

اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس بر داده‌های قطبش القایی طیفی (SIP)

کاظم ملک‌پور دهکردی^۱، احمد قربانی^{۲*}، عبدالحمید انصاری^۳

۱- دانشجوی کارشناسی ارشد، دانشکده مهندسی معدن و متالورژی، دانشگاه یزد

۲- استادیار، دانشکده مهندسی معدن و متالورژی، دانشگاه یزد

۳- دانشیار، دانشکده مهندسی معدن و متالورژی، دانشگاه یزد

(دریافت: اسفند ۱۳۹۳، پذیرش: خرداد ۱۳۹۵)

چکیده

روش قطبش القایی طیفی (SIP) به عنوان یک روش ژئوفیزیکی، نقش مهمی در زمینه‌ی اکتشافات زیرسطحی از جمله هیدروژئوفیزیک، مسائل زیست‌محیطی، باستان‌شناسی و غیره دارد؛ با این وجود کاربرد این روش با محدودیت‌های جدی به دلیل اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس روبرو شده است. این اثر به دلیل القای جریان الکتریکی متناوب از طریق کابل جریان متصل به زمین رسانای الکتریکی است. این اثر القایی باعث تغییر پتانسیل الکتریکی ثبت‌شده بین دو نقطه پتانسیل می‌گردد، بطوری‌که عاملی بر پنهان ماندن پاسخ قطبش القایی زمین در پاسخ القای متقابل بوده و حتی می‌تواند طیف فاز را در فرکانس‌های کم‌تر از ۱۰۰ هرتز آلوده سازد. از این‌رو ارائه‌ی مدلی برای توصیف رفتار طیفی مقاومت و ویژه‌ی الکتریکی ساختارهای زیرسطحی در فرکانس‌های پایین به دلیل عدم شناخت کافی از رفتار طیفی اثرات جفت‌شدگی الکترومغناطیس سخت خواهد بود. در این پژوهش پیشرفت‌های اخیر در این ارتباط بررسی می‌شود. مطالعات اخیر نشان می‌دهد که پارامترهای رسانندگی زمین، فرکانس جریان تحریک و فاصله‌ی بین دو قطبی‌های جریان و پتانسیل رابطه‌ای مستقیم با اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس دارند. همچنین استفاده از چینش مناسب کابل جریان در آرایه‌های مختلف الکترودی می‌تواند در کاهش اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس مؤثر باشد.

کلیدواژه‌ها

قطبش القایی طیفی، اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس، امپدانس متقابل، چیدمان کابل جریان

ارجاع به این مقاله:

ملک‌پور دهکردی، ک.، قربانی، الف.، انصاری، ع.، (۱۳۹۵)، اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس بر داده‌های قطبش القایی طیفی (SIP)، روش‌های تحلیلی و عددی در مهندسی معدن، ۶(۱۱)، ۲۶-۱۱.

۱- مقدمه

طی سال‌های گذشته روش قطبش القایی طیفی (SIP) به طور گسترده در اکتشافات زیست‌محیطی، ژئوفیزیک مهندسی نظیر اکتشاف کانسارهای معدنی [۱، ۲]، هیدروژئوفیزیک [۳-۶] و بررسی آلودگی‌های آلی و غیرآلی سنگ‌ها و خاک‌ها [۷-۱۰] کاربرد یافته است.

در روش قطبش القایی طیفی، مقاومت ویژه الکتریکی مختلط زیرسطحی در فرکانس‌های مختلف (۱ میلی‌هرتز تا ۱۰ کیلوهرتز) با تزریق جریان الکتریکی متغیر با زمان $I(\omega)$ از طریق الکترودهای جریان و اندازه‌گیری اختلاف پتانسیل الکتریکی بین دو الکترود پتانسیل محاسبه می‌شود. بنابراین اثر القای الکترومغناطیس کابل جریان الکتریکی بر زمین و بر کابل پتانسیل الکتریکی را اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس می‌نامند [۱۱]. این اثر به ویژه در بخش فرکانس بالای طیف‌های دامنه‌ی مقاومت ویژه الکتریکی و فاز، مشاهده می‌شود. این اثر در برداشت‌های قطبش القایی طیفی به دلیل استفاده از جریان متناوب و همچنین وجود جریان الکتریکی اولیه (فرستنده) در زمان اندازه‌گیری مشهودتر از آن در برداشت‌های قطبش القایی در حوزه‌ی زمان است.

اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس در برداشت‌های قطبش القایی طیفی به نوعی ایجاد محدودیت در انتخاب آرایه‌ی الکترودی می‌کند؛ زیرا با انتخاب آرایه‌ی الکترودی مناسب و چینش خاص کابل جریان می‌توان اثر آن را در پاسخ کل (امپدانس متقابل) کاهش داد [۱۲-۱۴]. به هر حال با افزایش فرکانس جریان الکتریکی، اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس افزایش یافته و تفسیر با خطا همراه خواهد بود.

با افزایش رسانندگی الکتریکی زمین و ابعاد هندسی آرایه‌ی الکترودی (طول و فاصله‌ی دو قطبی‌های جریان و پتانسیل)، اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس افزایش می‌یابد [۱۲]. در این حالت ممکن است که این اثر حتی در فرکانس‌های کمتر از ۱۰۰ هرتز مشاهده شود [۱۵]. در اکتشافات عمیق، که برای افزایش عمق نفوذ جریان طول دو قطبی‌های برداشت و فاصله‌ی جدایش آنها افزایش می‌یابد، به طور معمول به منظور جلوگیری از برداشت اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس از فرکانس‌های پایین استفاده

می‌شود [۱۶، ۱۷]. اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس حتی در فرکانس‌های حدود ۱ هرتز هم مشاهده شده است [۱۸]. لازم به ذکر است که پاسخ قطبش القایی (به ویژه در اکتشافات معدنی)، معمولاً در بخش فرکانس پایین طیف پاسخ است. به هر حال در این برداشت‌ها نیز خطای بزرگی در تخمین پارامترهای قطبش القایی زیر سطحی وجود خواهد داشت [۱۲]. این امر هم به دلیل وجود اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس در بخش پایینی طیف فرکانسی و هم به دلیل محدود شدن این طیف است.

در این مطالعه، مروری کلی بر اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس بر داده‌های قطبش القایی طیفی و محاسبه‌ی این اثر بر پاسخ کل (امپدانس متقابل) با استفاده از آرایه‌ی الکترودی دو قطبی-دوقطبی خطی با طول دوقطبی دلخواه بر روی یک نیم‌فضای همگن قطبش‌پذیر و یک نیم‌فضای چندلایه‌ی رسانای قطبش‌پذیر خواهد شد. همچنین، تأثیر پارامترهای آرایه‌ی الکترودی و مقاومت ویژه‌ی الکتریکی زیرسطحی بر پاسخ امپدانس متقابل مورد بحث قرار خواهد گرفت. در پایان نیز تأثیر چیدمان کابل جریان بر اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس بررسی خواهد شد.

در پژوهش حاضر برای بررسی تأثیر پارامترهای آرایه‌ی الکترودی و مقاومت ویژه‌ی الکتریکی زیرسطحی بر پاسخ امپدانس متقابل، تأثیر چیدمان کابل جریان آرایه‌های الکترودی در برداشت قطبش القایی فرکانسی، محاسبه‌ی طیف دامنه و فاز با در نظر گرفتن اثرات همزمان قطبش القایی و جفت‌شدگی الکترومغناطیس، از مدل‌های ارائه شده توسط ویت و گروسکا (۱۹۸۶) [۱۳] و کد نرم‌افزاری $CR1Dmod$ [۱۹] استفاده شده است. مدل‌های مذکور، اثرات الکترومغناطیس حاصل از دو قطبی‌های جریان و پتانسیل را بر روی سطح نیم‌فضای همگن الکتریکی با مقاومت ویژه‌ی مختلط محاسبه می‌کنند.

۲- مروری بر مطالعات صورت گرفته در مورد جفت‌شدگی الکترومغناطیس در قطبش القایی

امپدانس متقابل سیم‌هایی با طول محدود که بر روی یا بالای نیم‌فضای همگن قرار گرفته‌اند، توسط فورستر (۱۹۳۳) محاسبه شده است [۲۰]؛ امپدانس متقابل زمین دولایه‌ای افقی توسط ریوردان و سوند (۱۹۳۳) [۲۱] و

هاوومن (۱۹۷۰) [۲۲] محاسبه شد. پاسخ‌های قطبش القایی در حوزه‌ی زمان برای دو قطبی‌های مختلف جریان بر روی یک نیم‌فضا توسط بهات‌تاچاریا [۲۳] و ویت [۲۴] محاسبه شد. میلست (۱۹۶۷)، اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس محاسبه‌شده برای آرایه‌ی الکتروودی دوقطبی-دوقطبی خطی مستقیم بر روی یک نیم‌فضای همگن را با فرض ساده‌سازی زمین به عنوان یک سیم‌پیچ معادل و اثر القای متقابل آن با سیم‌پیچ‌های پتانسیل و جریان منتشر کرد [۲۵]. شناخت پارامترهای القایی متقابل در این مدل‌سازی مسئله اصلی است. یک مدل برای تفسیر کمی داده‌های میدان‌های الکترومغناطیس متغیر با زمان در یک نیم‌فضای چندلایه‌ای توسط موریسون و همکارانش (۱۹۶۹) ارائه شد [۲۶].

با استفاده از الگوریتم‌های تبدیل سریع فوریه توسط کولی و توکی (۱۹۶۵) [۲۷]، دی و موریسون (۱۹۷۳) اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس در حوزه‌ی زمان را برای نیم‌فضای همگن، با استفاده از یک پالس تحریک پریودیک محاسبه کردند. آنها امیدانس متقابل بین دوقطبی‌های جریان و پتانسیل با طول دلخواه را توسط بسط راه‌حل کامل مقدار مرزی دوقطبی افقی جریان بر روی یک نیم‌فضای چند لایه‌ای را محاسبه نمودند [۱۲].

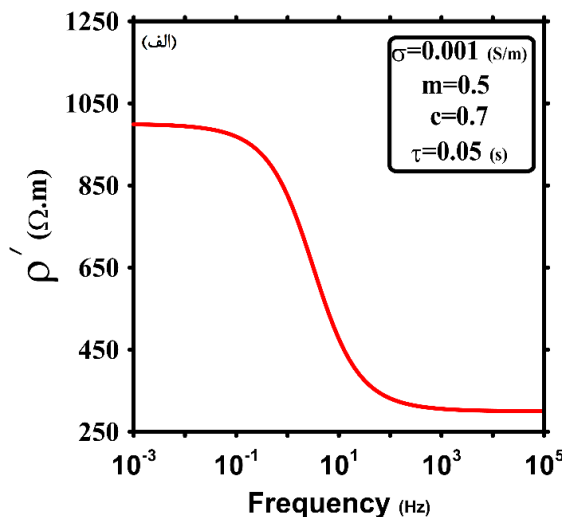
فان فورهایس و همکاران (۱۹۷۳)، طی مطالعات آزمایشگاهی قطبش القایی در حوزه‌ی فرکانس، طیف فاز را برای کانی‌زایی مس پورفیری اندازه‌گیری کردند، اما به این نتیجه رسیدند که مقدار اختلاف فاز بین دو قطبی جریان الکتریکی و دو قطبی پتانسیل در تمام فرکانس‌ها ثابت می‌ماند و پاسخ طیف دامنه و فاز مقاومت ویژه‌ی الکتریکی مختلط می‌تواند با شناسایی و حذف اثرات القایی مورد استفاده قرار گیرد [۲۸]. لازم به ذکر است که در مطالعات آزمایشگاهی با استفاده از دو قطبی‌های بسیار کوچک جریان و پتانسیل و نمونه با ابعاد کوچک، اثرات جفت‌شدگی الکترومغناطیس قابل صرف‌نظر کردن هستند. به عبارت دیگر امیدانس متقابل اندازه‌گیری شده در فرکانس‌های مختلف، همان پاسخ طیفی قطبش القایی است. آنها مدل فاز ثابت را برای داده‌های قطبش القایی ارائه دادند. پلتون و همکاران (۱۹۷۸)، این تحقیقات را ادامه دادند و بر خلاف مطالعات فان فورهایس و همکاران (۱۹۷۳) [۲۸] دریافتند که مدل فاز ثابت برای

اندازه‌گیری‌های قطبش القایی صحیح نیست و دو پارامتر طیفی بارپذیری (m) و ثابت زمانی (τ) در مدل کاربردی امیدانس کول-کول صدق کرده و با تغییر کانی‌زایی تنوع گسترده‌ای را نشان می‌دهند [۱]. آنها به منظور ایجاد وجه تمایز بین کانسارهای سولفیدی، گرافیت و مس پورفیری (با درجه‌ی کانی‌زایی و بافت‌های مختلف) یک برداشت در مقیاس کوچک در محل رخنمون‌های کانسار ترتیب دادند. بدین منظور آنها فاصله‌ی الکتروودی کوچک را انتخاب نمودند تا اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس تا حد امکان کوچک باشد. از آن به بعد مدل کول-کول به طور گسترده در برداشت‌های قطبش القایی به کار گرفته شد.

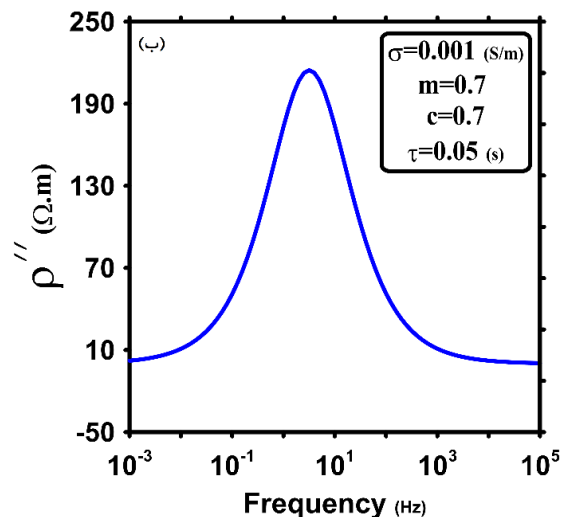
کول و کول (۱۹۴۱) [۲۹]، مدل مرسوم به مدل کول-کول را برای نمایش منطقی فیزیکی ساده‌ی اثر قطبش القایی ارائه کردند (شکل ۱). نوعی از این مدل، با سه پارامتر، توسط مارشال و همکارانش تحت عنوان امیدانس واربرگ توسعه یافت [۳۰، ۳۱]. مدل تعمیم‌یافته‌ی کول-کول با داشتن چهار پارامتر نشان داد که پتانسیل برداشت شده با این مدل می‌تواند در تشخیص کانی‌زایی‌های مختلف به خصوص از طریق برداشت قطبش القایی چندفرکانسی مؤثر واقع شود [۱، ۳۱]. انطباق مناسب مدل کول-کول و داده‌های قطبش القایی در مطالعات مختلف بررسی شده است [۲، ۳۲-۳۴]. شکل ۱ طیف‌های بخش حقیقی و موهومی مقاومت ویژه‌ی الکتریکی را با در نظر گرفتن پارامترهای مدل نیم‌فضا شامل مقاومت ویژه‌ی الکتریکی نیم‌فضا برابر ۱۰۰۰ اهم متر، بارپذیری $m=0.7$ ، ثابت فرکانسی $c=0.7$ و ثابت زمانی $\tau=0.05$ نشان می‌دهد.

پلتون و همکاران (۱۹۷۲) اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس را بصورت تجربی از انطباق داده‌های صحرائی قطبش القایی طیفی با مقاومت ویژه الکتریکی مختلط به دست آمده از حاصل ضرب دو مدل کول-کول محاسبه کردند. یکی از مدل‌های کول-کول معرف اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس (پراکنش ایجاد شده در بخش فرکانس بالای طیف) و دیگری به عنوان اثر قطبش القایی زمین (پراکنش ایجاد شده در بخش فرکانس پایین طیف) در نظر گرفته شده است [۳۲]. پس از وارون‌سازی و انطباق دو پراکنش کول-کول به داده‌های صحرائی، پارامترهای هر پراکنش محاسبه می‌شود. با داشتن پارامترهای قطبش القایی و جفت‌شدگی و به کمک مدل کول-کول می‌توان

نشان می‌دهد. میجر و سیلیک (۱۹۸۱) نشان دادند که مدل حاصل از مجموع دو مدل کول-کول نتایج بهتری نسبت به حاصل ضرب دو مدل کول-کول-کول-کول-کول می‌دهد [۳۵].



طیف‌های دامنه و فاز هر پراکنش را بدست آورد [۱]. شکل ۲، طیف فاز امپدانس متقابل، جفت‌شدگی الکترومغناطیس و قطبش القایی خالص پس از وارون‌سازی داده‌های صحرائی و انطباق با مدل حاصل ضرب دو کول-کول را

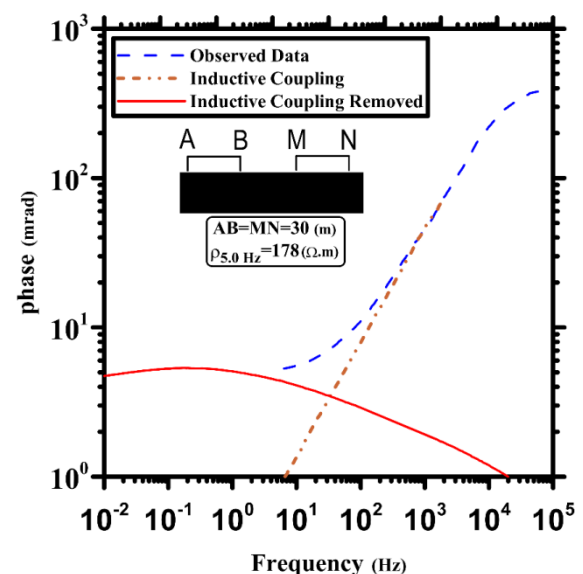


شکل ۱: طیف‌های بخش حقیقی (ρ') و موهومی (ρ'') مقاومت ویژه‌ی الکتریکی مختلط کول-کول در نیم‌فضای همگن قطبش‌پذیر بدون وجود اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس. پارامترهای مدل (نیم فضا) شامل رسانندگی الکتریکی $\sigma=0.001$ زیمنس بر متر، بارپذیری $m=0.7$ ، ثابت فرکانسی $c=0.7$ و ثابت زمانی $\tau=0.05$ ثانیه.

رضایت‌بخشی در فرکانس‌های پایین‌تر از فرکانس فاز اکستریم (بیشینه یا کمینه) بین مدل کول-کول و پاسخ امپدانس القایی نشان می‌دهند. براون (۱۹۸۵) مدل فیزیکی ساده‌ای را برای پدیده‌ی قبض و دی‌الکتریک ارائه داد [۱۱]. او با در نظر گرفتن یک نیم‌فضای رسانای همگن به عنوان یک سیم‌پیچ زیرسطحی ساده همراه با ضریب القا و مقاومت ویژه‌ی الکتریکی مشخص، امپدانس متقابل بین جفت الکتروادهای جریان و پتانسیل را در یک برداشت قطبش القایی با آرایه‌ی الکتروودی دوقطبی-دوقطبی محاسبه کرد.

گروسکا و ویت (۱۹۸۶) [۱۳] معادله‌ی امپدانس متقابل آرایه شده از سوی سوند (۱۹۴۹) [۳۹] را در شرایط مختلف از جمله برای نیم‌فضای همگن مدل کردند و روشی برای حذف اثرات القایی از پاسخ امپدانس متقابل آرایه دادند. آنها پاسخ القایی نیم‌فضا با مقاومت ویژه‌ی حقیقی را از پاسخ امپدانس متقابل اندازه‌گیری شده مربوط به نیم‌فضای مختلط کم کرده و مقدار به دست آمده را به عنوان قطبش القایی نیم فضا در نظر گرفتند [۱۳].

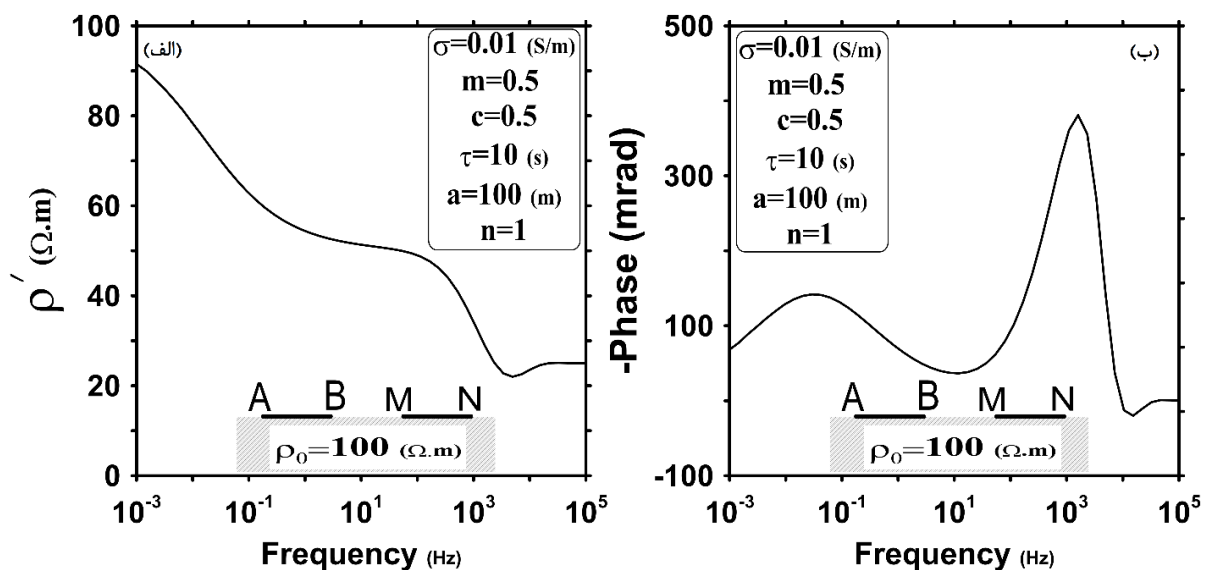
روث و اولدنبرگ (۲۰۰۱) [۱۵] با استفاده از مفاهیم میدان الکتریکی، روشی برای حذف اثر جفت‌شدگی



شکل ۲: حذف اثر جفت‌شدگی القایی از طیف فاز داده‌های قطبش القایی فرکانسی با استفاده از حاصل ضرب دو مدل کول-کول [۱]. منحنی خط چین (آبی رنگ) نشان‌دهنده‌ی داده‌های مشاهداتی، منحنی خط نقطه (قهوه‌ای) نشان‌دهنده‌ی القای خالص و منحنی خط ممتد نشان‌دهنده‌ی قطبش القایی خالص است.

مدل‌های تجربی ذکر شده در بالا [۳۶، ۳۵، ۱] بر پایه‌ی مدل‌های فیزیکی استوار نیستند؛ ولی در عمل، انطباق

با استفاده از مدل‌سازی عددی پیش‌رو برای یک نیم‌فضای دارای لایه‌بندی و قابلیت قطبش‌پذیری در قالب کد نرم‌افزاری (*CR1D mod*) ارائه کردند [۱۹، ۳۷]. شکل ۳ طیف‌های بخش حقیقی و فاز پاسخ امپدانس متقابل یک نیم‌فضای همگن قطبش‌پذیر (با پارامترهای کول-کول: مقاومت ویژه الکتریکی DC برابر ۱۰۰ اهم‌متر، بارپذیری ۰/۵، ثابت فرکانسی ۰/۵ و ثابت زمانی ۱۰ ثانیه) برای آرایه‌ی دوقطبی دوقطبی (با $a=100$ متر و $N=1$) محاسبه شده با استفاده از نرم‌افزار (*CR1D mod*) را نشان می‌دهد [۳۷، ۱۹].



شکل ۳: الف) طیف بخش حقیقی و ب) طیف فاز پاسخ امپدانس متقابل یک نیم‌فضای همگن قطبش‌پذیر محاسبه شده با استفاده از نرم‌افزار *CR1D mod* [۳۷، ۱۹]. پارامترهای زمین و هندسه‌ی آرایه در روی شکل نشان داده شده است.

پاسخ قطبش القایی به ویژه در اکتشاف مواد معدنی، به طور معمول در بخش فرکانس پایین طیف پاسخ است و به دلیل وجود اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس در بخش پایینی طیف فرکانسی، در برداشت‌های قطبش القایی خطای بزرگی در تخمین پارامترهای قطبش القایی زیرسطحی وجود دارد. بنابراین محاسبه‌ی امپدانس متقابل (پاسخ کل) برداشت‌های قطبش القایی طیفی برای اکتشاف مواد معدنی مهم است. در این پژوهش، مروری بر روند محاسبه‌ی اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس بر پاسخ کل (امپدانس متقابل) برداشت قطبش القایی طیفی بر روی یک نیم‌فضای دارای لایه‌بندی قطبش‌پذیر با استفاده از آرایه‌ی الکترودی دوقطبی-دوقطبی خطی با طول دوقطبی دلخواه آرایه خواهد شد.

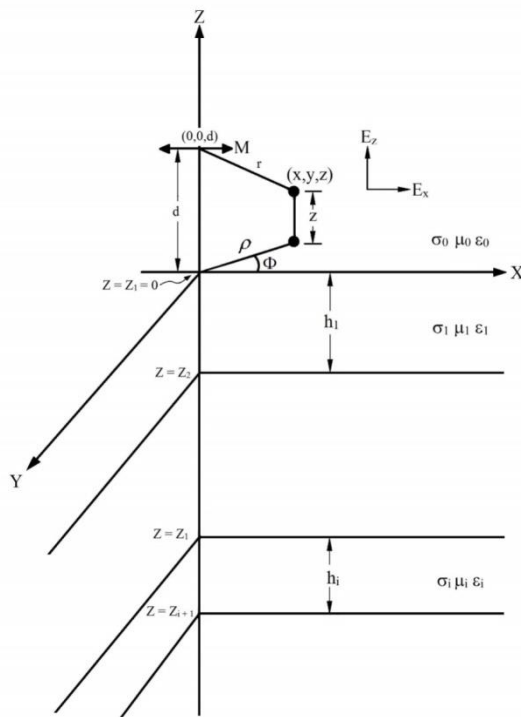
الکترومغناطیس از داده‌های قطبش القایی فرکانسی آرایه کردند. آنها با این فرض که در فرکانس‌های پایین اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس بر قطبش القایی خالص قابل صرف‌نظر کردن است، پاسخ قطبش القایی زمین را از داده‌های مشاهداتی برای آرایه‌ی دوقطبی-دوقطبی به دست آوردند. آنها فرض کردند میدان الکتریکی به عنوان یک تابع اسکالر، مجموعی از اثرات قطبش القایی خالص و اثرات القای خالص است [۱۵].

اینجمن نیلسن و بومگارتتر (۲۰۰۶) [۳۷]، معادله‌ی امپدانس متقابل آرایه شده از سوی سوند (۱۹۴۹) [۳۹] را

قربانی و همکاران (۲۰۰۷)، مدلی معکوس برای وارون‌سازی داده‌های یک بعدی قطبش القایی طیفی برای مدل کول-کول با در نظر گرفتن اثرات جفت‌شدگی الکترومغناطیس آرایه کردند [۳۸].

شوموتز و همکاران (۲۰۱۴)، نشان دادند که با چیدمان مناسب کابل دو قطبی جریان می‌توان به طور عملی اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس را حتی برای آرایه‌ی شولمبرژر که در برداشت‌های قطبش القایی مرسوم نیست، کاهش داد [۱۴].

۳- امپدانس متقابل برای دوقطبی‌های جریان و پتانسیل



شکل ۴: جهت گیری کلی دو قطبی الکتریکی افقی بر روی نیم فضای دارای لایه بندی [۱۲]. رسانندگی الکتریکی (σ_i) ، گذردهی دی الکتریک (ϵ_i) ، نفوذپذیری مغناطیسی (μ_i) ، عمق (Z_i) و ضخامت (h_i) مشخصات لایه های همگن جانبی هستند.

$$\vec{E} = k_0^2 \vec{\pi} + \nabla(\nabla \cdot \vec{\pi}) \quad (3)$$

$$\vec{H} = (\sigma_0 + j\omega\epsilon_0)\nabla \times \vec{\pi} \quad (4)$$

در رابطه ی بالا ثابت انتشار (k_0^2) در محیط بالای نیم فضای همگن به صورت زیر تعریف می شود [۱۲]:

$$k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - j\sigma_0 \mu_0 \omega \quad (5)$$

معادله ی موج برای منبع اولیه ی پتانسیل هرتز $(\vec{\pi})$ به صورت زیر تعریف می شود [۱۲]:

$$(\nabla^2 + k_0^2)\vec{\pi}_p = \vec{M}\delta(x)\delta(y)\delta(z-d) \quad (6)$$

طبق رابطه ی مذکور:

$$\begin{aligned} r^2 &= x^2 + y^2 + (z-d)^2 \\ &= \rho^2 + (z-d)^2 \end{aligned} \quad (7)$$

با استفاده از انتگرال سامرفلد، معادله ی هلمهولتز غیر همگن (۶) در فضای تبدیل هنکل به صورت زیر تعریف می شود [۱۲]:

$$\begin{aligned} \pi_p &= M \frac{e^{jk_0 r}}{r} = \\ M \int_0^\infty \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - k_0^2}} e^{-u_0|z-d|} J_0(\lambda \rho) d\lambda \end{aligned} \quad (8)$$

در برداشت قطبش القایی طیفی، امپدانس متقابل کابل هایی با طول متناهی، با انتگرال گیری بر روی میدان الکتریکی ناشی از دو قطبی های الکتریکی (جریان و پتانسیل) قرار گرفته بر روی یک نیم فضا دارای لایه بندی محاسبه می شود [۱۲]. در فرکانس های به حد کافی پایین، اختلاف فاز حاصل از جفت شدگی بین کابل جریان و پتانسیل، قابل چشم پوشی است (نیم فضای قطبش ناپذیر) و میدان الکتریکی در یک نقطه ی معلوم با انتگرال گیری بر روی شدت میدان های ناشی از دو قطبی های قرار گرفته بر روی کابل جریان، محاسبه می شود [۱۲]. در نهایت امپدانس متقابل با انتگرال گیری بر روی این میدان در طول کابل پتانسیل محاسبه خواهد شد. راه حل مقدار مرزی برای دو قطبی جریان بر روی یک نیم فضای دارای لایه بندی توسط بسط ادمیتانس ورودی (گذرایی برابر عکس امپدانس) و امپدانس ورودی در فضای تبدیلات هنکل (λ) : عدد موج استوانه ای) به دست خواهد آمد [۱۲].

در ادامه مروری بر راه حل کلی بسط یافته برای محاسبه ی میدان های الکترومغناطیس همراه با دو قطبی های الکتریکی افقی قرار گرفته بر روی یا بالای نیم فضای دارای لایه بندی می شود [۳۹].

شدت لحظه ای یک دو قطبی جریان (M) که در جهت محور طول ها به فاصله ی (d) از سطح نیم فضای لایه بندی شده مطابق آن چه در شکل ۴ نمایش داده شده است، طبق رابطه ی زیر محاسبه می شود [۱۲]:

$$M = \frac{-j\omega\mu_0 I d_s}{4\pi k_0^2} \quad (1)$$

هر کدام از لایه های همگن جانبی توسط خواص نظیر رسانندگی (σ_i) ، گذردهی دی الکتریک (ϵ_i) و نفوذپذیری مغناطیسی (μ_i) مشخص می شوند. وابستگی به زمان طبق رابطه ی $(e^{+j\omega t})$ برای جریان تحریک در نظر گرفته می شود. در حضور عدم تقارن در منبع جریان، مسائل مقدار مرزی باید از نظر پتانسیل هرتز $(\vec{\pi})$ که طبق رابطه ی زیر تعریف می شود، حل شود [۱۲].

$$\vec{\pi} = \hat{e}_x \pi_x + \hat{e}_z \pi_z \pi_y = 0 \quad \pi_y = 0 \quad (2)$$

بردارهای میدان الکتریکی و مغناطیسی بر روی یا بالای نیم فضا، می توانند از رابطه ی پتانسیل هرتز به صورت زیر محاسبه شوند [۱۲].

معادله‌ی موج همگن مطابق بردار ثنائیه‌ی پتانسیل هرتز ($\bar{\pi}_s$) ناشی از حضور در یک نیم‌فضا با منبع آزاد جریان، به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۲]:

$$(\nabla^2 + k_i^2) \bar{\pi}_s = 0 \quad (۹)$$

بسط مربوط به عبارت (π_s) در رابطه‌ی بالا، به صورت زیر خواهد بود [۱۲]:

$$\pi_s = A(\lambda) e^{\pm u_i z} \frac{J_n(\lambda_p)}{Y_n} \cos(n\phi) \quad (۱۰)$$

$$n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

در رابطه‌ی بالا:

$$u_i = \sqrt{\lambda^2 + k_i^2} \quad (۱۱)$$

برای محاسبه‌ی پتانسیل در نقاط مختلف محیط چندلایه‌ای، از شرایط مرزی پیوسته‌ی نرمال و میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی مماسی در هر کدام از رابط‌ها (سطوح، لبه‌ها، نقاط) استفاده می‌شود. براساس آن چه گفته شد، پتانسیل نقاط قرار گرفته در زونی با شرط ($d \geq z \geq 0$) بر روی یک نیم‌فضای چندلایه‌ای، می‌تواند مطابق رابطه‌ی زیر نوشته شود [۴۱، ۴۰]:

$$\pi_x = M \int_0^\infty \left[\frac{\lambda}{u_0} e^{u_0(z-d)} + \frac{\lambda}{u_0} R_{TE}(\lambda) e^{-u_0(z+d)} \right] J_0(\lambda_p) d\lambda \quad (۱۲)$$

$$\pi_\tau = M \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left[\frac{R_{TE}(\lambda) + R_{TM}(\lambda)}{\lambda} \right] e^{u_0(z+d)} J_0(\lambda_p) d\lambda \quad (۱۳)$$

به طور مشابه، ضریب بازتاب ($R_{TE}(\lambda)$) برای حالت امواج الکتریکی عرضی توسط ویت (۱۹۶۶) به صورت زیر ارائه شده است [۴۲]:

$$R_{TE}(\lambda) = \frac{N_0 - Y_1}{N_0 + Y_1} \quad (۱۸)$$

پارامترهای معادله‌ی بالا به صورت روابط زیر تعریف می‌شوند:

$$N_0 = \frac{u_0}{j\omega\mu_0} \quad (۱۹)$$

$$Y_i = N_i \frac{Y_{i+1} + N_i \tanh(u_i h_i)}{N_{i+1} + Y_i \tanh(u_i h_i)} \quad (۲۰)$$

$$i = 1, 2, 3, \dots, n-1$$

به طوری که:

$$Y_n = N_n = \frac{u_n}{j\omega\mu_n} \quad (۲۱)$$

بر اساس معادلات (۴) و (۱۲) و (۱۳)، مولفه‌ی (x) میدان الکتریکی بر روی سطح نیم‌فضا (واقع در $z = 0$) می‌تواند طبق رابطه‌ی زیر محاسبه شود:

در رابطه‌ی بالا ضریب بازتاب ($R_{TM}(\lambda)$) برای حالت امواج مغناطیسی عرضی توسط ویت (۱۹۶۶) به صورت زیر ارائه شده است [۴۲]:

$$R_{TM}(\lambda) = \frac{I_0 - Z_1}{I_0 + Z_1} \quad (۱۴)$$

پارامترهای معادله‌ی بالا به صورت روابط زیر تعریف می‌شوند:

$$I_0 = \frac{u_0}{j\omega\epsilon_0} \quad (۱۵)$$

$$Z_i = I_i \frac{Z_{i+1} + I_i \tanh(u_i h_i)}{I_{i+1} + Z_i \tanh(u_i h_i)} \quad (۱۶)$$

$$i = 1, 2, 3, \dots, n-1$$

به طوری که:

$$Z_n = I_n = \frac{u_n}{\sigma_n + j\omega\epsilon_n} \quad (۱۷)$$

$$E_x = k_0^2 \pi_x + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \pi_x}{\partial x} + \frac{\partial \pi_z}{\partial z} \right)_{z=0} = M k_0^2 \int_0^\infty \left[\frac{\lambda}{u_0} + \frac{\lambda}{u_0} R_{TE}(\lambda) \right] J_0(\lambda_p) d\lambda +$$

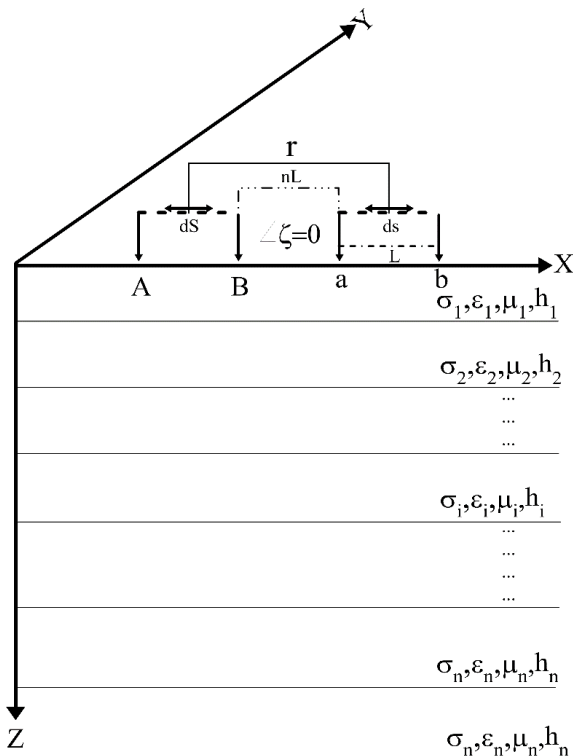
$$M \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[\int_0^\infty \left[\frac{\lambda}{u_0} + \frac{\lambda}{u_0} R_{TE}(\lambda) - \frac{u_0}{\lambda} [R_{TE}(\lambda) + R_{TM}(\lambda)] \right] J_0(\lambda_p) d\lambda \right] \quad (۲۲)$$

که به صورت زیر نیز بیان می‌شود:

$$P(\rho) = \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_0^\infty \left[\frac{\lambda}{u_0} + \frac{\lambda}{u_0} R_{TE}(\lambda) \right] J_0(\lambda_p) d\lambda \quad (24)$$

$$E_x = IdS \left[-P(\rho) + \frac{\partial^2(Q(\rho))}{\partial x^2} \right] \quad (23)$$

$$Q(\rho) = \frac{-j\omega\mu_0}{2\pi k_0^2} \int_0^\infty \left[\frac{\lambda}{u_0} \{1 + R_{TE}(\lambda)\} - \frac{u_0}{\lambda} [R_{TE}(\lambda) + R_{TM}(\lambda)] \right] J_0(\lambda_p) d\lambda \quad (25)$$



شکل ۵: قطب‌های جریان و پتانسیل بر روی نیم‌فضای دارای لایه‌بندی [۱۲]. رسانندگی الکتریکی (σ_i)، گذردهی دی‌الکتریک (ϵ_i)، نفوذپذیری مغناطیسی (μ_i)، عمق (Z_i) و ضخامت (h_i) مشخصات لایه‌های همگن جانبی هستند.

ولتاژ مشاهده شده در نقاط پتانسیل را نیز می‌توان از رابطه‌ی زیر محاسبه کرد:

$$V(\omega) = I(\omega) Z_{SS}(\omega) \quad (32)$$

انتگرال‌های شامل معادله‌ی $Q(\rho)$ ، با استفاده از چهار حد که در واقع فاصله‌ی بین انتهای کابل‌ها هستند، محاسبه می‌شوند. بنابراین معادله‌ی (۳۲) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$Z_{SS} = Q(Aa) - Q(Ab) + Q(Bb) - Q(Ba) + L_{SS} \quad (33)$$

در رابطه‌ی بالا خواهیم داشت:

$$L_{SS} = \int_A^B \int_a^b P(\rho) dS ds \quad (34)$$

برای یک نیم‌فضای همگن با ضریب انتشار (k_0^2) ، روابط فوق به شکل زیر ساده خواهند شد:

$$P(\rho) = \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_0^\infty \frac{2\lambda}{(u_0 + u_1)} J_0(\lambda_p) d\lambda \quad (26)$$

$$Q(\rho) = \frac{-j\omega\mu_0}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\lambda}{(k_1^2 u_0 + k_0^2 u_1)} J_0(\lambda_p) d\lambda \quad (27)$$

در فرکانس‌های به حد کافی پایین، اگر کاربرد تقریب شبه‌پایا ($u_0 \rightarrow \lambda$; $k_0 \rightarrow 0$) توجیه‌پذیر باشد، انتگرال‌های $P(\rho)$ و $Q(\rho)$ می‌توانند به طور تحلیلی با استفاده از معادلات زیر محاسبه شوند.

$$P(\rho) = \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_0^\infty \frac{2\lambda}{(u_1 + \lambda)} J_0(\lambda_p) d\lambda = -\frac{j\omega\mu_0}{2\pi\rho} \left\{ \frac{1 - (1 + jk_1\rho)e^{-jk_1\rho}}{k_1^2\rho^2} \right\} \quad (28)$$

$$Q(\rho) = \frac{-j\omega\mu_0}{2\pi} \int_0^\infty \frac{J_0(\lambda_p)}{k_1^2} d\lambda = \frac{-j\omega\mu_0}{2\pi k_1^2 \rho} \quad (29)$$

معادله‌ی (۲۸) به انتگرال فوستر معروف است. امپدانس متقابل بین اجزای dS و ds سیم خطی مستقیم در صفحه‌ی $Z = 0$ به صورت زیر تعریف می‌شود [۴۳]:

$$dZ_{SS} = dS ds \left[P(\rho) + \frac{\delta^2 Q(\rho)}{\delta S \delta s} \right] \quad (30)$$

اگر از اثر میرایی در میزان انتشار در طول کابل‌های جریان و پتانسیل صرف نظر شود، امپدانس متقابل سیم‌های جریان (S) و پتانسیل (s) به ترتیب در گستره‌های $[A, B]$ و $[a, b]$ ، مطابق آنچه در شکل ۵ نشان داده شده است، با استفاده از انتگرال‌گیری از معادله‌ی (۳۱) به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$Z_{SS} = \int_A^B \int_a^b \left[P(\rho) + \frac{\delta^2 Q(\rho)}{\delta S \delta s} \right] dS ds \quad (31)$$

جفت‌شدگی الکترومغناطیس به صورت زیر تعریف خواهد شد [۱۵]:

$$PFE = \left[1 - \left\{ \frac{|Z_{SS}|}{Z_{SS}^{DC}} \right\} \right] \times 100 \quad (38)$$

۳-۱- امیدانس متقابل دوقطبی‌های جریان و پتانسیل نیم‌فضای همگن

بنابر آن چه گفته شد، پاسخ امیدانس متقابل در یک برداشت قطبش القایی طیفی بر روی یک نیم‌فضای همگن را می‌توان به صورت معادله‌ی (۳۹) نوشت. در واقع، برای دو جفت الکتروود متصل به سطح زمین، طبق تعریف، امیدانس متقابل بین دو مدار الکتروود نسبت ولتاژ نیروی محرکه‌ی الکتریکی ثانویه به جریان الکتریکی اولیه خواهد بود.

$$Z(\omega) = E_2(\omega) I_1(\omega) \quad (39)$$

در معادله‌ی ۳۹، I_1 مقدار جریان متناوب الکتریکی القایی بین دو الکتروود جریان و E_2 نیروی محرکه‌ی الکتریکی بین دو الکتروود پتانسیل است.

امیدانس متقابل به علت جریان‌های الکتریکی بازگشتی زمین و به علت صورت گرفتن القا بین کابل‌های سیم‌پیچ‌های فرستنده و گیرنده که در بالای سطح زمین قرار دارند، به ترتیب دارای یک سهم مقاومت ویژه‌ی مختلط و یک سهم اثر جفت‌شدگی القایی خواهد بود [۱۱]. براساس معادله‌ی سوند [۱۹۴۹] (۳۹)، امیدانس متقابل بین دو کابل با چینش دلخواه بر روی دوقطبی‌های فرضی در طول مسیر کابل‌ها به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\begin{aligned} Z(\omega) &= \int_a^b \left[P(r) \cos \zeta + \frac{\delta^2 Q(r)}{\delta(S) \delta(s)} \right] ds dS \\ &= \int_a^b \left[P(r) \cos \zeta ds dS + Q(|Aa|) \right. \\ &\quad \left. + Q(|Ba|) + Q(|Ab|) + Q(|Bb|) \right] \end{aligned} \quad (40)$$

مطابق شکل ۶، آرگومان‌های انتگرال‌گیری نمایانگر بازه‌ی محدود به ابتدا و انتهای کابل‌های فرستنده (A, B) و گیرنده (a, b)، ds و ds المان‌های انتگرال‌گیری بر روی کابل‌های جریان و پتانسیل، ζ زاویه‌ی بین المان‌های طولی کابل‌های فرستنده و گیرنده و r فاصله‌ی بین المان‌های طولی کابل‌های فرستنده و گیرنده است. سوند رسانندگی زمین را حقیقی و ثابت در نظر گرفت و گذردهی خلاء را

مقادیر خروجی توابع $P(\rho)$ و $Q(\rho)$ ، همگی مختلط بوده‌اند و اگر عبارت $\rho \rightarrow 0$ صادق باشد، مقادیر دو تابع مذکور به سمت صفر میل خواهند کرد. جزئیات رفتاری توابع مذکور همراه با جهت‌گیری‌های مختلف توسط سوند [۱۹۶۸] ارایه شد [۴۳].

در فرکانس صفر، تابع L_{SS} به صفر میل خواهد کرد و مقاومت متقابل در جریان مستقیم (Z_{SS}^{DC}) به صورت زیر ارایه خواهد شد:

$$\begin{aligned} Z_{SS}^{DC} &= Q(Aa)^{DC} - Q(Ab)^{DC} + \\ &Q(Bb)^{DC} - Q(Ba)^{DC} \end{aligned} \quad (35)$$

معادله‌ی $Q(\rho)^{DC}$ برای یک نیم‌فضای دارای لایه‌بندی به صورت زیر تعریف می‌شود [۴۳]:

$$Q(\rho)^{DC} = \frac{1}{2\pi\sigma_1} \int_0^\infty K_{1,2,3,\dots,n}(\lambda) J_0(\lambda \rho) d\lambda \quad (36)$$

که در رابطه‌ی بالا:

$$\begin{aligned} K_{1,2,3,\dots,n}(\lambda) &= \frac{1 - \psi_{1,2,3,\dots,n} e^{-2\lambda d_1}}{1 + \psi_{1,2,3,\dots,n} e^{-2\lambda d_1}} \\ \psi_{1,2,3,\dots,n} &= \frac{\left(\frac{1}{\sigma_1} \right) - \left(\frac{1}{\sigma_2} \right) K_{1,2,3,\dots,n}}{\left(\frac{1}{\sigma_1} \right) + \left(\frac{1}{\sigma_2} \right) K_{1,2,3,\dots,n}} \\ K_{(m-1),m,\dots,n} &= \frac{1 - \psi_{(m-1),m,\dots,n} e^{-2\lambda d_{m-1}}}{1 + \psi_{(m-1),m,\dots,n} e^{-2\lambda d_{m-1}}} \\ \psi_{(m-1),m,\dots,n} &= \frac{\left(\frac{1}{\sigma_{m-1}} \right) - \left(\frac{1}{\sigma_m} \right) K_{(m-1),m,\dots,n}}{\left(\frac{1}{\sigma_{m-1}} \right) + \left(\frac{1}{\sigma_m} \right) K_{(m-1),m,\dots,n}} \end{aligned} \quad (37)$$

.

$$\begin{aligned} K_{(n-1),n} &= \frac{1 - \psi_{(n-1),n} e^{-2\lambda d_{n-1}}}{1 + \psi_{(n-1),n} e^{-2\lambda d_{n-1}}} \\ \psi_{(n-1),n} &= \frac{\left(\frac{1}{\sigma_{n-1}} \right) - \left(\frac{1}{\sigma_n} \right)}{\left(\frac{1}{\sigma_{n-1}} \right) + \left(\frac{1}{\sigma_n} \right)} \end{aligned}$$

بر اساس آن چه در برداشت قطبش القایی در حوزه‌ی فرکانس ارایه می‌شود، اثر درصد فرکانس (PEE) اثر متقابل

۳-۲- مروری بر معادلات قطبش القایی

قانون آمپر رابطه‌ی بین چگالی جریان کل (J_T)، چگالی جریان رسانش و چگالی جریان جابجایی را نشان می‌دهد:

$$\nabla * H = J_T = J_C + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (44)$$

چگالی رسانش جریان (J_C)، رسانندگی الکتریکی (σ)، جابجایی (D) و دی‌الکتریک (ϵ) از طریق روابط پایه، به شدت میدان الکتریکی (E) مربوط می‌شوند.

$$J_C = \sigma E \quad (45)$$

$$D = \epsilon_0 E + P = (1 + \chi(\omega))E \quad (46)$$

در معادلات بالا (σ) و (ϵ_0) به ترتیب رسانندگی الکتریکی محیط و ضریب گذردهی خلاء را نشان می‌دهند. P نیز قطبش محیط را که ناشی از میدان الکتریکی (E) و مغناطیس‌پذیری (χ) است را نشان می‌دهد. با ترکیب روابط ۴۴ تا ۴۶ می‌توان رابطه‌ی کلی زیر را نوشت:

$$J_T = \left(\frac{1}{\rho^*} + i\omega\epsilon_r\epsilon_0 \right) E \quad (47)$$

در معادله‌ی بالا (ϵ_r) ثابت دی‌الکتریک نسبی محیط و (ρ^*) مقاومت ویژه‌ی الکتریکی مختلط محیط (عکس رسانندگی مختلط σ^*) است.

۳-۳- محاسبه‌ی امپدانس متقابل نیم فضای قطبش پذیر

ثابت انتشار زیرسطحی را می‌توان به طور کلی به صورت زیر بیان کرد:

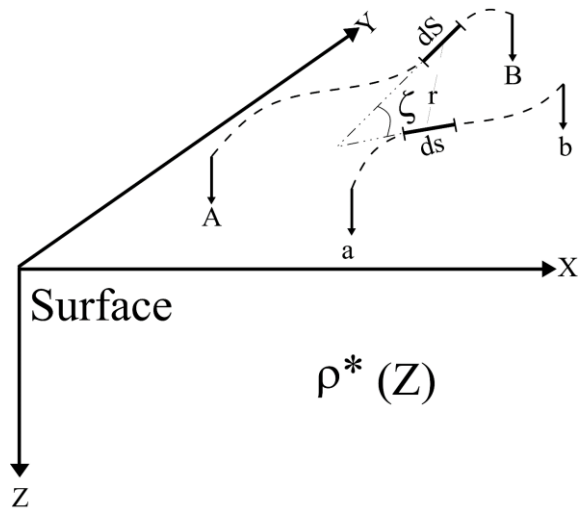
$$k_1^2 = -i\omega\mu_1 \left(\frac{1}{\rho^*} + i\omega\epsilon_r\epsilon_0 \right) \quad (48)$$

در فرکانس‌های تا حد کافی کوچک، زمانی که استفاده از تقریب شبه‌استاتیک توجیه‌پذیر است، می‌توان از عبارت $i\omega\epsilon_r\epsilon_0$ صرف‌نظر کرد. تحت این شرایط و در یک نیم‌فضای همگن غیرمغناطیسی، ویت و گروسکا (۱۹۸۶) امپدانس متقابل را برای آرایه‌ی دوقطبی-دوقطبی خطی به صورت زیر به دست آوردند [۱۳]:

$$Z_{EM} = \frac{\gamma \rho^*}{4\pi} \left(\frac{2}{a(N+2)(N+1)N\gamma} - \frac{2G(\gamma(N+1)a) + G(\gamma(N+2)a) + G(\gamma Na)}{2} \right) \quad (49)$$

که در آن:

برای آن در نظر گرفت. با در نظر گرفتن این فرض‌ها، در یک نیم‌فضای همگن تابع $Q(r)$ حقیقی و ثابت (مستقل از فرکانس) خواهد بود و تنها به موقعیت ابتدا و انتهای کابل‌های فرستنده و گیرنده وابسته خواهد بود. تابع $P(r)$ نیز به عنوان تابع نمایان‌کننده‌ی اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس است [۳۸].



شکل ۶: موقعیت قرارگیری کابل‌های جریان و پتانسیل بر روی سطح زمین. ds و ds به ترتیب المان‌های انتگرال‌گیری بر روی کابل‌های پتانسیل و جریان است. نشانه‌های A و B محل الکترودهای جریان و a و b محل الکترودهای پتانسیل را نشان می‌دهد. r فاصله‌ی بین المان‌های ds و ds و θ زاویه‌ی بین المان‌های یاد شده است. $\rho^*(Z)$ مقاومت ویژه‌ی مختلط زمین است.

در حالت نیم‌فضای همگن، وقتی نفوذپذیری مغناطیسی زیرسطحی برابر نفوذپذیری مغناطیسی فضای آزاد باشد ($\mu_0 = \mu_1$) و تمام فواصل در مقایسه با طول موج‌های فضای آزاد کوچک باشد، به طوری که جریان جابجایی در هوا قابل چشم‌پوشی باشد ($k_0 \rightarrow 0$)، که در آن $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$ ، توابع P و Q به صورت زیر ساده می‌شوند [۱۲]:

$$P(r) = \frac{-i\omega\mu_0}{2\pi k_1^2 r^3} \left[1 - (1 + ik_1 r) e^{-ik_1 r} \right] \quad (41)$$

$$Q(r) = \frac{-i\omega\mu_0}{2\pi k_1^2 r^3} \quad (42)$$

$$k_1^2 = -i\omega\mu_0(\sigma_1 + i\omega\epsilon_1) \quad (43)$$

در معادلات بالا k_1 همان عدد موج یا ضریب انتشار نیم‌فضای همگن و σ_1 رسانندگی زمین است.

۳-۴- تأثیر پارامترهای آرایه‌ی الکتروودی و مقاومت ویژه‌ی الکتریکی زیرسطحی بر پاسخ امپدانس متقابل

به منظور شناخت چگونگی تأثیر اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس بر پاسخ امپدانس متقابل داده‌های قطبش القایی طیفی، پاسخ‌های فاز و درصد اثر فرکانس برای یک مدل نیم‌فضای همگن حقیقی (عدم وجود قطبش القایی؛ در این حالت پارامترهای ذاتی مدل کول-کول یعنی بارپذیری، ثابت فرکانسی و ثابت زمانی همگی صفر هستند) محاسبه شد. شکل ۷ طیف فاز امپدانس متقابل، حاصل از برداشت قطبش القایی طیفی، با آرایه‌ی الکتروودی دوقطبی-دوقطبی خطی بر روی یک نیم‌فضای همگن قطبش ناپذیر محاسبه شده با استفاده از نرم‌افزار *CR1Dmod* را نشان می‌دهد.

شکل ۷-الف نشان می‌دهد که، مقدار اختلاف فاز با افزایش طول دوقطبی‌های برداشت و همچنین افزایش فاصله‌ی این دوقطبی‌ها از یکدیگر افزایش خواهد یافت. دو نقطه انتهایی کابل‌های متصل به زمین، انتقال دهنده جریان گالوانیک به زمین بوده و کابل جریان به عنوان منبع القایی عمل می‌کند. بنابراین با افزایش طول دوقطبی برداشت، شدت منبع القایی افزایش می‌یابد و باعث افزایش اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس می‌شود. از این امر می‌توان نتیجه‌گیری کرد که اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس برای آرایه‌های الکتروودی قطبی-دوقطبی و قطبی-قطبی در مقایسه با آرایه‌ی الکتروودی دوقطبی-دوقطبی به مراتب بزرگ‌تر خواهد بود؛ زیرا طول کابل‌های متصل به زمین بلندتر است [۱۲]. شکل‌های ۷-ب و ۷-ج نشان می‌دهند که اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس با افزایش فرکانس جریان تحریک و رسانندگی حقیقی نیم‌فضای همگن زیرسطحی افزایش خواهد یافت. در صورتی که این مقادیر بزرگ فاز، ناشی از اثرات جفت‌شدگی الکترومغناطیس از داده‌های قطبش القایی حذف نشده و یا در نظر گرفته نشوند، به عنوان اثرات قطبش القایی خالص (*IP*) تفسیر خواهند شد.

۳-۵- تأثیر چیدمان کابل جریان آرایه‌های الکتروودی بر پاسخ امپدانس متقابل برداشت قطبش القایی طیفی

همان‌طور که در بخش قبل ذکر شد، اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس بر پاسخ کل (امپدانس متقابل) برداشت قطبش القایی طیفی با افزایش طول کابل‌های جریان،

$$G(z) = e^{-z} \left(\frac{1}{z} - 1 \right) + z Ei(z)$$

$$Ei(z) = \int_z^{\infty} \frac{e^{-v}}{v} dv \quad (50)$$

$$\gamma = \sqrt{i\omega\mu_0 / \rho^*}$$

در فرکانس‌های پایین تابع $G(z)$ به سمت $1 - \frac{1}{z}$ میل می‌کند. در این حالت امپدانس متقابل به صورت زیر به دست می‌آید:

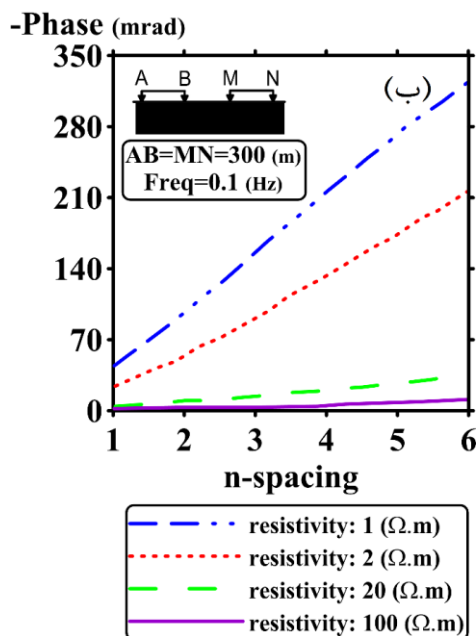
$$Z_0 = \frac{\rho_0}{\pi a(N+2)(N+1)N} \quad (51)$$

معادله (۵۱) رابطه شناخته شده‌ی بین مقاومت ویژه‌ی ظاهری و مقاومت الکتریکی در برداشت‌های جریان مستقیم (*DC*) و عبارت مخرج، فاکتور هندسی آرایه‌ی الکتروودی دوقطبی-دوقطبی است. ویت و گروسکا (۱۹۸۶)، برای جریان الکتریکی تزریقی با فرکانس‌های به اندازه‌ی کافی کوچک، رابطه‌ی مقاومت ویژه‌ی مختلط را به صورت زیر نوشت:

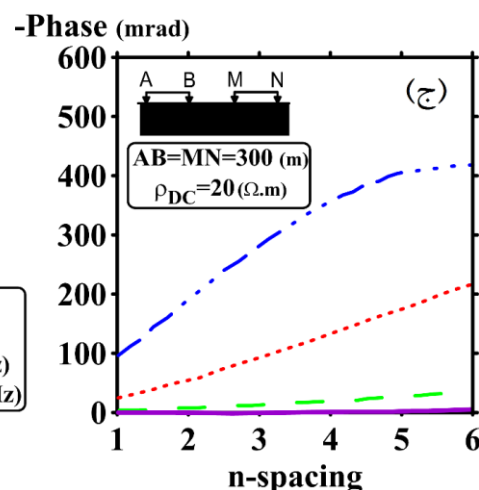
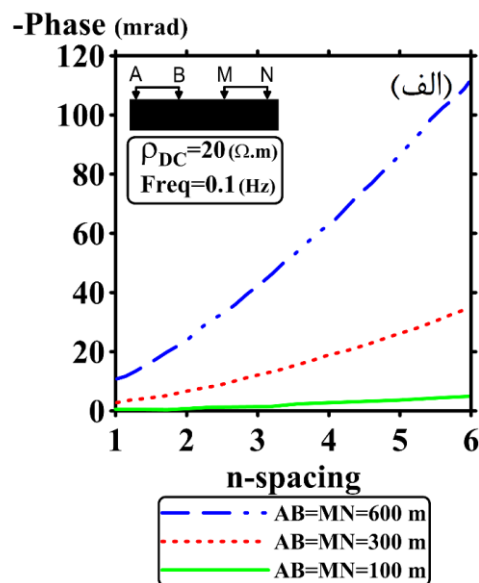
$$\rho_a(\omega) = Z(\omega)(\pi a(N+2)(N+1)N) \quad (52)$$

در معادله‌ی فوق $Z(\omega)$ برابر با امپدانس متقابل برداشت شده است. اینجمن نیلسن و بومگارتنر (۲۰۰۶) نرم‌افزار *CR1Dmod* را که قادر به مدل‌سازی پیش‌رو داده‌های قطبش القایی طیفی با در نظر گرفتن اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس است را برای زمین لایه‌ای تهیه نمودند. این نرم‌افزار امکان تعیین تعداد لایه‌های زیرسطحی، تعیین آرایه‌ی الکتروودی و نحوه قرارگیری کابل‌ها بر روی زمین را در اختیار کاربر می‌گذارد. در نهایت طیف دامنه و فاز را بر اساس تبدیلات هنکل با استفاده از فیلترهای دیجیتال و انتگرال‌های عددی کاربردی توابع بسط محاسبه می‌نماید [۱۹]. پاسخ امپدانس متقابل حاصل از انجام یک برداشت قطبش القایی طیفی بر اساس حل معادله‌ی سوند (۱۹۴۱) محاسبه می‌شود [۳۹]. رابط گرافیکی این نرم‌افزار به گونه‌ای طراحی شده است که در محیط یک بعدی، می‌توان مدل مقاومت ویژه‌ی مختلط زیرسطحی را به سادگی طراحی کرده و پارامترهای آن را کنترل نمود.

جفت‌شدگی الکترومغناطیس بزرگ حاصل از آن به طور عملی در حین برداشت با دور کردن کابل جریان از محلی که جریان گالوانیک به زمین تزریق می‌شود (دو نقطه‌ای انتهایی کابل‌های جریان)، توسط نویسندگان مقاله مورد توجه قرار گرفت. در این قسمت به بررسی تأثیر چیدمان کابل جریان آرایه‌ی الکترودی بر پاسخ امپدانس متقابل در برداشت‌های قطبش القایی طیفی بر روی نیم‌فضای همگن قطبش‌ناپذیر پرداخته می‌شود.



افزایش می‌یابد. به همین دلیل برداشت قطبش القایی طیفی به طور عمده با آرایه‌ی الکترودی دوقطبی-دوقطبی انجام شده و استفاده از سایر آرایه‌های الکترودی به دلیل افزایش اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس بر امپدانس متقابل مرسوم نیست. به هر حال آرایه‌های الکترودی دیگر مانند شولمبرژر دارای نسبت سیگنال به نوفه بزرگ‌تری نسبت به آرایه‌ی الکترودی دوقطبی-دوقطبی است. ایده‌ی استفاده از مزیت آرایه‌های الکترودی با نسبت سیگنال به نوفه‌ی بزرگتر (و در نتیجه دستیابی به عمق بیش‌تر) و کاهش اثر

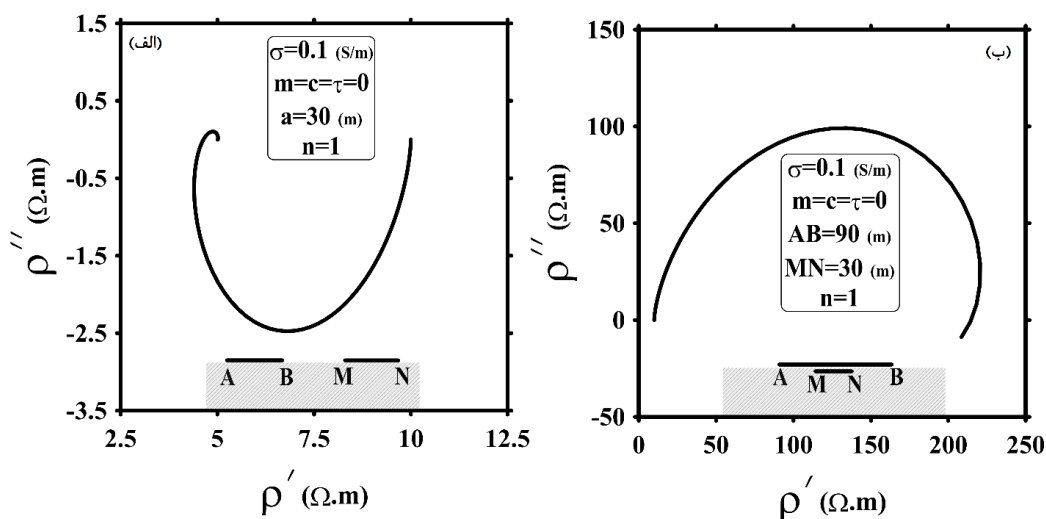


شکل ۷: بررسی میزان تأثیرگذاری: (الف) طول قطب‌ها و فاصله‌ی بین قطب‌های برداشت؛ (ب) رسانایی حقیقی؛ (ج) فرکانس جریان تحریک بر اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس بر امپدانس متقابل یک برداشت قطبش القایی طیفی بر روی یک نیم‌فضای حقیقی همگن [۱۵].

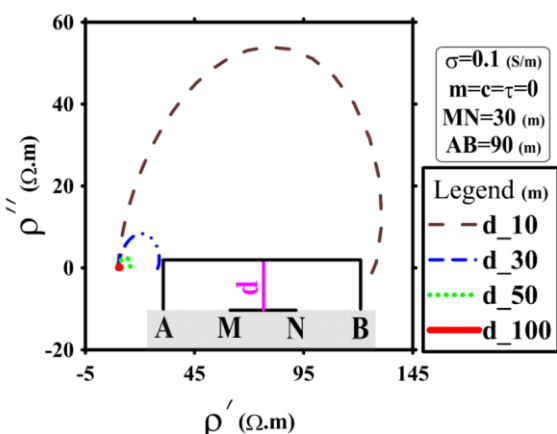
با استفاده از آرایه‌های الکترودی نظیر آرایه‌ی الکترودی شولمبرژر انجام داد و اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس را کاهش داد.

در این مطالعه با آرایه‌های مثال‌هایی با استفاده از نرم‌افزار *CR1Dmod* نشان داده می‌شود که با انتخاب چیدمان بهینه کابل جریان، می‌توان برداشت قطبش القایی طیفی را

اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس بر پاسخ کل (امپدانس متقابل) برداشت قطبش القایی طیفی، وقتی آرایه‌ی الکترودی دوقطبی-دوقطبی خطی برای انجام برداشت انتخاب می‌شود در مقایسه با اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس بر امپدانس متقابل، وقتی آرایه‌ی الکترودی شولمبرژر خطی انتخاب می‌شود، به مراتب کمتر است. بنابراین آرایه‌ی الکترودی دوقطبی-دوقطبی حتی با داشتن نسبت سیگنال به نوفه‌ی پایین‌تر نسبت به آرایه‌ی الکترودی شولمبرژر خطی برای انجام برداشت قطبش القایی طیفی ترجیح دارد.



شکل ۸: نمودار نایکویست امپدانس متقابل برداشت قطبش القایی طیفی بر روی یک نیم‌فضای همگن قطبش‌ناپذیر با استفاده از آرایه‌ی الکترودی (الف) دوقطبی-دوقطبی خطی و (ب) شولمبرژر خطی. پارامترهای نیم‌فضا و آرایه‌های الکترودی بر روی شکل نشان داده شده‌اند.



شکل ۹: نمودارهای نایکویست امپدانس متقابل برداشت قطبش القایی طیفی بر روی یک نیم‌فضای همگن قطبش‌ناپذیر با مقاومت ویژه الکتریکی ۱۰ اهم متر با استفاده از آرایه‌ی الکترودی شولمبرژر با چیدمان مستطیلی کابل جریان.

شکل ۸، نمودارهای نایکویست امپدانس متقابل برداشت قطبش القایی طیفی بر روی یک نیم‌فضای همگن قطبش‌ناپذیر با مقاومت ویژه الکتریکی ۱۰ اهم متر را نشان می‌دهد. در این مثال برداشت با آرایه‌ی الکترودی دوقطبی-دوقطبی ($n=1$ و $a=30$ m) و آرایه‌ی الکترودی شولمبرژر ($AB=90$ m و $MN=30$ m) مقایسه شده است. یادآوری می‌شود که در صورت عدم وجود جفت‌شدگی الکترومغناطیس، پاسخ امپدانس متقابل در هر دو حالت شامل نقطه‌ای با مختصات $\rho' = 10 \Omega m$ و $\rho'' = 0 \Omega m$ در نمودار نایکویست است. این نمودارها نشان می‌دهند که

شکل ۹، نمودار نایکویست امپدانس متقابل برداشت قطبش القایی طیفی بر روی همان نیم‌فضای مثال ارائه شده در شکل ۸ (مقاومت ویژه الکتریکی ۱۰ اهم متر) را نشان می‌دهد. در این مثال از همان آرایه‌ی الکترودی شولمبرژر ارائه شده در شکل ۸-ب استفاده شده است با این تفاوت که کابل جریان به فاصله d در راستای عمود بر امتداد AB جابجا می‌شود. همان‌طور که در شکل ۹ نشان داده شده است، با افزایش فاصله‌ی d ، جفت‌شدگی الکترومغناطیس به شدت کاهش می‌یابد. این شکل به خوبی نشان می‌دهد که امکان کاهش جفت‌شدگی به طور عملی طی برداشت قطبش القایی وجود دارد.

۴- بحث و نتیجه‌گیری

کابل جریان در آرایه الکترودی شولمبرژر، می‌تواند زمینه‌ی استفاده از این آرایه‌ها با نسبت بالای سیگنال به نوفه را فراهم کند. همچنین اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس با افزایش فرکانس جریان تحریک و رسانندگی افزایش خواهد یافت.

مراجع

- [1] Pelton, W. H., Ward, S. H., Hallof, P. G., Sill, W. R. and Nelson, P. H., 1978, Mineral discrimination and removal of inductive coupling with multi-frequency IP, *Geophysics*, 43(3), 588-609.
- [2] Luo, Y., and Zhang, G., 1998, Theory and Application of Spectral Induced Polarization, *Geophysical Monograph Series*.
- [3] Klein, J. D., and Sill, W. R., 1982, Electrical Properties of Artificial Clay-bearing Sandstone, *Geophysics*, 47, 11, 1593-1605.
- [4] Kemna, A., Binley, A. and Slater, L., 2004, Crosshole IP imaging for engineering and environmental applications, *Geophysics*, 69, 97-107.
- [5] Binley, A., Slater, L. D., Fukes, M. and Cassiani, G., 2005, Relationship between spectral induced polarization and hydraulic properties of saturated and unsaturated sandstone, *Water Resources Research*, 41, W12417.
- [6] Attwa, M., and T. Günther, 2013, Spectral induced polarization measurements for environmental purposes and predicting the hydraulic conductivity in sandy aquifers: *Hydrology and Earth System Sciences*, 10, 5315-5354, doi: 10.5194/hessd-10-5315-2013.
- [7] Vanhala, H., 1997a, Laboratory and field studies of environmental and exploration applications of the spectral induced polarization (SIP) method, PhD thesis, Geological survey of Finland.
- [8] Vanhala, H., 1997b, Mapping Oil-Contaminated Sand and Till with the Spectral Induced Polarization (SIP) method, *Geophysical Prospecting*, 45, 303-326.
- [9] Abdel Aal, G. Z., Slater, L. D. and Atekwana, E.A., 2006, Induced-polarization measurements on unconsolidated sediments from a site of active hydrocarbon biodegradation, *Geophysics*, 71(2), P. H13-H24.
- [10] Revil, A., M. Schmutz, and M. Batzle, 2011, Influence of oil wettability upon spectral induced polarization of oil-bearing sands: *Geophysics*, 76, no. 5, A31-A36, doi: 10.1190/geo2011-0006.1.

با توجه به افزایش کاربردهای روش قطبش القایی طیفی در سال‌های اخیر، بررسی و یافتن راه‌حل برای محدودیت‌های آن ضروری به نظر می‌رسد. به دلیل این‌که در این روش از سیگنال جریان متغیر با زمان (در محدوده فرکانس‌هایی که منجر به القاء الکترومغناطیس بین کابل جریان، زمین و کابل پتانسیل می‌گردد) استفاده می‌شود، جفت‌شدگی الکترومغناطیس بین زمین و کابل‌های جریان و پتانسیل اتفاق می‌افتد و پاسخ الکتریک زمین (جریان گالوانیک) را تحت تاثیر قرار می‌دهد. به همین دلیل محاسبه‌ی پاسخ امپدانس متقابل زمین و جدایش پاسخ الکتریک و الکترومغناطیس زمین ضروری به نظر می‌رسد. جفت‌شدگی الکترومغناطیس یک مشکل اساسی و پرسابقه در تفسیر داده‌های قطبش القایی طیفی است؛ زیرا حل مسأله‌ی جفت‌شدگی الکترومغناطیس پیچیده است و برای محاسبه‌ی پاسخ کل (امپدانس متقابل) نیاز به مقدار مقاومت ویژه‌ی الکتریکی مختلط زیرسطحی است و از طرف دیگر هدف نهایی از اندازه‌گیری امپدانس متقابل نیز، به دست آوردن مقاومت ویژه‌ی الکتریکی مختلط زیرسطحی می‌باشد. در این صورت دو راه‌حل برای حل این مشکل پیش‌رو وجود دارد: ۱) مدل‌سازی اثرات جفت‌شدگی الکترومغناطیس و قطبش القایی به طور همزمان با محاسبه امپدانس متقابل و نهایتاً وارون‌سازی داده‌های امپدانس متقابل بدست آمده از برداشت قطبش القایی با استفاده از این مدل‌های پیش‌رو. ۲) حذف پاسخ جفت‌شدگی الکترومغناطیس از داده‌های قطبش القایی با استفاده از فرض‌های ساده‌سازی که ممکن است پاسخ قطبش القایی به دست آمده با واقعیت همخوانی کامل نداشته باشد.

پاسخ جفت‌شدگی الکترومغناطیس با افزایش طول دوقطبی‌های برداشت و همچنین افزایش فاصله‌ی این دوقطبی‌ها افزایش خواهد یافت. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت، اثر جفت‌شدگی الکترومغناطیس برای آرایه‌های الکترودی قطبی-دوقطبی، قطبی-قطبی و شولمبرژر خطی در مقایسه با آرایه‌ی الکترودی دوقطبی-دوقطبی خطی به مراتب بزرگ‌تر خواهد بود و لذا دور کردن کابل جریان از محدوده‌ی اندازه‌گیری جریان گالوانیک (نقاط جریان)، برای مثال استفاده از چیدمان‌هایی نظیر چیدمان مستطیلی برای

- [25] Millett, F. B., 1967, Electromagnetic coupling of collinear dipoles on a uniform half-space, in *Mining geophysics*, v. 2: Tulsa, SEG.
- [26] Morrison, H. F., Phillips, R. J., and O'Brien, D.P., 1969, Quantitative interpretation of transient electromagnetic fields over a layered half-space: *Geophys. Prosp.*, v. 17, p. 82.
- [27] Cooley, J. M., and Tukey, J. M., 1965, An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series: *Math. of Comput.*, v. 19, p. 297.
- [28] Van Voorhis, G. D., Nelson, P. H. and Drake, T. L., 1973, Complex resistivity spectra of porphyry copper mineralization, *Geophysics*, 38, 49–60.
- [29] Cole, K. S., and Cole, R.H., 1941, Dispersion and Absorption in Dielectrics, *J. Chem. Phys.*, 9, 341-351.
- [30] Marshall, D. J., and Madden, T. R., 1959, Induced polarization -A study of its causes, *Geophysics*, 24, 790–816.
- [31] Madden, T. R. and Cantwell, T., 1967, Induced polarization, a review, in Sumner, J. S., ed., *Mining geophysics*, vol. II: SEG, 373–400.
- [32] Pelton, W. H., HALLOFP, .G. and SMITHR, .J. 1972, Parameters to describe second order IP effects in the frequency domain, *McPhar Geophysics Ltd*, Toronto.
- [33] KAY, A.E. 1981, The effects of low temperature on the induced polarization response of Mississippi Valley-type ore samples, MSc thesis, University of Calgary.
- [34] KAY, A .E. and DUCKWORTKH., 1983, The effect of permafrost on the IP response of lead zinc ores, *Journal of the Canadian Society of Exploration Geophysicists* 19, 75-83.
- [35] Major, J. & Silic, J, 1981. Restrictions on the use of Cole-Cole dispersion models in complex resistivity interpretation, *Geophysics*, 46, 916–931.
- [36] Hallof, P.G. & Pelton, H., 1980. Spectral IP survey of Hura deposit (line 50 800 N) Cobar, NSW. In the *Geophysics of the Elura Orebody*, Cobar, New South Wales (ed. D.W. Emerson). The Australian Society of Exploration Geophysicists (ASEG), Australia, 54-58.
- [37] Ingeman-Nielsen, T. and Baumgartner, F., 2006a, Numerical modeling of complex resistivity effects on a homogenous half-space at low frequencies, *Geophysical Prospecting*, 54, 261-271.
- [38] Ghorbani, A., Camerlynck, C., Florsch, N., CR1Dinv: A Matlab program to invert 1D Spectral Induced Polarization data for Cole-Cole model include electromagnetic effects, Submitted for *Computers and Geosciences*, Feb. 2007.
- [11] Brown, R.J., 1985. EM coupling in multi-frequency IP and a generalization of the Cole-Cole impedance model, *Geophys. Prospect*, 33, 282–302.
- [12] Dey, A., and H. F. Morrison, 1973, EM coupling in frequency and time-domain induced-polarization surveys over a multilayered Earth: *Geophysics*, 38, 380–405, doi: 10.1190/1.1440348.
- [13] Wait, J. R. and Gruszka, T. P., 1986, On electromagnetic coupling removal from induced polarization surveys. *Geo-exploration* 24, 21–27.
- [14] Schmutz. M, Ghorbani. A, Vaudelet. P, Blondel. A, 2014, Cable arrangement to reduce electromagnetic coupling effects in spectral-induced polarization studies, *GEOPHYSICS*, VOL. 79, NO. 2.
- [15] Routh, P.S. and Oldenburg, D.W., 2001, Electromagnetic coupling in frequency-domain induced polarization data: A method for removal, *Geophysical Journal International*, Vol. 145, pg59-76.
- [16] Katsube, T.J., Collett, L.S., 1973. Electrical characteristic differentiation of sulphide minerals by laboratory techniques. *Geophysics* 38, 1207.
- [17] Wynn, J.C. and Zonge, K.L., 1977, Electromagnetic coupling, *Geophysical prospecting*, 25, 29-51.
- [18] Gasperikova, E., Morrison, H.F., 2001. Mapping of induced polarization using natural fields. *Geophysics* 66, 137–147.
- [19] Ingeman-Nielsen, T. and Baumgartner, F., 2006b, CR1Dmod: A Matlab program to model 1D complex resistivity effects in electrical and EM surveys, *Computers and Geosciences*, 32, 1411–1419.
- [20] Foster, R. N., 1933, Mutual impedance of grounded wires lying on or above the surface of the earth: *Bell System Tech. J.*, v. 12.
- [21] Riordan, J., and Sunde, E. D., 1933, Mutual impedance of grounded wires for stratified two-layer earth: *Bell System Tech. J.*, v. 12.
- [22] Hohmann, G. W., 1970, Electromagnetic coupling between grounded wires at the surface of a two-layer earth: personal communication.
- [23] Bhattacharyya, B. K., 1957, Propagation of an electric pulse through a homogeneous and isotropic medium *Geophysics*, v. 22, p. 905.
- [24] Wait, J. R., 1951, The magnetic dipole over the horizontally stratified earth: *Can. J. of Physics*, v. 29, p. 577.

- [39] Sunde, E. .D. 1949, Earth Conduction Effects in Transmission Systems, Van Nostrand, NewYork.
- [40] Dey, A., and Ward, S. H., 1970, Inductive sounding of a layered earth with a horizontal magnetic dipole: Geophysics, v. 35, p. 660.
- [41] Dey .A., Morrison, H. F., and Ward, S. H., 1970, Electric fields from a horizontal electric dipole situated above a layered lunar half-space: Final Rep. NASA Contract NAS2-5078, Space Sciences Laboratory Series 11, Issue 21.
- [42] Wait, J. R., 1966, Fields of a horizontal dipole over a stratified anisotropic half-space: IEEE transactions on Antenna and Propagation, AP.14, p. 790.
- [43] Sunde E.D. 1968. Earth Conduction Effects in Transmission Systems. Dover Publications, Inc.