

文章编号: 1672—7940(2007) 05—0444—06

# 用岩石复电阻率求渗透率的研究

黄理善, 张胜业, 陈长敬, 刘 迎  
(中国地质大学 地球物理与空间信息学院, 武汉 430074)

**摘 要:** 岩石的复电特性起因于它的电导和介电响应。电导与自由电荷的移动有关, 介电响应与孔隙—颗粒介面上的极化现象相关联。可见这种介面极化可以在复电阻率和岩石孔隙度之间提供一种关联, 而岩石孔隙度又可以通过一个 Kozeny—Carman 型关系与岩石渗透率联系起来, 这就在复电阻率与渗透率之间建立了一种联系。本文计算了不同孔隙度的岩石模型的复电阻率和渗透率, 从计算出的复电阻率和渗透率中进行分析, 建立利用岩石的复电阻率来求取岩石渗透率的公式, 验证了用岩石的复电阻率求取渗透率的可行性。

**关键词:** 复电阻率; 孔隙度; 渗透率; 激发极化

中图分类号: P631.3                      文献标识码: A                      收稿日期: 2007—06—22

## Research on Calculating Permeability with Complex Resistivity

Huang Lishan, Zhang Shengye, Chen Changjing, Liu Ying  
(Institute of Geophysics & Geomatics, China University of Geosciences, Wuhan 430074, China)

**Abstract:** The characteristic of rock complex resistivity comes from electric conductance and its dielectric response. The former relates with free charge migration, the latter lies in the phenomenon of surface polarization between the porosity and particles. Obviously this kind of phenomenon of surface polarization provides one kind of connection between the complex electronic resistivity and the porosity. But the porosity characteristic and the rock's permeability could be connected by the Kozeny—Carman formula. The paper calculates the complex electronic resistivity and the permeability of different porosity rock models, analyses the complex electronic resistivity and the permeability which were done by statistical computation, and sets up the formula by calculating permeability with the complex resistivity of rock.

**Key words:** complex resistivity; porosity; permeability; induced polarization

## 1 引 言

实验和理论研究表明, 岩石的复电阻率和孔

隙度之间有非常密切的联系, 在变化的交变电场中, 一种岩石的复电特性起因于它的电导和介电响应, 前者与自由电荷的移动有关, 而后者与孔隙—颗粒介面上的极化现象相关联。频率关系的

起因可以与粘土颗粒的几何形状、流体—颗粒或流体—流体界面上的电化学现象相关。基质和充填孔隙空间流体之间的介面区是特别令人关注的,这是由于存在双离子层的缘故。双电荷层概念构成理解岩石电性质的理论基础。因震荡电场扰动双电层通常被看作是形成岩石与频率关系的主要机理<sup>[4]</sup>,所以这种介面极化可以在复电阻率资料和孔隙级特征之间提供一种连接,如孔隙的几何形状和比表面积之间。而孔隙的几何形状和比表面积又可以通过一个 Kozeny—Carman 型关系与岩石渗透率联系起来。

本文的主要目的就是初步探讨复电阻率与岩石渗透率的内在关系,寻找从复电阻率中求取渗透率的规律所在。

## 2 岩石的复电阻率

### 2.1 典型岩心的复阻抗谱<sup>[1]</sup>

对岩样两端施加交变电压时,测量得到的阻抗是一个复数形式( $Z$ ),称为复阻抗,由同相的电阻信号( $R$ )和异相的电抗信号( $X$ )两部分组成。按串联模式,复阻抗可以用下面的形式表达:

$$Z = R + iX \tag{1}$$

式中, $i$ 为复数算子,电流和电压之间的相移叫相位角 $\theta$ ,表示为:

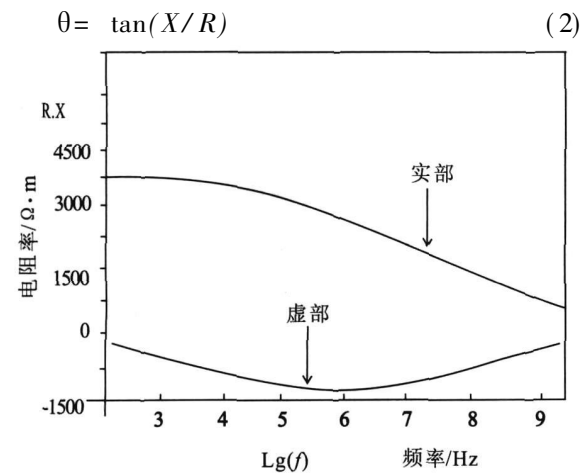


图 1 典型岩心的复阻抗<sup>[2]</sup>

Fig. 1 The complex resistivity of typical rock core<sup>[2]</sup>

### 2.2 建立岩心模型

建立一个边长为 0.1m 的正方体岩石模型,胶结物为溶液,金属颗粒在截面里按行和列规则有序排列。由于金属颗粒半径可预先设定,则只

要知道了正方体的边长,就可以通过计算求出胶结溶液的体积(也就是孔隙度)。而且由于模型的孔隙很理想,可以根据计算渗透率的理论公式求出模型的渗透率。

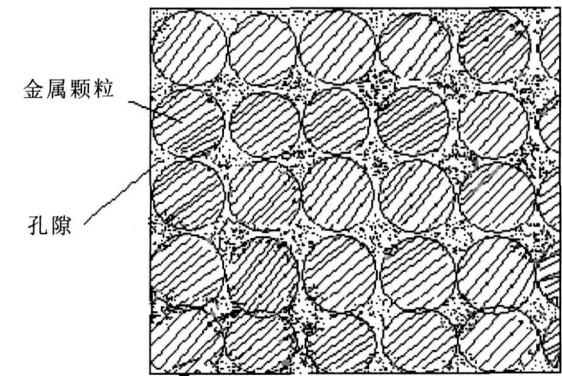


图 2 模型的截面示意图

Fig. 2 The cross section of the model

根据以上建立的模型,如图 2 所示。设模型边长为 $L$ ,所含的金属颗粒的半径均为 $R$ ,则模型内含有的金属颗粒数 $m = \frac{L}{2R} \times \frac{L}{2R} \times \frac{L}{2R}$ ,金属颗粒的总体积 $V_0 = \frac{4}{3}\pi R^3 m$ ,模型的体积 $V = L^3$ ,则孔隙度 $\varphi = 1 - \frac{V_0}{V}100\%$ 。

## 3 体极化介质模型的复电阻率和渗透率的计算公式

### 3.1 体极化介质模型的复电阻率计算公式<sup>[2-5]</sup>

在岩石的激发极化理论和实践中,把极化体分为两类:面极化体和体极化体。面极化体指激电效应仅发生在整个极化体与围岩的分界面上的极化体,体极化体则指激发效应发生在整个极化体内(包括与围岩的界面上)的极化体。专家研究发现,所有电子导体的激发极化从本质上,都是发生在电子导体和电解液两相界面上的超电压现象,是表面极化勘探<sup>[5~10]</sup>。

面极化球体的等效电路如图 3,则面极化球体的真复电阻率为:

$$\rho^*(i\omega) = \rho(\infty) + \frac{\frac{\chi(0)}{0}\rho}{1 + (i\omega\tau)^c} \approx \frac{\frac{\chi(0)}{0}\rho}{1 + (i\omega\tau)^c} \tag{3}$$

式中: $\rho^*(i\omega)$ 为面极化球体的真复电阻率;

$\rho_2(\infty)$  为高频极限真电阻率;  $a_0$  为颗粒的半径;  $\lambda(0)$  为面极化系数;  $\rho$  为胶结物电阻率;  $\omega$  为角频率;  $\tau$  为时间常数;  $c$  为频率相关系数。

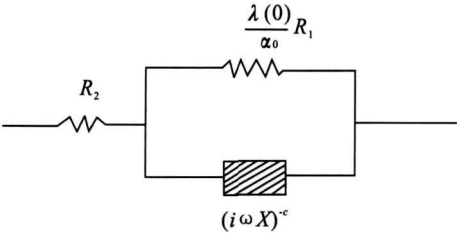


图 3 面极化球体的等效电路<sup>[1]</sup>

Fig. 3 The equivalent circuit of surface polarization ball

一般面极化体为良导体, 其电阻率很小( $10^{-6} \sim 10^{-1} \Omega \cdot \text{m}$ ), 远小于围岩电阻率  $\rho$ , 可视为等位体( $\rho_2(\infty) \rightarrow 0$ ), 则面极化球颗粒的复电阻率为:

$$\rho_2(i\omega) = \frac{\rho}{a_0} \frac{\lambda(0)}{1 + (i\omega\tau)^c} \tag{4}$$

理论结果表明, 面极化球体的真极化率是无限趋于 1。体极化介质可采用组合电阻率理论公式进行计算:

$$\bar{\rho} = \rho \frac{(\rho_1 + 2\rho_2) - v(\rho - \rho_2)}{(\rho + 2\rho_2) + 2v(\rho - \rho_2)} \tag{5}$$

式中:  $\rho$  为胶结物电阻率,  $\rho_2$  为金属矿物球颗粒的电阻率,  $v$  为金属矿物球颗粒的体积含量。当发生体极化时, 实际上是分散金属球颗粒的面极化引起的。故式(5)中的  $\rho_2$  仍可用式(4)的复电阻率代入。则体极化介质的真复电阻率为:

$$\bar{\rho}(i\omega) = \rho \left[ 1 - \frac{3v \left[ 1 - \frac{\lambda(0)}{a_0 [1 + (i\omega\tau)^c]} \right]}{(1 + 2v) \left[ 1 + \frac{2(1 - v)\lambda(0)}{1 + 2va_0 [1 + (i\omega\tau)^c]} \right]} \right] \tag{6}$$

式(6)即为图 2 所示岩心模型真复电阻率的计算公式。

3.2 模型的柯尔—柯尔参数的估算

在式(6)中,  $\omega$  为角频率,  $\omega = 2\pi f$ ;  $\tau$  为时间常数, 与电子导体矿物的颗粒尺寸有关;  $c$  为频率相关系数。谱激电法是根据不同类别岩石、矿石的柯尔—柯尔参数间的差异来识别它们的。

式(6)中  $\lambda(0)$  为零频率时的面极化系数。在进行地面激电法测量时, 流过致密矿体表面的电流密度通常都很小, 在此条件下, 对一定的充、放电时间, 超电压与流过界面的电流密度发向量  $j_n$

成正比:

$$\Delta\varphi = -kj_n \tag{7}$$

式中: 负号表示超电压增大的方向, 与电流密度的方向相反; 系数  $k$  为面极化系数,  $k$  的数量级为  $n \times 10^{-1} \sim n \times 10^1 \Omega \cdot \text{m}^2$ 。在很多情况下, 电解液浓度增加, 电阻率减小, 会造成  $k$  值的减小, 但如果取  $k$  与溶液电阻率  $\rho$  的比值作为面极化系数, 则有:

$$\lambda = \frac{k}{\rho} = \frac{\Delta\varphi}{E_n} \tag{8}$$

面极化系数  $\lambda$  比  $k$  稳定得多, 故常用  $\lambda$  来表示面极化系数。一般电子导电矿物的  $\lambda$  的值约为  $n \sim n \times 10 \text{ cm}$ , 在颗粒半径为  $1\text{mm}$ 、 $0.1\text{mm}$  时满足  $\frac{\lambda}{r} \gg 1$  的条件<sup>[1]</sup>。

时间常数  $\tau$  与电子导体矿物的颗粒尺寸有很密切的关系。随颗粒尺寸的减小, 时间常数明显减小。在对数坐标中, 时间常数与颗粒半径间有线性关系, 直线的斜率约为 2, 即时间常数和颗粒半径的平方成反比<sup>[1]</sup>。

频率相关系数  $c$  一般取值在  $0.1 \sim 0.6$  范围, 常见为  $0.25$ 。

3.3 Kozeny—Carman 公式求取渗透率<sup>[4]</sup>

岩石模型孔隙全被溶液填充, 而且孔隙规则, 岩石模型的渗透率可以根据 Kozeny—Carman 公式求取。

$$k = \frac{\varphi^3}{2\tau_c(1 - \varphi)^2 a_v^2} \tag{9}$$

式中  $k$  为渗透率;  $\tau_c$  为迂曲度;  $a_v$  为介质的比面;  $\varphi$  为孔隙度。

$\tau_c$  为迂曲度, 定义为流体流过的实际长度与宏观长度的比值, 其表达式为:  $\tau_c = \frac{L_0}{L}$  (10)

$L_0$ : 流体流过的实际长度;  $L$ : 流体流过的宏观长度

$a_v$  为介质的比面, 是暴露的表面积与固体体积的比值, 一个渗透性介质固有的特性, 其表达式为:

$$a_v = \frac{S}{V} \tag{11}$$

$S$  为颗粒的表面积,  $S = 4\pi a_0^2$ ;  $V$  为颗粒的体积,  $V = \frac{4}{3}\pi a_0^3$ , 则:

$$a_v = \frac{S}{V} = \frac{3}{a_0} \tag{12}$$

由此可知, 模型的比表面只与颗粒的半径有关。

4 渗透率和复电阻率的关系

4.1 模型讨论

渗透率与复电阻率之间并没有直接的关系, 要得到复电阻率与渗透率之间的关系, 需要对各个渗透率和所对应的复电阻率进行观察。

对上文所建立的模型, 在金属颗粒含量不变的情况下, 改变颗粒半径的大小, 编写式(6)和式(9)的 C 语言程序, 计算出对应的电阻率和渗透率, 现分如下 2 种模型进行讨论。

4.1.1 模型 I —金属颗粒排列紧密有序

模型 I 内金属颗粒排列紧密有序, 如图 2, 此时, 不管颗粒半径如何改变, 孔隙度都为 47.3%。令胶结物电阻率为  $100\ \Omega\cdot\text{m}$ 、相关系数  $c=0.25$ , 按金属颗粒半径按  $0.0001\sim 0.01\text{m}$  增大, 经式(6)的 C 语言程序计算结果如表 1 所示。

以半径  $a=0.0001\text{m}$  为例, 岩石电阻率的实部在频率坐标为  $-2\sim 1(0.01\sim 10\text{Hz})$  范围内减小比较缓慢, 到达频率为  $1(10\text{Hz})$  时, 变化开始加剧, 这种情况一直延续到频率坐标为  $7(10^7\text{Hz})$ 。这个变化开始加剧的点所对应的频率称为峰值频率, 这一点称为拐点<sup>[1]</sup>。不同的岩心的峰值频率是不同的, 即复电阻率曲线出现的拐点的地方不同。

再以半径为  $0.005\text{m}$  为例, 电阻率的实部在频率坐标为  $-2\sim 2(10^{-2}\sim 10^2\text{Hz})$  范围内减小缓慢, 频率到达  $2(10^2\text{Hz})$  以后, 变化开始加剧。为方便比较, 把不同颗粒半径的复电阻率谱绘制在对数坐标中, 颗粒半径按  $0.0001\sim 0.01\text{m}$  增大, 见图 4。

从图 4 中可以看到: 不同颗粒半径的模型的

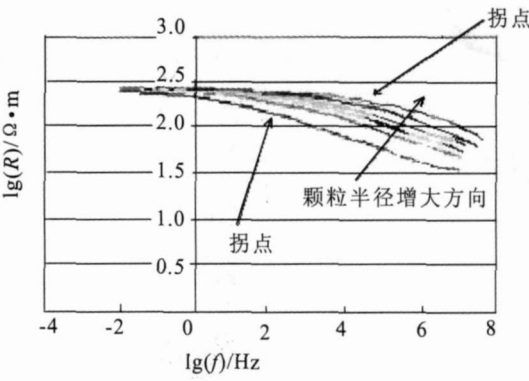


图 4 不同颗粒半径的复电阻率实部曲线  
Fig. 4 Curves of the complex resistivity of different particle radius

电阻率谱的变化与颗粒半径变化有一定的规律, 在颗粒含量相同(孔隙度相同)的情况下, 颗粒半径越大, 在峰值频率右侧部分, 电阻率的实部减小得越缓慢, 也就是说, 这部分曲线的斜率的绝对值就越小。颗粒半径越大, 岩石电阻率的幅度在相对频率的改变就越小, 而渗透率又与颗粒半径有密切的联系。

在此, 用式(9)计算出不同颗粒半径的模型的渗透率, 复电阻率实部的斜率用最小二乘法线性拟合得到, 这里不详细论述, 现把不同金属颗粒半径对应的渗透率和复电阻率实部的斜率制成表, 如表 2 所示。

为清楚看到渗透率与复电阻率实部斜率的微妙关系, 把渗透率与峰值频率右侧部分的复电阻率实部的斜率(以下简称电阻率的斜率)绘制成坐标曲线, 如图 5 所示:

表 1 不同金属颗粒半径对应的复电阻率的实部

Table 1 The real part of complex resistivity of different metal particles							
颗粒半径/m							
lg(R)/Ω·m	a= 0.0001	a= 0.0005	a= 0.001	a= 0.002	a= 0.004	a= 0.005	a= 0.01
lg(f)/Hz							
- 2	2.38433	2.40489	2.40989	2.41346	2.41599	2.41664	2.41825
- 1	2.35682	2.39184	2.40054	2.40678	2.41124	2.41238	2.41523
0	2.31178	2.36948	2.38433	2.39512	2.40289	2.40489	2.40989
1	2.2423	2.33226	2.35682	2.37505	2.38838	2.39184	2.40054
2	2.14417	2.27326	2.31178	2.34139	2.36363	2.36948	2.38433
3	2.02039	2.18666	2.2423	2.28741	2.32274	2.33226	2.35682
4	1.88266	2.07214	2.14417	2.20672	2.25875	2.27326	2.31178
5	1.74742	1.93812	2.02039	2.09751	2.16652	2.18666	2.2423
6	1.62956	1.79988	1.88266	1.96637	2.04728	2.07214	2.14417
7	1.53762	1.67365	1.74742	1.82761	1.91112	1.93812	2.02039

表 2 不同金属颗粒半径对应的渗透率和复电阻率实部的斜率

Table 2 The permeability and the slope of the complex resistivity of different metal particles							
颗粒半径/m	$a=0.0001$	$a=0.0005$	$a=0.001$	$a=0.002$	$a=0.004$	$a=0.005$	$a=0.01$
渗透率 $\lg(k)$	-9.659351	-8.26141	-7.65935	-7.05729	-6.45523	-6.26141	-5.65935
斜率 $\Delta \lg(R)/\Delta \lg(f)$	-0.122008	-0.11326	-0.11499	-0.10404	-0.10347	-0.09898	-0.09723

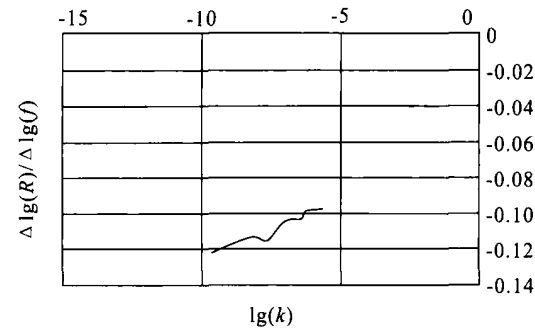


图 5 渗透率与复电阻率实部斜率的坐标曲线

Fig. 5 The coordinate curve of the permeability and the slope of the complex resistivity

从图 5 中可以看出, 渗透率与复电阻率实部的斜率非常近似于线性关系, 即渗透率越大, 则电阻率的斜率的绝对值就越小, 本文用线性最小二乘法来拟合此曲线, 得到如下结果:

$$\Delta \lg(R)/\Delta \lg(f) = 0.0065 \lg(k) - 0.0604 \tag{13}$$

令  $\Delta \lg(R)/\Delta \lg(f) = F$

则渗透率:  $\lg(k) = 153.8462F + 9.2923$  (14)  
式(14)就是求取此模型渗透率的公式。

4.1.2 模型 II—改变模型的孔隙度

改变金属颗粒的含量, 就可以改变模型的孔隙度。现把金属颗粒数  $m$  的值减少为图 2 模型中的  $1/3$ , 则模型的孔隙度变为 65.09%, 在不改变胶结物的电阻率和频率相关系数的情况下, 按金属颗粒半径从 0.0001~0.01m 计算对应模型的复电阻率幅度和渗透率。

使用 4.1.1 的方法, 为方便比较, 把不同颗粒半径的复电阻率谱绘制在坐标系中, 颗粒半径按 0.0001m~0.01m 增大, 见图 6。

从图 6 中可以看到: 不同颗粒半径的模型的电阻率谱的变化与颗粒半径的变化与图 5 相似, 但是, 图 6 的电阻率曲线相对图 4 的曲线平滑, 也就是说, 孔隙度大模型的电阻率曲线斜率的绝对值相对孔隙度小的模型的小。同样地, 把渗透率与电阻率曲线的斜率绘制成对数坐标曲线, 如图 7 所示:

依照 4.1.1 中的方法线性拟合图 7 的曲线,

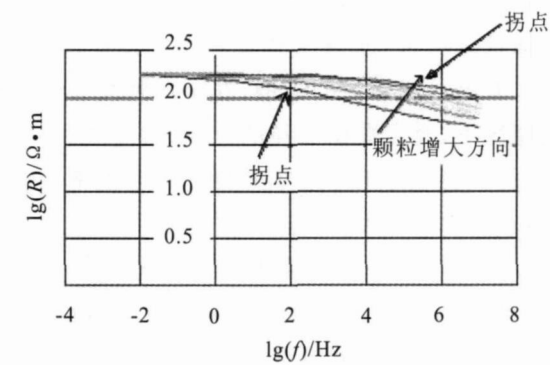


图 6 增大孔隙度后不同颗粒半径的复电阻率实部曲线

Fig. 6 The complex resistivity curve of different particle radius after increasing model's porosity

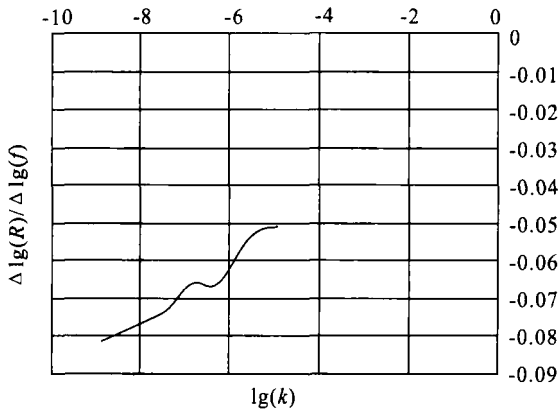


图 7 增大孔隙度后渗透率与复电阻率实部的斜率曲线

Fig. 7 The curve of the permeability and the complex resistivity slope after increasing model's porosity

得到如下式子:

$$\Delta \lg(R)/\Delta \lg(f) = 0.00796 * \lg(k) - 0.01211 \tag{15}$$

整理式子得:

$$\lg(k) = 125.628F + 1.52136 \tag{16}$$

4.2 用复电阻率求渗透率的计算公式

以上叙述表明, 在频率范围内, 复电阻率实部  $\lg(R)$  相对于对数频率  $\lg(f)$  呈现出特有的规律, 若以有限的试验岩样为基础测出它们复电阻率和渗透率, 就能在复电阻率与渗透率之间建立关系, 这就是本文得出的最终结果。

式(14)和式(16)分别是两类模型的渗透率的

计算公式, 它们可以用如下式子表示:

$$\lg(k) = aF + b$$

( 17 )

其中:  $F = \frac{\Delta \lg(R)}{\Delta \lg(f)}$ ;  $a$  和  $b$  是用最小二乘法

线性拟合  $\frac{\Delta \lg(R)}{\Delta \lg(f)}$  与  $\lg(k)$  后得出的系数, 它们的大小与模型有关。

## 5 结 论

- 1) 复阻抗测量能为渗透率的预测提供有关孔隙结构的信息, 特别是在中频段, 这种信息更加明显, 所以只要能测量数量一定的岩样的复阻抗, 就能为复电阻率和渗透率建立起关系。
- 2) 在同一类的岩石模型中, 岩石的复电阻率实部的斜率与渗透率有对应的关系。这种对应关系可以用数学统计的方法, 建立起用复电阻率求取渗透率的公式。本文得出的模型公式为:  
$$\lg(k) = aF + b。$$
- 3) 在不同类的岩石模型中, 求取渗透率公式的系数  $a$  和  $b$  不同, 主要是因为不同类的模型的孔隙度和孔隙结构不同, 从而影响了岩石的电导率、介电常数和比表面积等。
- 4) 复阻抗测量是一种非侵入型测量技术, 是

以测井曲线为基础的, 在进行渗透率预测方面有潜在的用途。

### 参考文献:

[ 1 ] 刘菰. 谱激电法[ M ]. 武汉: 中国地质大学出版社, 1998.

[ 2 ] 王伟男, 童茂松, 陈国华, 等. 泥质砂岩的物理性质及其测井应用[ M ]. 北京: 石油工业出版社, 2004.

[ 3 ] 罗万静, 王晓冬, 李义娟. 渗透率的常用确定方法及其相互关系[ J ]. 西部探矿工程, 2006( 1 ).

[ 4 ] 李海金. 根据复电阻率资料估算储层岩石渗透率[ J ]. 测井技术信息, 1997, 10( 1 ).

[ 5 ] 王庆乙. 激电视参数直接评价异常源的研究[ J ]. 地质与勘探, 2005, 41( 6 ).

[ 6 ] 张胜业, 潘玉玲. 应用地球物理学原理[ M ]. 武汉: 中国地质大学出版社, 2004.

[ 7 ] 傅良魁. 电法勘探教程[ M ]. 北京: 地质出版社, 1983.

[ 8 ] 柯马罗夫 BA. 激发极化法电法勘探[ M ]. 闫立光译. 北京: 地质出版社, 1983.

[ 9 ] 陈长敬, 张胜业, 曾歌明, 等. 激发极化法在西藏某地铜矿区的应用效果[ J ]. 工程地球物理学报, 2007, 4( 4 ).

[ 10 ] 蔡军涛, 阮百尧, 罗润林. 一种快速准确求取复电阻率其频参数的反演方法[ J ]. 工程地球物理学报, 2005( 5 ).

[ 11 ] 曹中林, 昌彦君, 何展翔. 基于演化算法的复电阻率频谱参数分析[ J ]. 工程地球物理学报, 2005( 1 ).