

文章编号:1001-1986(2003)03-0052-04

瞬变电磁测深波场变换中波形展宽原因探讨

华 军,蒋延生,汪文秉(西安交通大学,陕西 西安 710049)

摘要 波场变换技术使瞬变电磁测深反演应用层析成像技术成为可能,但变换后得到的电磁场量波形随偏移距和地层电导率的增大而展宽,严重影响着反演的空间分辨率。本文通过导出的大回线圈在均匀无耗媒质中的阶跃响应之解析表达式,分析了大回线圈的辐射场波形宽度与场点坐标的关系。应用这一关系和大地感应电流空间分布的特点,讨论了波形展宽的原因,并指出,波场变换中波形展宽是由于大地中感应涡旋电流在空间上呈体分布的特性所造成的。

关键词 瞬变电磁测深;反演;波场变换;波形展宽;层析成像

中图分类号 P631.2⁺1 **文献标识码** A

1 引言

瞬变电磁测深法(TEM)近年来在国内外得到迅速发展,主要应用于金属、油气田和煤田勘探,并已逐步开始步入工程、地下水和地热勘探中,成为国内外引人瞩目的地球物理勘探方法之一^[1]。

水平分层媒质 TEM 正演计算在国内外经过了很多年的努力,已逐步成熟^[1~4]。但是,该方法的反演计算虽有大量的研究,仍未满足工程技术人员的期望。基于数据拟和的各种最小二乘法的反演技术虽得到了大量的研究,但反演理论^[5]和工程实践均表明,这一方法难以满足工程需要。

K H Lee(1989)^[6]、Mier Gershenson(1997)^[7]根据无耗媒质中电磁场所满足的无阻尼波动方程与高导电媒质中电磁场所满足的扩散方程之间的相似性,提出了以上两种媒质中的电磁场量所满足的变换式(称为波场变换式)。这一变换为 TEM 的反演指出了新的途径,使得 TEM 的反演解释也有可能采用地震偏移成像技术。K H Lee(1993)^[8]应用这一变换采用层析成像技术完成了低频电磁场的井间层析成像,这说明波场变换应用于扩散场的层析成像是成功的。我国学者陈本池对波场变换也进行了研究,用模拟数据成功地获得了单一界面的 2D 地质结构的图象^[9,10]。

从文献[6~10]中可以看到,从接受到的扩散场数据经波场变换式计算得到的波动场的波形,随着场点偏移距的增大以及随着媒质电导率的增大而逐渐展宽,类似于色散媒质中的色散现象。显然,这一现象严重影响着 TEM 成像的空间分辨能力。因此,

有必要讨论这种虚拟的波动场波形展宽的原因。

从波场变换的原理^[6,7]可知,所谓波场变换,是把物理的高导电媒质中物理的扩散场(服从扩散方程)变换为虚拟的无耗媒质空间虚拟的波动场(服从波动方程),并且,虚拟的无耗媒质的介电常数等于物理的高导电媒质的电导率。由此可以认为,虚拟的波动场在虚拟的无耗媒质中传播时,所出现的波形随偏移距和电导率(也就是虚拟媒质的介电常数)的增大而展宽的原因,不应该是“大地的滤波作用”或者波的“高频成分相对低频成份有较大损失^[6,9,10]”,因为虚拟波是在虚拟的无耗媒质中传播的,而不是在物理的高导电媒质中传播。

根据导出的大回线圈在自由空间中阶跃响应的解析表达式,定量地分析了其辐射场的特点,说明在物理的无耗媒质中,大回线圈的辐射场本身就存在波形展宽现象。利用上述特点及媒质中感应涡流的体分布的特性,定性地探讨了 TEM 变换场波形随偏移距增大和电导率的增大而展宽的原因,指出该现象的产生是由于感应电流的体分布造成的,即便发射线圈是磁偶极子,仍然会出现上述现象。而之所以在虚拟媒质中传播的波有明显的展宽效应,是由于其波速远小于物理媒质中波的传播速度(约小 6 个数量级)。

2 圆环线圈在无耗媒质中的阶跃响应及其特点

为探讨波形展宽的原因,笔者首先考察圆环线圈在均匀无耗媒质中的辐射场特点。

设半径为 a 的圆环线圈位于媒质参数 $\mu, \epsilon, \sigma = 0$ 的均匀无耗媒质中,其上通以阶跃电流 $U(t)$, 为

收稿日期:2002-10-17

基金项目:国家自然科学基金项目(编号:69831020)

作者简介:华军(1967—),男,山东即墨市人,西安交通大学博士研究生,电磁场与微波技术专业。

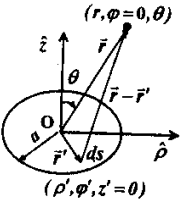


图 1 细圆环形天线

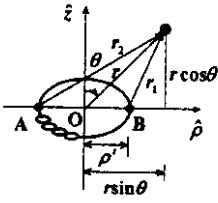


图 2 磁偶极子环

研究方便,假设线圈上各点同时激励,即忽略环上电流的瞬态过程,取图 1 所示的坐标系。

2.1 矢量电位解析解

由于假设环上各点是被同时激励的,因此该电流环可被看作是由环内呈平面分布的垂直磁偶极子所构成口径面^[11]。

如图 1 所示,由磁偶极子在均匀无耗空间中的矢量电位之阶跃响应表达式^[11]可知,位于源点 $\vec{r}' = (\rho', \varphi', z=0)$ 处的磁偶极子在点 $\vec{r} = (r, \varphi=0, \theta)$ 处的矢量电位为:

$$d\vec{F}(\vec{r}, t) = \frac{\mu ds}{4\pi} \frac{\delta(t - \frac{R}{c})}{R} \hat{z} \quad (1)$$

其中 $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$ 为源场点之间的距离,波的传播速度为 $c = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$ 。

所以,圆环线圈在均匀各向同性无耗电介质中的矢量电位之阶跃响应为:

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = F_z(\vec{r}, t) \hat{z} = \hat{z} \frac{\mu}{4\pi} \int_0^a \int_0^{2\pi} \frac{\delta(t - \frac{R}{c})}{R} \rho' d\varphi' d\rho' \quad (2)$$

R 可用源点与场点的坐标表示如下:

$$R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2} = \sqrt{\rho'^2 + r^2 - 2r\rho' \sin\theta \cos\varphi'} \quad (3)$$

对(2)式首先作 φ 向积分,则有:

$$F_z(\vec{r}, t) = \frac{\mu}{\pi} \int_0^a \frac{\rho' d\rho'}{c} \frac{U(t - \frac{r_1}{c}) - U(t - \frac{r_2}{c})}{\sqrt{[t^2 - (\frac{r_1}{c})^2][t^2 - (\frac{r_2}{c})^2]}} \quad (4)$$

如图 2 所示, r_1, r_2 分别为:

$$r_1 = \sqrt{\rho'^2 + r^2 - 2r\rho' \sin\theta} \quad (5)$$

$$r_2 = \sqrt{\rho'^2 + r^2 + 2r\rho' \sin\theta} \quad (6)$$

分析(4)式可知,由磁偶极子所构成的半径为 ρ' 的圆环所产生的矢量电位,可被认为是由圆环上与场点在同一 $(\rho - z)$ 平面上的两个点(A 和 B 点)所辐射的阶跃波所合成的(亦可被认为是仅由 B 点所辐射的矩形波)。波在 r_1/c 时刻到达,在 r_2/c 时刻结束,波宽为 $(r_2 - r_1)/c$ 。

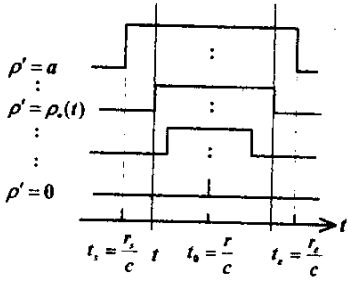


图 3 各磁偶极子环的瞬态辐射场依次到达场点时刻

因此,一系列由半径为 $\rho' = 0, \dots, a$ 的磁偶极子所构成的线环在场点所产生的矢量电位可被看作是由大环线圈直径上各点所辐射的阶跃波叠加构成的。

如图 3 所示,场点处的辐射场将在 t_s 时刻到达,在 t_e 时刻结束。 t_s, t_e 分别为:

$$t_s = \frac{r_s}{c} = \frac{\sqrt{r^2 + a^2 - 2ra \sin\theta}}{c} \quad (7)$$

$$t_e = \frac{r_e}{c} = \frac{\sqrt{r^2 + a^2 + 2ra \sin\theta}}{c} \quad (8)$$

其中, r_s, r_e 为半径 $\rho' = a$ 的磁偶极子环上 A、B 两点与场点的距离。

由以上分析知,在某时刻 t ($t_e \geq t \geq t_s$),仅有 $\rho' = \rho_*(t), \dots, a$ 范围内的磁偶极子环的辐射场到达。其中 $\rho_*(t)$ 为:

$$\rho_*(t) = |r \sin\theta - \sqrt{c^2 t^2 - r^2 \cos^2\theta}| \quad (9)$$

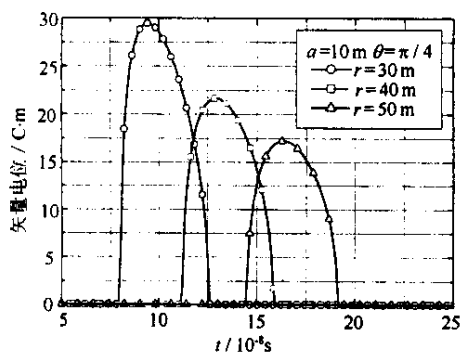
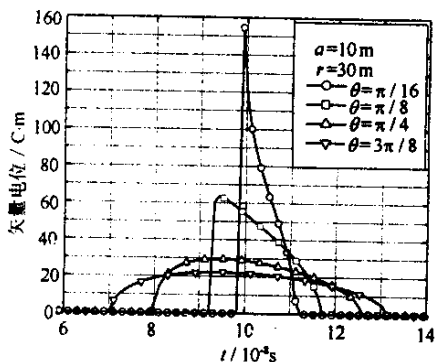
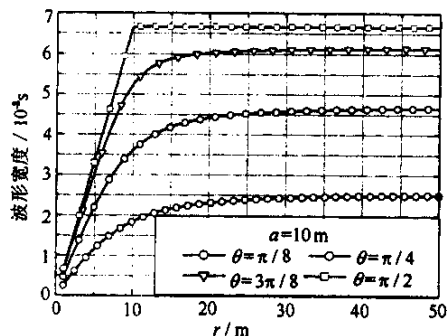
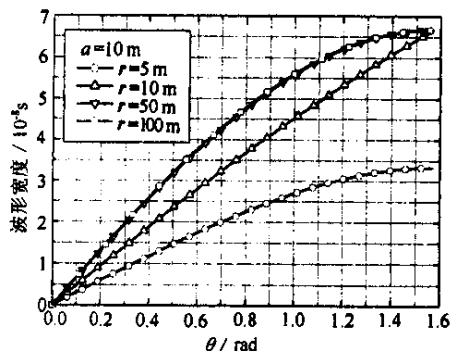
当 $t_0 \geq t \geq t_s$ 时,由 $t = r_1/c$; 当 $t_e \geq t \geq t_0$ 时,由 $t = r_2/c$,再考虑到,当 $t = t_0 = r/c$ 时, $\rho' = \rho_* = 0$,可得(9)式。

所以(4)式成为:

$$F_z(\vec{r}, t) = \frac{\mu}{\pi} [U(t - t_s) - U(t - t_e)] \cdot \int_{\rho_*(t)}^a \frac{\rho' d\rho'}{c \sqrt{[t^2 - (\frac{r_1}{c})^2][t^2 - (\frac{r_2}{c})^2]}} \quad (10)$$

对(10)式积分就可得环形线圈在均匀无耗空间中的辐射场之矢量电位的解析表达式(11)式:

$$F_z(\vec{r}, t) = \frac{-1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} [U(t - t_s) - U(t - t_e)] \cdot \arctan \left[\frac{t^2 - \frac{\rho'^2 + r^2 \cos 2\theta}{c^2}}{\sqrt{[t^2 - (\frac{r_1}{c})^2][t^2 - (\frac{r_2}{c})^2]}} \right] \Bigg|_{\rho' = \rho_*(t)}^{\rho' = a} = \frac{-1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} [U(t - t_s) - U(t - t_e)] \cdot \arcsin \left[\frac{t^2 - \frac{\rho'^2 + r^2 \cos 2\theta}{c^2}}{\sqrt{[t^2 - (\frac{r^2 \cos 2\theta}{c^2})][t^2 - (\frac{r^2}{c^2})]}} \right] \Bigg|_{\rho' = \rho_*(t)}^{\rho' = a} \quad (11)$$

图 4 矢量电位波形与偏移距 r 的关系图 5 矢量电位波形与俯角 θ 的关系图 6 矢量电位波形宽度与偏移距 r 的关系图 7 矢量电位波形宽度与俯角 θ 的关系

其中 $\alpha(\rho)|_{\rho=\rho_*(t)}^{\rho=a} = \alpha(a) - \alpha(\rho_*(t))$ 。

经过简单微分的运算,亦可得到其电场和磁场的解析表达式,由于形式繁杂而且本文仅讨论波的时间宽度,故从略。

2.2 矢量电位数值计算结果与讨论

取图 4~7 中所示的参数,对 (11) 式作数值计算。

矢量电位的时间波形如图 4 和图 5 所示。从图中可知,当 θ 角不变时,矢量电位的峰值随偏移距 r 的增大而衰减;当偏移距 r 不变时, θ 角愈小,矢量电位的峰值愈大,而且波形的前沿愈陡峭。

图 5、6、7 考察矢量电位波形的时间宽度与 r 和 θ 之间的关系。图中 θ 角的变化范围为 0 到 $\pi/2$ 。

从图中可以看到,当偏移距 r 不变时, θ 角愈大,脉宽愈宽(图 5、6)。同一 θ 角时, r 愈大,脉宽愈宽,但趋向于一个有限值(图 6、7)。特别地,当 $\theta = \pi/2$ 、 $r \geq a$ 时,脉宽始终保持不变(图 6)。由图 2 可知,这是由于当 $r \gg a$ 时,近似地有 \vec{r}_1 、 \vec{r}_2 、 \vec{r} 三者互相平行,因此有 $r_2 - r_1 \rightarrow 2a \sin \theta$ 。所以,脉宽 $\Delta t \rightarrow 2a \sin \theta / c$ 。特别地,当 $\theta = \pi/2$ 、 $r \geq a$ 时, $\Delta t = 2a/c$, 为一恒定值,波的时间宽度保持恒定。

从以上解析和数值计算的结果,可以得出大回线圈在均匀无耗空间中的传播的一些基本特点,大回线圈上的各点以媒质速度 c 辐射,由于各点至场点的距离不同,到达场点的时刻不同,各点的辐射在场点合成后形成具有一定宽度的时间波形。波形的起始时刻为线圈上距场点最近的点至场点的波达时刻,波形的结束时刻为线圈上距场点最远的点至场点的波达时刻。这样,在大回线圈近场区,波形的宽度不是等宽的,它随偏移距 r 和俯角 θ 的增大而逐渐展宽。在同一偏移距下,俯角 θ 愈小,线圈上距场点最近和最远的两点至场点的距离之差也就愈小,因而也就造成了俯角 θ 愈小,波宽也就愈窄、波形也愈陡峭并且波峰愈高,而且此时由于线圈上距场点最近的点至场点的距离也愈大,所以,波形的起始时刻也就愈滞后(图 5);在远场区,波的宽度是近似等宽的,波宽与俯角 θ 和线圈的半径 a 有关,为 $2a \sin \theta / c$ 。波形宽度的以上这些特点从根本讲,产生于辐射源的体分布。

3 虚拟的无耗分层媒质中位移电流的分布特点

我们知道,当圆环线圈激励导电分层媒质时,在媒质中将感应出感应电流,场点接收到的电磁场可被视为由圆环线圈与感应电流共同产生的。同理,当圆环线圈激励无耗分层媒质时,在分层媒质中将有位移电流,在场点处的电磁场可被视为由圆环线圈和媒质中的位移电流共同产生的^[12]。

对分层导电媒质中的场量进行波场变换后,导电分层媒质被等效为非导电媒质(而且其介电常数等于导电媒质的电导率),所以,经波形变换式计算

得到的虚拟波动场可被认为是由圆环线圈与虚拟的电介质中的剩余位移电流在均匀无耗媒质中共同产生,因而,虚拟波动场的特点就取决于圆环线圈和剩余位移电流的空间分布特点。

文献[13]讨论了TEM测量中,分层媒质中的感应传导电流的空间分布特点,其基本特点是:感应传导电流在空间上呈圆环状分布,这些感应电流,可近似地用一个电流丝等效。而且,电流丝的半径随时间而扩大,深度随时间加深,并且其中心在移动,媒质电导率越大,电流丝随时间的上述移动越慢;当媒质为多层时,媒质中的感应传导电流环不是每层都有,而是只有一个,其中心存在于高电导率的地层中。

由波场变换式可知,波场变换仅与电磁场量的时间有关,与空间无关。所以,虚拟媒质中的位移电流的空间分布特点与物理的导电媒质中的感应电流的空间分布特点是相同的。因此,可以利用分层导电媒质中的感应电流的空间分布特点,来讨论虚拟的非导电媒质中的虚拟波动场的一些特点。

4 波场变换中波形展宽的原因探讨

在TEM的正演计算中,一般都假设供电线圈上的电流为负阶跃电流,并且假设线圈各点是同时供电的,即不考虑线圈上电流的瞬态过程,而且忽略线圈与大地之间的二次效应。这样的处理,在不要求非常精确的地电测量和测量深度不是很浅时,是合适的。因而,可以认为,在TEM测深中, $t > 0$ 时刻,场点处接受到的电磁场将只由大地中的感应涡旋电流决定^[14]。

因此,可以利用虚拟的无耗分层媒质中感应的位移电流的空间分布特点和电流环在无耗媒质中的辐射场的特点,定性地解释波场变换中,当场点随偏移距的增大和地层电导率的增大,波形变宽的原因。

从第2节中可知,在近场区,场点偏移距越大,波形越宽。虽然当电流线圈半径固定时,场点偏移距大到一定程度时,波宽趋于有限值。但是,在虚拟的分层媒质中,位移电流的等效电流丝的半径随时间在扩大,所以,即便场点处于供电线圈的远场区,它在大多数时间里却处在感应电流的近场区中。因而,在虚拟波动场中,场点偏移距越大,场量的波形就越宽。

在高电导率的地层中,由于等效电流丝半径的扩大速度要慢于低电导率的地层,相应地,高电导率地层中的等效电流丝对场点所作贡献的时间就要长于低电导率地层中的等效电流丝。所以,在虚拟波动场中,地层电导率越高,场量的波形也就越宽。

从中也可看出,即便发射线圈为磁偶极子,波形展宽的现象也是依然存在,因为此时大地中的感应电流的空间分布特点不变。

据以上分析,虚拟无耗媒质中波形展宽的原因和物理的无耗媒质中波形展宽的原因完全相同,都是由于辐射电流的空间分布。但在物理的无耗媒质中,由于辐射电流的空间分布所造成的波形展宽效应,在通常的观测距离下并不明显,而笔者在波场变换中得到的波形的展宽效应却非常显著。这是由于两者的波速相差很大的缘故。例如在自由空间中的波速为 $c_0 = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$,而虚拟的无耗媒质中,波速为 $v = 1/\sqrt{\mu_0 \sigma}$ 。两者之比为 $c_0/v = \sqrt{\sigma/\epsilon_0} \approx 10^6 \sqrt{\sigma/9}$ 。即两者相差约6个数量级。由于虚拟无耗媒质中的波速非常慢,这样,传播同样的距离差,就需要更多的时间。所以,其波形的展宽效应就变得很显著了。

5 结论

a. 采用近似的激励模型定量地分析了圆环线圈在无耗均匀媒质中瞬态辐射场的特点,导出了瞬态辐射场矢量电位的解析表达式,指出,在圆环线圈的近场区,随场点偏移距增大和俯角的增大,矢量电位的波形逐渐展宽。当场点位于远场区,波形宽度为 $2a \sin \theta / c$ 。

b. 定性地讨论了虚拟的无耗介质中感应位移电流在空间的分布特点。并且利用这些特点定性地讨论了波场变换中波形展宽的原因,并指出,由于大地中感应位移电流环随时间扩大,所以,无论场点在供电线圈地近区还是远区,在多数时间里,场点都处于感应电流环的近场区,所以,偏移距越大,波形就越宽。由于在高导电媒质里,感应电流环宽展的速度慢,它对场点的有效辐射的时间长,所以电磁场量的波形也就越宽。另外,由于虚拟无耗媒质中的波速相比较于光速而言非常地慢(约相差6个数量级),波形展宽效应相应地也就非常显著。

总之,波场变换中出现的随偏移距增大和媒质电导率增大,波形展宽现象的原因缘于感应电流的空间分布,并且由于波速非常慢而使其展宽效应更加显著。即便发射线圈是磁偶极子,由于其感应电流空间分布的特点不变,所以,仍然会出现上述波形展宽现象。

参考文献

- [1] 方文藻,李予国,李貅.瞬变电磁测深原理[M].西安:西北工业大学出版社,1993.

文章编号 :1001-1986(2003)03-0056-03

利用连分式定义瞬变电磁法全区视电阻率研究

翁爱华 陆冬华 刘国兴

(吉林大学地球探测科学与技术学院 吉林 长春 130026)

摘要 :介绍了一种新的全区视电阻率计算方法。该方法利用连分式迭代求解非线性方程技术 ,直接对均匀半空间电偶源瞬变电磁法观测的垂直磁场与电阻率的非线性方程直接求解。利用该数值方法对层状介质进行了理论计算。数值计算结果表明 ,采用连分式方法可直接求出反映地电断面结构的瞬变电磁法全区视电阻率。

关 键 词 :视电阻率 连分式 电偶极源 瞬变电磁法

中图分类号 :P631.3+25 文献标识码 :A

1 引言

电磁法勘探解释中的一个基本问题是将观测到的电场或磁场(电动势)定义为对应的视电阻率。但即使均匀半空间模型的电磁场分量,模型电阻率与这些场量之间也是非线性的,因此很难将电阻率用

这些单独场分量显式地表示出来,从而多采用近似定义方法^[1]。当不满足近似定义条件时,近似定义的视电阻率往往不能反映出电阻率的真实分布,尽管此时电磁场分量本身就包含这些信息。为此,人们提出了既适合近区(晚期)或远区(早期),还能将中间过渡区的电阻率也反映出来的所谓全区视电阻

收稿日期 2002-07-29

作者简介 翁爱华(1969—),男,安徽天长人,吉林大学讲师,博士生,从事电(磁)法勘探与地面核磁共振理论及应用研究。

- [2] 考夫曼 A A ,凯勒 G V . 频率域和时间域电磁测深[M]. 北京 :地质出版社 ,1987 .
- [3] Anderson W L . A hybrid fast Hankel transformation algorithm for electro-magnetic modeling[J]. Geophysics ,1989 ,54(2) :263 - 266 .
- [4] 华军 蒋延生 汪文秉 . 双重贝塞尔函数积分的数值计算[J]. 煤田地质与勘探 ,2001 ,29(3) :58 - 62 .
- [5] 杨文采 . 地球物理反演的理论与方法[M]. 北京 :地质出版社 ,1997 .
- [6] Lee K H ,Liu G ,Morrison H F . A new approach to modeling the electro-magnetic response of conductive media[J]. Geophysics ,1989 ,54(9) :1180 - 1192 .
- [7] Mier Genshenson . Simple interpretation of time-domain electromagnetic sounding using similarities between wave and diffusion propagation[J]. Geophysics ,1993 ,62(3) :763 - 774 .
- [8] Lee K H ,Xie G Q . A new approach to imaging with low-frequency electro-magnetic field[J]. Geophysics ,1993 ,58(6) :780 - 796 .
- [9] 陈本池 . 瞬变电磁场的波场变换与偏移成像理论研究[D]. 北京 :中国地质大学博士论文 ,1998 .
- [10] 陈本池 周凤桐 李金铭 . 瞬变电磁场的波形变换研究[J]. 物探与化探 ,1999 (3) .
- [11] 徐建华 . 层状媒质中的电磁场与电磁波[M]. 北京 :石油出版社 ,1997 .33 - 34 .
- [12] Weng Cho Chew ,聂在平 柳清伙 . 非均匀介质中的场与波[M]. 北京 :电子工业出版社 ,1992 .405 - 408 .
- [13] Hoversten G M ,Morrison H F . Transient fields of a current loop source above a layered earth[J]. Geophysics ,47(7) :1068 - 1077 .
- [14] Nabighian M N . Quasi-static transient response of a conductive half-space An approximate representation[J]. Geophysics ,44 :1700 - 1705 .
- [15] 邹凤梧 刘中柱 周怀春 . 积分表汇编[M]. 北京 :宇航出版社 ,1992 .

Comments on pulse broadening phenomena of wavefield transformation in transient electromagnetic exploration

HUA Jun ,JIANG Yan-sheng ,WANG Wen-bing (Xi'an Jiaotong University ,Xi'an 710049 ,China)

Abstract :It is possible using ray tomography to explain the response data of transient electromagnetic(TEM) exploration when we use wavefield transformation technology . But the pulse shape broadening phenomena of transformed wave field with increasing the receiver offset distance and the earth conductivity reduce the space resolution of the interpretation significantly . In this paper ,we obtained the expression of the electrical vector potential of the large loop antenna which is excited by the step current in uniform losses space . By this expression ,we discussed the relationship of the response pulse width with the receiver offset distance and the media permittivity . By using that relationship and the distribution characteristic of the induction eddy current in the earth ,we explained the pulse broadening phenomena . We find the pulse broadening phenomena in the fictitious loss media resulting from the space distribution characteristics of the induced eddy current in the earth . Because the propagation velocity of the eddy current is very slow than the light velocity ,the broadening phenomena in the fictitious losses media is also very evident than that in the physical losses media such as free space .

Key words :TEM inversion ,wavefield transformation ,pulse width ,ray tomography technology