

时谐偶极子在介质球头模型中的电位分布

段晓勇, 彭仕政, 李龙武, 张玉强, 卫高峰, 刘晓春

(贵州大学理学院 贵阳 550025)

【摘要】考虑到脑电源的时谐性和头的电容效应, 在电准静态近似下, 建立了时谐等效电流偶极子模型; 给出了其在均匀无限介质中和均匀介质球中的电位表达式; 并正向计算了脑电源在非均匀各向同性三层同心介质球壳中的电位分布。最后讨论了时谐性和电容率对电位分布的影响。理论计算结果表明时谐性和电容率对电位分布确实有影响。

关键词 介质球; 电准静态; 电容率; 时谐等效电流偶极子; 时谐因子
中图分类号 Q64; R318.04 **文献标识码** A

Potential Distribution in a Dielectric Sphere Model Produced by a Time-Harmonic Equivalent Current Dipole

DUAN Xiao-yong, PENG Shi-zheng, LI Long-wu, ZHANG Yu-qiang, WEI Gao-feng, LIU Xiao-chun
(Laboratory for Photoelectric Technology and Application, Guizhou University, School of Science, Guizhou University Guiyang 550025)

Abstract A model of EEG source is set up as a time-harmonic equivalent current dipole model which deals with the problem concerning the capacitance effect. The expressions of potential distribution in homogeneous infinite dielectric and homogeneous dielectric sphere on the electroquasistatic condition is given and the potential distribution in a three-layer inhomogeneous isotropic concentric sphere produced by the model is computed. The effects about potential distribution by time-harmonic character and permittivity are discussed. The theoretical calculation shows that potential distribution is effected by time-harmonic character and permittivity.

Key words dielectric sphere; electroquasistatic; permittivity; time-harmonic equivalent current dipole; time-harmonic factor

脑电源模型和头模型是脑电问题研究中的核心模型。目前, 国内外研究者在脑电源模型中普遍采用的是电流强度恒定不变的等效电流偶极子(equivalent current dipole, ECD)模型^[1-3]。头模型采用均匀导电球^[3-5]和多层导电球壳^[6-9]等模型, 把头假设为导体, 只考虑头的导电效应, 而忽略其电容效应^[10]。由于脑电场是低频场(100 Hz左右或以下), 研究者们采用准静态近似条件下Maxwell方程组^[11], 认为脑电磁场是稳恒场。

脑电场是由脑内神经元群的同步放电所致。在脑神经元放电过程中, 膜电位是呈现峰形时变的^[12], 所以产生的神经元电流也是时变的。因此, 本文的脑电源模型采用时谐等效电流偶极子(time-harmonic equivalent current dipole, THECD)模型, 头模型采用均匀介质球头模型和非均匀各向同性三层同心介质球壳模型, 同时考虑了头的导电效应和电容效应。最后, 讨论了源的时谐性和介质的电容效

应对电位分布的影响。

1 THECD模型及其在均匀无限介质中电位分布

时谐电场复数形式为:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{j\omega t} \quad (1)$$

式中 ω 是角频率; j 是虚数单位; $e^{j\omega t}$ 是时谐因子。时谐情况下介质中电准静态(electroquasistatic, EQS)Maxwell方程组^[13]:

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_s + \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3)$$

式中 \mathbf{E} 为电场强度; \mathbf{H} 为磁场强度; \mathbf{J}_s 为源电流密度; \mathbf{J} 为传导电流密度; \mathbf{D} 为电位移矢量。线性介质的电特性方程为:

$$\mathbf{D} = \varepsilon(\omega)\mathbf{E} \quad (4)$$

$$\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E} \quad (5)$$

收稿日期: 2007-01-30; 修回日期: 2007-06-17

基金项目: 贵州省自然科学基金(20052005)

作者简介: 段晓勇(1980-), 男, 硕士生, 主要从事脑电磁场特性方面的研究。

式中 $\varepsilon(\omega)$ 是介质随电场频率而变化的复电容率;
 σ 为介质的电导率。

由式(2)知电场是无旋场, 显示了静电场的主要特性, 式(3)保留了电场和磁场之间的耦合, 与稳恒电磁场相比, 具有更加丰富的物理学和电生理学意义。引入电标量位 ϕ 并满足:

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi \quad (6)$$

对式(3)左右两边取散度并把式(4)~(6)代入式(3)可得:

$$\nabla^2\phi = -\left[\frac{-\nabla \cdot \mathbf{J}_s}{\sigma'}\right] \quad (7)$$

其中:

$$\sigma' = \sigma + j\omega\varepsilon(\omega) \quad (8)$$

式中 σ' 为复电导率, 同时表现了介质的导电性和电容性。式(7)是THECD的 ϕ 所满足的Poisson方程。与静电场的Poisson方程^[14]比较可得:

$$\phi = \frac{1}{4\pi\sigma'} \int_{v'} \frac{-\nabla \cdot \mathbf{J}_s}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} dv' \quad (9)$$

式中 \mathbf{r} 是场点矢径; \mathbf{r}_0 是电流源矢径; $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|$ 是场点到电流源的距离。对式(9)电流源所在区域 v' 进行积分, 根据矢量分析^[10], 式(9)可变为:

$$\phi = \frac{1}{4\pi\sigma'} \int_{v'} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} \cdot \mathbf{J}_s dv \quad (10)$$

由于偶极子的电位与距离的平方成反比, 所以式(10)中的 $\mathbf{J}_s dv$ 表现出了偶极子的性质^[10], 可把 \mathbf{J}_s 定义为偶极矩密度 \mathbf{p} :

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{p}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (11)$$

$$\mathbf{p} = I\mathbf{l}e^{j\omega t} \quad (12)$$

式中 I 是偶极子电流强度; \mathbf{l} 是偶极子的正负极间的距离矢量, 其方向由负极指向正极; $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ 是delta函数, 表示偶极子位于 \mathbf{r}_0 处。

将式(8)、式(11)~(12)代入式(10), 可得THECD在均匀无限介质中产生的电位为:

$$\phi = \frac{1}{4\pi[\sigma + j\omega\varepsilon(\omega)]} \frac{I\mathbf{l} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} e^{j\omega t} \quad (13)$$

式(13)与稳恒ECD产生的静电位^[2]比较可知, 其差别在于多了时谐因子和电容效应。

2 THECD在均匀介质球中的电位分布

由式(13)知, 将稳恒ECD在均匀无限导电球中产生的电位的表达式中的电导率和偶极矩分别换成式(8)、式(12), 便可得THECD在均匀介质球中产生的电位^[10]:

$$\phi_r = K'_r \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n+1}{n} \frac{r^n}{R^{2n+1}} + \frac{1}{r^{n+1}} \right) n r_0^{n-1} P_n(\cos\theta) \quad (14)$$

$$\phi_t = K'_t \cos\varphi \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n+1}{n} \frac{r^n}{R^{2n+1}} + \frac{1}{r^{n+1}} \right) r_0^{n-1} P_n^1(\cos\theta) \quad (15)$$

式中 $K'_r = \frac{P_r}{4\pi\sigma'}$; $K'_t = \frac{P_t}{4\pi\sigma'}$; φ 是矢径 \mathbf{r} 投影在 XY 平面上的方位角; σ' 是球的复电导率, 由式(8)确定; R 是球的半径; $P_n(\cos\theta)$ 是Legendre函数; $P_n^1(\cos\theta)$ 是 $l=1$ 的associated Legendre函数。

任何方向的偶极子 \mathbf{p} 都可以分解为径向偶极子 $p_r = Il_r e^{j\omega t}$ 和切向偶极子 $p_t = Il_t e^{j\omega t}$, 所以式(14)~(15)分别为 p_r 和 p_t 产生的电位。

3 THECD在非均匀各向同性三层同心介质球壳中的电位分布

如图1所示, 在非均匀各向同性三层同心介质球壳中, 从内到外分别代表脑组织、颅骨和皮层, 各层半径分别为 r_1 、 r_2 和 r_3 , 各层边界分别为 S_1 、 S_2 和 S_3 。采用球坐标系, 令偶极子位置 \mathbf{r}_0 位于 Z 轴上且 $r_0 < r_1$, Z 轴与场点矢径 \mathbf{r} 夹角为 θ 。令:

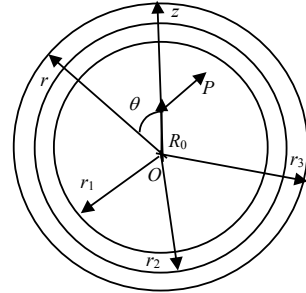


图1 三层同心介质球壳

$$\sigma'_i = \sigma_i + j\omega\varepsilon_i(\omega) \quad (16)$$

式中 σ'_i 、 σ_i 、 $\varepsilon_i(\omega)$ 分别为各层的复电导率、电导率和复电容率。

参考式(14)~(15), 设各层电位为:

$$\Phi_1 = \sum_{n=1}^n \left(\frac{A_n}{r^{n+1}} + B_n r^n \right) \begin{pmatrix} P_n(\cos\theta) \\ P_n^1(\cos\theta) \cos\varphi \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$\Phi_2 = \sum_{n=1}^n \left(\frac{C_n}{r^{n+1}} + D_n r^n \right) \begin{pmatrix} P_n(\cos\theta) \\ P_n^1(\cos\theta) \cos\varphi \end{pmatrix} \quad (18)$$

$$\Phi_3 = \sum_{n=1}^n \left(\frac{E_n}{r^{n+1}} + F_n r^n \right) \begin{pmatrix} P_n(\cos\theta) \\ P_n^1(\cos\theta) \cos\varphi \end{pmatrix} \quad (19)$$

式中 P_n 项对应径向偶极子; P_n^1 对应 X 方向的切向偶极子 (Y 方向的切向偶极子只需把 $\cos\varphi$ 改为 $\sin\varphi$); A_n 、 B_n 、 C_n 、 D_n 、 E_n 和 F_n 为待求系数^[10]。

由电位和电流密度在各界面上连续, 最外层没有电流流出, 可得边界条件:

$$\phi|_{S_1} = \phi_2|_{S_1} \quad (20)$$

$$\sigma'_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial n} \Big|_{s_1} = \sigma'_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial n} \Big|_{s_1} \quad (21)$$

$$\phi_2 \Big|_{s_2} = \phi_3 \Big|_{s_2} \quad (22)$$

$$\sigma'_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial n} \Big|_{s_2} = \sigma'_3 \frac{\partial \phi_3}{\partial n} \Big|_{s_2} \quad (23)$$

$$\frac{\partial \phi_3}{\partial n} \Big|_{s_3} = 0 \quad (24)$$

偶极子在均匀无限介质中电位解对应式(14)~(15)的第二项,与式(17)比较可得:

$$A_n = \frac{1}{4\pi\sigma'_1} \left(\frac{p_r n r_0^{n-1}}{r_1^{n-1}} \right) \quad (25)$$

联立式(17)~(24)可以求出各项系数:

$$B_n = \frac{2n+1}{n+1} - \alpha_2(1+\lambda b) \frac{n+1}{n} \frac{A_n}{r_1^{2n+1}} \quad (26)$$

$$C_n = \frac{(\alpha_1-1)\lambda b}{\rho\lambda b - \alpha_2} \frac{2n+1}{n} A_n \quad (27)$$

$$D_n = \frac{\alpha_1-1}{\rho\lambda b - \alpha_2} \frac{2n+1}{n} \frac{A_n}{r_1^{2n+1}} \quad (28)$$

$$E_n = \frac{(\alpha_1-1)(1+\lambda)ab(2n+1)}{(\rho\lambda b - \alpha_2)(na+n+1)} A_n \quad (29)$$

$$F_n = \frac{(\alpha_1-1)(1+\lambda)(2n+1)}{(\rho\lambda b - \alpha_2)(na+n+1)} \frac{A_n}{r_1^{2n+1}} \quad (30)$$

其中令: $\frac{(\beta_1 - \frac{1}{n+1})a + \beta_2}{\beta_2 a + (\beta_1 + \frac{1}{n})} = \lambda$, $\alpha_1 + \frac{1}{n} = \rho$,

$$\left(\frac{r_3}{r_2} \right)^{2n+1} = a, \quad \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{2n+1} = b, \quad 1 + \frac{\sigma'_1}{\sigma'_2} = \alpha_1, \quad 1 - \frac{\sigma'_1}{\sigma'_2} = \alpha_2,$$

$$1 + \frac{\sigma'_3}{\sigma'_2} = \beta_1, \quad 1 - \frac{\sigma'_3}{\sigma'_2} = \beta_2.$$

4 源的时谐性和介质的电容效应对均匀介质球中电位分布影响的讨论

4.1 THECD在均匀介质球中产生的电位对时间和频率的变化关系

生物介质的复电容率可写为Debye方程^[15]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 - j\omega\tau} \quad (31)$$

式中 ε_s 是静态下介质的电容率; ε_∞ 是频率趋于无穷大时介质的电容率; τ 是介质的平均驰豫时间。

式(31)代入式(8)可得:

$$\sigma' = \sigma - \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \omega^2\tau + j\omega \left(\varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \right) \quad (32)$$

将式(32)代入式(14)可得径向偶极子电位为:

$$\phi_r(\omega, t) = \frac{p_r e^{j(\omega t - \gamma_1)}}{4\pi\sigma} \times$$

$$\frac{\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n+1}{n} \frac{r^n}{R^{2n+1}} + \frac{1}{r^{n+1}} \right) n r_0^{n-1} P_n(\cos\theta)}{\sqrt{\left[1 - \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega^2\tau}{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma} \right]^2 + \left[\frac{\omega\varepsilon_\infty}{\sigma} + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega}{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma} \right]^2}} \quad (33)$$

令:

$$\cos\gamma_1 = \frac{1 - \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega^2\tau}{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma}}{\sqrt{\left[1 - \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega^2\tau}{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma} \right]^2 + \left[\frac{\omega\varepsilon_\infty}{\sigma} + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega}{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma} \right]^2}}$$

$$\sin\gamma_1 = \frac{\frac{\omega\varepsilon_\infty}{\sigma} + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega}{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma}}{\sqrt{\left[1 - \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega^2\tau}{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma} \right]^2 + \left[\frac{\omega\varepsilon_\infty}{\sigma} + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega}{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma} \right]^2}}$$

$$\tan\gamma_1 = \frac{\omega^3\tau^2\varepsilon_\infty + \varepsilon_s\omega}{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma - (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega^2\tau}$$

将式(32)代入式(15)可得切向偶极子电位为:

$$\phi_t(\omega, t) = \frac{p_t e^{j(\omega t - \gamma_1)}}{4\pi\sigma} \times$$

$$\frac{\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n+1}{n} \frac{r^n}{R^{2n+1}} + \frac{1}{r^{n+1}} \right) n r_0^{n-1} P_n^1(\cos\theta)}{\sqrt{\left[1 - \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega^2\tau}{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma} \right]^2 + \left[\frac{\omega\varepsilon_\infty}{\sigma} + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega}{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma} \right]^2}} \quad (34)$$

由式(33)~(34)可见,由于介电效应的影响,使得偶极子在均匀介质球中电位的强度和相位都发生了变化。

4.2 THECD在均匀介质球中产生的电位对时间和频率的响应关系

把式(33)分别对时间和频率求一阶偏导:

$$\frac{\partial \phi_r(\omega, t)}{\partial t} = j\omega \phi_r(\omega, t) \quad (35)$$

$$\frac{\partial \phi_r(\omega, t)}{\partial \omega} = \frac{p_r e^{j(\omega t - \gamma_1 + \gamma_2)}}{4\pi\sigma} \frac{\sqrt{(c+d)^2 + (e-f)^2}}{\omega^2 g} \times$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n+1}{n} \frac{r^n}{R^{2n+1}} + \frac{1}{r^{n+1}} \right) n r_0^{n-1} P_n(\cos\theta) \quad (36)$$

其中令: $\cos\gamma_2 = \frac{c+d}{\sqrt{(c+d)^2 + (e-f)^2}}$,

$$\sin\gamma_2 = \frac{e-f}{\sqrt{(c+d)^2 + (e-f)^2}}, \quad \tan\gamma_2 = \frac{e-f}{c+d},$$

$$c = \left[\frac{\sigma}{\omega} - \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \right] \times \frac{\left[\frac{(1 + \omega^2\tau^2)\epsilon_\infty}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} \right]^2 + 2\frac{\epsilon_\infty + \tau\sigma}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} + \frac{1 - 3\omega^2\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2}}{\left[\frac{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma}{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\omega} - \omega\tau \right]^2 + \left[\frac{(1 + \omega^2\tau^2)\epsilon_\infty}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} + 1 \right]^2}$$

$$d = \left(\epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \right) \omega \times \left[t - \frac{\frac{(1 + \omega^2\tau^2)^2\epsilon_\infty\sigma}{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)^2\omega^2} + \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty\omega^2\tau^2)\tau}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} + \frac{(1 - \omega^2\tau^2)\sigma}{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\omega^2}}{\left[\frac{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma}{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\omega} - \omega\tau \right]^2 + \left[\frac{(1 + \omega^2\tau^2)\epsilon_\infty}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} + 1 \right]^2} \right]$$

$$e = \left[\frac{\sigma}{\omega} - \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \right] \omega \times \left[t - \frac{\frac{(1 + \omega^2\tau^2)^2\epsilon_\infty\sigma}{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)^2\omega^2} + \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty\omega^2\tau^2)\tau}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} + \frac{(1 - \omega^2\tau^2)\sigma}{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\omega^2}}{\left[\frac{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma}{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\omega} - \omega\tau \right]^2 + \left[\frac{(1 + \omega^2\tau^2)\epsilon_\infty}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} + 1 \right]^2} \right]$$

$$f = \left(\epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \right) \times \frac{\left[\frac{(1 + \omega^2\tau^2)\epsilon_\infty}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} \right]^2 + 2\frac{(\epsilon_\infty + \tau\sigma)}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} + \frac{(1 - 3\omega^2\tau^2)}{1 + \omega^2\tau^2}}{\left[\frac{(1 + \omega^2\tau^2)\sigma}{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\omega} - \omega\tau \right]^2 + \left[\frac{(1 + \omega^2\tau^2)\epsilon_\infty}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} + 1 \right]^2}$$

$$g = \left[\frac{\sigma}{\omega} - \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \right]^2 + \left(\epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \right)^2$$

切向偶极子的电位对时间和频率的一阶偏导也有类似于式(35)~(36)的关系:

$$\frac{\partial\phi_t(\omega, t)}{\partial t} = j\omega\phi_t(\omega, t) \quad (37)$$

$$\frac{\partial\phi_l(\omega, t)}{\partial\omega} = \frac{p_l e^{j(\omega t - \gamma_l + \gamma_2)}}{4\pi\sigma} \frac{\sqrt{(c+d)^2 + (e-f)^2}}{\omega^2 g} \times \cos\varphi \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n+1}{n} \frac{r^n}{R^{2n+1}} + \frac{1}{r^{n+1}} \right) r_0^{n-1} P_n^l(\cos\theta) \quad (38)$$

式(35)~(38)分别表现了THECD在均匀介质球中产生的电位对时间和频率的响应关系。对于非均匀各向同性三层同心介质球壳模型, 可以通过求式(17)~(19)对时间和频率的一阶偏导数。即: 求各式中的系数对时间和频率的一阶偏导数, 进而讨论源

的时谐性和介质的电容效应对电位分布的影响。

5 结束语

由以上讨论可知, 脑电源的时谐性和脑内各组织的电容率对脑电位的强度和相位都存在有影响。脑电位对时间和频率的一阶偏导数显示了其对时间和频率的响应。源和介质特性的任何微小变化都有可能对脑的认知产生有效的影响, 因此, 在研究大脑的学习、认知和思维等功能时, 源的时谐性和介质的电容效应是不能轻易忽略的。所以, 有必要对源的时谐性和介质的电容效应进行更深一步的研究。

参 考 文 献

- [1] SCHIMPF P H, RAMON C, HAUEISEN J. Dipole models for the EEG and MEG[J]. IEEE Trans Biomed Eng, 2002, 49(5): 406-418.
- [2] YAO De-zhong. Electric potential produced by a dipole in a homogeneous conducting sphere[J]. IEEE Trans Biomed Eng, 2000, 47(7): 964-966.
- [3] FRANK E. Electric potential produced by two point current sources in a homogeneous conducting sphere[J]. J Appl Phys, 1952, 23(11): 1225-1228.
- [4] 尧德中. 均匀导电球模型中2n极子电位的解析解[J]. 中国生物医学工程学报, 1998, 17(2): 97-102.
- [5] 尧德中. 均匀导电球模型中偶极子电位的一般性解析解[J]. 中国医疗器械杂志, 1994, 18(6): 314-318.
- [6] SALU Y, COHEN L G, ROSE D, et al. An improved method for localizing electric brain dipole[J]. IEEE Trans Biomed Eng, 1990, 37(7): 406-418.
- [7] ZHOU Hong, ADRIAN V O. Computation of potential distribution in a four-layer anisotropic concentric spherical volume conductor[J]. IEEE Trans Biomed Eng, 2002, 39(2): 154-158.
- [8] DE MUNCK J C. The potential distribution in a layered anisotropic spheroidal volume conductor[J]. J Appl Phys, 1988, 64(15): 464-469.
- [9] CUFFIN B N. Eccentric spheres models of the head[J]. IEEE Trans Biomed Eng, 1991, 38(9): 871-878.
- [10] 尧德中. 脑功能探测的电学理论与方法[M]. 北京: 科学出版社, 2003.
- [11] 胡 净, 胡 洁. 利用非线性优化方法进行脑磁源定位[J]. 浙江工业大学学报, 2002, 30(1): 9-12.
- [12] BEAR M F, BARRY W C, PARADISO M A. Neuroscience 2nd. [M]. 北京: 高等教育出版社, 2002.
- [13] 王月清, 吴桂生, 王 石. 工程电磁场导论[M]. 北京: 电子工业出版社, 2005.
- [14] 郭硕鸿. 电动力学[M]. 第2版. 北京: 高等教育出版社, 1997.
- [15] 殷之文. 电介质物理学[M]. 第2版. 北京: 科学出版社, 2003.

编辑 税 红