 (B7): 11885 ~ 11899
- 15 Roberts J J, Tyburczy J A. Frequency dependent electrical properties of dunite as functions of temperature and oxygen fugacity. *Phys Chem Minerals*, 1993, 19: 545 ~ 561
- 16 Sato H, Ida Y. Low frequency electrical impedance of partially molten gabbro: The effect of melt geometry on electrical properties. *Tectonophysics*, 1984, 107: 105 ~ 134
- 17 Xu Y -S, McCammon C, Poe B T. The effect of alumina on the electrical conductivity of silicate perovskite. *Science*, 1998, 282: 922 ~ 924

- 18 Li X -Y, Ming L -C, Manghnani M H, et al. Pressure dependence of the electrical conductivity of $(\text{Mg}_{0.9}\text{Fe}_{0.1})\text{SiO}_3$ perovskite. *J Geophys Res*, 1993, 98(B1): 501 ~ 508
- 19 Popp T, Kern H. Thermal dehydration reactions characterised by combined measurements of electrical conductivity and elastic wave velocities. *Earth Planet Sci Lett*, 1993, 120: 43 ~ 57
- 20 顾芷娟, 郭才华, 李 彪, 等. 壳内低速高导层成因初步探讨. *中国科学, D 辑*, 1995, 25(1): 108 ~ 112
- 21 Duba A, Heikamp S, Meurer W, et al. Evidence from borehole samples for the role of accessory minerals in lower-crustal conductivity. *Nature*, 1994, 357: 59 ~ 61
- 22 Shankland T J, Duba A G, Mathez E A, et al. Increase of electrical conductivity with pressure as an indicator of conduction through a solid phase in midcrustal rocks. *J Geophys Res*, 1997, 102(B7): 14741 ~ 14750