

مدل ریاضی اثر امواج داخلی بر رفتار انتشار صوت در دریا

افشین محسنی آراسته^{۱*}، وحید چگینی^۲، مژگان قاضی میرسعید^۱

۱. گروه فیزیک دریا، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد تهران شمال

۲. موسسه ملی اقیانوس شناسی

چکیده

فرآیند ایجاد امواج داخلی و نحوه انتشار صوت هر کدام به طور مجزا مورد بررسی قرار گرفته اند ولیکن چگونگی اثر امواج داخلی بر رفتار امواج صوتی از جمله مباحثی است که تاکنون در کشور مورد تحقیق قرار نگرفته است. محیطهای دریایی عمدتاً دارای چینش چگالی هستند که معمولاً به دو صورت پیوسته و پله ای وجود دارند. ساختار لایه ایی در اقیانوسها و دریاها در روند انتشار امواج صوتی تأثیر می گذارند. به واسطه وجود مناطقی در حوزه های آبی ایران که دارای چینه بندی چگالی و امواج داخلی هستند و در این مناطق می توان از فرآیند انتشار صوت برای بسیاری از اهداف استفاده نمود، الزام تحقیق در خصوص برهمکنش این دو مطرح گردیده است. در این مقاله سعی شده که با استفاده از یک مدل ریاضی به بررسی اثر امواج داخلی بر انتشار امواج صوتی در زیر آب پردازیم و اینکه این امواج به چه نحو انتشار صوت را تحت تأثیر قرار می دهند و تابع چه پارامترهایی می باشند. با استفاده از داده های دریاچه خزر، به محاسبه پارامترهایی نظیر سرعت صوت، فرکانس شناوری، واریانس جابه جایی، نسبت اغتشاشات حاصل شده در انتشار صوت بواسطه جابه جایی قائم و نیز سرعت افقی ذره، تابع فاز و دامنه، طیف فاز و طیف موج داخلی پرداخته ایم. در مدل، از تقریب سهموی برای معادله موج بهره جسته ایم تا چگالی طیف دامنه و نوسانات فاز موج صوتی تختی را محاسبه نماییم که از طریق میدان تصادفی موج داخلی در دریا منتشر می شود.

از مقایسه نسبت اغتشاشات ایجاد شده در انتشار صوت بواسطه جابه جایی قائم و سرعت افقی ذره ملاحظه می کنیم که جابه جایی افقی بسیار کوچکتر از قائم است. همچنین مشاهده می کنیم که با افزایش عمق و کاهش فرکانس شناوری، عدد موج و نیز جابه جایی قائم افزایش چشمگیری دارند. بیشترین مقدار فرکانس شناوری و اغتشاشات ایجاد شده در انتشار صوت بواسطه جابه جایی قائم را در مناطق نزدیک به سطح می بینیم و این به دلیل وجود ترموکلاین میباشد و بالعکس در همین منطقه شاهد کمترین میزان جابه جایی قائم هستیم.

کلید واژگان: امواج داخلی، صوت، فرکانس شناوری

*نویسنده مسوول، پست الکترونیک: Afshinma2000@yahoo.com

۱. مقدمه

می توانند سبب تغییر زمان سیر، گسترش پالس و تغییر در همدوسی میدان صوتی شوند. Katsnelson و همکاران (2001) نشان دادند که این اثرات نه تنها به توان امواج داخلی بستگی دارد بلکه به جهت انتشار آنها نیز وابسته است. محققانی نظیر Lynch و همکاران (1996)، Tang و همکاران (1997)، Yang و همکاران (1999) و Flatté و همکاران (2000) نیز در مطالعات خود از طیف اصلاح شده امواج داخلی Garret-Munk (1975)، (1972) برای آب عمیق، در آب کم عمق استفاده نمودند.

در این مطالعه سعی شده که با استفاده از یک مدل ریاضی به بررسی اثر امواج داخلی بر انتشار امواج صوتی در زیر آب پردازیم و اینکه این امواج به چه نحو انتشار صوت را تحت تأثیر قرار می دهند و تابع چه پارامترهایی می باشند. با استفاده از داده های دریاچه خزر، به محاسبه پارامترهایی نظیر سرعت صوت، فرکانس شناوری، واریانس جابه جایی، نسبت اغتشاشات حاصل شده در انتشار صوت بواسطه جابه جایی قائم و نیز سرعت افقی ذره، تابع فاز و دامنه، طیف فاز و طیف موج داخلی پرداخته ایم. در این مدل، از تقریب سهموی برای معادله موج بهره جسته ایم تا چگالی طیف دامنه و نوسانات فاز موج صوتی تختی را محاسبه نماییم که از طریق میدان تصادفی موج داخلی در دریا منتشر می شود.

۲. مواد و روش کار

در مقاله حاضر ضمن ارائه مدل بکار برده شده، از اطلاعات پارامترهای فیزیکی دریای خزر که در گشت تحقیقاتی سال ۱۹۹۶ جمع آوری شده است بهره گرفته شد (caspian sea report, 1996).

سطح اقیانوس معمولاً موج است و شکل آن در کنترل ما نیست. در ستون آب، اغتشاشات هیدرودینامیکی نظیر امواج داخلی، اغتشاشات بزرگ مقیاس و ناهمگنیهای ریز ساختار وجود دارند. امواج داخلی همان نوسانات ترموکلاین هستند که بیشتر با تغییرات دما در یک نقطه ثابت از دریا شناخته می شوند. محدوده تناوب آنها از چند دقیقه تا چند ساعت است و هرگز نمی توانند تناوبی بیشتر از امواج اینرسی داشته باشند. دامنه این امواج با دوره تناوب و عمق تغییر می کند و وقتی تغییرات چگالی بیشترین مقدار باشد، امواج داخلی حداکثر دامنه را خواهند داشت. سرعت این امواج به اختلاف چگالی، شتاب جاذبه و عمق بین دو سیال بستگی دارد. انرژی این امواج از انرژی پدیده های مقیاس متوسط، نظیر گردابها و چرخشهای دریایی کمتر اما از انرژی ریز ساختارها بیشتر است. حرکت امواج داخلی به طرف ساحل و نیز نفوذ به داخل آبهای کم عمق باعث تغییر شکل و تغییر جهت آنها می شود. امواج داخلی باعث پیچیده شدن فرآیند انتشار صوت در زیر آب می شوند چرا که این امواج سبب می شوند که در فواصل کوتاه، اتلاف انتشار تغییر کند. این امواج، بزرگترین منبع اختلال در سرعت صوت برای گیرنده و منبع صوتی ثابت هستند

در دو دهه اخیر، بسیاری از پژوهشگران در خصوص آشفتگیهای ستون آب دریا و اثر آن بر انتشار صوت، تحقیقاتی انجام داده اند. تحقیقات Zhou و همکاران (1991) نشان داده است که امواج مجرد داخلی، مسئول واکنش فرکانسی غیرعادی انتشار صوت در آب کم عمق دریای زرد در مدت تابستان است. Traykovski (1996)، Duda و همکاران (1999)، همچنین Lynch (2000) مشاهده نمودند که امواج داخلی

خطی سمت راست معادله (۳) صرفنظر کرد. از اینرو خواهیم داشت:

$$(۴)$$

این معادله به کمک تبدیلات فوریه زیر قابل

$$(\partial_{zz}^2 + \partial_{xx}^2)\psi + 2i(2\pi k)\partial_x\psi + 2(2\pi k)^2\mu = 0$$

حل است:

$$(۵)$$

$$\psi(x, z, t) =$$

$$\int d\beta d\omega \bar{\psi}(x, \beta, \omega) \exp[2i\pi(\beta z - \omega t)]$$

$$(۶)$$

$$\psi(x, z, t) =$$

$$\int d\beta d\omega \bar{\psi}(x, \beta, \omega) \exp[2i\pi(\beta z - \omega t)]$$

که به موجب آن، تبدیل به یک معادله دیفرانسیل معمولی بر حسب $\bar{\psi}$ می شود:

$$(۷)$$

$$[\partial_{xx}^2 + 2i(2\pi k)\partial_x - (2\pi\beta)^2]\bar{\psi} = -2(2\pi k)\nu$$

$$\bar{\psi}(x=0; \beta, \omega) = 0$$

جواب بخش همگن معادله فوق را به صورت $\bar{\psi} \approx e^{2\pi x}$ در نظر می گیریم، بطوریکه:

$$\alpha = -ik \left[1 \pm \left(1 - \beta^2/k^2 \right)^{1/2} \right]$$

$$\approx -ik \left(2 - \beta^2/2k^2 \right)$$

$$\approx -i\beta^2/2k, \quad \text{for } \beta^2 \ll k^2$$

یکی از این دو ریشه، مربوط به حرکت موج در جهت منفی است و بیانگر موج پس پراکنده می باشد. لازمه شرط $k \gg \beta$ این است که طول موج آکوستیکی، بسیار کوچکتر از هر مقیاس دیگری در محیط باشد. تقریب سهموی منوط به ناچیز انگاشتن موج پس پراکنده و شرط مذکور است. در واقع با فرض پراکنش رو به جلو و صرفنظر از

در این مقاله، با استفاده از مدل زیر به بررسی اثر اغتشاشات ناشی از موج داخلی پرداخته شده است. در خصوص این مدل، به شیوه زیر عمل گردید.

معادله ای که از نوسان فشار موج آکوستیک بدست آمده به صورت زیر است:

$$\nabla^2 P + (\omega_0^2/c^2)P = 0 \quad (۱)$$

با نوشتن $k = \omega_0/c_0$ ،

$$(\omega_0/c)^2 = \omega_0^2/(c_0 + \delta c)^2 \cong (\omega_0/c_0)^2 (1 + 2\mu)$$

و جایگذاری

$$P = p \exp(2\pi i k x)$$

در معادله (۱) خواهیم داشت:

$$(۲)$$

$$\nabla^2 p + 2i(2\pi k)\partial_x p + 2\mu(2\pi k)^2 p = 0$$

$p=1$ شرط مرزی موج تخت در صفحه $x=0$ است. با بکار بردن شرایط:

$$p = e^{\psi} = A e^{iS}, \quad i.e.$$

$$\psi = \ln A + iS \equiv \chi + iS$$

معادله (۲)، به رابطه زیر تبدیل می شود:

$$\nabla^2 \psi + 2i(2\pi k)\partial_x \psi + 2(2\pi k)^2 \mu = -(\nabla \psi \cdot \nabla \psi)^2$$

$$(۳)$$

در $x=0$ ، $\psi=0$ است. از آنجایی که محیط اقیانوس و دریا ناهمگن است، گرادیان قائم بسیار بزرگتر از گرادیانهای افقی است ($\partial_{yy}^2 \psi \ll \partial_{zz}^2 \psi$). بنابراین با بسط ψ بر حسب توانهای μ ، می توان از عبارتهای غیر

$$\begin{aligned} & \langle \bar{\chi}(L; \beta, \omega) \bar{\chi}(L; \beta', \omega') \rangle = \\ & \phi_{\chi}(L; \beta, \omega) \delta(\beta + \beta', \omega + \omega') = \\ & (2\pi k)^2 \int_0^L dx' \int_0^L dx'' \langle v(x'', \beta, \omega) \rangle \\ & \times \sin[\pi\beta^2(L-x')/k] \sin[\pi\beta'^2(L-x'')/k] \end{aligned}$$

ضریب انکسار را می توان به صورت زیر نوشت، که قابل اثبات می باشد:

$$(12)$$

$$\begin{aligned} & \langle \bar{v}(x'; \beta, \omega) \bar{v}(x''; \beta', \omega') \rangle = \\ & \phi_{\mu}(\omega, \beta) J_0(2\pi\alpha\chi) \delta(\beta + \beta', \omega + \omega') \end{aligned}$$

که در آن :

$$\alpha \equiv \beta \left[(\omega^2 - f^2) / (n^2 - \omega^2) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$X = x' - x''$$

و ϕ_{μ} طیف توانی چگالی است، بطوریکه:

(13)

$$\begin{aligned} \Phi_{\mu}(\omega, \beta) = \\ 2 \times \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 \langle \mu^2 \rangle f \frac{(\omega^2 - f^2)}{\beta, \omega^3} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\beta}{\beta_0} \right)^2 \right]} \end{aligned}$$

$$\begin{cases} \langle \mu^2 \rangle = G^2 n^4 \langle \xi^2 \rangle \\ \beta_0 = t(n^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

که در رابطه بالا:

ϕ_{μ} : ضریب طیف انکسار با استفاده از مدل گارت و مانک، $\langle \mu^2 \rangle$: واریانس انکسار در عمق تحت بررسی.

$\langle \xi^2 \rangle$: واریانس جابجایی، β : عدد موج

قائم، β_0 : عدد موج و t : شاخص ثابت میدان موج

عبارت $\partial_{xx}^2 \bar{\psi}$ ، تنها ریشه $\alpha = -i\beta^2/2k$ را حفظ می کنیم. در نتیجه جواب معادله را می توان چنین نوشت:

(8)

$$\begin{aligned} \bar{\psi}(x, \beta, \omega) = \\ 2 i \pi k \int_0^x v(x'; \beta, \omega) \exp \left[-\frac{i \pi \beta^2 (x - x')}{k} \right] dx' \end{aligned}$$

نتیجه اندازه گیریها، معمولاً مشتمل بر سربهای زمانی دامنه و فاز هستند که قابل محاسبه از طیف های مختلف می باشند ولیکن در اینجا به شیوه دیگری عمل می کنیم. تبدیل فوریه فاز (s) و دامنه (χ) به صورت زیر می باشند:

(9)

$$\begin{aligned} \bar{s}(x; \beta, \omega) = \\ (1/2i) [\bar{\psi}(\beta, \omega) - \bar{\psi}^*(-\beta, -\omega)] , \end{aligned}$$

(10)

$$\begin{aligned} \bar{\chi}(x, \beta, \omega) = \\ \frac{1}{2} [\bar{\psi}(\beta, \omega) + \bar{\psi}^*(-\beta, -\omega)] , \end{aligned}$$

یا از آنجاییکه $\bar{v}^*(-\beta, -\omega) = \bar{v}(\beta, \omega)$:

(11)

طیف توانی (χ) در فاصله L ، یعنی به کمک رابطه زیر تعریف می شود:

برای محاسبه انتگرال، روابط (۱۳) و (۱۵) را در معادله فوق جایگذاری می‌نماییم و بعد از مرتب کردن آن در مورد فاز داریم:

(۱۷)

$$\varphi_s = \frac{16f\langle\mu^2\rangle K^2 L}{t\pi\omega^3} \ln \left| \frac{\beta^2}{\beta_*^2 + \beta^2} \right|_{\beta_{\min}}^{\beta_{\max}}$$

به همین ترتیب برای دامنه خواهیم داشت:

(۱۸)

$$\varphi_x = \frac{16\pi L^3 \langle\mu^2\rangle f(\omega^2 - f^2)^{\frac{1}{2}} (n^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}}}{3\omega^3} *$$

$$\left[(\beta^2 + \beta_*^2) - \beta_*^2 \ln(\beta^2 + \beta_*^2) \right]_{\beta_{\min}}^{\beta_{\max}}$$

در محاسبات مربوط به دامنه و فاز، $L = 15000$ (m) (فاصله فرضی بین منبع و گیرنده) و $\sigma = 100$ (Hz) (فرکانس فرضی صوت) در نظر گرفته شده است.

برای محاسبه بیشینه و کمینه مقادیر β از عدد ریچاردسون^۲ استفاده می‌کنیم:

(۱۹)

$$R_i = (2\pi n)^2 / \langle U_x^2 \rangle = [24\pi \langle \zeta^2 \rangle t n \beta]^{\frac{1}{2}}$$

$$\langle U_x^2 \rangle = 96\pi^3 \langle \zeta^2 \rangle t n^3 \beta_{\max}$$

اگر $R_i < 0.25$ ، ناپایداری رخ میدهد. بنابراین با استفاده از مقدار بحرانی ($R_i = 0.25$)، به ازای کمترین مقدار n ، بیشینه مقدار β محاسبه می‌گردد و بالعکس. برای محاسبه نوسان فاز و دامنه باید واریانس جابه‌جایی، نسبت اغتشاشات حاصل شده در انتشار صوت بواسطه جابه‌جایی قائم، فرکانس شناوری و سرعت صوت را بدست آوریم. واریانس جابه‌جایی موج داخلی را می‌توان از رابطه زیر بدست آورد (Porter et al., 1974):

داخلی با مقادیری از مرتبه 1 cpm/Hz تا 2 cpm/Hz باشند.

با تغییر متغیر X', X'' به $X = x' - x''$ ، $\xi = \frac{1}{2}(x' + x'')$ و انتگرال گیری بر حسب ξ و همچنین ادامه کار به طور مشابه در مورد ϕ_s خواهیم داشت:

$$\phi_s(\omega, \beta) = \quad (۱۴)$$

$$\phi_x(\omega, \beta) =$$

$$4(K/\beta)^4 \phi_\mu(\omega, \beta) \mathfrak{S}_\pm(\tilde{L}, \Gamma) \equiv N_\pm \phi_\mu$$

که در آن [۱۳]:

(۱۵)

$$\tilde{L} = \pi \beta^2 L / k$$

$$\Gamma = \left(\frac{2k}{\beta} \right) \left[(\omega^2 - f^2) / (n^2 - \omega^2) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$N_\pm \equiv 4(k/\beta)^4 \mathfrak{S}_\pm$$

$$(\tilde{L} \pm \cos \tilde{L} \sin \tilde{L}) / \Gamma$$

$$\mathfrak{S}_\pm = \begin{cases} 2\tilde{L} / \Gamma & \tilde{L} \ll 1 \\ 2\tilde{L}^3 / (3\Gamma) & \tilde{L} \gg 1 \end{cases}$$

اگر از رابطه (۱۴) بر روی کلیه اعداد موج، انتگرال بگیریم دامنه و فاز بدست می‌آیند:

(۱۶)

$$\phi_s = \int_0^\infty N_\pm(\omega, \beta) \phi_\mu(\omega, \beta) d\beta$$

بخش اعظم توزیع طیف فاز، محدود به اعداد موج بسیار کوچک است که برای آنها $\tilde{L} \ll 1$ می‌باشد.

2- Richardson Number

1- CPM=cycle per meter

در محاسبات مربوط به واریانس جا به جایی، مقدار $b = 37(m)$ و $\omega = 0.5(cph)$ را در نظر گرفته ایم. برای راحتی محاسبات، فرکانسهای مرتبط با امواج داخلی را بر حسب (cph) و فرکانس سیگنال های آکوستیک را با واحد هرتز (Hz) انتخاب نموده ایم.

مطابق معادله زیر، اغتشاشات سرعت صوت به امواج داخلی ربط $\mu(x, y, z, t) = \sigma(N^2(z)/g)\xi(x, y, z, t)$ شونند: (۲۵)

$\mu(x, y, z, t) = GN^2(z)\xi(x, y, z, t)$ که در آن $G = \sigma/g$ به نواحی اقیانوسی و عمق آنها بستگی دارد و:

$$\sigma = \alpha (1 + dTu) / a(1 - Tu)$$

$$d \equiv a / (\beta \alpha b)$$

و $Tu = b \partial_z S / a \partial_z T$ عدد ترنر^۱ می باشد. فرکانس شناوری را می توان با استفاده از تغییرات چگالی در منطقه مورد نظر به کمک رابطه زیر محاسبه کرد (شکل ۱):

$$N^2 = -g\rho^{-1} \partial_z \rho \quad (26)$$

همانطور که می دانیم نمادهای $P(z)$, $S(z)$, $T(z)$ معرف توزیع غیر اغتشاشی دما، شوری و فشار هستند و سرعت صوت نیز، تابع تجربی شناخته شده ای از این متغیرها می باشد و با رابطه معروف زیر در نظر گرفته شده است (کینزلر، ۱۳۸۲).

$$(27)$$

1- Turner number

$$(20)$$

$$\langle \xi^2 \rangle = \iint n_0^{-2} \overline{Z^2(z)} E(\alpha, \omega) d\alpha d\omega$$

$$(21)$$

$$\overline{Z^2(z)} = n_0 (\omega^2 - f^2) / n(z) \omega^2$$

$$f < \omega < n(z)$$

$\overline{Z^2(z)}$ متوسط تابع موج قائم است.

گارت و مانک رابطه زیر را برای چگالی انرژی پیشنهاد کرده اند (Porter et al., 1974):

$$(22)$$

$$E(\alpha, \omega) =$$

$$4b^3 n_0^3 E f^2 \mu^{-1} \omega^{-1} (\omega^2 - f^2)^{-1/2}$$

$$\alpha^{(1)}(\omega) \langle \alpha'(\omega) \rangle \langle \alpha_c(\omega) \rangle$$

که در آن:

$$(23)$$

$$\mu(\omega) = j\pi(\omega^2 - f^2)^{1/2}$$

$$\alpha_c = \mu(\omega) / 2\pi b n_0$$

$\alpha^{(1)}(\omega)$ رابطه پراکندگی برای پایین ترین مرتبه مد، j تعداد مدهای در حال انتشار، f فرکانس اینرسی و b ؛ $1/e$ عمق مقیاس در نظر گرفته شده است و عمق لایه بندی نام دارد. بر اساس پیشنهاد گارت و مانک، جهت منطبق کردن این طیف با مشاهدات، مقدار $E = 2\pi \times 10^{-5}$ ، انتخاب شد.

از جایگذاری (۲۱) و (۲۲) در رابطه (۲۰) و انتگرال گیری از آن خواهیم داشت:

$$(24)$$

$$\overline{\xi^2} = \frac{-2n_0 b^2 E f}{\pi n(z)} *$$

$$\left[\sin^{-1} \left(1 - \frac{f^2}{\omega^2} \right)^{1/2} - \frac{f}{\omega} \left(1 - \frac{f^2}{\omega^2} \right) \right]$$

$$\rho_v = \frac{Bn_0/n}{\pi j_* - 1}$$

در روابط فوق B عمق مقیاس است.

در جدول (۱) نمونه ای از مقادیر محاسبه شده برای فرکانس شناوری n ، فواصل افقی ρ_H و قائم ρ_v با افزایش عمق آورده شده است. همانطور که در جدول مذکور مشاهده می گردد، با افزایش عمق و کاهش فرکانس شناوری به مقادیر L_H و L_v افزوده می گردد.

برای محاسبه مقادیر ρ_H و ρ_v مقادیر زیر را

$$B = 0.1 (km)$$

بکار برده ایم:

$$j_* = 3$$

$$f = 0.03780 (cph)$$

$$n_0 = 21.3337 (cph)$$

$$c = 1449 + 4.6t - 0.055t^2 + 0.0003t^3 + (1.39 - 0.012t)(s - 35) + 0.017d$$

که در آن t دما بر حسب درجه سلسیوس، s شوری بر حسب ppt و d عمق بر حسب متر می باشند.

همچنین از روابط زیر می توانیم گستره های افقی و قائم را بدست آوریم (Desaubies, 1976):

(۲۸)

$$\rho_H = \frac{\pi(n_0/f)B}{8j_* \left[\log(n/f) - \frac{1}{2} \right]}$$

(۲۹)

جدول ۱: نمونه ای از مقادیر محاسبه شده برای فرکانس شناوری n ، فواصل افقی ρ_H و قائم ρ_v در ایستگاه شماره ۱

دریای خزر.

Z (km)	n (rad / s)	n (cph)	ρ_H (km)	ρ_v (km)	
-۰/۰۲	$۳/۷۲ \times ۱۰^{-۲}$	۲۱/۳۳۳۷	۳/۲۹	۰/۰۱	ترموکلاین
-۰/۰۷۵	$۸/۲۴ \times ۱۰^{-۳}$	۴/۷۲۳۶	۴/۵۹	۰/۰۵	عمقهای میانی
-۰/۱۵	$۱/۵۶ \times ۱۰^{-۳}$	۰/۸۹۳۶	۸/۴۰	۰/۲۷	بستر
-۰/۱۸	$۹/۴۵ \times ۱۰^{-۴}$	۰/۵۴۱۷	۱۱/۱۸	۰/۴۶	

جدول ۲. چند نمونه از مقادیر بدست آمده برای عدد موج قائم و واریانس جابه جایی و نیز نسبت اغتشاشات حاصل شده در انتشار صوت بواسطه جابه جایی قائم و سرعت افقی ذره در ایستگاه شماره ۱ دریای خزر.

Z (km)	β (cpm)	n (cph)	$rms \zeta$ (m)	$rms \mu$ $= rms \delta c / c$	$rms u/c$	
-۰/۰۲	۳/۲۱	۲۱/۳۳۳۷	۰/۱۷۷	$۶/۸۶ \times ۱۰^{-۴}$	$۳/۱ \times ۱۰^{-۵}$	ترموکلاين
۰/۰۷۵	۱۴/۵	۴/۷۲۳۶	۰/۸۰۱	$۱/۴۰ \times ۱۰^{-۵}$	$۸۷/۶ \times ۱۰^{-۶}$	
-۰/۵	۷۶/۵۹	۰/۸۹۳۶	۴/۲۳	$۹/۳۰ \times ۱۰^{-۶}$	$۱/۳ \times ۱۰^{-۶}$	بستر
-۰/۰۸	۱۴۳/۰۶	۰/۵۴۱۷	۸/۶۹	$۱/۸۸ \times ۱۰^{-۴}$	$۷/۸۷ \times ۱۰^{-۷}$	

$$\phi_{\xi}(\beta) = \int_f^n d\omega \phi_{\xi}(\omega, \beta) \approx \left(\frac{2}{\pi} \right) \ln \langle \xi^2 \rangle [\beta^2 + t^2 n^2]^{-1}$$

۳. نتایج

از مطالعه و بررسی مدل درباره تأثیر نوسان امواج داخلی بر انتشار صوت، مشاهده میشود که طبق مدل، طیف فاز با مکعب فرکانس موج داخلی کاهش می یابد و متناسب با برد و مجذور فرکانس آکوستیک است. طیف دامنه نیز به طور مشابه با مکعب فرکانس موج داخلی کاهش می یابد اما متناسب با فرکانس آکوستیک و مجذور برد است (شکل ۲).

چگالی انرژی امواج داخلی در آبهای عمیق با میانگین فرکانس برانت- وایسالا متناسب است، مشروط به اینکه منبع انرژی مهمی برای امواج داخلی در بالای بستر و در زیر ترموکلاين وجود نداشته باشد.

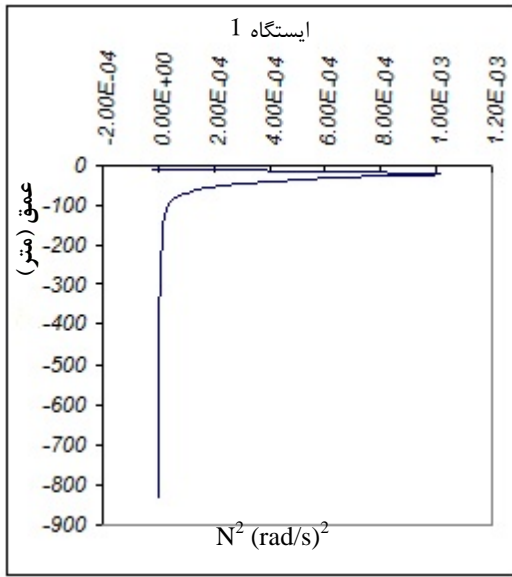
برای محاسبه فرکانس شناوری از معادله (۲۶)، از داده های مربوط به ایستگاه شماره ۱ بخش جنوبی دریاچه خزر واقع در عرض جغرافیایی $۳۷/۵۵^{\circ}N$ و طول جغرافیایی $۵۰/۶۹۲^{\circ}E$ استفاده شده است.

همچنین می توان متوسط مجذور سرعت افقی مربوط به موج داخلی را طبق (GM72) به صورت زیر محاسبه کرد (Desaubies, 1976):

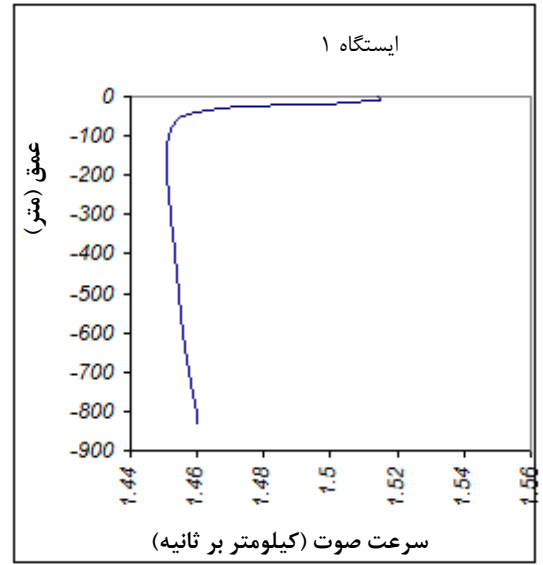
$$rms(u) = rms(u_0)(n/n_0)$$

مقدار $u_0 = 4.7(\text{cm/s})$ را فرض می کنیم و محاسبات مربوطه را با مقدار ذکر شده انجام می دهیم. جهت مقایسه، نمونه ای از مقادیر بدست آمده، در جدول (۲) آورده شده است. دو ستون اول، نسبت اغتشاشات ایجاد شده در انتشار صوت را بواسطه جابه جایی قائم و سرعت افقی ذره نشان می دهد.

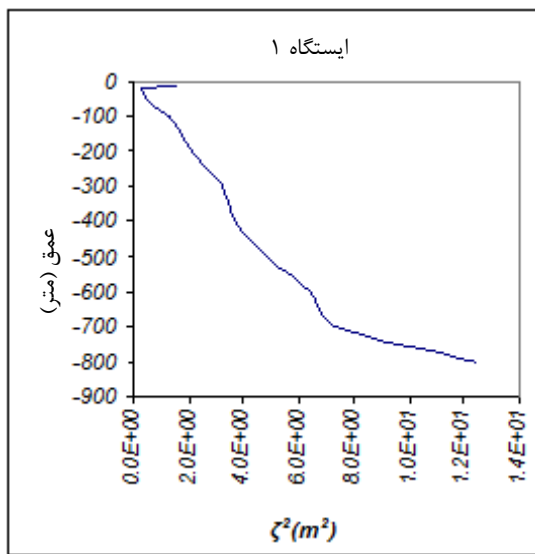
همچنین رابطه زیر برای طیف عدد موج قائم از اندازه گیری ها نتیجه شده است (Desaubies, 1976): (شکل ۳):



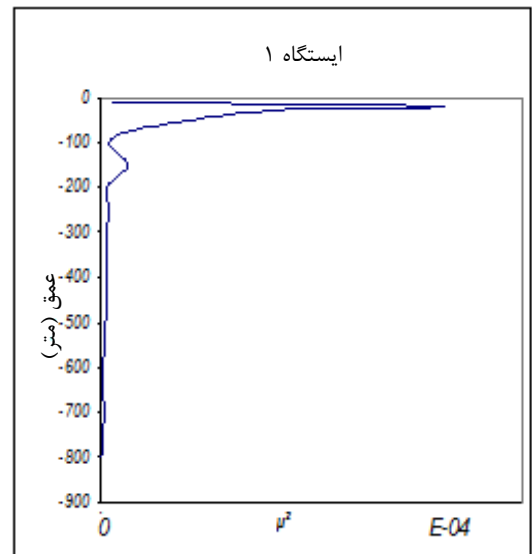
(الف)



(ب)



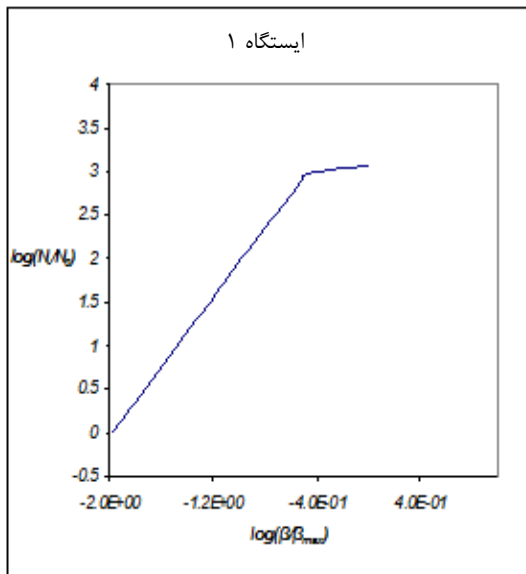
(پ)



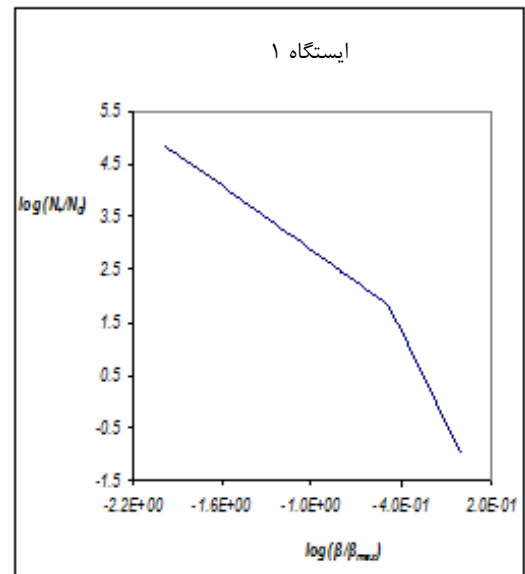
(ت)

شکل ۱. الف) تغییرات فرکانس شناوری نسبت به عمق. ب) پروفایل سرعت صوت. پ) مربع جابه جایی قائم نسبت به عمق.

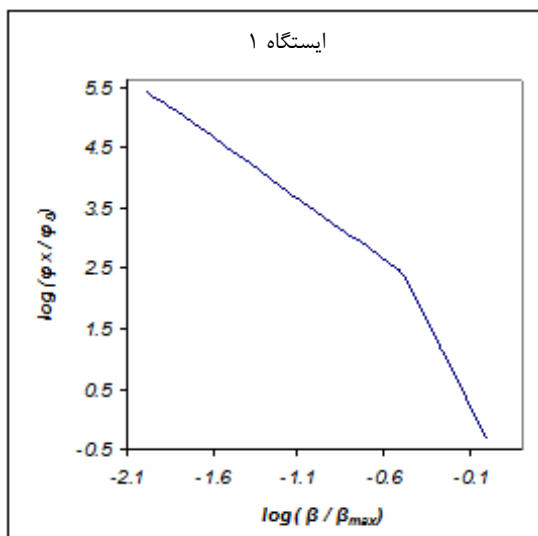
ت) اغتشاشات ایجاد شده بواسطه موج داخلی در سرعت قائم.



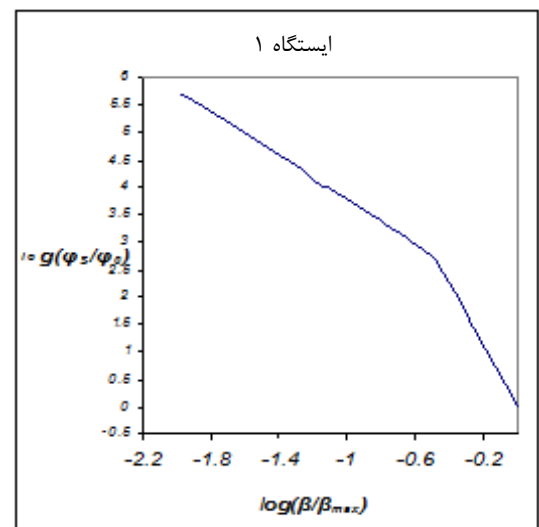
(الف)



(ب)

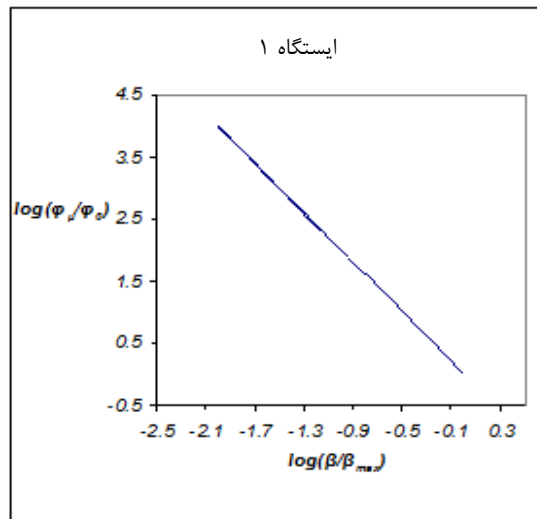


(پ)



(ت)

شکل ۲. الف - ب) تابع دامنه و فاز نسبت به عدد موج قائم. پ - ت) طیف دامنه و فاز نسبت به عدد موج قائم.



شکل ۳. طیف موج داخلی نسبت به عدد موج قائم.

مشاهده می کنیم که با افزایش عمق و کاهش فرکانس شناوری، عدد موج و نیز جابه جایی قائم، افزایش چشمگیری دارند. بیشترین مقدار فرکانس شناوری و اغتشاشات ایجاد شده در انتشار صوت بواسطه جابه جایی قائم را در مناطق نزدیک به سطح می بینیم که به دلیل وجود ترموکلاين میباشد و بالعکس در همین منطقه، شاهد کمترین میزان جابه جایی قائم هستیم. جابه جایی قائم با عمق به صورت $n^{-1/2}$ افزایش می یابد. در نتیجه از معادله $(\mu = n^2(z)\zeta\sigma/g)$ ، نوسانات سرعت صوت با عمق با توان $\frac{3}{2}$ فرکانس شناوری ($n^{3/2}$) زیاد می شود. بیشترین نسبت سرعت افقی ذره در ناحیه ترموکلاين از مرتبه 10^{-5} و کمترین میزان آن 10^{-7} در اعماق مشاهده می شود. برد افقی امواج داخلی در بخش جنوبی دریای خزر از ۳ کیلومتر در ترموکلاين تا ۱۱ کیلومتر در مجاورت بستر، افزایش می یابد و گستره قائم آنها از ۰/۰۱ کیلومتر در منطقه ترموکلاين تا ۰/۴۶ کیلومتر در نزدیکی بستر بدست آمده است (شکل ۲).

اگر سهم طیف میدان موج داخلی تصادفی باشد، دامنه و فاز نیز تصادفی خواهند بود. بنابراین هرگاه طیفهای دامنه و فاز تصادفی باشند اطلاعات مربوط به فاز، متعلق به پارامترهای محیطی است و لیکن در مورد دامنه اینگونه نیست. نوسان فاز نیز به طور یکنواخت با افزایش β کاهش می یابد.

فاکتور دامنه N_- پیرامون $\tilde{L}=1$ دارای بیشینه مقدار است و برای اعداد موج بالا تقریباً با فاز N_+ برابر می شود. نوسانات فاز عمدتاً توسط پایین ترین مد امواج داخلی غالب می شوند و بیشترین سهم طیف فاز به ازاء پایین ترین اعداد موج $\tilde{L} \ll 1$ توزیع می شود. و لیکن در

$$\tilde{L} = \pi\beta^2 k/L = 1$$

یعنی؛ جایکه $\beta \approx (k/\pi L)^{1/2}$ است، رشد دامنه قطع می شود.

از مقایسه نسبت اغتشاشات ایجاد شده در انتشار صوت بواسطه جابه جایی قائم و سرعت افقی ذره ملاحظه می کنیم که جابه جایی افقی بسیار کوچکتر از قائم است (به جز در عمقهای زیاد) در نتیجه می توان از آن صرف نظر کرد. همچنین

Garret, C. and Munk, W. 1972. Space-time scales of internal waves. *Geophys. Fluid Dyn.* 2: 225-264,

Garret, C. and Munk, W. 1975. Space-time Scales of Internal Waves: A Progress Report. *J. Geophys. Res.* 80: 291-299.

Headrick, R. H. and Lynch, J. F. 2000. Acoustic normal mode fluctuation statistics in the 1995 SWARM internal wave scattering experiment. *J. Acoust. Soc. Am.*, 107: 201-220.

Ji-Xun, Z., Zhang, X. and Rogers, P.H. 1991. Resonant interaction of sound wave with internal solitons in the coastal zone. *J. Acoust. Soc. Am.* 90: 2042-2054.

Katsnelson, B.G., Pereselkov, S.A., Petnikov, V.G., Sabinin, K.D. and Serebryanyi, A.N. 2001. Acoustic Effects Caused by High-Intensity Internal Waves in a Shelf Zone," *Acoust. Phys.* 47: 424-429.

Lynch, J.R., Jin, G., Pawlowicz, R., Ray, D., Chiu, C.S., Miller, J.H., Bourke, R.H., Parsons, A.R., Plueddemann, J. and Muench, R. 1996. Acoustic travel time perturbations due to shallow water internal waves and internal tides in the Barents Sea Polar Front: Theory and experiment. *J. Acoust. Soc. Am.* 99: 803-821.

Porter, R.P. and Spindel, R.C. 1974. Acoustic-internal wave interaction at long ranges in the ocean. *J. Acoust. Soc. Am.* 56: 1426-1436.

Tang, X., and Tappert, F.D. 1997. Effects of internal waves on sound pulse propagation in the Straits of Florida. *IEEE J. Oceanic Eng.* 22: 245-255,

Traykovski, P. 1996. Travel-time perturbations due to internal waves: equivalence of modal and ray solutions. *J. Acoust. Soc. Am.* 99: 822-830.

Yang, T.C., and Kwang Y. 1999. Internal Wave Spectrum in Shallow Water: Measurement and Comparison with the Garret-Munk Model. *IEEE J. Oceanic Eng.* 24: 333-345.

۴. بحث و نتیجه گیری:

از مقایسه منحنیها، کاملاً مشخص است که فرکانس شناوری امواج داخلی در خزر جنوبی می تواند فرکانس امواج صوتی را تحت تأثیر قرار دهد (شکل ۱). یعنی حداکثر در ۵۰ متر اولیه (در خزر جنوبی) که سرعت صوت به تندی کاهش می یابد، فرکانس شناوری بدلیل برخی از اصول شکل گیری توده های آب و در نتیجه ایجاد گرادیان چگالی، بیشینه است و متعاقب آن شاهد بیشترین اغتشاشات در سرعت صوت هستیم. گرادیان چگالی سریعاً با افزایش عمق تحلیل می رود و بدنبال آن، فرکانس شناوری و اغتشاشات ایجاد شده در سرعت صوت به واسطه امواج داخلی به حداقل مقدار خود می رسند.

منابع

کینز لِر، ۱۳۸۲؛ مبانی اکوستیک؛ ترجمه ض. اسماعیل بیگی، م. برکشلی؛ سپهر، تهران. ۵۹۰ ص.

Desaubies, Y. f. 1978. On the scattering of sound by internal waves in the ocean. *J. Acoust. Soc. Am.* 64: 1460-1469.

Desaubies, Y.F. 1976. Acoustic-phase fluctuation induced by internal waves in the ocean. *J. Acoust. Soc. Am.* 60: 795-800.

Duda, T. and Preisig, J.C. 1999. A modeling study of acoustic propagation through moving shallow water solitary wave packets. *IEEE J. Oceanic Eng.* 24: 16-26,.

Flatté, S.M., and Rovner, G. 2000. Calculations of internal-wave-induced fluctuations in ocean-Acoustic propagation. *J. Acoust. Soc. Am.* 108: 526-534,