ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА, 2008, том 44, № 2, с. 271–275

УДК 550.373

ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЕЙ В МОРСКОЙ СРЕДЕ

© 2008 г. С. В. Семкин, В. П. Смагин, В. Н. Савченко

Владивостокский государственный университет экономики и сервиса 690990 Владивосток, ул. Гоголя, 41

E-mail: Li15@rambler.ru

Поступила в редакцию 22.12.2006 г., после доработки 19.09.2007 г.

Рассмотрена возможность генерации дополнительных акустических гармоник в геомагнитном поле при прохождении звуковой волны в проводящей среде через область с переменным электромагнитным полем. Проанализированы два возможных механизма такой генерации: параметрический и связанный с пондеромоторными силами (динамический). Получены выражения для трех акустических гармоник, генерируемых магнитным диполем с переменным магнитным моментом.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [1], что при прохождении в морской среде звуковой волны через область с переменным электромагнитным полем генерируются добавочные акустические гармоники. Однако в настоящее время нет полной ясности в отношении механизма этой генерации. В любом случае электромагнитное поле в проводящей среде индуцирует электрические токи. Можно предположить, что эти токи способны создать периодическую тепловую структуру, которая, в свою очередь, приведет к генерации дополнительных звуковых гармоник при прохождении акустической волны [1]. Назовем этот возможный механизм генерации “параметрическим”, имея в виду, что периодическая тепловая структура может привести к пространственной периодичности скорости звука – параметра волнового уравнения. В данной работе мы исследуем возможность генерации акустических гармоник по параметрическому механизму, предполагая, что среда безгранична и в ней отсутствуют макроскопические движения.

Другое возможное предположение о механизме генерации дополнительных звуковых гармоник, которое мы также исследуем в данной работе, заключается в том, что акустические гармоники создаются механическим воздействием электромагнитного поля на индуцированные токи (пондеромоторные силы). Такой механизм мы будем называть динамическим. Ниже мы рассматриваем генерацию гармоник по динамическому механизму, предполагая, что кроме переменного электромагнитного поля в среде существует также и постоянное геомагнитное поле.

Данная работа является продолжением ранее проведенных нами исследований электромагнитных процессов в океане [2, 3].

2. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКОВЫХ ВОЛН

Рассмотрим безграничную среду, характеризующуюся плотностью ρ, удельной теплоемкостью γ и коэффициентом теплопроводности κ. Будем считать, что в среде отсутствует тепловая конвекция и макроскопические движения. Тогда распространение тепла описывается уравнением теплопроводности

$$\Delta u - \frac{1}{a^2}\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{f(\mathbf{r}, t)}{\kappa}, \tag{1}$$

где $u = T - T_0$ (T_0 – начальная температура среды, одинаковая во всем пространстве), $a^2 = \kappa/\rho\gamma$, $f(\mathbf{r}, t)$ – мощность источников тепла в единице объема. Общее решение задачи Коши для уравнения теплопроводности с нулевым начальным условием имеет вид [4]:

$$u(\mathbf{r}, t) = \frac{a^2}{\kappa}\int_0^t dt'\int d\mathbf{r}' f(\mathbf{r}', t')\left(\frac{1}{2a\sqrt{\pi(t-t')}}\right)^3 \times \\ \times \exp\left(-\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'^2}{4a^2(t-t')}\right). \tag{2}$$

Мощность тепловых источников в нашем случае определяется законом Джоуля–Ленца $f = \frac{j^2}{\sigma}$, где j – плотность тока, σ – электрическая проводимость морской воды. Допустим, что пространственно-временнáя зависимость плотности тока имеет вид $j(\mathbf{r}, t) = j_0(\mathbf{r})\cos(\omega_0, t)$. Подставим это выражение в

(2) и перейдем в интеграле по t' к новой переменной $\xi = \dfrac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{2a\sqrt{t-t'}}$:

$$u(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\kappa\sigma\pi^{3/2}}\int d\mathbf{r}'\frac{j_0^2(\mathbf{r}')}{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}I(\mathbf{r}', t); \qquad (3)$$

$$I(\mathbf{r}', t) = \int\limits_{\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{2a\sqrt{t}}}^{\infty}\cos^2\left(\omega_0 t - \frac{\omega_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}{4a^2\xi^2}\right)\exp(-\xi^2)d\xi. \qquad (4)$$

Преобразуя выражение под знаком интеграла (4), приведем его к следующему виду

$$I(\mathbf{r}', t) = \frac{\sqrt{\pi}}{4}\operatorname{erfc}\left(\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{2a\sqrt{t}}\right) + \frac{1}{2}I_1\cos(2\omega_0 t) + \frac{1}{2}I_2\sin(2\omega_0 t), \qquad (5)$$

где $\operatorname{erfc}(z) = \dfrac{2}{\sqrt{\pi}}\int_z^\infty e^{-y^2}dy$ – интеграл вероятностей, а I_1 и I_2 равны

$$I_1 = \int\limits_{\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{2a\sqrt{t}}}^{\infty}\mathbf{e}^{-y^2}\cos\left(\frac{\omega_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}{2a^2y^2}\right)dy,$$
$$I_2 = \int\limits_{\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{2a\sqrt{t}}}^{\infty}\mathbf{e}^{-y^2}\sin\left(\frac{\omega_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}{2a^2y^2}\right)dy. \qquad (6)$$

При $t \longrightarrow \infty$ нижний предел в интегралах (6) стремится к нулю; интегралы в этом случае можно вычислить точно. Выражение (5) в этом пределе принимает вид

$$I(\mathbf{r}', t) = \frac{\sqrt{\pi}}{4}\left(1 + \exp\left(-\frac{\sqrt{\omega_0}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{a}\right)\times \cos\left(\frac{\sqrt{\omega_0}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{a} - 2\omega_0 t\right)\right). \qquad (7)$$

Для дальнейшего анализа используем следующие соображения. Амплитуда плотности индуцированных антенной токов $j_0(\mathbf{r})$ является быстро убывающей функцией от расстояния до антенны [7]. Если размеры антенны ограничены, можно считать, что подынтегральное выражение в (3) отлично от нуля только в пределах некоторой области. Рассмотрим пространственно-временну́ю зависимость температуры среды за пределами этой области. Заменяя в (3) и (7) $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ на r, получим

$$u_0(\mathbf{r}, t) = \frac{W}{8\pi\kappa r}\left(1 + \exp\left(-\frac{r\sqrt{\omega_0}}{a}\right)\times \cos\left(\frac{r\sqrt{\omega_0}}{a} - 2\omega_0 t\right)\right), \qquad (8)$$

где $W = \int\dfrac{j_0^2(\mathbf{r}')}{\sigma}d\mathbf{r}'$ – полная мощность токов, создаваемых антенной в морской среде.

Из структуры выражения (8) видно, что помимо монотонно убывающей с расстоянием составляющей температурного поля, есть и периодическая убывающая его компонента, имеющая вид бегущей тепловой волны. На первый взгляд, наличие этой волны подтверждает предположение о существовании пространственной периодичности температурного поля. Сделаем, однако, количественную оценку длины этой температурной волны $\lambda = a/(2\pi\sqrt{\omega_0})$ и фазовой скорости ее распространения $v_ф = 2a\sqrt{\omega_0}$. Взяв ω_0 порядка 10^3 с$^{-1}$, получим: $\lambda \sim 10^{-6}$ м, $v_ф \sim 10^{-2}$ м/с. Таким образом, помимо того, что амплитуда температурной волны экспоненциально быстро убывает с расстоянием, ее параметры не соизмеримо малы по сравнению с параметрами звуковой волны частоты порядка ω_0. Иными словами, даже если пренебречь конвективными движениями в морской среде, способными легко разрушить такую периодичность, маловероятно, что периодичность со столь малым пространственным периодом способна привести к генерации дополнительной звуковой гармоники.

2. ДИНАМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКОВЫХ ВОЛН

Рассмотрим возможность генерации добавочных звуковых гармоник за счет пондеромоторных сил. Предположим, что звуковая волна, созданная акустическим источником с частотой ω, распространяется в морской среде, где находится искусственный источник электромагнитного поля (антенна) с частотой ω_0. Будем основываться на линеаризованных гидроакустических уравнениях

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho_0\operatorname{div}\mathbf{v} = 0, \qquad (9)$$
$$\rho_0\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} = -c^2\nabla\rho + \mathbf{f}.$$

Здесь ρ_0 – равновесная плотность морской воды, c – скорость звука, ρ и $\mathbf{v}$ – соответственно акустическая плотность и скорость. Плотность пондеромоторной силы $\mathbf{f}$ запишем в следующем виде

$$\mathbf{f} = [\mathbf{j}, \mathbf{B}] + \kappa\nabla\mathbf{E}^2, \qquad (10)$$

где $\mathbf{B}$ – магнитная индукция, $\mathbf{E}$ – напряженность электрического поля, κ – диэлектрическая восприимчивость морской воды, а плотность тока $\mathbf{j}$ определяется законом Ома (σ – проводимость морской воды)

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + [\mathbf{v}, \mathbf{B}]). \qquad (11)$$

Магнитное поле $\mathbf{B}$ является суперпозицией постоянного геомагнитного поля $\mathbf{F}$ и осциллирующего поля антенны $\mathbf{B}_0$. Ограничимся только рассмотрением влияния магнитной составляющей электромагнитного поля антенны. Строго говоря, скорость $\mathbf{v}$, входящая в (11) сама должна определяться из решения задачи. Мы ограничимся приближением, в котором $\mathbf{v}$ можно считать равным $\mathbf{V}$ – скорости звуковых волн, создаваемых акустическим источником. Из системы (9) получим уравнение для акустического давления $P = \rho c^2$

$$\nabla^2 P - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = \mathrm{div}\mathbf{f}. \qquad (12)$$

Записав поле антенны в виде $\mathbf{B}_0 = \frac{1}{2}\mathbf{b}_0 \times (e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t})$ и $\mathbf{V} = \mathbf{u}e^{i\omega t}$ и подставляя в (11) и (10), получим выражение для плотности пондеромоторной силы. Это выражение будет содержать слагаемые с различными частотами. Ограничимся теми слагаемыми, частоты которых равны $\omega_\pm = \omega \pm \omega_0$. Выражения для этих слагаемых имеют вид $\mathbf{f}_\pm e^{i\omega_\pm t}$, где

$$\mathbf{f}_\pm = \frac{\sigma}{2}([[\mathbf{u}, \mathbf{F}], \mathbf{b}_0] + [[\mathbf{u}, \mathbf{b}_0], \mathbf{F}]). \qquad (13)$$

Будем искать решение (12) с правой частью (13) в виде $P = P_\pm e^{i\omega_\pm t}$. Тогда уравнения для $P_\pm$ есть уравнения Гельмгольца

$$\nabla^2 P_\pm + \frac{\omega_\pm^2}{c^2}P_\pm = \mathrm{div}\mathbf{f}_\pm. \qquad (14)$$

Уравнение (14), вообще говоря, должно быть дополнено краевыми условиями на поверхности и на дне океана. Однако, в некоторых случаях имеет смысл постановка задачи о нахождении решений (14) в безграничной среде. Например, если размеры антенны малы по сравнению с расстоянием до поверхности и дна океана, решение (14) можно представить в виде [4]

$$P_\pm = -\frac{1}{4\pi}\int\frac{e^{-ik_\pm R}}{R}\mathrm{div}\mathbf{f}_\pm d\mathbf{r}', \qquad (15)$$

где $k_\pm = \omega_\pm/c$, $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$. Если же глубина океана H значительно меньше расстояния между электромагнитным источником и точкой наблюдения акустических волн, то вместо решения краевой задачи с трехмерным уравнением (14) можно искать решение двухмерного уравнения Гельмгольца

$$\nabla^2 P_\pm + k_\pm^2 P_\pm = Q, \text{ где } Q = \frac{1}{H}\int_{-H/2}^{H/2}\mathrm{div}\mathbf{f}_\pm dz. \qquad (16)$$

Решение этого уравнения имеет следующий вид [4]:

$$P_\pm = -\frac{1}{2\pi}\int K_0(ik_\pm|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)Q(x', y')dx'dy'. \qquad (17)$$

Если мы предположим, что область, где существенно электромагнитное поле антенны, мала по сравнению с расстоянием от антенны до точки наблюдения, то можно считать $\frac{e^{-ik_\pm R}}{R} \approx \frac{e^{-ik_\pm r}}{r} \times e^{ik_\pm(\mathbf{r}, \mathbf{r}')/r}$ в (15), а в (17), используя асимптотическое выражение $K_0(ia) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2a}}\, e^{-i(a + \pi/4)}$ [5], $K_0(ik_\pm|r - r'|) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2k_\pm r}}\, e^{-i(k_\pm r + \pi/4)}\, e^{ik_\pm(\mathbf{r}, \mathbf{r}')/r}$. Тогда решения (15) и (17) переходят в

$$P_\pm = -\frac{e^{-ik_\pm r}}{4\pi r}\int e^{ik_\pm(\mathbf{r}, \mathbf{r}')/r}\mathrm{div}\mathbf{f}_\pm d\mathbf{r}' \text{ и} \qquad (18)$$

$$P_\pm = -\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\pi}{2k_\pm r}}e^{-i(k_\pm r + \pi/4)}\int e^{ik_\pm(\mathbf{r}, \mathbf{r}')/r}Qd\mathbf{r}'. \qquad (19)$$

Преобразуем подынтегральное выражение в (18), используя тождество $\varphi\mathrm{div}\mathbf{a} = \mathrm{div}(\varphi\mathbf{a}) - (\mathbf{a}, \mathrm{grad}\varphi)$. Если предположить, что $\mathbf{f}_\pm(r)$ спадает быстрее, чем $1/r^2$, то, применяя теорему Гаусса, уравнение (18) можно привести к виду:

$$P_\pm = \frac{ik_\pm e^{-ik_\pm r}}{4\pi r}\int e^{ik_\pm(\mathbf{e}_r, \mathbf{r}')}(\mathbf{e}_r, \mathbf{f}_\pm)d\mathbf{r}', \quad \mathbf{e}_r = \mathbf{r}/r. \qquad (20)$$

Вычислим $(\mathbf{e}_r, \mathbf{f}_\pm)$, используя (13):

$$(\mathbf{e}_r, \mathbf{f}_\pm) = \frac{\sigma}{2}((\mathbf{e}_r, \mathbf{F})(\mathbf{u}, \mathbf{B}_0) - 2(\mathbf{e}_r, \mathbf{u})(\mathbf{F}, \mathbf{B}_0) + (\mathbf{e}_r, \mathbf{B}_0)(\mathbf{u}, \mathbf{F})). \qquad (21)$$

Значение этого выражения зависит от взаимной ориентации входящих в него векторов. Рассмотрим частный случай, когда $\mathbf{F}$ перпендикулярно $\mathbf{u}$ и $\mathbf{e}_r$. (Если полагать, что вектора $\mathbf{u}$ и $\mathbf{e}_r$ лежат в горизонтальной плоскости, этот случай соответствует учету только вертикальной компоненты F_z геомагнитного поля.) В этом случае (21) переходит в

$$(\mathbf{e}_r, \mathbf{f}_\pm) = -u\sigma\cos\alpha F_z B_{0z}, \qquad (22)$$

где α – угол между векторами $\mathbf{u}$ и $\mathbf{e}_r$. Если положить $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 e^{-i(\mathbf{k},\,\mathbf{r})}$, т.е. задать гидроакустическое поле как плоскую бегущую волну, то из (12) и (14) получим

$$P_{\pm} = -\frac{i\sigma k_{\pm} u_0 F_z \cos\alpha}{4\pi r} e^{-ik_{\pm} r} I, \qquad (23)$$

$$I = \int B_{0z} e^{i(\mathbf{k}_1,\,\mathbf{r}')} d\mathbf{r}', \text{ где } \mathbf{k}_1 = k_{\pm}\mathbf{e}_r - \mathbf{k}. \qquad (24)$$

Запишем интеграл (24) в цилиндрической системе координат, отсчитывая полярный угол от направления вектора $\mathbf{k}_1$:

$$I = \int \rho B_{0z}(\rho, z, \varphi) e^{ik_1 \rho\cos\varphi} d\rho\, dz\, d\varphi. \qquad (25)$$

Рассмотрим теперь генерацию звуковой гармоники с частотой ω_0. Уравнение для амплитуды акустического давления этой волны имеет вид, аналогичный (14):

$$\nabla^2 P_0 + \frac{\omega_0^2}{c^2} P_0 = \mathrm{div}\mathbf{f}_0. \qquad (26)$$

Решение уравнения (26) имеет вид

$$P_0 = -\frac{1}{4\pi}\int \frac{e^{-ik_0 R}}{R} \mathrm{div}\mathbf{f}_0 d\mathbf{r}', \qquad (27)$$

где $k_0 = \omega_0/c$. При $r \gg r'$, решение (27) приближенно равно

$$P_0 = -\frac{e^{-ik_0 r}}{4\pi r}\int e^{ik_0(\mathbf{e}_r,\,\mathbf{r}')} \mathrm{div}\mathbf{f}_0 d\mathbf{r}'. \qquad (28)$$

Найдем дивергенцию $\mathbf{f}_0$, входящую в это выражение.

$$\mathrm{div}\mathbf{f}_0 = \sigma\mathrm{div}[\mathbf{E}_0, \mathbf{F}] = \sigma(\mathbf{F}, \mathrm{rot}\mathbf{E}_0).$$

Из уравнения Максвелла $\mathrm{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ находим $\mathrm{rot}\mathbf{E}_0 = -i\omega_0\mathbf{B}_0$. Введем векторный потенциал $\mathbf{A}$, так что $\mathbf{B} = \mathrm{rot}\mathbf{A}$. Тогда $\mathrm{div}\mathbf{f}_0 = -i\omega_0\sigma\mathrm{div}[\mathbf{A}_0, \mathbf{F}]$. Значит, (28) можно переписать в виде

$$P_0 = \frac{i\sigma\omega_0}{4\pi r} e^{-ik_0 r}\int e^{ik_0(\mathbf{e}_r,\,\mathbf{r}')} \mathrm{div}[\mathbf{A}_0, \mathbf{F}] d\mathbf{r}'. \qquad (29)$$

Используя тождество $\varphi\mathrm{div}\mathbf{a} = \mathrm{div}(\varphi\mathbf{a}) - (\mathbf{a}, \mathrm{grad}\varphi)$ и применяя теорему Гаусса из (29) получим

$$P_0 = \frac{\sigma\omega_0 k_0}{4\pi r} e^{-ik_0 r}\int e^{ik_0(\mathbf{e}_r,\,\mathbf{r}')} (\mathbf{e}_r, [\mathbf{A}_0, \mathbf{F}]) d\mathbf{r}'. \qquad (30)$$

Таким образом, формулы (23)–(25) и (30) дают возможность рассчитать дополнительные акустические гармоники для известного электромагнитного поля источника.

3. МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬ С ПЕРЕМЕННЫМ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ

Расчет интеграла (25) проведем для случая, когда магнитное поле $\mathbf{B}_0$ является полем магнитного диполя с моментом $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 e^{i\omega_0 t}$, ориентированным по направлению вектора $\mathbf{F}$. Примем векторный потенциал диполя равным $\mathbf{A}_0 = \mu_0\frac{[\mathbf{m}_0, \mathbf{r}]}{r^3}$, то есть в виде векторного потенциала стационарного диполя с переменным магнитным моментом $\mathbf{m}$. Это предположение оправдано для достаточно малых частот ω_0, когда можно пренебречь токами смещения и процессом излучения ЭМ волн. B_{0z} в этом случае равно $B_{0z} = \mu_0 m_0\frac{\rho^2 - 2z^2}{(\rho^2 + z^2)^{5/2}}$ и в (25) можно провести интегрирование по φ используя интегральное представление для функции Бесселя $J_0(t) = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} e^{it\cos\varphi} d\varphi$ [5]:

$$\begin{aligned} I &= 4\pi\mu_0 m_0 \int_0^{\infty} dz \int_0^{\infty} \frac{\rho(\rho^2 - 2z^2)}{(\rho^2 + z^2)^{5/2}} J_0(k_1\rho) d\rho = \\ &= 4\pi\mu_0 m_0 \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial z}\left(z\int_0^{\infty} \frac{\rho J_0(k_1\rho)}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}} d\rho\right). \end{aligned} \qquad (31)$$

Воспользовавшись интегралом $\int_0^{\infty} xJ_0(xy) \times \frac{dx}{(x^2 + a^2)^{3/2}} = \frac{e^{-ay}}{a}$, взятым из [6], находим, что $I = -4\pi\mu_0 m_0$. Подставляя этот результат в (23) окончательно получим

$$P_{\pm} = i\mu_0 m_0 \sigma k_{\pm} u_0 F_z \cos\alpha \frac{e^{-ik_{\pm} r}}{r}. \qquad (32)$$

Рассчитаем теперь P_0 – амплитуду акустического давления с частотой ω_0. Подставляя потенциал диполя в (30) и преобразуя выражение под знаком интеграла, получим

$$\begin{aligned} P_0 = \frac{\sigma\omega_0 k_0}{4\pi r} e^{-ik_0 r}\int e^{ik_0(\mathbf{e}_r,\,\mathbf{r}')} &((\mathbf{e}_r, \mathbf{r}')(\mathbf{F}, \mathbf{m}_0) - \\ &- (\mathbf{e}_r, \mathbf{m}_0)(\mathbf{F}, \mathbf{r}')) d\mathbf{r}'. \end{aligned} \qquad (33)$$

Пусть точка наблюдения лежит в плоскости, проходящей через диполь, перпендикулярно его магнитному моменту. Тогда второе слагаемое в подынтегральном выражении (33) обращается в нуль, и интеграл (33) можно вычислить аналитически. Запишем (33) в цилиндрической системе координат, выбрав ось z по направлению вектора **m** и отсчитывая полярный угол от направления $\mathbf{e}_r$:

$$P_0 = \frac{\mu_0\sigma\omega_0 k_0 m_0 F_z}{4\pi r} e^{-ik_0 r}\int_0^{\infty} d\rho \times$$
$$\times \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^{2\pi} \frac{\rho^2}{(\rho^2+z^2)^{3/2}}\cos\varphi e^{ik_0\rho\cos\varphi} d\varphi. \quad (34)$$

Используя интегральное представление функции Бесселя [5]:

$$J_1(t) = \frac{1}{\pi i}\int_0^{\pi} e^{it\cos\theta}\cos\theta d\theta$$

и рекуррентное соотношение $J_1(t) = -J_0'(t)$, вычислим интеграл (34)

$$P_0(r, t) = -i\sigma\mu_0\omega_0 m_0 F_z \frac{e^{i(\omega_0 t - k_0 r)}}{r}. \quad (35)$$

Формулы (32) и (35) позволяют оценить акустические давления гармоник, генерированных по динамическому механизму осциллирующим магнитным диполем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Мироненко М.В., Короченцев В.И.* Взаимодействие упругих и электромагнитных волн в морской среде // Тр. международного симпозиума “Подводные технологии 2000”, Япония, Токио, май, 2000. С. 105–109.
2. *Савченко В.Н., Смагин В.П., Фонарев Г.А.* Вопросы морской электродинамики. Владивосток: ВГУЭС, 1999. 208 с.
3. *Смагин В.П., Савченко В.Н., Семкин С.В.* Магнитные вариации волнения в прибрежной зоне моря с плоским наклонным дном // Геомагнетизм и аэрономия, 2005. № 4. С. 559–563.
4. *Положий Г.Н.* Уравнения математической физики. М.: Высшая школа, 1964. 560 с.
5. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979. 832 с.
6. *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: ФМ, 1963. 1100 с.
7. *Крутецкий И.В.* Электромагнитные поля и волны в морской среде. Л.: Судостроение, 1982. 256 с.

Generation of Acoustic Waves during Nonlinear Interaction of Hydroacoustic and Electromagnetic Fields in the Marine Environment

S. V. Semkin, V. P. Smagin, and V. N. Savchenko

Vladivostok State University of Economy and Service, ul. Gogolya 41, Vladivostok, 690990 Russia

e-mail: Li15@rambler.ru

Abstract—The feasibility of generating additional acoustic harmonics in the geomagnetic field during the propagation of an acoustic wave in a conducting medium through a region with a variable electromagnetic field is considered. Two possible mechanisms of such generation are analyzed: a parametric mechanism and a mechanism associated with ponderomotive forces (dynamic). Expressions are derived for three acoustic harmonics generated by a magnetic dipole with a variable magnetic moment.