

## مدل‌سازی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ناشی از حرکت جسم شناور در دریا

محمدامیر فلاح<sup>۱\*</sup>، حبیب اله عبیری<sup>۲</sup>

۱- گروه برق، دانشکده مهندسی، دانشگاه پیام نور مرکز شیراز، پست الکترونیکی: [mfallah@shirazu.ac.ir](mailto:mfallah@shirazu.ac.ir)

۲- گروه مخابرات و الکترونیک، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه شیراز، پست الکترونیکی: [abirii@shirazu.ac.ir](mailto:abirii@shirazu.ac.ir)

تاریخ پذیرش: ۹۲/۳/۶

\* نویسنده مسوول

تاریخ دریافت: ۹۱/۹/۱۹

© نشریه علمی - پژوهشی اقیانوس‌شناسی ۱۳۹۲، تمامی حقوق این اثر متعلق به نشریه اقیانوس‌شناسی است.

### چکیده

حرکت جسم شناور در دریا باعث القای یک بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در میدان مغناطیسی زمین می‌گردد. در این مطالعه یک مدل ریاضی جهت بررسی تغییرات این بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در آب‌های با عمق محدود ارائه می‌شود که رابطه‌ی این بی‌هنجاری را با پارامترهای محیطی و فیزیک جسم شناور بیان می‌کند. آنالیز فرکانسی روی مدل ریاضی مذکور، نشان می‌دهد که بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ناشی از حرکت جسم شناور، دارای مولفه‌های فرکانسی خاصی است که آن را از نویز محیطی و میدان‌های الکترومغناطیسی ناشی از سایر امواج محیط دریا قابل تفکیک می‌کند. شبیه‌سازی برای یک شناور معمولی در دریا با عمق‌های مختلف نشان می‌دهد که همیشه فاصله‌ی بهینه‌ای از سطح آب وجود دارد که با قرار دادن حسگر مغناطیسی در آن فاصله، بیشترین دامنه بی‌هنجاری ژئومغناطیسی قابل دریافت است. در این مقاله نشان داده می‌شود که این عمق بهینه به عمق آب دریا نیز وابسته است. به علاوه اثبات می‌شود که با افزایش سرعت شناور، دامنه‌ی بی‌هنجاری فوق بیشتر شده و با کاهش سرعت شناور، کاهش می‌یابد.

کلمات کلیدی: بی‌هنجاری ژئومغناطیسی، مدل‌سازی، شناور، حسگر مغناطیسی، آب‌های با عمق محدود.

### ۱. مقدمه

زیردریائی‌هایی با سکوت آکوستیکی بالا، این روند رو به کاهش گذاشته است. از یک سو با پیشرفت‌های چشم‌گیر در بالا بردن حساسیت حسگرهای مغناطیسی تا حدود

$$100 \frac{fT}{m} \cdot \sqrt{Hz}$$

روند دورسنجی در دریا به سمت استفاده از امواج الکترومغناطیسی سوق یافته است (Kawai et al., 1999; Mizutani and Kobayashi, 2012; Han et al., 2012). تغییرات سرعت سیال به واسطه‌ی حرکت یک جسم شناور در آن باعث ایجاد دنباله‌ای از اغتشاشات سیال در پشت جسم می‌گردد که به آن رد هیدرودینامیکی (hydrodynamic wake) می‌گویند

پی بردن به حضور جسم در دریا از فواصل دور از دیر باز از مسایل مورد علاقه‌ی بشر بوده است. حرکت یک شناور در آب باعث ایجاد تغییراتی در محیط طبیعی پیرامون می‌گردد که با بررسی آن و بدون دیدن خود شناور، می‌توان به وجود آن پی برد. هرچه فاصله‌ی اثرگذاری این تغییرات در آب بیشتر باشد و رد پای حرکت شناور در فواصل دورتری قابل مشاهده باشند، کشف حضور شناور آسان‌تر است. گوش دادن به تغییرات صوتی محیط ناشی از حرکت شناورها از قدیمی‌ترین راه‌های تشخیص حضور یک شناور دریایی است. اما به تدریج و با پیشرفت کشتی‌ها و

می‌کند. در این‌جا علاقه‌ی اصلی به اغتشاشات تولید شده در فاصله زیاد از شناور بوده و رژیم مد نظر، رژیم میدان دور است که به امواج کلونین معروفند (Newman, 1977; Gu and Phillips, 1988). تابع پتانسیل سرعت سیال را که ناشی از حرکت جسم شناور با سرعت یکنواخت  $V$  بوده و متناظر با جبهه‌ی موج با زاویه  $\theta$  نسبت به محور  $x$  است می‌توان به شکل زیر نوشت (Newman, 1977):

$$\phi(x, y, z, t, \theta) = \frac{A_\theta g \cosh k_0(z+d)}{\omega_0 \cosh k_0 d} e^{-i(\omega_0 t + k_0 x \cos \theta + k_0 y \sin \theta)} \quad (1)$$

که در آن  $g$  شتاب جاذبه و  $d$  عمق دریا است. عدد موج ظاهری  $k_0$  از رابطه پراکنش غیر خطی زیر محاسبه می‌شود:

$$k_0 \tanh k_0 d = \omega_0^2 / g \quad (2 \text{ الف})$$

که رابطه زیر، رابطه‌ی داپلر است:

$$\omega_0 = k_0 V \cos \theta \quad (2 \text{ ب})$$

ضریب  $A_\theta$  نیز از رابطه‌ی زیر محاسبه می‌گردد (Kostyukov, 1968):

$$A_\theta = \frac{2 \omega_0 g}{\cos^3 \theta \pi V^3} \frac{e^{k_0 d} - e^{-k_0 d}}{e^{2k_0 d} - e^{-2k_0 d} - 4k_0 d} \kappa_\theta \quad (3)$$

که در آن تابع  $\kappa_\theta$  معروف به تابع کوشین<sup>۱</sup> بوده و به شکل زیر تعریف می‌شود (Kostyukov, 1968):

$$\kappa_\theta = \iint_s I_\kappa(x', y', z') e^{-ik_0(x' \cos \theta + y' \sin \theta)} \cosh k_0(z' + d) dx' dy' \quad (4)$$

که در آن  $s$  سطح مقطع خیس جسم شناور بوده و  $I_\kappa$  وابستگی تابع کوشین به پارامترهای فیزیکی شناور نظیر شکل را بیان می‌کند. در نهایت بردار سرعت سیال در اثر حرکت شناور را می‌توان از تابع پتانسیل محاسبه کرد:

$$\mathbf{U} = \nabla \phi \quad (5)$$

<sup>۱</sup> (Kochin)

(Newman, 1977; Gu and Phillips, 1988; Gilman et al., 2011). از سوی دیگر، آب دریا به‌طور طبیعی دارای رسانایی الکتریکی ضعیفی است. حرکت آب دریا به‌عنوان یک رسانا در میدان ژئومغناطیس، باعث القای یک بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ضعیف می‌گردد. در واقع رد هیدرودینامیکی در یک سیال رسانا نظیر آب دریا منجر به تولید یک بی‌هنجاری ژئومغناطیسی می‌گردد که خواصی شبیه به رد هیدرودینامیکی را دارا است (Madurasinghe, 1994). خصوصیت اصلی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ایجاد شده توسط شناور، بسط یافتن آن تا فواصل طولانی و تا مدت زیاد است که آن را ابزار مناسبی جهت تشخیص در دریا می‌سازد (Madurasinghe, 1994; Madurasinghe and Tuck, 1994). تاکنون مطالعات زیادی در مورد نحوه‌ی تشکیل این نوع بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در دریاها عمیق و ارتباط آن با شرایط محیطی و پارامترهای فیزیکی شناور انجام شده است (Madurasinghe, 1994; Madurasinghe and Tuck, 1994; Madurasinghe and Haack, 1994; Zou and Nehorai, 2000; Yaakobi et al., 2011). در این مقاله در ابتدا الگوی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ایجاد شده در آب‌های با عمق محدود نظیر خلیج فارس و نحوه تغییر آن با افزایش فاصله از شناور را ارائه می‌کنیم. الگوی طیفی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ارائه شده و نشان داده می‌شود که محتوای فرکانسی آن از محتوای فرکانسی نویز ژئومغناطیسی دریا قابل تشخیص است (Weaver, 1965; Sanford, 1971). در ادامه اثبات می‌کنیم که در یک فاصله افقی مشخص از شناور، می‌توان حسگر مغناطیسی را نسبت به سطح آب دریا در عمقی بهینه قرار داد که میزان بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در آن، بیشینه باشد. نشان می‌دهیم که این عمق بهینه به عمق آب دریا نیز وابسته خواهد بود و حسگر می‌تواند با قرار گرفتن در این عمق، میزان دامنه‌ی بیشتری از بی‌هنجاری را دریافت کند و در نهایت حضور شناور از فاصله دورتری قابل آشکارسازی باشد. در انتها نشان خواهیم داد شناور با سرعت بیشتر، قابلیت کشف از فاصله‌ی بیشتری را دارا است و برعکس.

## ۲. مبانی هیدرودینامیک

حرکت هر جسم شناور درون سیال در حالت کلی دو رژیم میدان نزدیک و میدان دور از بی‌هنجاری هیدرودینامیکی را ایجاد

### ۳. مبانی ژئومغناطیس

حل هارمونیک تک مولفه‌ای بی‌هنجاری ژئومغناطیسی به شکل زیر خواهد بود:

(۸)

$$\mathbf{h}(\theta, z) = \mathbf{h}^a(\theta)e^{-\beta_a z} \tau(z) + \mathbf{h}^s(\theta)e^{\beta_s(z+d)} \tau(-z-d) + [\mathbf{h}_w^+(\theta)e^{\beta_w z} + \mathbf{h}_w^-(\theta)e^{-\beta_w z} + \mathbf{a}_w^+(\theta)e^{k_0 z} + \mathbf{a}_w^-(\theta)e^{-k_0 z}] \tau(z+d) \tau(-z)$$

که  $\tau(z)$  تابع پله‌ای واحد است و روابط زیر برقرار هستند:

$$\beta_a^2 = k_0^2 - \varepsilon_a \mu_a \omega_0^2, \quad \beta_w^2 = k_0^2 - \varepsilon_w \mu_w \omega_0^2 - i\sigma_w \mu_w \omega_0, \quad \beta_s^2 = k_0^2 - \varepsilon_s \mu_s \omega_0^2 - i\sigma_s \mu_s \omega_0 \quad (9)$$

(۱۰)

$$\mathbf{a}_w^+(\theta) = \frac{k_0 \sigma_w}{(k_0^2 - \sigma_w^2) e^{k_0 d} + e^{-k_0 d}} [i(\mathbf{B}_E \cdot \mathbf{r}) - (\mathbf{B}_E \cdot \mathbf{k})][i \cos \theta, i \sin \theta, 1]$$

(۱۱)

$$\mathbf{a}_w^-(\theta) = \frac{k_0 \sigma_w}{(k_0^2 - \sigma_w^2) e^{k_0 d} + e^{-k_0 d}} [i(\mathbf{B}_E \cdot \mathbf{r}) + (\mathbf{B}_E \cdot \mathbf{k})][i \cos \theta, i \sin \theta, -1]$$

تمام ضرایب مجهول در معادله‌ی ۸ با اعمال شرط مرزی پیوستگی میدان مغناطیسی در مرزهای سه محیط محاسبه می‌شوند. همان‌طور که از معادله‌ی ۸ دیده می‌شود جملات  $\mathbf{h}^a(\theta)e^{-\beta_a z}$  و  $\mathbf{h}^s(\theta)e^{\beta_s(z+d)}$  به ترتیب نشان‌گر حرکت موج سطحی در دو محیط هوا و بستر است اما در محیط آب این رفتار به شکل مجموع دو موج رونده در دو جهت مخالف است. در نهایت با اعمال قانون جمع آثار بر روی تمام مولفه‌های هارمونیک، بی‌هنجاری ژئومغناطیسی کل به صورت زیر خواهد بود:

(۱۲)

$$\mathbf{H}(x, y, z, t) = \Re e \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \mathbf{h}(\theta, z) A_\theta e^{-i(\omega_0 t + k_0 x \cos \theta + k_0 y \sin \theta)} d\theta$$

ناگفته پیداست که در صورتی که در معادلات فوق  $d \rightarrow \infty$  کلیه جواب‌ها به جواب معادلات در آب‌های عمیق میل می‌کند که معیار مناسبی جهت درستی سنجی است (Madurasinghe, 1994).

فرض ما بر این است که سطح سیال کاملاً صاف بوده و سیستم مختصات کارتزین به نحوی قرار گرفته باشد که محور  $z$  عمود بر سطح سیال بوده و ناحیه  $z > 0$  نیم صفحه بالایی سطح سیال باشد. جهت مثبت محور  $x$  در خلاف جهت حرکت جسم شناور قرار داشته و جهت محور  $y$  نیز از قانون دست راست تبعیت می‌کند. بردار  $(i, j, k)$  بردار واحد مختصات دکارتی است. میدان ژئومغناطیسی زمین  $\mathbf{B}_E$  در همه جا ثابت فرض شده و شناور در لحظه  $t = 0$  در مبدا قرار داشته و با سرعت یکنواخت  $V$  در جهت  $-x$  در حرکت است. این حرکت منجر به اغتشاش سیال با بردار سرعت  $U$  می‌گردد. محیط  $z > 0$  دارای ضریب دی‌الکتریک و نفوذپذیری مغناطیسی و ضریب رسانایی  $(\sigma_a, \varepsilon_a, \mu_a)$  است. محیط  $-d < z < 0$  دریای با عمق محدود دارای ضرایب  $(\sigma_w, \varepsilon_w, \mu_w)$  بوده و در نهایت  $z < -d$  محیط بستر با پارامترهای  $(\sigma_s, \varepsilon_s, \mu_s)$  خواهد بود. معادلات اصلی حاکم بر محیط ژئومغناطیسی سه لایه نامبرده همان معادلات ماکسول حاکم بر میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی  $\mathbf{B}, \mathbf{E}$  و قانون اهم در مورد حرکت یک هادی الکتریکی است. اگر چگالی شار الکتریکی را با  $\rho_e$  نمایش دهیم، معادلات ماکسول در سه محیط به شکل زیر خواهند بود:

(۶)

$$\nabla \times \mathbf{B} = \begin{cases} \mu_0 \varepsilon_a \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, & z > 0 & \text{a) air} \\ \mu_w \varepsilon_w \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_w \sigma_w (\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}_T) + \mu_w \rho_e \mathbf{U} + \mu_w (\varepsilon_w - \varepsilon_0) \nabla \times (\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}_T) \times \mathbf{U}, & -d < z < 0 & \text{b) fluid} \\ \mu_s \varepsilon_s \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_s \sigma_s \mathbf{E}, & z < -d & \text{c) soil} \end{cases}$$

که در آن  $\mathbf{B}_E$  میدان ژئومغناطیس و  $\mathbf{B}$  بی‌هنجاری ژئومغناطیسی را نشان داده و  $\mathbf{B}_T = \mathbf{B} + \mathbf{B}_E$  است و از آنجا که بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ایجاد شده از نظر دامنه بسیار کوچک‌تر از اندازه‌ی میدان ژئومغناطیسی است، می‌توان با تقریب بسیار خوب  $\mathbf{B}_T \approx \mathbf{B}_E$  را نوشت. برای حل معادلات فوق می‌بایست به طبیعت هارمونیک  $\emptyset$  در معادله‌ی ۱ و در نتیجه رفتار هارمونیک  $\mathbf{B}, \mathbf{E}, \mathbf{U}$  نیز توجه کرد. در واقع میدان‌های هارمونیک الکتریکی و مغناطیسی را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\mathbf{H} = \mathbf{h}(\theta, z) e^{-i(\omega_0 t + k_0 x \cos \theta + k_0 y \sin \theta)} \quad (7)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}(\theta, z) e^{-i(\omega_0 t + k_0 x \cos \theta + k_0 y \sin \theta)}$$

#### ۴. آنالیز طیفی جهت تشخیص الگوی بی‌هنجاری

جهت بررسی دقیق‌تر و نشان دادن توانایی تشخیص الگوی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی از نویز محیطی دریا، خصوصیات بی‌هنجاری را در حوزه فرکانسی فوریه دنبال می‌کنیم. بی‌هنجاری ژئومغناطیسی که توسط یک حسگر مغناطیسی در نقطه  $(x_d, y_d, z_d)$  حس می‌شود،  $H(x_d, y_d, z_d, t)$  است که توسط معادله‌ی ۱۲ نشان داده شد. این بی‌هنجاری در حوزه طیفی به صورت زیر نمایش داده می‌شود (Lighthill, 1960):

$$\hat{h}(f) = \left[ \int_0^t H(x_d, y_d, z_d, t) e^{-i(2\pi f)t} dt \right] = \frac{h(\theta_0, z_d) A(\theta_0) e^{-\beta_a z_d} e^{-i\theta_0(\theta_0)}}{|\theta'(\theta_0)|} \quad (13)$$

که در آن

$$\phi_0(\theta) = k_0(\theta)(x_0 \cos \theta + y_0 \cos \theta) \quad (14)$$

$$\phi(\theta) = \frac{-k_0(\theta) V \sin \theta}{2\pi \cos^2 \theta} \quad (15)$$

که  $\theta_0$  ریشه‌ی معادله‌ی  $|\phi(\theta)| = f$  خواهد بود. همان‌طور که از معادله‌ی ۱۳ دیده می‌شود طیف فرکانسی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در مواردی که  $|\theta'(\theta_0)| \rightarrow 0$  میل می‌کند، دارای نقطه‌ی (فرکانس) ویژه است و دامنه طیفی در این نقطه (فرکانس) یک پیک بزرگ خواهد داشت که آن را از نویز محیطی متمایز می‌کند. بنابراین با داشتن تغییرات زمانی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی و بردن آن به حوزه طیفی می‌توان با داشتن یک پیک فرکانسی به وجود شناور در حال حرکت در دریا یا زیر دریا پی برد.

#### ۵. یافتن عمق بهینه

نکته مهمی که در اینجا مطرح است آن است که تا حد ممکن بتوان حسگر را در شرایطی قرار داد که بیشترین میزان دامنه بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ایجاد شده را حس کند و در نهایت درحوزه فرکانس، احتمال آشکارسازی شناور را بالا ببرد. همان‌طور که در قسمت‌های پیشین بحث شد، بی‌هنجاری

ژئومغناطیسی در سه محیط هوا، آب و بستر خود را نشان می‌دهد. اولین سوالی که در این‌جا مطرح هست این است که حسگر مغناطیسی در کدام محیط قرار بگیرد که بیشترین میزان دامنه بی‌هنجاری را حس کند؟

با نگاه به معادله‌ی ۱۲ پیداست که تغییرات دامنه بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در جهات افقی  $x, y$  به شکل همساز (هارمونیک) بوده و با دور شدن شناور از حسگر کاهش می‌یابد. بدیهی است که با توجه به ثابت بودن حسگر (در سه جهت  $x, y, z$ )، فاصله‌ی افقی شناور از حسگر (در جهت‌های  $x, y$ ) کاملاً وابسته به مکان شناور است و از سامانه‌ی اندازه‌گیری مستقل است. بنابراین تنها پارامتر مکانی قابل دسترس و تاثیرگذار، فاصله‌ی عمودی حسگر از سطح آب ( $z$ ) است. از سوی دیگر در معادله‌ی ۱۲ تنها تابع متغیر با  $z$  تابع  $h(\theta, z)$  است که توسط معادله‌ی ۸ تعیین می‌شود. همان‌طور که از رابطه‌ی ۸ پیداست، دامنه بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در محیط هوا به شکل نمایی به صورت  $h^a(\theta) e^{-\beta_a z}$  با افزایش ارتفاع کاهش یافته و در محیط بستر نیز به صورت  $h^s(\theta) e^{\beta_s(z+d)}$  با افزایش عمق کوچک‌تر می‌گردد. اما در محیط آب دریا تغییرات دامنه بی‌هنجاری ژئومغناطیسی رفتار یکنوا نداشته و به شکل مجموع دو موج رونده در دو جهت مخالف با ضرایب انتشار  $\beta_w$  و  $-\beta_w$  است و انتظار می‌رود که یک بیشینه محلی داشته و قبل و بعد از آن با افزایش یا کاهش عمق دچار افت گردد. بنابراین عمق بهینه را می‌توان در محدوده  $0 < z < -d$  به روش زیر محاسبه کرد:

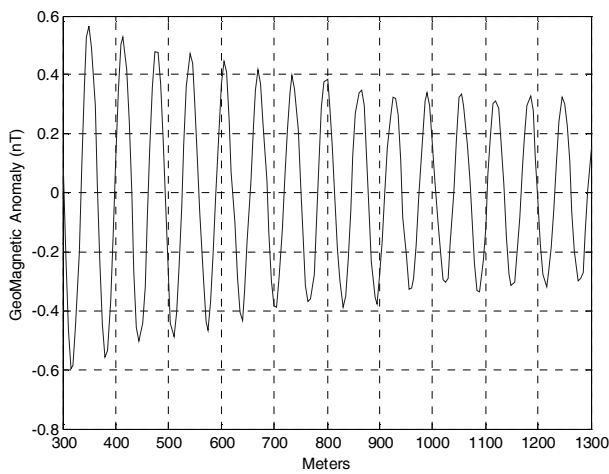
$$\frac{\partial H(x, y, z, t)}{\partial z} = 0 \Rightarrow z_{opt} = (z_{opt_x}, z_{opt_y}, z_{opt_z}) \quad (16)$$

از آنجا که معادله‌ی ۱۶ برداری است برای هر کدام از مولفه‌های  $(H_x, H_y, H_z)$  یک  $z_{opt}$  به دست می‌آید که بسته به مولفه‌ی مورد نظر جهت آشکارسازی، حسگر باید جهت دریافت بیشینه بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در این عمق بهینه نصب گردد.

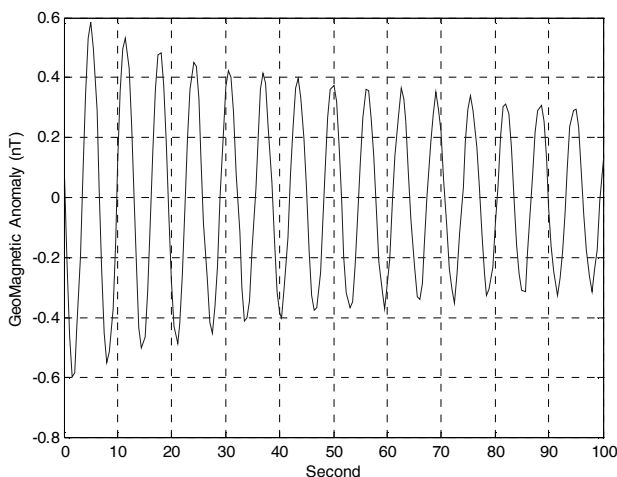
#### ۶. شبیه‌سازی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی

در این بخش با استفاده از روابط ارائه شده و جهت تایید موارد ذکر شده تا کنون چند سناریوی شبیه‌سازی ارائه می‌گردد. شناور مد نظر در این سناریوها یک شناور سطحی با شکل بدنه از نوع Wigley به طول ۱۱۰ متر، عرض ۱۵ متر و آب‌خور ۵ متر است که با سرعت

را نشان می‌دهد. همان‌گونه که دیده می‌شود با وجود عدم وضوح سیگنال در حوزه زمان، پیک فرکانسی موجود در حوزه طیفی، به وضوح وجود جسم شناور را نشان می‌دهد. در شکل ۲ الف دیده می‌شود که با افزایش فاصله‌ی بین شناور و حسگر، دامنه‌ی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی به سرعت کاهش می‌یابد و در فواصل بسیار دور، اندازه‌ی دامنه در حد چند ده میکروتسلا خواهد بود. بنابراین با این اندازه‌ی کوچک دامنه، بسیار مهم است که بتوان در فاصله‌ی معینی بین حسگر و شناور، بیشترین دامنه‌ی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی را دریافت کرد.



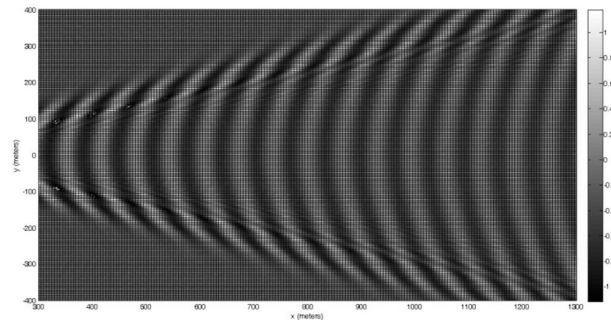
(الف)



(ب)

شکل ۲: تغییرات مکانی (الف) و زمانی (ب) مولفه‌ی  $B_z$  بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در محل حسگر

در حال حرکت است. پارامترهای الکتریکی و مغناطیسی به-ترتیب  $(\epsilon_a, \epsilon_w, \epsilon_s) = (\epsilon_0, 81\epsilon_0, 11\epsilon_0)$  و  $(\sigma_a, \sigma_w, \sigma_s) = (0, 5, 0.27)$  است (Liu and Li, 2001; Carmichael, 1989; Mavko, 1998; Schon, 1996; Robert, 1988). اندازه‌ی میدان ژئومغناطیسی منطقه‌ی شبیه‌سازی  $|\mathbf{B}_E| = 50000 \text{ nT}$  است.



شکل ۱: دامنه مولفه  $B_z$  بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در  $z = 0$

مولفه‌ی عمودی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی با توجه به رابطه  $(B_z = \mu_0 H_z)$  از معادله ۱۲ قابل محاسبه است. شکل ۱ الگوی مولفه‌ی عمودی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ( $B_z$ ) در یک محدوده‌ی ۸۰۰ در ۱۰۰۰ مترمربع بدون وجود نویز (نویز) محیطی، در دریایی به عمق ۷۰ متر را نشان می‌دهد.

با فرض قرار گرفتن حسگر مغناطیسی در مختصات  $(300, 0, 0)$ ، بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ایجاد شده توسط شناور که در محل حسگر مغناطیسی دریافت می‌گردد، در شکل ۲ نمایش داده شده است. همان‌طور که دیده می‌شود دامنه‌ی مولفه‌ی  $B_z$  از بی‌هنجاری در محل حسگر مغناطیسی با گذشت زمان و افزایش فاصله شناور از حسگر به تدریج کاهش می‌یابد.

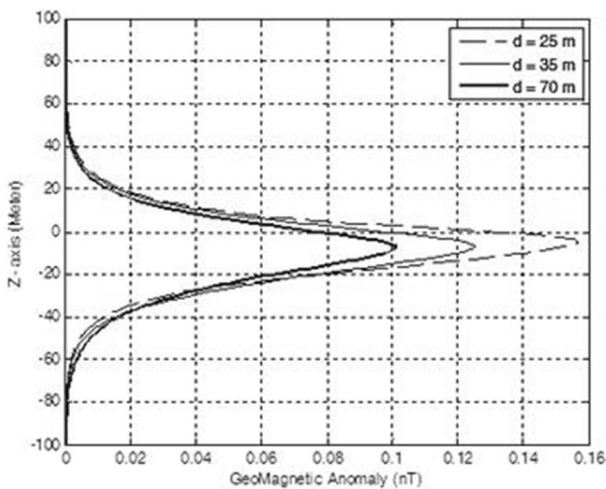
همین الگو در حالتی که نویز محیطی دریا از نوع نویز سفید گوسی است نیز در شکل ۳ نمایش داده شده است. دامنه‌ی نویز در این شکل به قدری است که دامنه نویز با دامنه‌ی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی برابر است. همان‌گونه که مشاهده می‌گردد در این حالت الگوی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ناشی از حرکت شناور به سختی از نویز مغناطیسی زمینه در حوزه زمان قابل تشخیص است.

حال بر مبنای مطالب بیان شده در بخش ۴، سیگنال بی-هنجاری ژئومغناطیسی دریافت شده توسط حسگر را در حوزه‌ی طیفی نمایش می‌دهیم. شکل ۴ تبدیل فوریه شکل ۳

بیشتری می‌یابد. مبنای اصلی این وابستگی در ضرایب  $a_w^+(\theta)$  و  $a_w^-(\theta)$  در معادله‌ی ۸ مستتر است که با توجه به معادلات ۱۰ و ۱۱ به عمق دریا ( $d$ ) وابسته‌اند.

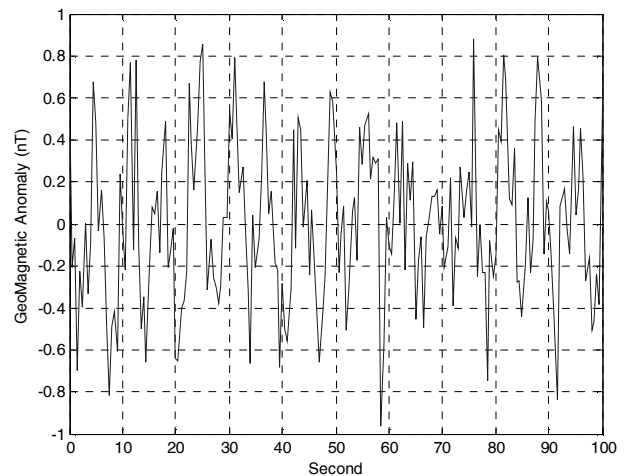
وابستگی به  $d$  در ضرایب  $a_w^+(\theta)$  و  $a_w^-(\theta)$  به دو فاکتور  $e^{-k_0 d}$  و  $k_0$  مربوط می‌شود که با توجه به:

$$\lim_{h \rightarrow \infty} (\tanh k_0 d) \rightarrow 1, \quad \lim_{h \rightarrow \infty} (e^{-k_0 d}) \rightarrow 0 \quad (۱۷)$$

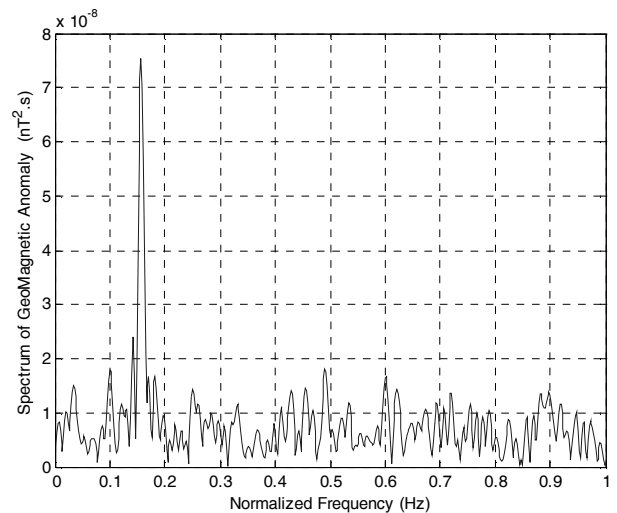


شکل ۵: مولفه‌ی  $B_z$  بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در فاصله ۵۰ کیلومتری از شناور با سرعت ۱۰ m/s بر حسب فاصله از سطح آب در دریا با عمق کمتر از ۱۰۰ متر

با افزایش عمق دریا وابستگی ضرایب  $a_w^+(\theta)$  و  $a_w^-(\theta)$  به عمق کاهش می‌یابد و عمق بهینه از عمق دریا مستقل می‌گردد. با مقایسه‌ی شکل‌های ۵ و ۶ این نکته قابل مشاهده است که در دریای عمیق دامنه‌ی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ایجاد شده با افزایش عمق، زیاد می‌شود ولی این موضوع در مورد آب‌های با عمق محدود صادق نیست. در سناریوی سوم تغییرات بی‌هنجاری ژئومغناطیسی برای سرعت‌های بالاتر شناور بررسی می‌شود. در این‌جا شناور مورد نظر با سرعت ۱۵ m/s در حال حرکت است. همان‌طور که در شکل ۷ مشاهده می‌شود. در این سرعت نیز الگوی رفتاری بی‌هنجاری ژئومغناطیسی شبیه حالت قبل در شکل ۵ است و وجود نقطه بهینه درون آب، برای دریافت بیشترین سیگنال توسط حسگر، کماکان پابرجاست. با مقایسه شکل‌های ۵ و ۷ می‌توان مشاهده کرد که افزایش سرعت شناور، میزان دامنه



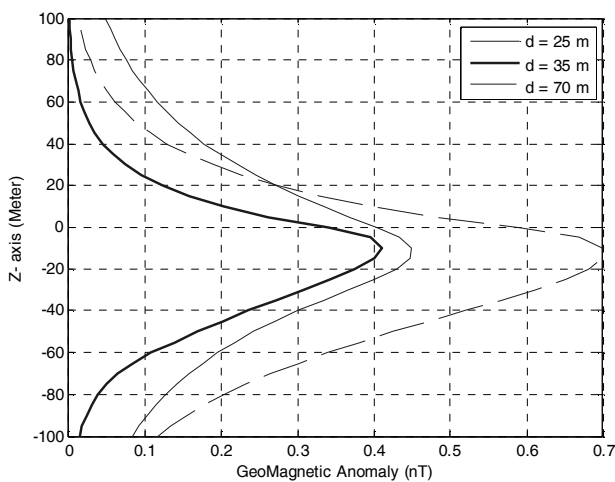
شکل ۳: تغییرات زمانی مولفه‌ی  $B_z$  بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در محل حسگر با وجود نویز سفید گاوسی



شکل ۴: طیف فرکانسی مولفه‌ی  $B_z$  بی‌هنجاری ژئومغناطیسی با وجود نویز سفید گاوسی

نکته مهم دیگری که لازم به ذکر است وابستگی این عمق بهینه به عمق آب دریاست. البته با مشاهده شکل ۵ می‌توان نتیجه گرفت که با افزایش ارتفاع حسگر از سطح آب یا افزایش عمق در بستر دریا به علت افت سریع، میزان دامنه‌ی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی دریافت شده توسط حسگر وابستگی چندانی به عمق آب دریا در منطقه ندارد و تقریباً تمام منحنی‌ها در دو انتهای بالا و پایین نمودار، با افت زیاد به سمت یکدیگر میل می‌کنند.

همان‌طور که در شکل ۶ مشاهده می‌شود، در آب‌هایی با عمق زیاد، این اختلاف در عمق بهینه قرار گرفتن حسگر ( $Z_{opt}$ )، زیاد نیست ولی با کاهش عمق آب دریا ( $d$ )، این اختلاف نمود



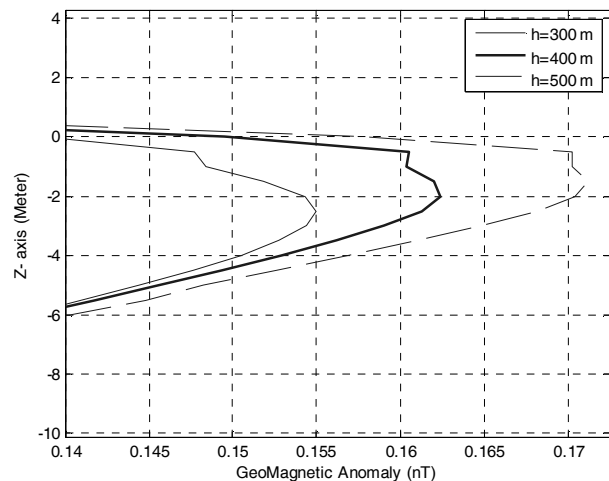
شکل ۸: مولفه  $B_z$  بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در فاصله ۵۰ کیلومتری از شناور با سرعت ۱ m/s بر حسب فاصله از سطح آب در دریا با عمق‌های مختلف

### ۷. نتیجه‌گیری

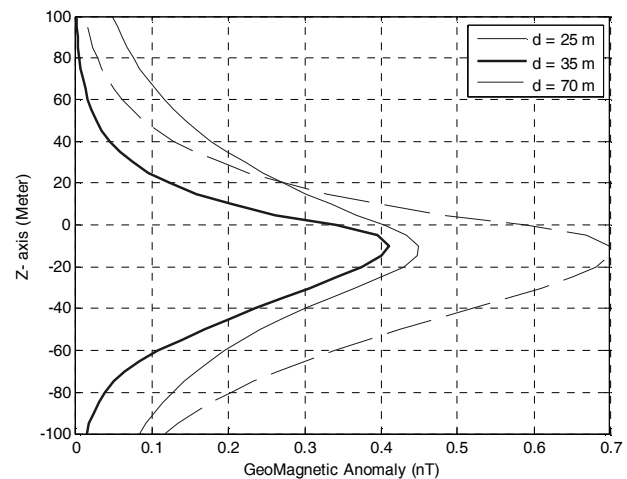
در این تحقیق بر اساس روابط هیدرومغناطیسی و با توجه به اینکه آب دریا رسانایی ضعیفی دارد، نشان دادیم که تغییرات میدان مغناطیسی زمین در اثر حرکت شناور درون این رسانای ضعیف، تولید یک بی‌هنجاری ژئومغناطیسی می‌کند. رابطه‌ی این بی‌هنجاری با پارامترهای محیطی نظیر ضرایب الکتریکی و مغناطیسی آب و هوا و جنس بستر و پارامترهای فیزیکی شناور (نظیر ابعاد و سرعت) برای آب‌های با عمق محدود ارائه شد. قابلیت تفکیک الگوی این بی‌هنجاری از نویز محیطی را در حوزه طیفی بررسی کرده و نشان دادیم، طیف فرکانسی این بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در بعضی فرکانس‌ها دارای یک قله است.

روند تغییرات دامنه‌ی این بی‌هنجاری بر اساس ارتفاع از سطح آب ارائه شد و نشان داده شد که همیشه عمق بهینه‌ای وجود دارد که با قرارگیری حسگر مغناطیسی در این عمق، بیشترین دامنه بی‌هنجاری ژئومغناطیسی قابل دریافت است و این عمق بهینه به عمق آب دریا نیز وابسته است. به‌علاوه نشان داده شد که با افزایش سرعت شناور، میزان دامنه‌ی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی ایجاد شده، افزایش یافته و با کاهش سرعت شناور، دامنه‌ی بی‌هنجاری ژئومغناطیسی کاهش می‌یابد.

بی‌هنجاری ژئومغناطیسی را افزایش داده است. در واقع شناورهای تندرو در مقایسه با شناورهای کم‌سرعت، بی‌هنجاری ژئومغناطیسی بیشتری ایجاد کرده و از فاصله‌ی دورتری قابل آشکارسازی هستند.



شکل ۶: مولفه  $B_z$  بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در فاصله ۵۰ کیلومتری از شناور با سرعت ۱۰ m/s بر حسب فاصله از سطح آب در دریا با عمق بیشتر از ۱۰۰ متر



شکل ۷: مولفه  $B_z$  بی‌هنجاری ژئومغناطیسی در فاصله ۵۰ کیلومتری از شناور با سرعت ۱۵ m/s بر حسب فاصله از سطح آب در دریا با عمق‌های مختلف

در شکل ۸ بی‌هنجاری مغناطیسی همان شناور در سرعت ۱ m/s ترسیم شده است. همان‌طور که دیده می‌شود کاهش سرعت شناور باعث افت دامنه بی‌هنجاری ژئومغناطیسی شده و امکان آشکارسازی شناور را در فواصل دور مشکل می‌کند.

- associated with large ship wakes, *Wave Motion*, 20: 283–292.
- Madurasinghe, D.; Haack, GR., 1994. The induced electromagnetic field associated with wakes-signal processing aspects. *Proceedings of IGRASS 94*, Pasadena. CA, 2335–2357.
- Madurasinghe, D.; Tuck, E.O., 1994. The induced electromagnetic field associated with submerged moving bodies in an unstratified conducting fluid, *IEEE Journal of Ocean Engineering*, 19: 193–199.
- Mavko, G., 1998. *The rock physics handbook: tools for seismic analysis in porous media*.
- Newman, J.N., 1977. *Marine hydrodynamics*, Cambridge, Massachusetts. 243-244 pp.
- Robert, P., 1988. *Electrical and Magnetic Properties of Materials*, Artech House.
- Sanford, T. B., 1971. Motionally Induced Electric and Magnetic Fields in the Sea, *Journal of Geophysical Research*, 76: 3476–3492.
- Schon, J.H., 1996. *Physical properties of rocks: fundamentals and principles of petrophysics Calculated from field data at Otis MMR, Cape Cod, Massachusetts*.
- Weaver, J. T., 1965. Magnetic Variations Associated with Ocean Waves and Swell, *Journal of Geophysical Research*, 70: 1921–1929.
- Yaakobi, O.; Zilman, G.; Miloh, T., 2011. Detection of the electromagnetic field induced by the wake of a ship moving in a moderate sea state of finite depth, *Journal of Engineering Mathematics*, 70: 17–27.
- Zou, N.; Nehorai, A., 2000. Detection of ship wakes using an airborne magnetic transducer, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38:532-539.
- Carmichael, Robert S., 1989. *Practical handbook of physical properties of rocks and minerals*.
- Gilman, M.; Soloviev A.; Graber H., 2011. Study of the Far Wake of a Large Ship. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 28:720–733.
- Gu, D. F.; Phillips, O.M., 1988. On narrow V-like ship wakes, *Journal of Fluid Mechanics*, 275: 301–321.
- Han, F.; Harada, S.; Sasada, I., 2012. Fluxgate and Search Coil Hybrid: A Low-Noise Wide-Band Magnetometer, *IEEE Transactions on Magnetics*, 48: 3700 – 3703.
- Kawai, J.; Uehara, G.; Kohrin, T.; Ogata, H.; Kado, H., 1999. Three Axis SQUID Magnetometer for Low-Frequency Geophysical Applications, *IEEE Transactions on Magnetics*, 35: 3974– 3976.
- Kostyukov, A. A., 1968. *Theory of Ship Waves and Waves Resistance*, Effective Communications Inc., Iowa City, 241-243 pp.
- Lighthill, M.J., 1960. *Introduction to Fourier analysis and generalized Functions*, Cambridge University Press. 80-85 pp.
- Liu, L.; Li, Y., 2001. Identification of liquefaction and deformation features using ground penetrating radar in the New Madrid seismic zone, *Journal of Applied Geophysics*, 47: 199–215.
- Mizutani ,N.; Kobayashi,T., 2012. Magnetic Field Vector Detection in Frequency Domain with an Optically Pumped Atomic Magnetometer, *IEEE Transactions on Magnetics*, 48: 4096 – 4099.
- Madurasinghe, D., 1994. *Induced electromagnetic fields*