

اثر ناهمسانگردی رسانندگی در پاسخ روش MTEM در حوزه فرکانس

شراره ژیان^{۱*}، میرستار مشین چی اصل^۲، حسین ملهم^۳

۱- دانشجوی کارشناسی ارشد دانشگاه آزاد اسلامی، واحد علوم و تحقیقات، ۲- عضو هیئت علمی دانشگاه آزاد اسلامی، واحد علوم و تحقیقات

۳- عضو هیئت علمی دانشگاه آزاد اسلامی، واحد کرج

(دریافت ۹۲/۷/۲۵، پذیرش ۹۲/۹/۴)

چکیده

در مطالعه حاضر، اثر ناهمسانگردی رسانندگی (σ) در پاسخ میدان حاصل از یک دوقطبی الکتریکی افقی (HED) بر روی سطح زمین بررسی شده است. اولین مدل مورد مطالعه در این مقاله، یک زمین دولایه ناهمگن و ناهمسانگرد است که شامل یک رولایه ناهمسانگرد VTI یا همسانگرد عرضی با محور قائم با ضخامت d و یک زیرلایه همسانگرد و با ضخامت بی‌نهایت، و مدل دوم، یک نیم‌فضای همگن و ناهمسانگرد VTI می‌باشد. در مدل اول، نحوه تغییر پاسخ میدان‌های الکتریکی در سطح، با تغییر فاصله چشمه و نقطه مشاهده مورد بررسی و در مدل دوم، میدان الکتریکی بر حسب فرکانس در یک فاصله معین از چشمه و با در نظر گرفتن ضرایب ناهمسانگردی متفاوت، مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج حاصل نشان می‌دهد با تغییر فاصله چشمه - نقطه مشاهده و فرکانس در حضور ناهمسانگردی، دامنه میدان‌های دریافت‌شده بر روی سطح به‌طور قابل توجهی تغییر می‌کند و این تغییرات با مدل‌های همسانگرد مورد مقایسه قرار گرفته است.

واژه‌های کلیدی:

ناهمسانگردی، میدان‌های الکترومغناطیس، حوزه فرکانس، دوقطبی الکتریکی افقی

۱- مقدمه

با در نظر گرفتن اثر ناهمسانگردی در پاسخ‌های روش‌های الکترومغناطیسی می‌توان در وارون‌سازی، مدل دقیق‌تری (عمق و مقاومت ویژه یا رسانندگی) از ناهمگنی مورد مطالعه به‌دست آورد [۱۳]. از این جهت، در تحقیق حاضر اثر ناهمسانگردی روی پاسخ‌های روش الکترومغناطیسی حوزه فرکانس مورد مطالعه قرار گرفته است.

مسئله تعیین میدان‌های الکترومغناطیسی ایجادشده توسط دوقطبی‌های الکتریکی و مغناطیسی که بر روی یک زمین همگن و همسانگرد قرار گرفته‌اند، توسط سامرفلد [۱۱] مورد توجه قرار گرفت. در این مطالعه علاوه بر حل بسیاری از مسائل مهم انتشار امواج رادیویی، روش‌های الکترومغناطیسی در جهت اکتشاف ساختارهای زمین‌شناسی (با استفاده از جریان متناوب با فرکانس کم) به‌کار برده شده‌اند. افراد زیادی بر روی مسئله انتشار امواج از منابع دوقطبی تحقیق کرده‌اند که بیشتر این محققان، محیط را همسانگرد در نظر گرفته‌اند. بررسی

یکی از ابزارهای اکتشافات ژئوفیزیکی، اندازه‌گیری میدان الکترومغناطیسی ایجادشده توسط دوقطبی با فرکانس کم می‌باشد که بر روی زمین یا در ارتفاع قرار گرفته است. با مقایسه مؤلفه‌های ثبت‌شده میدان با منحنی‌های مربوط به مدل‌های شناخته‌شده زمین، می‌توان ویژگی‌های ساختار مورد نظر را به‌دست آورد. بنابراین مهم است که بدانیم چطور میدان حاصل از یک دوقطبی در یک ساختار مشخص محاسبه می‌شود. از طرف دیگر، مشاهدات واقعی از میدان‌های الکترومغناطیسی در زمین، نشان‌دهنده حضور ناهمسانگردی است. به عبارت دیگر، حضور ناهمسانگردی در مشخصه‌های زمین، اغلب منجر به اثرات شگفت‌آوری در پاسخ‌های ژئوفیزیکی می‌شود که نمی‌توان تنها با استفاده از تئوری مدل‌های همسانگرد ساده، به مطالعه آن‌ها پرداخت. همچنین در مدل‌سازی‌های مستقیم حوزه زمان نشان داده شده است که

الکتروود به زمین تزریق می‌شود و اختلاف پتانسیل ایجاد شده بین دو الکتروود پتانسیل (گیرنده) اندازه‌گیری می‌گردد. الکتروودهای جریان و پتانسیل بر روی یک خط قرار گرفته‌اند و فاصله بین نقاط مرکزی حفاصل الکتروودهای جریان و الکتروودهای پتانسیل را دورافت یا offset می‌نامند. چشمه جریان تزریق شده در حوزه فرکانس، یک HED و در حوزه زمان به فرم PRBS (Pseudo-Random Binary Sequence) می‌تواند باشد. در حوزه زمان، اندازه‌گیری جریان منبع و ولتاژ گیرنده همزمان صورت می‌گیرد و دکانولوشن، پاسخ ضربه‌ای و انتگرال‌گیری از آن، پاسخ پله‌ای زمین را تعیین می‌کند. ولتاژ اندازه‌گیری شده در گیرنده، از رابطه زیر پیروی می‌کند:

$$V(t) = \Delta x_s \Delta x_s I(t) * G(t) + N(t) \quad (1)$$

در رابطه بالا، $I(t)$ جریان منبع، $G(t)$ پاسخ ضربه‌ای شناخته‌نشده زمین یا همان تابع گرین، $N(t)$ نوفه، t زمان و Δx ها طول دوقطبی‌های منبع و گیرنده می‌باشند. مطالعه موردی که توانایی‌های روش MTEM در حوزه زمان را نشان می‌دهد توسط زیولکوسکی و همکارانش^{۱۳} صورت گرفته است [۱۶].

۲- روش تحقیق

۲-۱- اثر ناهمسانگردی در یک زمین دولایه با

رولایه ناهمسانگرد

تیخونوف^{۱۴} [۱۲] و چتایف^{۱۵} [۲]، اثر ناهمسانگردی را در یک نیم‌فضای همگن و ناهمسانگرد، و شیونگ^{۱۶} [۱۷] میدان الکترومغناطیسی ناشی از دوقطبی جاسازی شده در عمق یک زمین چندلایه و دارای ناهمسانگردی را مطالعه کردند. در مطالعه حاضر، ابتدا با در نظر گرفتن یک زمین دولایه‌ای، روابط جدیدی به دست آورده شده است که در آن، لایه اول

ناهمسانگردی در اندازه‌گیری‌های الکترومغناطیسی علمی و اکتشافی، از اوایل قرن ۲۰ که شروع مطالعه سونداژهای الکترومغناطیسی بوده است، اهمیت پیدا کرد. مایلت^۱ [۸]، مهم‌ترین دیدگاه را در ناهمسانگردی به صورت خلاصه بیان کرد. باتاچاریا و پاترا^۲، به‌طور مفصل و با ذکر جزئیات به بررسی ناهمسانگردی در کتاب خود با عنوان "سونداژ ژئوالکتریکی با جریان مستقیم"^۳ پرداختند. ادواردز و همکارانش^۴ [۳]، اهمیت و اثرات کاربردی حضور ناهمسانگردی را در روش CSEM^۵، که یک روش الکترومغناطیسی حوزه فرکانس در محیط‌های دریایی است و در جهت اکتشافات هیدروکربن استفاده می‌شود، مطالعه کردند. نگی و سراف^۶ [۹]، کتابی را با عنوان "ناهمسانگردی در ژئوالکترومغناطیسی"^۷ منتشر کردند. از سال ۲۰۰۰ تا امروز نیز، اثر ناهمسانگردی در اکتشافات هیدروکربن و مدل‌سازی معکوس مورد توجه بسیاری از نویسندگان قرار گرفته که با در نظر گرفتن این آثار، توانسته‌اند مدل‌سازی‌های دقیق‌تری از مخازن و ناهمگنی‌های زمین به دست آورند [۴، ۵، ۶]؛ از جمله می‌توان به مطالعه لو و ژیا^۸ [۷]، اشاره کرد که نشان دادند اثرات ناهمسانگردی بر روی پاسخ روش CSEM وابسته به طرز قرار گرفتن آرایه‌های گیرنده - فرستنده می‌باشد و همچنین رامانانجوانا و همکارانش^۹ [۱۰]، با وارون‌سازی داده‌های روش CSEM به مدل مقاومت ویژه یک‌بعدی، نشان دادند که مقاومت ویژه قائم، به خوبی ناهمگنی زمین را شناسایی می‌کند، در حالی که مقاومت ویژه افقی قادر به نمایش ناهمگنی نیست.

ورتمولر^{۱۰}، در سال ۲۰۰۹ به مطالعه پاسخ‌های روش MTEM^{۱۱}، در حوزه زمان و با حضور ناهمسانگردی پرداخت که مبنای این مقاله در حوزه فرکانس می‌باشد [۱۳]. روش MTEM یک روش نسبتاً جدید برای شناسایی مخازن هیدروکربن است^{۱۲} [۱۴]. در این روش، جریان توسط دو

9- Ramananjaona et al

10- Dieter Werthmüller

11- Multi-Transient Electromagnetic

12- Wright, D. A

13- Ziolkowski et al

14- Tikhonov

15- Chetaev

16- Xiong

1-Maillet

2- Patra and Bhattacharya

3- Direct Current Geoelectric Sounding

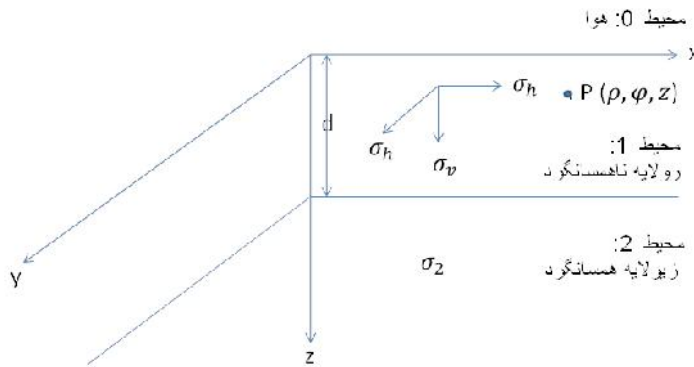
4- Edwards et al

5- Controlled Source ElectroMagnetic method (CSEM)

6- Negi and Saraf

7- Anisotropy in Geoelectromagnetism

8- Lu, X., and C. Xia



شکل ۱- دوقطبی الکتریکی افقی روی سطح زمین

رسانندگی هوا و زیرلایه را به ترتیب با σ_0 و σ_2 و ضریب تراوایی مغناطیسی کل فضا را با μ نشان می‌دهیم. دوقطبی الکتریکی با ممان $Ile^{i\omega t}$ به عنوان چشمه روی زمین و در جهت محور x قرار گرفته است (شکل ۱).

سه معادله اول ماکسول در یک محیط همسانگرد عرضی با محور قائم یا VTI (محیط ۱: رولایه ناهمسانگرد)، که در آن رسانندگی در راستای افقی σ_h و رسانندگی در راستای قائم σ_v می‌باشد، در حوزه فرکانس به صورت زیر خواهند بود:

$$\text{curl } \mathbf{H} = \begin{bmatrix} \sigma_h & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_h & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_v \end{bmatrix} \mathbf{E} \quad (3)$$

$$\text{curl } \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H} \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \Delta \cdot \mathbf{H} = 0 \Rightarrow \mathbf{H} = \text{curl } \mathbf{F} \quad (5)$$

F یک پتانسیل برداری است که با میدان الکتریکی به صورت زیر مرتبط می‌شود [۱۵]:

$$\mathbf{E} = -(i\omega\mu\mathbf{F} + \nabla\Psi) \quad (6)$$

با استفاده از روابط (۳، ۵ و ۶) برای محیط ناهمسانگرد (محیط ۱) خواهیم داشت:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{F} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{F}) - \nabla^2 \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \sigma_h & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_h & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_v \end{bmatrix} (-i\omega\mu\mathbf{F} - \nabla\Psi) \quad (7)$$

با در نظر گرفتن این واقعیت که پتانسیل برداری در جهت

ناهمسانگرد و لایه دوم، همسانگرد می‌باشد. از یک دوقطبی الکتریکی افقی نیز به عنوان چشمه میدان الکترومغناطیسی بر روی سطح استفاده شده است (شکل ۱).

در محاسبات، در نظر گرفته شده است که:

- در صورت استفاده از میدان‌های فرکانس پایین، کافی است تنها رسانندگی الکتریکی (σ) لحاظ شود زیرا در این شرایط جریان‌های جابه‌جایی حذف شده و در نتیجه، ضریب نفوذپذیری (ϵ) در معادلات ظاهر نمی‌گردد [۱۵].
- با توجه به اینکه در بررسی حاضر، خواص الکتریکی محیط (رسانندگی الکتریکی) حائز اهمیت است و نه خواص مغناطیسی، فرض می‌کنیم مقدار ضریب تراوایی مغناطیسی (μ) در محیط با مقدار آن در خلأ مساوی است.
- در بررسی اثر ناهمسانگردی، باید فرم تانسوری ضریب رسانندگی لحاظ شود؛ زیرا در این حالت رسانندگی، یک اسکالر یا کمیت نرده نخواهد بود و با توجه به متغیر بودن آن در جهات مختلف، تانسور رسانندگی در محاسبات استفاده می‌شود [۱۵].

با توجه به ملاحظات بالا و مدل مورد بررسی، خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \sigma_h &= \sigma_{xx} = \sigma_{yy} \rightarrow \text{horizontal conductivity} \\ \sigma_v &= \sigma_{zz} \rightarrow \text{vertical conductivity} \\ \sigma_{xy} &= \sigma_{xz} = \sigma_{yx} = \sigma_{yz} = \sigma_{zx} = \sigma_{zy} = 0 \end{aligned}$$

(۲)

که x و z ، توابعی از عمق و متغیر انتگرال گیری λ می باشند $(\cos\phi = x/\rho)$. بنابراین با پیدا کردن عباراتی برای توابع x و z می توان پتانسیل های برداری و در نتیجه، میدان های الکتریکی و مغناطیسی را یافت. این توابع با استفاده از شرایط مرزی، که بیان کننده پیوستگی مؤلفه های مماسی میدان های الکتریکی و مغناطیسی در مرزهاست، تعیین می شوند. به عبارت دیگر، شرایط پیوستگی مؤلفه های مماسی میدان های الکتریکی و مغناطیسی ایجاب می کند که عوامل زیر در مرزها پیوسته باشند.

$$\begin{cases} \mathbf{x}, \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial z} \\ \mathbf{z}, \frac{1}{\sigma_h}(\mathbf{x} + \frac{\partial \mathbf{z}}{\partial z}) \end{cases} \quad (16)$$

x و z برای هر سه محیط، در معادلات زیر صدق می کنند (با جاگذاری معادله ۱۵ در معادلات ۱۱، ۱۲ و ۱۳):

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 X_0}{\partial z^2} - (\lambda^2 + \gamma_0^2) X_0 = 0 \\ \frac{\partial^2 Z_0}{\partial z^2} - (\lambda^2 + \gamma_0^2) Z_0 = 0 \end{cases} \quad (17) \text{ برای هوا}$$

(۱۸) برای رولایه ناهمسانگرد

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 X_1}{\partial z^2} - (\lambda^2 + \gamma_1^2) X_1 = 0 \\ \frac{\partial^2 Z_1}{\partial z^2} - (\lambda^2 \frac{\sigma_h}{\sigma_v} + \gamma_1^2) Z_1 = (\frac{\sigma_h}{\sigma_v} - 1) \frac{\partial X_1}{\partial z} \end{cases} \quad (19) \text{ برای زیرلایه همسانگرد}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 X_2}{\partial z^2} - (\lambda^2 + \gamma_2^2) X_2 = 0 \\ \frac{\partial^2 Z_2}{\partial z^2} - (\lambda^2 + \gamma_2^2) Z_2 = 0 \end{cases}$$

در معادلات مربوط به x محیطها و همچنین شرایط مرزی مرتبط با x مشخص است که این تابع در محیط ناهمسانگرد مستقل از تابع z می باشد و به σ_v وابسته نیست. اما برای z ، وابستگی به x و σ_v و σ_h وجود دارد.

حل معادلات دیفرانسیل (۱۷، ۱۸ و ۱۹) به صورت زیر به دست می آید. لازم به ذکر است که جمله اول بعد از تساوی در X_0 به دلیل حضور چشمه (دوقطبی الکتریکی جریان در

دوقطبی جریان (محور x) است و اهمیت بررسی تغییرات در جهت قائم در ناهمسانگردی VTI می باشد، مؤلفه های پتانسیل برداری به صورت زیر خواهد بود:

$$F = (F_x, 0, F_z) \quad (8)$$

و در نتیجه، معادله (۷) برحسب مؤلفه ها به صورت زیر نوشته می شود:

$$\begin{cases} \nabla^2 F_x - \frac{\partial}{\partial x} \nabla \cdot \mathbf{F} - \gamma_1^2 F_x - \sigma_h \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \\ -\frac{\partial}{\partial y} \nabla \cdot \mathbf{F} - \sigma_h \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0 \\ \nabla^2 F_z - \frac{\partial}{\partial z} \nabla \cdot \mathbf{F} - \gamma_1^2 \frac{\sigma_v}{\sigma_h} F_z - \sigma_v \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (9)$$

$$\gamma_1^2 = i\omega\mu\sigma_h \quad (10)$$

از رابطه دوم معادله (۹) می توان به نتیجه $\nabla \cdot \mathbf{F} = -\sigma_h \psi$ رسید که همان شرط لورنتس است. با استفاده از این شرط، برای روابط اول و سوم معادله (۹) خواهیم داشت:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 F_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F_x}{\partial z^2} - \gamma_1^2 F_x = 0 \Rightarrow \nabla^2 F_x = \gamma_1^2 F_x \\ \frac{\partial^2 F_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_z}{\partial y^2} + \frac{\sigma_v}{\sigma_h} \times \frac{\partial^2 F_z}{\partial z^2} - \gamma_1^2 \times \frac{\sigma_v}{\sigma_h} F_z + (\frac{\sigma_v}{\sigma_h} - 1) \frac{\partial^2 F_x}{\partial x \partial z} = 0 \end{cases} \quad (11)$$

برای محیط های همسانگرد ۰ و ۲ داریم:

$$\begin{cases} \nabla^2 F_x = \gamma_0^2 F_x \\ \nabla^2 F_z = \gamma_0^2 F_z \end{cases} \quad (12)$$

$$\begin{cases} \nabla^2 F_x = \gamma_2^2 F_x \\ \nabla^2 F_z = \gamma_2^2 F_z \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} \gamma_0^2 = i\omega\mu\sigma_0 \\ \gamma_2^2 = i\omega\mu\sigma_2 \end{cases} \quad (14)$$

با بیان این معادلات در مختصات استوانه ای (ρ, ϕ, z) ، روابط زیر را برای حل آنها ارائه می دهیم [۱۵]:

$$\begin{aligned} F_x &= \int_0^\infty X(\lambda, z) J_0(\lambda \rho) d\lambda \\ F_z &= \frac{\partial}{\partial x} \phi \int_0^\infty Z(\lambda, z) J_0(\lambda \rho) d\lambda \end{aligned} \quad (15)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} X_1 = \frac{Il\lambda}{2\pi} \left[\frac{e^{-u_1 z} - e^{-u_1(2d-z)}}{(u_1 - \lambda)e^{-2u_1 d} + (u_1 + \lambda)} \right] \\ Z_1 = \frac{Il}{2\pi\lambda} \left[u_1 \left\{ \frac{e^{-u_1 z} + e^{-u_1(2d-z)}}{(u_1 - \lambda)e^{-2u_1 d} + (u_1 + \lambda)} \right\} - \left\{ \frac{e^{-\lambda z} + e^{-\lambda(2d-z)}}{(1 + e^{-2\lambda d})} \right\} \right] \end{cases} \quad (24)$$

با کدنویسی روابط ۱۵، ۲۳ و ۲۴ که در محیط برنامه متلب انجام دادیم و با اعمال شرایط در نظر گرفته، منحنی‌های میدان الکتریکی بر حسب فاصله نقطه مشاهده از چشمه رسم شدند (شکل‌های ۳ تا ۶). در این شکل‌ها، منحنی‌های E_x و E_y روی سطح به‌دست آمده و هر دو میدان‌های افقی نرمالیزه شده (با تقسیم مدول E_x و E_y بر $\frac{Il}{2\pi\sigma_n \rho^3}$) و بر حسب فاصله عددی $\rho\sqrt{\omega\mu\sigma_n}$ رسم شده‌اند. منحنی‌های E_x برای سه مقدار ۰ و ۴۵ و ۹۰ درجه φ (به این معنی که نقطه مشاهده یک بار روی سطح و در جهت محور y (صفر درجه)، در جهت محور x (۹۰ درجه) و در صفحه xy (۴۵ درجه) قرار دارد) و منحنی E_y تنها برای مقدار $\varphi = ۴۵$ درجه به‌دست آمده است، زیرا E_y در ۰ و ۹۰ درجه، صفر می‌شود. محاسبات با در نظر گرفتن $d/\delta = ۰/۵$ انجام شده که δ همان عمق پوسته در رولایه یا $\sqrt{2/(\omega\mu\sigma_n)}$ می‌باشد. به‌طور کلی، هدف از نرمالیزاسیون، بررسی تغییرات پارامتر مورد نظر (ضریب ناهمسانگردی و فاصله نقطه مشاهده-چشمه) با ثابت فرض کردن دیگر پارامترهای موجود است. مطابق روند منحنی‌ها نتیجه می‌گیریم که در فواصل دور از چشمه، میدان‌ها بدون اثرپذیری از رولایه ناهمسانگرد باقی می‌مانند. زیرا هرچقدر فاصله نقطه مشاهده و چشمه بیشتر شود، شارش جریان به اعماق نفوذ کرده و وارد زیر لایه همسانگرد می‌شود؛ در نتیجه، پاسخ حاصل از محیط ۲ (زیرلایه همسانگرد) روی سطح دریافت می‌شود.

از طرف دیگر مشاهده می‌کنیم با افزایش ضریب ناهمسانگردی در تمام شکل‌ها، دامنه اولیه میدان الکتریکی در سطح افزایش می‌یابد. این اتفاق به این دلیل است که با افزایش ضریب ناهمسانگردی و ثابت ماندن رسانندگی افقی σ_n ، طبق رابطه $\lambda = \sqrt{\sigma_n/\sigma_v}$ رسانندگی قائم σ_v کاهش یافته و در نتیجه، با افزایش مقاومت، ویژه قائم، $\sigma_v = 1/\rho_v$ ، جذب انرژی در محیط کم می‌شود. بنابراین، دامنه رسیده به سطح در حالی که مقاومت ویژه قائم افزایش می‌یابد، نسبت به زمانی که جذب

جهت محور x در محیط ۰ یا هوا می‌باشد [۱۷].

$$\begin{cases} \mathbf{x}_0 = \frac{Il}{4\pi} \times \frac{\lambda}{u_0} \times e^{-u_0 z} + C_0 e^{u_0 z} \\ \mathbf{x}_1 = C_1 e^{u_1 z} + D_1 e^{-u_1 z} \\ \mathbf{x}_2 = D_2 e^{-u_2 z} \end{cases} \quad (20)$$

$$\begin{cases} Z_0 = P_0 e^{\lambda z} \\ Z_1 = P_1 \exp\left[z \sqrt{\lambda^2 \frac{\sigma_h}{\sigma_v} + \gamma_1}\right] + Q_1 \exp\left[-z \sqrt{\lambda^2 \frac{\sigma_h}{\sigma_v} + \gamma_1}\right] \\ \quad - \frac{Il}{2\pi\lambda} \left\{ \frac{(u_1 - u_2)e^{u_1 z} - (u_1 + u_2)e^{u_1(2d-z)}}{(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)} e^{2u_1 d} \right\} \\ Z_2 = Q_2 e^{-u_2 z} \end{cases} \quad (21)$$

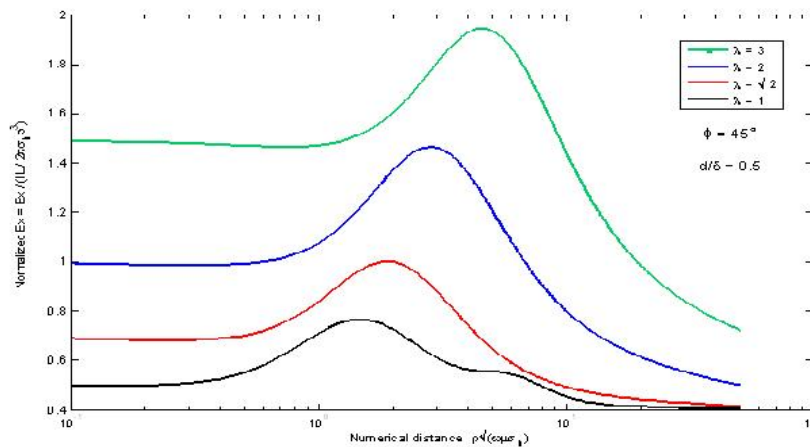
$$\begin{cases} u_0 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_0^2} \quad (\sigma_0 \approx 0) \Rightarrow \gamma_0 = 0 \Rightarrow u_0 = \lambda \\ u_1 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_1^2} \\ u_2 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_2^2} \end{cases} \quad (22)$$

با اعمال شرایط مرزی (رابطه ۱۶) به معادلات ۲۰ و ۲۱، ضرایب $C_0, C_1, D_1, D_2, P_0, P_1, Q_1, Q_2$ و در ادامه، با محاسبه x ها و z ها (پیوست ۱)، F_x و F_z را به‌دست آورده و در نهایت با استفاده از روابط زیر، معادلات نهایی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی برای مدل در نظر گرفته‌شده و در هر عمقی، حاصل خواهند شد:

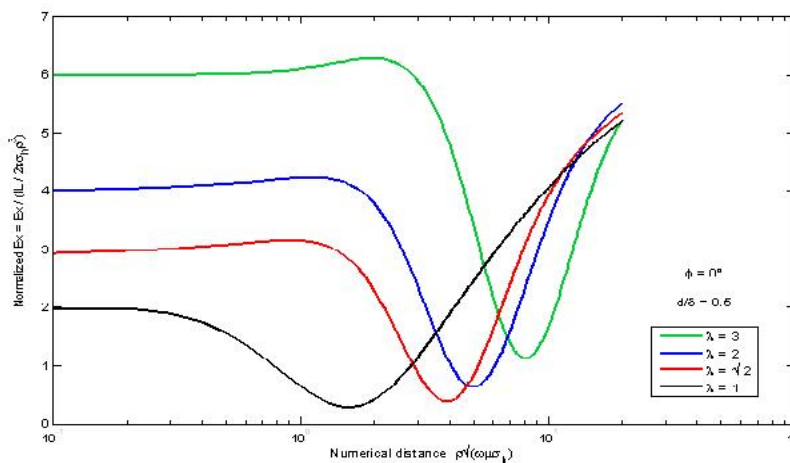
$$\begin{cases} H_x = \frac{\partial F_z}{\partial y} & E_x = -i\omega\mu F_x + \frac{1}{\sigma_n} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial F_x}{\partial x} - \frac{\partial F_z}{\partial z} \right) \\ H_y = \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) & E_y = \frac{1}{\sigma_n} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial F_x}{\partial x} - \frac{\partial F_z}{\partial z} \right) \\ H_z = -\frac{\partial F_x}{\partial y} & E_z = -i\omega\mu F_z + \frac{1}{\sigma_n} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial F_x}{\partial x} - \frac{\partial F_z}{\partial z} \right) \end{cases} \quad (23)$$

به‌دست آوردن معادلات صریح برای روابط بالا بسیار پیچیده و زمان‌بر است؛ به همین دلیل برای مطالعه اثر ناهمسانگردی، حالت خاصی را در نظر می‌گیریم که در آن، میدان حاصل از رولایه ناهمسانگرد (در $z=0$) را در حضور یک زیرلایه رسانای خوب، $\sigma_v \rightarrow \infty$ ، محاسبه می‌کنیم.

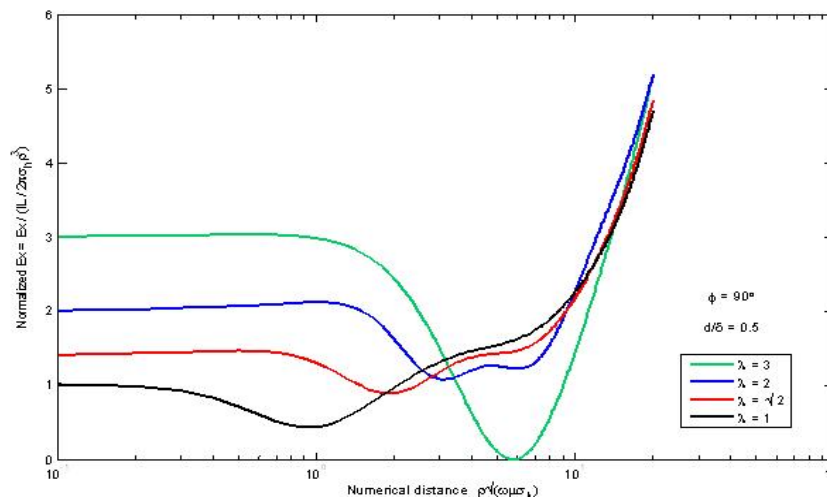
با در نظر گرفتن این شرایط خواهیم داشت:



شکل ۳- نمایش تغییرات E_x نرمالیزه شده بر حسب فاصله عددی برای $\phi = 45^\circ$ و مقادیر مختلف ضریب ناهمسانگردی $\lambda = \sqrt{\sigma_h / \sigma_v}$



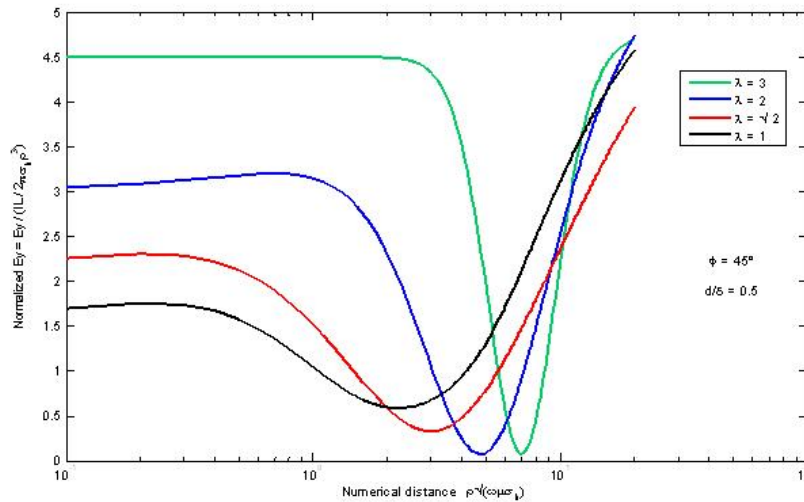
شکل ۴- نمایش تغییرات E_x نرمالیزه شده بر حسب فاصله عددی برای $\phi = 0^\circ$ و مقادیر مختلف ضریب ناهمسانگردی $\lambda = \sqrt{\sigma_h / \sigma_v}$



شکل ۵- نمایش تغییرات E_x نرمالیزه شده بر حسب فاصله عددی برای $\phi = 90^\circ$ و مقادیر مختلف ضریب ناهمسانگردی $\lambda = \sqrt{\sigma_h / \sigma_v}$

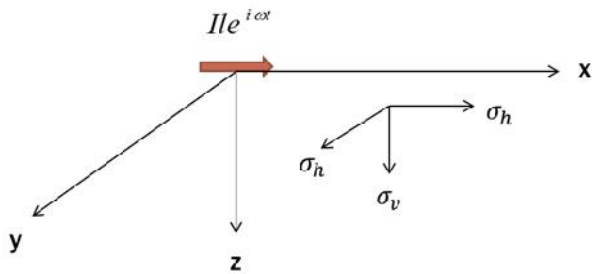
شکل‌ها در فواصل دورتر، منحنی‌ها همگرا می‌شوند و با افزایش ناهمسانگردی در محیط، بیشینه (شکل ۳) و کمینه (شکل ۴، ۵، ۶) منحنی‌ها به سمت فواصل دورتر شیفت

محیط به دلیل مقاومت کمتر، بیشتر است، افزایش می‌یابد. همچنین، همان‌طور که از روند منحنی‌ها پیداست، در تمام



شکل ۶- نمایش تغییرات E_y نرمالیزه شده بر حسب فاصله عددی برای $\phi = 45^\circ$ درجه و مقادیر مختلف ضریب ناهمسانگردی $\lambda = \sqrt{\sigma_h / \sigma_v}$

پتانسیل برداری مربوط به یک نیم‌فضایی همگن و ناهمسانگرد را به دست آورد. با اعمال شرط $d \rightarrow \infty$ به روابط محیط ۰ و ۱ (پیوست ۱)، معادلات نیم‌فضای ناهمسانگرد (شکل ۷) به دست می‌آیند.



شکل ۷- دوقطبی الکتریکی افقی روی سطح زمین همگن و ناهمسانگرد

$$\begin{cases} \mathbf{X}_0 = \frac{\Pi}{4\pi} \left\{ e^{-\lambda z} + \frac{\lambda + u_1}{\lambda - u_1} e^{\lambda z} \right\} \\ \mathbf{Z}_0 = -\frac{\Pi}{2\pi} \frac{1}{\lambda + u_1} e^{\lambda z} \\ \mathbf{X}_1 = \frac{\Pi}{2\pi} \frac{\lambda}{u_1 + \lambda} e^{-u_1 z} \\ \mathbf{Z}_1 = -\frac{\Pi}{2\pi\lambda} \left\{ \exp\left[-\sqrt{\lambda^2 \frac{\sigma_h}{\sigma_v} + \gamma_1^2} \cdot z\right] - \frac{u_1}{u_1 + \lambda} e^{-u_1 z} \right\} \end{cases} \quad (25)$$

برای حالتی که چشمه و نقطه مشاهده روی راستای محور x و در فاصله x از یکدیگر قرار گرفته باشند، رابطه E_x به صورت زیر خواهد بود [۱۳]:

$$\begin{aligned} E_x = & \frac{1}{2\pi x^2 \sigma_h} \left[1 - \exp(-\sqrt{2\pi i \omega \mu x^2 \sigma_h}) \right] \\ & + (2\lambda + \sqrt{2\pi i \omega \mu x^2 \sigma_h}) \exp(-\sqrt{2\pi i \omega \mu x^2 \sigma_h} / \lambda) \end{aligned} \quad (26)$$

پیدا می‌کنند. به عبارت دیگر، زمانی که نقطه مشاهده روی راستایی قرار دارد که با راستای دوقطبی الکتریکی (چشمه) زاویه 45° درجه می‌سازد، در روند منحنی‌ها بیشینه وجود دارد که این بیشینه با افزایش ضریب ناهمسانگردی محیط (λ) در فواصل دورتر اتفاق می‌افتد (شکل ۳). به‌طور کلی می‌توان گفت، دامنه این نواسانات (کمینه‌ها و بیشینه‌ها) میدان الکتریکی در سطح، با افزایش ضریب ناهمسانگردی (λ) یا کاهش رسانندگی الکتریکی قائم (رسانندگی الکتریکی افقی در رسم شکل‌ها یک پارامتر ثابت فرض شده است) افزایش پیدا می‌کند.

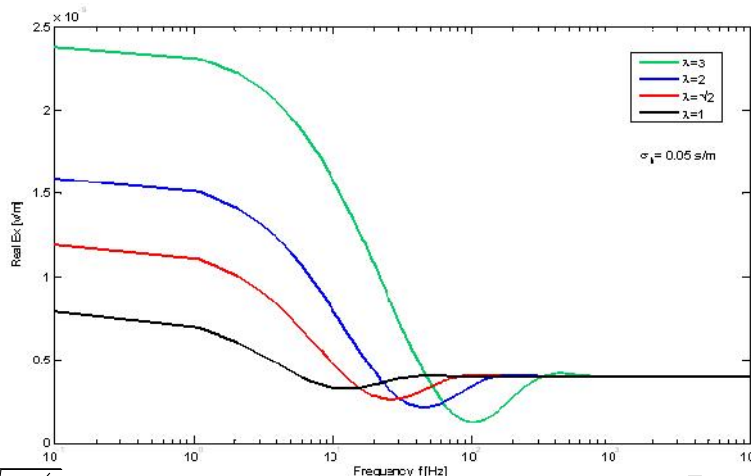
میدان‌های مغناطیسی بر روی سطح در حضور ناهمسانگردی بدون تاثیرپذیری باقی می‌مانند. با توجه به روابط میدان مغناطیسی در معادلات ۲۳، H_z مستقل از ناهمسانگردی است، زیرا تنها وابستگی به F_x دارد و آن هم مستقل از ناهمسانگردی است (رابطه H_x در معادلات ۱۷، ۱۸ و ۱۹). دو مؤلفه دیگر میدان مغناطیسی، (H_y و H_x)، نیز زمانی به ناهمسانگردی رولایه وابسته‌اند که $Z \neq 0$ باشد. زمانی که میدان بر روی سطح بررسی می‌شود، یعنی در $Z=0$ ، F_z مستقل از ناهمسانگردی شده و هر دو میدان‌های مغناطیسی افقی بدون اثرپذیری از ناهمسانگردی باقی می‌مانند.

۲-۲- منحنی‌های مدل یک نیم‌فضایی همگن و ناهمسانگرد

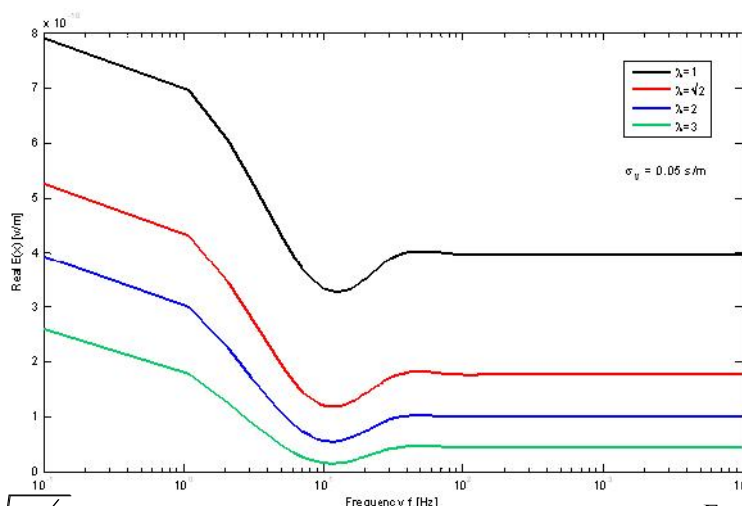
با استفاده از روابط به دست آمده در مدل اول، می‌توان

جدول ۱. سه رویکرد مختلف برای حضور ناهمسانگردی

σ_h ثابت	$\uparrow \lambda = \sqrt{\sigma_h / \sigma_v}$		$\sigma_v \downarrow$	$\sigma_m \downarrow$
σ_h ثابت	$\uparrow \lambda$		$\sigma_h \uparrow$	$\sigma_m \downarrow$
$\sigma_m = \sqrt{\sigma_h \sigma_v}$ ثابت	$\uparrow \lambda$		$\sigma_v \downarrow$	$\sigma_h \uparrow$



شکل ۸- نمایش تغییرات E_x بر حسب فرکانس در یک نیم‌فضای همگن و ناهمسانگرد برای مقادیر مختلف $\lambda = \sqrt{\sigma_h / \sigma_v}$ ، σ_h ثابت است

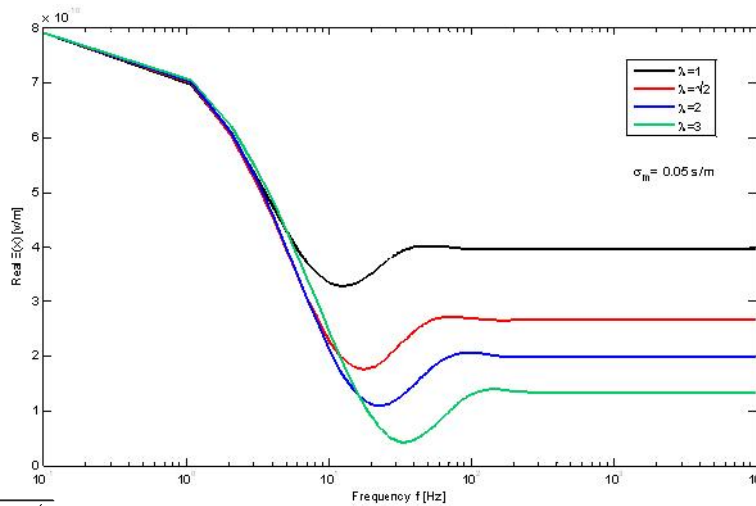


شکل ۹- نمایش تغییرات E_x بر حسب فرکانس در یک نیم‌فضای همگن و ناهمسانگرد برای مقادیر مختلف $\lambda = \sqrt{\sigma_h / \sigma_v}$ ، σ_v ثابت است

بودن σ_h ، σ_v و σ_m است. با بررسی روند نمودارها مشاهده می‌کنیم که:

الف. دامنه میدان‌ها در فرکانس‌های بالا در تمام حالت‌ها کاهش می‌یابد، زیرا با افزایش فرکانس، عمق نفوذ کاهش می‌یابد.

در شکل‌های ۸، ۹ و ۱۰ به ترتیب، رسانندگی افقی، رسانندگی قائم و رسانندگی میانگین هندسی، ثابت است. هر سه پاسخ دارای مشخصه‌هایی هستند. طبق منحنی‌های این ۳ شکل، زمانی که دامنه میدان الکتریکی x بر حسب فرکانس و در یک فاصله نقطه مشاهده- چشمه ثابت مطالعه می‌شود، تغییرات دامنه اولیه و نهایی این میدان وابسته به ثابت



شکل ۹- نمایش تغییرات E_x بر حسب فرکانس در یک نیم‌فضای همگن و ناهمسانگرد برای مقادیر مختلف λ ، σ_m ثابت است

۳- نتیجه‌گیری

اثر ناهمسانگردی الکتریکی زمین بر روی انتشار امواج الکترومغناطیسی، تا به امروز چندان مورد مطالعه قرار نگرفته است و بیشتر مدل‌ها، با فرض همسانگرد بودن زمین، مورد بررسی قرار گرفته‌اند. از آنجا که بیشتر سطح زمین با رسوبات پوشیده شده، ناهمسانگردی رسانندگی قابل توجه است؛ بنابراین، تعیین پاسخ میدان الکترومغناطیسی در یک زمین ناهمگن و ناهمسانگرد حائز اهمیت می‌باشد. از طرف دیگر، بررسی اثر ناهمسانگردی الکتریکی زمین بر روی انتشار امواج الکترومغناطیسی، یک ایده جدید برای مطالعه مخازن هیدروکربنی محسوب می‌شود (روش MTEM). نتایج بررسی حوزه فرکانس این روش در مقاله حاضر نشان می‌دهد که ناهمسانگردی منجر به تغییر پاسخ‌های زمین می‌شود. طبق مدل اول، میزان تغییرات دامنه میدان الکتریکی دریافت شده روی سطح، وابسته به مقدار ضریب ناهمسانگردی (λ) محیط است و در فواصل دور از چشمه، میدان‌ها تحت تأثیر رولایه ناهمسانگرد قرار نمی‌گیرند. بررسی تغییر فرکانس روی پاسخ یک نیم‌فضای ناهمسانگرد نیز نشان داد رویکردهای مختلف ناهمسانگردی، نتایج متفاوتی در روند دامنه میدان الکتریکی دارند؛ به طوری که دامنه در فرکانس پایین به σ_m ، در فرکانس بالا به σ_h و کمینه دامنه به σ_v وابسته است. در کل می‌توان گفت، حضور ناهمسانگردی در محیط، که تأثیر بسیاری روی دامنه کل میدان الکتریکی رسیده به سطح و دامنه کمینه و بیشینه‌های میدان دارد و همچنین به دلیل وابستگی دامنه در

ب. در صورتی که σ_h ثابت باشد، با افزایش ضریب ناهمسانگردی، (۱)، دامنه در فرکانس‌های پایین افزایش می‌یابد و دامنه‌های میدان الکتریکی در فرکانس‌های بالا برابر می‌شوند (شکل ۸). رسانندگی افقی، زمانی که عمق نفوذ به دلیل افزایش فرکانس کاهش یافته است، در تغییر دامنه میدان رسیده به نقطه مشاهده اهمیت زیادی پیدا می‌کند و در نتیجه، دامنه در فرکانس‌های بالا برای هر چهار منحنی با σ_h ‌های برابر، یکسان خواهد شد.

ج. در صورتی که σ_v ثابت باشد، با کاهش ضریب ناهمسانگردی، σ_h کاهش یافته و در نتیجه، دامنه میدان‌های الکتریکی در فرکانس‌های پایین، به دلیل آنکه جذب انرژی کمتری اتفاق می‌افتد، افزایش می‌یابد (شکل ۹). همان‌طور که مشاهده می‌کنیم، نقطه، کمینه دامنه همه میدان‌ها در فرکانس به صورت یکسان اتفاق افتاده است.

د. در صورتی که σ_m ثابت باشد، با افزایش ضریب ناهمسانگردی، σ_h افزایش یافته و در نتیجه، دامنه میدان‌های الکتریکی در فرکانس‌های بالا کاهش می‌یابد. در این حالت، دامنه اولیه در فرکانس‌های پایین میدان‌ها وابسته به σ_m خواهد بود (شکل ۱۰).

دیتر ورثمولر در تحقیق خود، این تغییرات (شکل‌های ۸، ۹ و ۱۰) را بر حسب زمان نشان داد [۱۳] و با مقایسه نتایج حوزه فرکانس و حوزه زمان می‌توان بیان کرد که هر دو روش در حضور ناهمسانگردی نتایج یکسانی نشان می‌دهند.

- [16] Ziolkowski, A., B. A. Hobbs, and D. A. Wright, 2007, Multitransient electromagnetic demonstration survey in France: *Geophysics*, 72, no. 4, F197-F209
- [17] Xiong, Z., 1989, Electromagnetic fields of electric dipoles embedded in a stratified anisotropic earth: *Geophysics*, v. 54, 1643-1646.

فرکانس‌های کم و زیاد به نوع پارامترهای ناهمسانگردی، قابل صرف‌نظر کردن نیست و برای رسیدن به نتایج دقیق‌تر باید در نظر گرفته شود.

۴- مراجع

- [1] Bhattacharya, R. K., and H. P. Patra, 1968, *Direct Current Electric Sounding*: Elsevier Publishing Company, volume 9 of *Methods in Geochemistry and Geophysics*.
- [2] Chetaey, D. N., 1962, On the field of a low frequency electric dipole situated on the surface of a uniform anisotropic conducting half-space: *Soviet Physics-Technical Physics*, v. 7, p. 991-995.
- [3] Edwards, R. N., D. C. Nobes, and E. Gómez-Treviño, 1984, Offshore electrical exploration of sedimentary basins: The effects of anisotropy in horizontally isotropic, layered media: *Geophysics*, 49, 566-576.
- [4] Greenhalgh, S. A., B. Zhou, M. Greenhalgh, L. Marescot, and T. Wiese, 2009, Explicit expressions for the Fréchet derivatives in 3D anisotropic resistivity inversion: *Geophysics*, 74, F31-F43.
- [5] Jing, C., K. Green, and D. Willen, 2008, CSEM inversion: Impact of anisotropy, data coverage, and initial models: 78th Meeting, SEG, 604-608.
- [6] Løseth, L. O., and B. Ursin, 2007, Electromagnetic fields in planarly layered anisotropic media: *Geophysical Journal International*, 170, 44-80.
- [7] Lu, X., and C. Xia, 2007, Understanding anisotropy in marine CSEM data: 77th Meeting, SEG, 633-637.
- [8] Maillet, R., 1947, The fundamental equations of electrical prospecting: *Geophysics*, 12, 529-556
- [9] Negi, J. G., and P. D. Saraf, 1989, *Anisotropy in Geoelectromagnetism*: Elsevier Publishing Company, volume 28 of *Methods in Geochemistry and Geophysics*.
- [10] Ramananjaona, C. J., D. L. Andréis, and L. M. MacGregor, 2008, Characterisation of anisotropic resistivity from marine CSEM data: 70th Meeting, EAGE, G002.
- [11] Sommerfeld, A., 1909, Uher die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie: *Ann. Physik*, v. 28, p. 665-737.
- [12] Tikhonov, A. N., 1959, the propagation of a continuous electromagnetic wave in a laminarly- anisotropic medium: *Soviet Physics-Doklady*, v. 4, p. 566-570.
- [13] WerthMuller, D., 2009, Inversion of Multi-Transient EM data from anisotropic media: M.Sc. Thesis, University of Edinburgh
- [14] Wright, D. A., 2003, Detection of hydrocarbons and their movement in a reservoir using time-lapse multi-transient electromagnetic MTEM data: Ph.D., University Of Edinburgh.
- [15] Zhdanov, M. S., *Methods in Geochemistry and Geophysics*, 43, *Geophysical Electromagnetic Theory and Methods*, 2009, CH 4: p. 106, CH 10: p. 396, CH 4: p. 140, CH 5: p. 168.

۵- پیوست

با انجام عملیات جبری ساده، روابط زیر برای X ها و Z ها حاصل می‌شوند (با استفاده از روابط ۲۰، ۲۱ و ۲۲):

$$\begin{cases} X_0 = \frac{\Pi}{4\pi} \left\{ e^{-\lambda z} + \frac{[(u_2 + u_1)(\lambda - u_1)e^{2u_1d} - (u_2 - u_1)(u_1 + \lambda)]}{[(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)]e^{2u_1d}} e^{\lambda z} \right\} \\ Z_0 = \frac{\Pi}{2\pi} \left[\frac{(u_2 - u_1) - (u_2 + u_1)e^{2u_1d}}{(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)e^{2u_1d}} \right] e^{\lambda z} \end{cases}$$

$$\begin{cases} X_1 = \frac{\Pi}{2\pi} \cdot \lambda \left\{ \frac{(u_1 - u_2)e^{u_1z} + (u_1 + u_2)e^{u_1(2d-z)}}{(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)e^{2u_1d}} \right\} \\ Z_1 = -\frac{\Pi}{2\pi\lambda} \left[1 + \frac{(u_2 + ms)e^{sd}}{\{(u_2 - ms)e^{-sd} - (u_2 + ms)e^{sd}\}} \right] e^{zs} \\ + \frac{\Pi}{2\pi\lambda} \left[\frac{(u_2 + ms)e^{sd}}{\{(u_2 - ms)e^{-sd} - (u_2 + ms)e^{sd}\}} \right] e^{-zs} \\ - \frac{\Pi u_1}{2\pi\lambda} \left[\frac{(u_1 - u_2)e^{u_1z} - (u_1 + u_2)e^{u_1(2d-z)}}{(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)e^{2u_1d}} \right] \end{cases}$$

$$\begin{cases} X_2 = \frac{\Pi}{\pi} \frac{\lambda u_1 e^{(u_1+u_2)d}}{[(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)]e^{2u_1d}} e^{-u_2z} \\ Z_2 = -\frac{\Pi}{2\pi\lambda} \left[1 + \frac{(u_2 + ms)(e^{2sd} - 1)e^{u_2d}}{\{(u_2 - ms)e^{-sd} - (u_2 + ms)e^{sd}\}} \right. \\ \left. - \frac{2u_1 u_2 e^{(u_1+u_2)d}}{(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)e^{2u_1d}} \right] e^{-u_2z} \end{cases}$$

و با در نظر گرفتن روابط ۲۳ و بالا، برای هر محیط خواهیم داشت:

$$\Rightarrow H_x = \frac{\partial F_z}{\partial y} = \cos \phi \int_0^\infty Z(\lambda, z) \frac{\partial^2 J_0(\lambda \rho)}{\partial x \partial y} d\lambda$$

$$\Rightarrow H_y = \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) = \int_0^\infty \left[\frac{dX(\lambda, z)}{dz} J_0(\lambda \rho) d\lambda - \cos \phi Z(\lambda, z) \frac{\partial^2 J_0(\lambda \rho)}{\partial x^2} d\lambda \right]$$

$$\Rightarrow H_z = -\frac{\partial F_x}{\partial y} = \int_0^\infty X(\lambda, z) \frac{\partial J_0(\lambda \rho)}{\partial y} d\lambda$$

با اعمال شرایط مرزی زیر

$$\left. \begin{aligned} X_0 = X_1 \\ \frac{\partial X_0}{\partial z} = \frac{\partial X_1}{\partial z} \end{aligned} \right|_{z=0}, \quad \left. \begin{aligned} X_1 = X_2 \\ \frac{\partial X_1}{\partial z} = \frac{\partial X_2}{\partial z} \end{aligned} \right|_{z=d}$$

ضرایب C₀، C₁، D₁ و D₂ به دست می‌آیند:

$$C_0 = \frac{\Pi}{4\pi} \frac{[(u_2 + u_1)(\lambda - u_1)e^{2u_1d} - (u_2 - u_1)(u_1 + \lambda)]}{[(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)]e^{2u_1d}}$$

$$C_1 = \frac{\Pi}{2\pi} \frac{\lambda(u_1 - u_2)}{[(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)]e^{2u_1d}}$$

$$D_1 = \frac{\Pi}{2\pi} \frac{\lambda(u_1 + u_2)e^{2u_1d}}{[(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)]e^{2u_1d}}$$

$$D_2 = \frac{\Pi}{\pi} \frac{\lambda u_1 e^{(u_1+u_2)d}}{[(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)]e^{2u_1d}}$$

و با توجه به شرایط مرزی

$$\left. \begin{aligned} Z_0 = Z_1 \\ \frac{1}{\sigma_0} (X_0 + \frac{\partial Z_0}{\partial z}) = \frac{1}{\sigma_1} (X_1 + \frac{\partial Z_1}{\partial z}) \end{aligned} \right|_{z=0}$$

$$\left(\text{since } \sigma_0 \approx 0 \Rightarrow \right. \left. \begin{aligned} Z_0 = Z_1 \\ X_0 + \frac{\partial Z_0}{\partial z} = 0 \end{aligned} \right|_{z=0}$$

$$\left. \begin{aligned} Z_1 = Z_2 \\ \frac{1}{\sigma_1} (X_1 + \frac{\partial Z_1}{\partial z}) = \frac{1}{\sigma_2} (X_2 + \frac{\partial Z_2}{\partial z}) \end{aligned} \right|_{z=d}$$

ضرایب P₀، P₁، Q₁ و Q₂ بدست می‌آیند:

$$P_0 = \frac{\Pi}{2\pi} \left[\frac{(u_2 - u_1) - (u_2 + u_1)e^{2u_1d}}{(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)e^{2u_1d}} \right]$$

$$P_1 = -\frac{\Pi}{2\pi\lambda} \left[1 + \frac{(u_2 + ms)e^{sd}}{\{(u_2 - ms)e^{-sd} - (u_2 + ms)e^{sd}\}} \right]$$

$$Q_1 = \frac{\Pi}{2\pi\lambda} \left[\frac{(u_2 + ms)e^{sd}}{\{(u_2 - ms)e^{-sd} - (u_2 + ms)e^{sd}\}} \right]$$

$$Q_2 = -\frac{\Pi}{2\pi\lambda} \left[1 + \frac{(u_2 + ms)(e^{2sd} - 1)e^{u_2d}}{\{(u_2 - ms)e^{-sd} - (u_2 + ms)e^{sd}\}} - \frac{2u_1 u_2 e^{(u_1+u_2)d}}{(u_1 - \lambda)(u_2 - u_1) + (u_1 + \lambda)(u_2 + u_1)e^{2u_1d}} \right]$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow E_x &= -i\omega\mu F_x + \frac{1}{\sigma_h} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial F_x}{\partial x} - \frac{\partial F_z}{\partial z} \right) \\ &= -i\omega\mu \int_0^\infty X(\lambda, z) J_0(\lambda\rho) d\lambda + \frac{1}{\sigma_h} \int_0^\infty X(\lambda, z) \\ &+ \cos\phi \frac{dZ(\lambda, z)}{dz} \left] \frac{\partial^2 J_0(\lambda\rho)}{\partial x \partial y} d\lambda \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow E_y &= \frac{1}{\sigma_h} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial F_x}{\partial x} - \frac{\partial F_z}{\partial z} \right) = \frac{1}{\sigma_h} \int_0^\infty [X(\lambda, z) \\ &+ \cos\phi \frac{dZ(\lambda, z)}{dz} \left] \frac{\partial^2 J_0(\lambda\rho)}{\partial x \partial y} d\lambda \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow E_z &= -i\omega\mu F_z + \frac{1}{\sigma_h} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial F_x}{\partial x} - \frac{\partial F_z}{\partial z} \right) = \\ &-i\omega\mu \cos\phi \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty Z(\lambda, z) J_0(\lambda\rho) d\lambda \end{aligned}$$

The Effect of Conductivity Anisotropy on MTEM Response in Frequency Domain

Sharare Zhian^{*1}, Mirsattar Meshinchi Asl², Hossein Molhem³

1,2- Department of Geophysics, Science and Research Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

3- Department of Physics, Karaj Branch, Islamic Azad University, Karaj, Iran

Abstract

The current study is an investigation of the conductivity anisotropic effect, in response to a Horizontal Electric Dipole (HED) field at the surface. Two models have been studied in this research: 1. an inhomogeneous and anisotropic two-layered Earth including a VTI (Vertical Transverse Isotropy) anisotropic overburden, 2. a homogeneous and VTI anisotropic half-space. The purpose of studying first model is to see how the electric field at surface changes with varying offset. In the second model, the electric field can be obtained at a certain offset for each condition in terms of frequency. Results show that Electric fields receives on surface change considerably with varying source-observation point and frequency in anisotropic media; these changes have been compared with the isotropic case.

Keywords: Anisotropy, Electromagnetic fields, Frequency domain, Horizontal electric dipole.