АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2005, том 51, № 4, с. 511–519

УДК 534.2

СПЕКТР ШУМА "ГАЗОВОГО ФАКЕЛА"

© 2005 г. А. О. Максимов

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН
690041 Владивосток, ул. Балтийская 43
E-mail: maksimov@poi.dvo.ru

Поступила в редакцию 22.01.2003 г.

Описан спектр шума "газового факела" – выбросов углеводородного сырья подводных месторождений. Спектральная плотность шума имеет максимумы на частотах, отвечающих собственным (коллективным) колебаниям пелены пузырьков, непосредственно связанных с размером газового факела и средним объемным газосодержанием среды. Пространственное распределение шума по глубине в окрестности газовых факелов носит существенно неоднородный – модовый характер. Эта неоднородность локализована в горизонтальной плоскости, причем радиус локализации тем меньше, чем выше номер моды.

В середине 80 годов газогидратопроявление было выявлено в Охотском море в районе острова Парамушир и впадины Дерюгина [1, 2]. Газовые выбросы со дна метановых пузырьков носят название "газовых факелов" и достаточно хорошо регистрируются с помощью судовых эхолотов в силу того, что резонансное сечение рассеяние звука на газовом пузырьке на два порядка превосходит его геометрические размеры. Дальнейшие исследования газовых факелов в Охотском море выполнялись главным образом в рамкам совместного российско-германского проекта КОМЕХ [3–8]. Многолетние натурные измерения с помощью как дистанционных акустических методов, так и подводных аппаратов проводились в экономической зоне Великобритании в Северном море [9–12], в Мексиканском заливе [13, 14] и на побережье Калифорнии (северная граница желоба Санта Барбара) [15–17].

Наряду с традиционными (активными) методами акустической диагностики газовых факелов предлагается развить и пассивные методы, основанные на анализе спектральных особенностей шумового излучения в окрестности этого объекта на частотах, отвечающих собственным (коллективным) колебаниям пелены пузырьков. Будут проанализированы два типа источников шума. Рождение одиночного пузырька сопровождается излучением шумового сигнала, для характеристики которого весьма подходит образное выражение Лонге-Хиггинса "their birthing wail" [18]. Второй тип источника – традиционный: верхний взволнованный слой океана. Причиной шума является обрушение волн. Широкополосный шум, распространяясь в пелене, достаточно эффективно возбуждает стоячие волны в области существования газового факела. Эти коллективные колебания проявляются в виде максимумов в спектральной плотности шумовых сигналов на частотах, непосредственно связанных с геометрическими размерами факелов и средним газосодержанием в среде.

При построении модели будем опираться на наиболее изученные источники газовых выбросов. К таковым в первую очередь относится SBC (аббревиатура английского названия Santa Barbara Channel). В этом районе пузырьки всплывают с относительно небольшой глубины (~60 м), имеются многочисленные измерения обратного рассеяния на частотах 50 кГц и 3.5 МГц, проводились исследования распределения пузырьков по размерам [14]. Пузырьки заполняют всю толщу воды от источника на дне до поверхности, и данные обратного рассеяния не указывают на наличие каких-то аномалий в их распределении по глубине. Сопоставление будет проводиться со следующими источниками [19]: Thor CP Seep/TCS/ (широта 34°52,442′, долгота 119°23,650′) – расположенного на глубине 20 м и имеющего площадь ~2 м^2; La Goleta Seep/LGS/ (34°51,183′, 119°22,500′) – глубина 70 м, площадь ~25 м^2 и Seep Tent Seep/STS/ (34°53,350′, 119°23,050′) – глубина 70 метров, площадь ~700 м^2. Простейшей моделью (см. рис. 1), которую можно использовать для описания этого объекта, является круговой цилиндр, заполненный смесью жидкости и пузырьков, высотой H, равной глубине залегания источника и радиуса R_c, характеризующего поперечный размер факела.

Линейность задачи позволяет разделить решение на две части. На первом этапе анализируется излучение монопольного точечного источника единичной амплитуды, изменяющегося по закону $\exp(-i\omega t)$. После исключения временнóй переменной задача сводится к решению уравнения

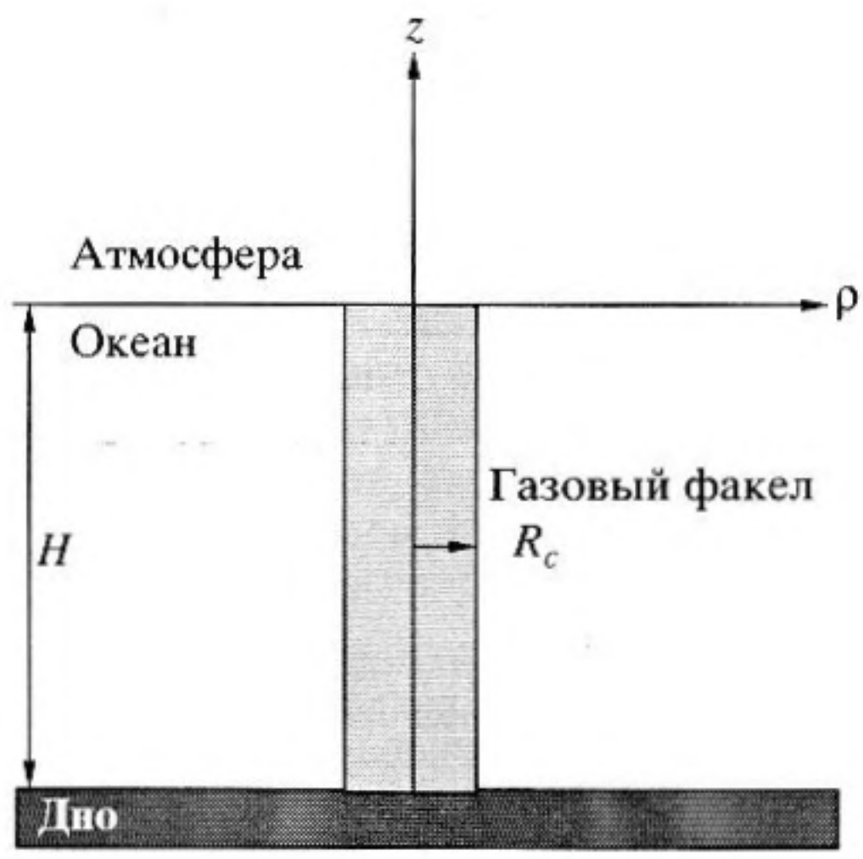

Рис. 1. Иллюстрация модели "газового факела": цилиндр высотой H и радиусом R_c, заполненный газожидкостной смесью, скорость звука в которой c_m существенно меньше скорости звука c в окружающей жидкости.

Гельмгольца для поля давления в чистой жидкости P с волновым вектором

$$k^2 = \omega^2/c^2, \quad R_c < \rho, \quad -H < z < 0, \tag{1}$$

где c – скорость звука в чистой жидкости. Возмущения давления P в теле факела – цилиндрической колонке $-H < z < 0, 0 < \rho < R_c$ будет описываться уравнением Гельмгольца с волновым вектором [20]

$$k_m^2 = \frac{\omega^2}{c_m^2} = \frac{\omega^2}{c^2} + 4\pi\omega^2 \int \frac{g(R)RdR}{\Omega_0^2(R) - \omega^2 + 2i\delta\omega}. \tag{2}$$

Здесь $g(R)$ – функция распределения: число пузырьков в единице объема с радиусами в интервале от R до $R + \Delta R$, имеющая размерность (м$^{-3}$ мкм$^{-1}$); $\Omega_0(R)$ и δ – частота собственных колебаний и коэффициент затухания пузырька радиуса R.

Дополнительного обсуждения заслуживают условия применимости выражения (2). Существует крайне ограниченная информация о виде функции распределения пузырьков, покидающих устье газового факела [2, 21–23]. В наиболее распространенном случае непрерывной генерации пузырьков функция распределения имеет максимум при $R_m \sim 2.5 \times 10^{-3}$ м и характеризуется плавным спаданием в области больших и меньших размеров. Пузырек с радиусом R_m, расположенный у поверхности, имеет резонансную частоту $f_0 \sim 1.3$ кГц, а на глубине d резонансная частота пузырька такого же размера из-за растущего гидростатического давления составит величину $f(d) = f_0\sqrt{1 + (d/h)}$ ($h \approx 10$ м). Распределение, сформировавшееся у дна, по мере подъема может достаточно существенно измениться [21–27]: пузырьки уменьшают свои размеры за счет растворения метана (CH_4) и растут за счет падения гидростатического давления.

Целью настоящего исследования являются низкочастотные, коллективные колебания пелены пузырьков, формирующих газовый факел, периоды которых значительно превышают периоды собственных колебаний отдельных пузырьков. В этом случае формула (2) сводится к хорошо известному результату – выражению для эффективной скорости распространения звука в газожидкостной смеси (формула Вуда) [28, 29].

$$k_m^2 = \frac{\omega^2}{c_m^2}, \quad \frac{1}{c_m^2} = \frac{1}{c^2} + \frac{\beta\rho_0}{P}, \quad \beta = \frac{4\pi}{3}\int g(R)R^3 dR, \tag{3}$$

здесь β – объемное газосодержание, а P – гидростатическое давление, ρ_0 – плотность жидкости. Закон уменьшения объемного газосодержания по мере приближения к поверхности зависит от многих причин [22] и отличается от линейного закона убывания гидростатического давления, однако для глубин менее ста метров их отношение можно считать постоянным по порядку величины, и именно эта простейшая модель постоянной скорости звука будет использована в настоящей работе.

Если объемная концентрация β у поверхности превышает значение 10^{-4}, то эффективная скорость звука оказывается существенно меньше скорости звука в чистой жидкости, и $c_m^2 \approx P(\beta\rho_0)^{-1}$. Для $\beta \approx 0.01$ скорость звука $c_m \approx 100$ м/с более чем на порядок меньше c. Это вполне реалистический случай, поскольку при достаточно интенсивных выбросах, например в районе SBC, где организована промышленная добыча метана, $\beta \approx 0.05$ [15].

Функция Грина, описывающая распространение звука от точечного источника, удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\Delta G(\omega; \mathbf{r}|\mathbf{r}') + k^2(\rho)G(\omega; \mathbf{r}|\mathbf{r}') = -4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \tag{4}$$

которое следует дополнить граничными условиями. Мы используем условие свободной поверхности

$$G(\omega; \mathbf{r}|\mathbf{r}')|_{z=0} = 0 \quad (0 \le \rho < \infty) \tag{5а}$$

для областей, занятых как пузырьковой смесью, так и чистой жидкостью. Условие "мягкого" основания при наличии слоя осадков на дне

$$G(\omega; \mathbf{r}|\mathbf{r}')|_{z=-H} = 0 \quad (0 \le \rho < R_c), \tag{5б}$$

или "жесткого" дна, при наличии скальных пород, замыкают систему граничных условий:

$$\left.\frac{\partial G(\omega; \mathbf{r}|\mathbf{r}')}{\partial z}\right|_{z=-H} = 0 \quad (R_c \le \rho < \infty). \tag{5в}$$

Разлагая функцию Грина по набору собственных функций краевой задачи и учитывая, что набор функций $\{\sin\lambda_n z\}$ является полным как для мягкой, так и для жесткой границы, получаем

$$G(\omega;\mathbf{r}|\mathbf{r}') = \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-\infty}^{+\infty} G_{nm}(\rho|\rho')\times$$
$$\times\sin(\lambda_n z)\sin(\lambda_n z')(\pi H)^{-1}e^{im(\varphi-\varphi')},$$
$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}G_{nm}(\omega;\rho|\rho')\right)+ \tag{6}$$
$$+\left[k^2(\rho)-\frac{m^2}{\rho^2}-\lambda_n^2\right]G_{nm}(\omega;\rho|\rho') = -\frac{4\pi}{\rho}\delta(\rho-\rho'),$$

причем для мягкого дна (5б) $\lambda_n \equiv \lambda_n^S = (\pi/H)n$, в то время как для жесткого основания (5в) $\lambda_n \equiv \lambda_n^R = (\pi/H)(n-1/2)$, $n = 1, 2, 3, \ldots$, (ρ, φ, z) – цилиндрические координаты. Явный вид радиальной части функции Грина $G_{nm}(\omega;\rho|\rho')$ – решения уравнения (6) определяется следующими формулами:

$$G_{nm}(\rho|\rho') = 2\pi\begin{cases} J_m(\kappa_n\rho)[i\pi H_m^{(1)}(\kappa_n\rho')-d_1(n,m)J_m(\kappa_n\rho')] & \rho<\rho'<R_c,\\ [i\pi H_m^{(1)}(\kappa_n\rho)-d_1(n,m)J_m(\kappa_n\rho)]J_m(\kappa_n\rho') & \rho'<\rho<R_c,\\ (-\pi/d_2(n,m))J_m(\kappa_n\rho)K_m(k_n\rho') & \rho<R_c<\rho',\\ (-\pi/d_2(n,m))K_m(k_n\rho)J_m(\kappa_n\rho') & \rho'<R_c<\rho,\\ 2[I_m(k_n\rho)-c_1(n,m)K_m(k_n\rho)]K_m(k_n\rho') & R_c<\rho<\rho',\\ K_m(k_n\rho)2[I_m(k_n\rho')-c_1(n,m)K_m(k_n\rho')] & R_c<\rho'<\rho; \end{cases} \tag{7}$$

$$d_1 = \frac{K_m(k_nR_c)i\pi H_m^{(1)\prime}(\kappa_nR_c)-K_m'(k_nR_c)i\pi H_m^{(1)}(\kappa_nR_c)}{K_m(k_nR_c)J_m'(\kappa_nR_c)-K_m'(k_nR_c)J_m'(\kappa_nR_c)},$$

$$d_2 = -(\pi R_c/2)[K_m(k_nR_c)J_m'(\kappa_nR_c)-K_m'(k_nR_c)J_m(\kappa_nR_c)],$$

$$c_1 = \frac{I_m(k_nR_c)J_m'(\kappa_nR_c)-I_m'(k_nR_c)J_m(\kappa_nR_c)}{K_m(k_mR_c)J_m'(\kappa_nR_c)-K_m'(k_nR_c)J_m(\kappa_nR_c)},$$

$$k_n^2 = \lambda_n^2-\frac{\omega^2}{c^2},\quad \kappa_n^2 = \frac{\omega^2}{c_m^2}-\lambda_n^2,$$

где J_m, $H_m^{(1)}$, I_m, K_m – функции Бесселя, штрих обозначает производную по координате.

Как уже отмечалось выше, скорость звука в смеси может быть на порядок меньше скорости звука в жидкости, поэтому область газового факела представляет собой эффективный волновод. Следует указать на имеющуюся аналогию с волоконно-оптическим волноводом, отмеченную в работе [30]. Существование собственных мод, захваченных этим волноводом, проявляется в наличии полюсов у функции Грина (6)–(7). Действительно, при частотах ниже критической $\omega < \omega_0 = c(\pi/2H)$ (ниже мы приводим вычисления для жесткого дна) все нормальные моды в океаническом волноводе являются затухающими, и соответственно у функции Грина отсутствуют полюса, располагающиеся вблизи вещественной оси. Однако при наличии газового факела знаменатель $d_2(0, n) = (\pi R_c/2)]K_0(k_nR_c)\kappa_nJ_1(\kappa_nR_c) - k_nK_1(k_nR_c)J_0(\kappa_nR_c)]$, входящий в осесимметричную ($m = 0$) часть функции Грина $G_{0n}(\omega;\rho|\rho')$, может обращаться в нуль, что является условием существования локализованных в горизонтальной плоскости собственных колебаний. В области газового факела они описываются не имеющими особенностей функциями $J_0(\kappa_n\rho)$, а вне факела – экспоненциально убывающими функциями $K_0(k_n\rho)$.

Наличие малого параметра $R_c/H \ll 1$ (для источника TCS $R_c \sim 0.8$ м $(R_c/H) \sim 0.04$; для LGS $R_c \sim 3$ м, $(R_c/H) \sim 0.04$); для STS $R_c \sim 15$ м, $(R_c/H) \sim 0.2$) позволяет в явном виде определить значения собственных частот этих локализованных колебаний. Оставляя члены первых двух порядков в разложении функций Бесселя по малым параметрам $R_c\kappa_n \ll 1$, $R_ck_n \ll 1$, имеем

$$J_0(R_c\kappa_n) \simeq 1-\frac{(R_c\kappa_n)^2}{4},$$

$$J_1(R_c\kappa_n) \simeq \frac{R_c\kappa_n}{2}\left(1 - \frac{(R_c\kappa_n)^2}{8}\right),$$

$$K_0(R_ck_n) \simeq -\left[\ln\frac{(R_ck_n)}{2} - \psi(1)\right],$$

$$K_1(R_ck_n) \simeq \frac{1}{(R_ck_n)} + \frac{(R_ck_n)}{2}\ln(R_ck_n),$$

$$d_2(0, n) \approx -(\pi/2)\left(1 + \frac{(R_c\omega/c_m)^2(1 - c_m^2/c^2)}{2}\ln(R_ck_n)\right).$$

Значение собственной частоты n-ой моды ω_{Rn} определяется из условия

$$(R_c\omega/c_m)^2(1 - c_m^2/c^2) = -2/\ln(R_ck_n). \qquad (8)$$

В качестве иллюстрации на рис. 2 представлено графическое решение этого уравнения для низшей моды и геометрических параметров источника STS – $(R_c/H) \approx 0.2$. Расход этого источника характеризовался как весьма интенсивный [19], поэтому вычисления проводились для скорости звука в смеси, существенно меньшей скорости звука в чистой жидкости: $ssr = (c_m^2/c^2) \approx 0.1$, 0.05 и 0.01. Малое затухание не учитывалось. Если для этих скоростей в смеси использовать формулу Вуда, то получаются следующие значения объемной концентрации: $\beta \approx 0.044\%$, 0.088%, 0.44%. На рис. 2 по оси y отложены значения $S(s) = (1/2)[1 - (c_m/c)^2](c_m/c)^{-2}[(\pi R_c)^2(2H)^{-2} - s^2]$ и

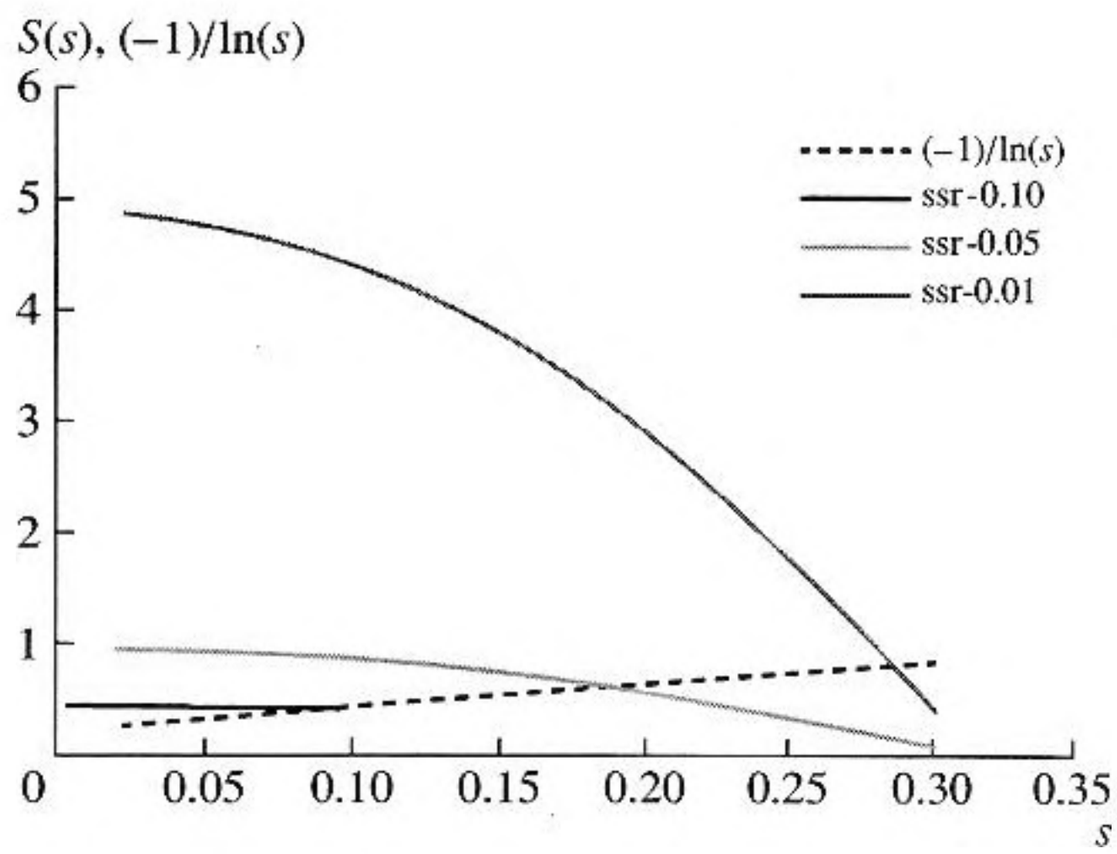

Рис. 2. Графическое решение дисперсионного уравнения для низшей моды. Правая часть уравнения (8) изображена штрихованной линией, левая часть для значений скорости звука в смеси c_m существенно меньшей скорости звука в чистой жидкости c ($ssr = (c_m^2/c^2) \approx 0.1$, 0.05 и 0.01) – сплошными линиями. Вычисления проделаны для геометрических параметров источника STS – $(R_c/H) \approx 0.2$.

$-1/\ln(s)$ в зависимости от величины $s \equiv R_ck_1$ ($k_1 = \sqrt{(\pi/2H)^2 - (\omega/c)^2}$), отложенной по оси x. Собственная частота захваченной моды определяется из условия пересечения этих кривых: $s(0.1) \simeq 0.087$, $s(0.05) \simeq 0.178$, $s(0.01) \simeq 0.287$ ($f = (c/2\pi R_c)\sqrt{(\pi R_c/2H)^2 - s^2}$) и составляет величину $f(0.1) \approx 5.1$ Гц, $f(0.05) \approx 4.4$ Гц и $f(0.01) \approx 2.1$ Гц. Следует отметить, что только при столь значительном насыщении смеси пузырьками и, соответственно, при малой эффективной скорости звука отщепление этой частоты от границы непрерывного спектра $f_c = (c/4H) \approx 5.4$ Гц не очень мало. В этом случае можно получить аналитическую зависимость собственной частоты от определяющих параметров

$$\omega_{R1}^2 \approx \frac{2c_m^2}{R_c^2|\ln(R_c/H)|}. \qquad (9)$$

К подобному выражению можно прийти, исходя из простых физических соображений. Действительно, рассматриваемую модель (см. рис. 1) можно интерпретировать как задачу о собственных колебаниях цилиндрического пузырька, сжимаемость которого равна

$$K = -\frac{1}{V}\frac{\partial V}{\partial P} = \frac{\beta}{P} = \frac{1}{\rho_0 c_m^2},$$

а инерционная масса может быть определена, исходя из следующих соображений. На расстояниях меньших длины волны $\lambda = 2\pi/k \geq H$ жидкость можно считать несжимаемой, поэтому потенциал, удовлетворяющий уравнению Лапласа, имеет вид $\varphi = -\varphi(t, R_c)\ln(\rho/H)$, а вариации давления выражаются через потенциал с помощью уравнения Бернулли $\Delta P_{out} = -\rho_0(\partial\varphi/\partial t)$. Условия непрерывности смещений и вариаций давления на цилиндрической стенке пузырька дают

$$\Delta\dot{R} = -\frac{\varphi(t, R_c)}{R_c}; \quad \Delta P_{out} = \Delta P_{in},$$

$$\Delta P_{in} = -\frac{1}{K}\frac{2\Delta R}{R_c} = -\rho_0\frac{2c_m^2}{R_c}\Delta R,$$

$$\Delta P_{out} = \rho_0\frac{\partial\varphi(t, R_c)}{\partial t}\ln(R_c/H) = -\rho_0\ln(R_c/H)R_c\Delta\ddot{R}; \qquad (10)$$

$$-\ln(R_c/H)R_c\Delta\ddot{R} + \frac{2c_m^2}{R_c}\Delta R = 0$$

аналог уравнения Рэлея с собственной частотой, определяемой формулой (9).

В противоположном случае, когда величина отщепления мала по сравнению с критической

частотой $f = f_c - \Delta f$, $\Delta f \ll f_c$, дисперсионное уравнение (8) можно записать в виде

$$(R_c k_1)^2 = \exp\left[-\frac{4(c_m/R_c\omega)^2}{(1 - c_m^2/c^2)}\right] \approx$$

$$\approx \exp\left[-\frac{4(c_m/R_c 2\pi f_c)^2}{(1 - c_m^2/c^2)}\right] = \exp\left[-\frac{4c_m^2 H^2}{\pi^2 c^2 R_c^2 (1 - c_m^2/c^2)}\right].$$

Используя для левой части этого уравнения приближенное выражение $(R_c k_1)^2 = R_c^2 [\pi^2/(4H^2) - 4\pi^2(f_c - \Delta f)^2 c^{-2}] \approx (2\pi^2 R_c^2 c^{-1} H^{-1})\Delta f$, получаем

$$\Delta f = \frac{cH}{2\pi^2 R_c^2} \exp\left[-\frac{4c_m^2 H^2}{\pi^2 c^2 R_c^2 (1 - c_m^2/c^2)}\right]. \qquad (11)$$

Так для не столь интенсивных выбросов LGS и TCS, имеющих меньшие поперечные размеры $(R_c/H) \sim 0.04$, положение нижней частоты согласно (11) экспоненциально мало отличается от границы сплошного спектра, равной $f_c = (c/4H) \approx 5.4$ Гц для LGS и $f_c \approx 19$ Гц для TCS. Физическим параметром, который различает эти два предельных случая, является $\eta = (c_m H/cR_c)$. При $\eta \ll 1$ отщепление собственной частоты значительно и ее величина описывается формулой (9) и, наоборот, при $\eta \gg 1$ отщепление от границы сплошного спектра экспоненциально мало.

Дисперсионное уравнение (8) наряду с низшей описывает и ряд высших локализованных мод, для которых выполняются неравенства $R_c \kappa_n \ll 1$, $R_c k_n \ll 1$, и в вертикальной структуре которых появляется все большее число узлов и пучностей. Однако поскольку эти состояния попадают в область сплошного спектра, о них говорят как о сложных резонансах.

Проблема существования "захваченных" мод в акустическом волноводе, примером которых являются коллективные колебания пелены пузырей – газового факела, интенсивно исследовалась в течение последнего десятилетия (см. [31–33] и содержащуюся в этих работах обширную библиографию). Вместе с тем строгие математические результаты относительно условий существования (или не существования) захваченных мод были получены для простых моделей: объектов правильной геометрической формы, находящихся в симметричных относительно стенок конфигурациях или смещенных из симметричных конфигураций, но так, что для их анализа можно использовать теорию возмущений. Более того, основные результаты были получены для двумерной задачи. В реальной геометрии им могут соответствовать цилиндрические объекты с направляющей, параллельной поверхности океана.

Проведем сопоставление с результатами лабораторных исследований акустического излучения цилиндрического столба пузырьков в бассейне [30, 34–36]. Пузырьки создавались на дне путем прокачивания воздуха через насадки (медицинские иглы одинакового размера), расположенные равномерно на концентрических окружностях. Детальные измерения положения первых пяти максимумов спектральной плотности и их зависимость от объемного газосодержания в диапазоне (0.1–1.5%) показали полное совпадение теоретических и экспериментальных результатов. Следует, однако, отметить, что наличие отражающих боковых стенок приводило к тому, что дисперсионное уравнение для собственных мод в бассейне с цилиндрической пеленой пузырьков отличалось от анализируемого в настоящей работе. Наиболее существенно это различие проявляется при понижении объемной концентрации, когда частота захваченной моды (ради определенности мы говорим о низшей моде) приближается к f_c – границе сплошного спектра океанического волновода. В условиях эксперимента [36] $f_c = (c/4H) \approx 450$ Гц (высота $H \approx 0.82$ м), но эта величина ничем не выделена, поскольку затухающий характер поля в области $R_c \le \rho \le R_t$ (R_t – радиус бассейна) при $f < f_c$, либо поведение в виде стоячих волн при $f > f_c$ не влияют на причину локализации в горизонтальном направлении – ее обеспечивает наличие боковых стенок бассейна. Совсем иная картина имеет место в неограниченном в горизонтальном направлении волноводе, где захваченная низшая мода может существовать лишь при $f < f_c$.

Наиболее близким по своим пропорциям к источнику STS являются условия экспериментов [30], проводимых в относительно протяженном в поперечном направлении бассейне (при глубине жидкости от 0.28 до 0.47 м радиус бассейна составлял ~1.50 м). На рис. 3 этой статьи приведена зависимость частоты низшей моды от объемной концентрации для цилиндрической пелены пузырьков радиуса $R_c = 0.08$ м при высоте столба жидкости $H = 0.41$ м. Поскольку в этом случае $R_c/H \approx 0.2$, сопоставление с данными [30] является проверкой полученных результатов, в частности оно подтверждает правомерность использования относительно простой формы дисперсионного уравнения (8).

Найденный явный вид функции Грина (6, 7) позволяет описать пространственное распределение шума в окрестности газового факела, суммируя вклад от отдельных источников. Компонента Фурье измеряемого давления на частоте ω в точке $\mathbf{r}$ $P_T(\omega; \mathbf{r})$ будет описываться интегралом

$$P_T(\mathbf{r}, \omega) = \int G(\omega; \mathbf{r}|\mathbf{r}') q(\omega; \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \qquad (12)$$

здесь $q(\omega; \mathbf{r}')$ – плотность распределения монопольных источников шума – случайная функция.

Мера пространственной когерентности шумового поля описывается корреляционной функцией

$$\langle P_T(\mathbf{r}, \omega)P_T^*(\mathbf{r}_1, \omega)\rangle =$$

$$= \int d\mathbf{r}'d\mathbf{r}''\langle q(\omega; \mathbf{r}')q^*(\omega; \mathbf{r}')\rangle G(\omega; \mathbf{r}|\mathbf{r}')G^*(\omega; \mathbf{r}_1|\mathbf{r}''),$$

где звездочка означает комплексное сопряжение, а угловые скобки – усреднение по ансамблю случайных источников. Конкретизируем тип источников.

Рассмотрим сначала шум, вызванный обрушением волн, и воспользуемся общепринятой моделью [37, 38], состоящей в том, что в каждой точке плоскости, находящейся на горизонте z_0 ниже свободной поверхности, располагаются монопольные источники $q(\omega; \mathbf{r}') = s(\omega; \mathbf{r}')\delta(z' - z_0)$. Функция $s(\omega; \boldsymbol{\rho}')$ в этом выражении является случайной переменной, а ее корреляционная функция равна $\langle s^*(\omega; \boldsymbol{\rho}')s(\omega; \boldsymbol{\rho}'')\rangle = |q_0(\omega)|^2N(|\boldsymbol{\rho}' - \boldsymbol{\rho}''|)$. В важном частном случае некоррелированных источников $N(\rho) = 2\delta(\rho)(\omega^2\rho/c^2)^{-1}$ [37] и мы имеем

$$C_\omega(\rho, z; \rho_1, z_1; \varphi - \varphi_1) \equiv$$

$$\equiv \langle P_T(\boldsymbol{\rho}, z; \omega)P_T^*(\boldsymbol{\rho}_1, z_1; \omega)\rangle = 4\pi\left(\frac{q(\omega)c}{\omega}\right)^2\int d^2\boldsymbol{\rho}' \times$$

$$\times G(\omega; \boldsymbol{\rho}, z|\boldsymbol{\rho}', z_0)G^*(\omega; \boldsymbol{\rho}_1, z_1|\boldsymbol{\rho}', z_0) =$$

$$= 8\left(\frac{q(\omega)c}{\omega H}\right)^2\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{l=1}^{\infty}\sin\left[\frac{\pi z}{H}(n-1/2)\right]\times \tag{13}$$

$$\times \sin\left[\frac{\pi z_0}{H}(n-1/2)\right]\sin\left[\frac{\pi z_1}{H}(l-1/2)\right]\sin\left[\frac{\pi z_0}{H}(l-1/2)\right]\times$$

$$\times \sum_{m=-\infty}^{+\infty}\exp[im(\varphi-\varphi_1)]\int_0^\infty G_{nm}(\rho|\rho')G_{lm}^*(\rho_1|\rho')\rho'd\rho'.$$

Однако наиболее простой величиной, которая экспериментально измеряется при регистрации шума, является спектральная плотность SD:

$$\mathrm{SD} = 10\lg\left(\frac{4\pi|P_T(\omega; \mathbf{r})|^2}{T(P_{ref}^2/\text{Гц})}\right), \tag{14}$$

здесь T – длительность интервала измерений, P_{ref} = 1мкПа. Предполагаемая эргодичность позволяет выразить (14) через среднее по ансамблю источников шума (13):

$$|P_T(\mathbf{r}, \omega)|^2 = |q_0(\omega)|^2\int d\boldsymbol{\rho}'\int d\boldsymbol{\rho}''G^*(\omega; \mathbf{r}|\boldsymbol{\rho}', z_0)\times$$

$$\times G(\omega; \mathbf{r}|\boldsymbol{\rho}'', z_0)N(|\boldsymbol{\rho}' - \boldsymbol{\rho}''|) \approx 8\left(\frac{q(\omega)c}{\omega H}\right)^2\times$$

$$\times\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{l=1}^{\infty}\sin\left[\frac{\pi z}{H}(n-1/2)\right]\sin\left[\frac{\pi z}{H}(l-1/2)\right]\times \tag{15}$$

$$\times \sin\left[\frac{\pi z_0}{H}(n-1/2)\right]\sin\left[\frac{\pi z_0}{H}(l-1/2)\right]\times$$

$$\times \sum_{m=-\infty}^{+\infty}\int_0^\infty G_{nm}(\rho|\rho')G_{lm}^*(\rho_1|\rho')\rho'd\rho'.$$

В окрестности частот, отвечающих собственным коллективным колебаниям пелены пузырей (8), основной вклад в спектральную плотность будут давать полюсные особенности функции Грина [37]. Сохраняя диагональные по номерам мод n компоненты осесимметричной ($m = 0$) функции Грина, дающие максимальный вклад в окрестности резонансов, получаем

$$|P_T(\mathbf{r}, \omega)|^2 \approx |q_0(\omega)|^2\sin^2\left[\frac{\pi z}{H}(n-1/2)\right]\times$$

$$\times\left[\frac{\pi z_0}{H}(n-1/2)\right]^2\frac{1}{(\pi H)^2}\frac{8\pi^2}{(\omega/c)^2}\times \tag{16}$$

$$\times\int_0^\infty d\rho'\rho'G_{n0}^*(\omega; \rho|\rho')G_{n0}(\omega; \rho|\rho').$$

В главном порядке по малым параметрам $R_c\kappa_n \ll 1$, $R_ck_n \ll 1$, имеем

$$\int_0^\infty d\rho'\rho'G_{n0}^*(\omega; \rho|\rho')G_{n0}(\omega; \rho|\rho') \approx \frac{4\pi^4K_0^2(k_n\rho)}{|d_2(n,0)|^2}\int_0^{R_c}J_0^2(\kappa_n\rho')\rho'd\rho' + 16\pi^2|c_1(n,0)|^2K_0^2(k_n\rho)\int_{R_c}^\infty K_0^2(k_n\rho')\rho'd\rho' \approx$$

$$\approx \frac{8\pi^2\left(R_c^2 + \dfrac{\omega^4R_c^4}{c^4k_n^2}\right)K_0^2(k_n\rho)}{\left\{1 - \dfrac{\omega^2}{\omega_{Rn}^2}\right\}^2 + \left\{4\pi\omega_{nR}^3R_c^2\ln\left[\dfrac{R_c\pi(n-1/2)}{H}\right]\int\dfrac{\delta g(R)RdR}{(\Omega_0^2(R) - \omega_{nR}^2)^2 + 4\delta^2\omega_{nR}^2}\right\}^2}.$$

Как следует из приведенной формулы, вклад в возбуждение собственных мод источниками шума, расположенными над газовым факелом (пропорциональный $\sim R_c^2$), выше, чем от источников, располагающихся в гораздо более протяженной области $\sim k_n^{-2}$ вне факела, но в силу "рэлеевского" $(\omega^4 R_c^4/c^4) \ll 1$ характера рассеяния, приводящего к существенно меньшим значениям спектральной плотности. Подставляя это выражение в формулу (16), получаем

$$|P_T(\mathbf{r}, \omega)|^2 \approx 16\pi^3 q_\infty^2(\omega)\frac{R_c^2(n-1/2)^2}{(\omega/c)^2 H^4}K_0^2(k_n\rho)\times$$
$$\times \sin^2\left[\frac{\pi z}{H}(n-1/2)\right]\left\{\left[1-\frac{\omega^2}{\omega_{Rn}^2}\right]^2 + Q_n^{-2}\right\}^{-1}. \quad (17)$$

Следуя [38], мы исключили зависимость от содержащегося в модели параметра z_0 – глубины расположения слоя источников. Для этого уровень шума $q_0(\omega)$ нормировался таким образом [38] $q_0^2(\omega) = q_\infty^2(\omega)/(16\pi z_0^2)$, чтобы привести к уровню q_∞, который генерировался бы этими же источниками в бесконечно глубоком океане. При описании конечной ширины резонансной кривой в выражении (17) введен феноменологический параметр Q_n – добротность n-ой локализованной моды. В том случае, когда основной вклад в затухание вносит рассеяние на пузырьках –

$$Q_n^{-1} \approx 4\pi\omega_{nR}^3 R_c^3 \ln\left[\frac{R_c\pi(n-1/2)}{H}\right]\times$$
$$\times\int\frac{\delta g(R)RdR}{(\Omega_0^2(R)-\omega_{nR}^2)^2+4\delta^2\omega_{nR}^2}.$$

Вместе с тем, этот вопрос требует дальнейшего исследования, в частности, следует учесть проницаемость дна, например в модели Пекериса – жидкий слой, лежащий на жидком полупространстве.

Вычислим теперь распределение шума, генерируемое рождающимися в устьицах пузырьками. В силу линейности задачи их вклад будет аддитивен вкладу поверхностного волнения (17). Корреляционная функция монопольных источников будет описываться в этом случае формулой [36]

$$\langle q^*(\omega; \mathbf{r}')q(\omega; \mathbf{r}'')\rangle =$$
$$= 4\rho_0^2\dot{n}T(\bar{R}_0/R_c)^4|(\ddot{R}_\omega)|^2[1-\theta(R_c-\rho')]\times$$
$$\times\delta(z'-H)[1-\theta(R_c-\rho'')]\delta(z''-H),$$

здесь $\dot{n}$ – число пузырьков рождающихся в устьицах в единицу времени, $\bar{R}_0$ – средний радиус пузырьков, $(\ddot{R})_\omega$ – компонента Фурье ускорения стенки пузырька с характерным размером $\bar{R}_0$. Физическая интерпретация этого выражения: в основании колонки имеется N некогерентных поршневых источников (устьиц), воздействующих с одинаковым давлением на область $\pi R_c^2/N$.

Сохраняя диагональные по номерам мод n компоненты осесимметричной ($m = 0$) функции Грина, получаем следующее распределение шума в окрестности газового факела ($\rho > R_c$):

$$|P_T(\mathbf{r}, \omega)|^2 = 4\rho_0^2\dot{n}T(\bar{R}_0/R_c)^4|(\ddot{R})_\omega|^2\times$$
$$\times\left|\int_0^{2\pi}\int_0^{R_c} d\varphi'\rho' d\rho' G(\omega; \mathbf{r}|\rho', \varphi', H)\right|^2 \approx$$
$$\approx 64\pi^2\rho_0^2\dot{n}T\frac{\bar{R}_0^4|(\ddot{R})_\omega|^2}{H^2}K_0^2(k_n\rho)\times \quad (18)$$
$$\times\sin^2\left[\frac{\pi z}{H}(n-1/2)\right]\left\{\left[1-\frac{\omega^2}{\omega_{Rn}^2}\right]^2 + Q_n^{-2}\right\}^{-1}.$$

Таким образом, пространственное распределение спектральной мощности шума по глубине в окрестности газовых факелов носит существенно неоднородный – модовый характер. Эта неоднородность локализована в горизонтальной плоскости, причем радиус локализации тем меньше, чем выше номер моды. Спектральная плотность имеет максимумы на частотах, непосредственно связанных с размером газового факела и средним объемным газосодержанием среды.

В заключение оценим спектр шума, описываемый с помощью выражений (17), (18), и сравним его с уровнем шума в океане [40–42]. Используем оценку для интенсивности источников $q_0^2(\omega)$ [38], приводящих в бесконечно глубоком океане к однородному распределению давления q_∞ с интенсивностью, соответствующей 70 дБ. Как следует из выражения (17), спектральные пики, связанные с проявлением газового факела, превышают шумовой фон только при ($R_c Q_n > H$), т.е. при достаточно высокой добротности локализованных мод и для протяженных источников, например таких, как STS. Превышение фона может наблюдаться на расстояниях в несколько глубин. Более эффективным индикатором присутствия газового факела является не интенсивность, а структура пространственных корреляций шума (13), однако эти вопросы, равно как и "засветка" газового факела шумами судоходства, вариации в форме факела, в частности описание конического волновода, составляют предмет отдельной публикации.

Оценим теперь уровень шума, создаваемый пузырьками, рождающимися в устьицах на дне океана. Измерение спектральной плотности шума первых нормальных мод пелены пузырьков в лабораторных условиях [36] осуществлялось в диапазоне 300–1200 Гц. Время выборки составляло $T = 0.1$ с. На оси пелены (см. рис. 8 этой статьи) спектральная плотность первой моды составляла ~110 дБ относительно волны с $P_{ref} = 1$ мкПа в полосе 1 Гц. Полное согласие с результатами эксперимента было достигнуто в модели с характерным размером пузырьков $R_0 \sim 2 \times 10^{-3}$ м и частотой рождения пузырьков в одной устьице (медицинской игле) $\dot{n}_N = \dot{n}/N \sim 50$ с$^{-1}$ (в описываемом эксперименте $N = 49$). При вычислении спектральной плотности на частоте низшей моды с помощью формулы (18) мы будем использовать ту же модель генерации шума и то же значение характерного радиуса пузырька, что и в обсуждаемой работе [36]. Для получения количественной оценки следует задать добротность низшей моды Q_1, геометрические параметры источника (R_c, H), среднюю частоту рождения пузырьков в одной устьице $\dot{n}_N$ и общее число устьиц в источнике N ($\dot{n} \approx \dot{n}_N N$). Ориентируясь на параметры STS можно отметить, что частота рождения пузырьков в одной устьице для этого источника выше, чем в условиях лабораторного эксперимента [36], однако плотность распределения устьиц $N/(\pi R_c^2)$ существенно ниже. Для определения $\dot{n}$ мы воспользуемся данными [39]. Промышленная добыча метана, осуществляемая в районе STS с помощью установленных на дне двух металлических тентов, покрывающих площадь в 1800 м^2, составляет $\dot{V} \sim 9 \times 10^5$ м^3/месяц, или 0.34 м^3/с [39]. Для источника STS, имеющего площадь ~700 м^2, соответственно получаем $\dot{n} = \dot{V}/(4\pi R_c^2/3) = 0.34(700/1800)[(4\pi/3)(2 \times 10^{-3})^3]^{-1} \approx 4 \times 10^6$ с$^{-1}$.

Мы воспользуемся тем же значением добротности $Q_1 \sim 10$, которое реализовалось в эксперименте [36], однако вследствие возросшей проницаемости дна на существенно более низких частотах, отвечающих собственным модам естественного источника, это значение следует рассматривать как "оценку сверху". Подставляя эти выражения в формулы (18), (14), получаем для пикового значения спектральной плотности на частоте первой моды на оси цилиндра величину $SD \approx 128$ дБ.

Сопоставление с уровнем шума в океане на частотах от нескольких до десятка Гц [40–42] показывает, что это значение существенно превышает минимальные значения шумов в этом диапазоне. При удалении от факела интенсивность спектрального пика уменьшается по закону $K_0^2(k_1\rho) \sim \exp(-k_1^2\rho^2)$, и на расстоянии в несколько глубин $\rho \gg k_1^{-1} \sim H$ он погружается в шумовое основание спектра. Как уже отмечалось, на этих дистанциях присутствие факела все еще может быть обнаружено, но при регистрации не интенсивности, а более сложных характеристик – пространственных корреляций спектра (13).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 01-05-64915) и проекта ДВО РАН (04-3-А-07-038).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Обжиров А.И., Казанский Б.А., Мельниченко Ю.И.* Эффект звукорассеивания придонной воды в краевых частях Охотского моря // Тихоокеанская геология. 1989. № 2. С. 119–121.
2. Отчет о работах в 11А рейсе НИС М. Келдыш. Текстовое приложение. Материалы по газогидратоносности Охотского моря. Ленинград: ИО АН, 1988. С. 125–174.
3. GEOMAR Report 42. R/V Professor Bogorov Cruise Report Paramushir-Okhotsk Sea Expedition to Investigate Venting. Kiel. 1995.
4. GEOMAR Report 82. CRUISE REPORTS: KOMEX I and II RV. Professor Gagarinsky Cruise 22 and RV Academik M.A.Lavrentyev Cruise 28. Kiel. 1998.
5. GEOMAR Report 88. CRUISE REPORTS: KOMEX Y and YI RV. Professor Gagarinsky Cruise 26 and MV Marshal Gelovany Cruise 1. Kiel. 1999.
6. *Suess E., Bohrmann G., Greinert J., Lausch E.* Flammable Ice // Scientific American 1999. November. P. 76–83.
7. GEOMAR Report. 110 CRUISE REPORTS: KOMEX LV29, RV Akademik M.A. Lavrentiev Cruise 29. Cruise. Kiel. 2003.
8. *Саломатин А.С., Юсупов В.И.* Газовые факелы Охотского моря // Труды XIII сессии Российского акустического общества. М.: Геос. 2003. С. 776–779.
9. *Hovland M., Sommerville J.H.* Characteristics of two natural gas seepages in the North Sea // Mar. Petrol. Geol. 1985. V. 2. P. 319–326.
10. *Hovland M., Judd A.G.* Seabed Pockmarks and Seepages/London: Grahamand and Trotman, 1988. 293 p.
11. *Judd A.G., Long D., Sankey M.* Pockmark formation and activity, UK block 15/25, North Sea // Bull. Geol. Soc. Denmark. 1994. V. 41. P. 34–49.
12. *Dando R.P.* A Review of Pockmarks in the UK Part of North Sea/Technical report TR_001, Strategic Environment Assessment – SEA 2. London: Department of Trade and Industry, 2001.
13. *Brooks J.M. et al.* Thermogenic gas hydrates in the Gulf of Mexico // Science. 1984. V. 223. P. 696–698.
14. *MacDonalds I.R. et al.* Natural oil slicks in the Gulf of Mexico visible from space // J. Geophys. Res. 1999. V. 98. № C9. P. 16351–16364.
15. *Hornafius J.S., Quigley D.C., Luyendyk B.P.* The world's most spectacular marine hydrocarbone seeps (Coal Oil Point, Santa Barbara Channel, California): Quantification of emisssions // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 20703–20711.

16. *Quigley D.C. et al.* Decrease in natural marine hydrocarbone seepage near Coal Oil Point, California, associated with offshore oil production // Geology. 1999. V. 27. P. 1047–1050.
17. *Leifer I., Clark J., Chen R.* Modification of the local environment by a natural marine hydrocarbon seep // Geophys. Res. Lett. 2000. V. 27. P. 3711–3714.
18. *Longuet-Higgins M.S.* Bubble noise mechanisms – a review/In Conference on Natural Physical Sources of Underwater Sound. Cambridge: 1990. P. 1–33.
19. *Лейфер И., Кларк Дж.* Моделирование рассеянных компонент в углеводородных газовых источниках. Применение к подводным источникам в желобе Санта-Барбара // Геология и геофизика. 2002. Т. 43. № 7. С. 613–621.
20. *Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р.* Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: Ин-т теплофизики, 1983. 238 с.
21. *Leifer I., Judd A.G.* Oceanic methane layers: the hydrocarbon seep bubble deposition hypothesis // Terra Nova. 2002. V. 14. № 6. P. 417–424.
22. *Leifer I., Patro R.K.* The bubble mechanism for methane transport from the shallow sea bed to the surface: A review and sensitivity study // Continental Shelf Research. 2002. V. 22. P. 2409–2428.
23. *Leifer I., MacDonald I.* Dynamics of the gas flux from shallow gas hydrate deposites: interactions between oily hydrate bubbles and the occean environment // Earth and Planetary Science Letters. 2003. V. 210. P. 411–424.
24. *Thorpe S.A.* On the clouds of bubbles formed by breaking wind-waves in deep waters, and their role in air-sea gas transfer // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 1981. V. 304. P. 155–210.
25. *Гончаров В.Н., Клементьева Н.Ю.* Моделирование динамики и условий звукорассеяния газовых пузырьков, всплывающих с больших глубин в море в районах нефтегазовых месторождений // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 3. С. 371–377.
26. *Максимов А.О.* Динамика изменения обратного рассеяния от пелены всплывающих газовых пузырьков / В сб. Морские технологии. Владивосток: ИПМТ ДВО РАН, 1998. В. 2. С. 167–175.
27. *Максимов А.О.* Эффект "транспортной пробки" при формировании газового факела всплывающими пузырьками / В сб. Морские технологии. Владивосток. ИПМТ ДВО РАН, 2002. В. 5. С. 187–191.
28. *Wood A.B.* A textbook of Sound. London: Bell, 1932.
29. *van Wijngaarden L.* One dimentional flow of liquids containing small gas bubbles // Ann. Rev. Fluid Mech. 1972. V. 4. P. 369–396.
30. *Koller D.P., Shankar P.M.* Low-frequency oscillations of bubble plumes // J. Acoust. Soc. Amer. 1993. V. 93. № 3. P. 1362–1364.
31. *Evans D.V., Levitin M., Vassiliev D.* Existence theorems for trapped modes // J. Fluid Mech. 1994. V. 261. P. 21–31.
32. *Davis E.B., Parnovski L.* Trapped modes in acoustic waveguides // Quarterly J. Mech. Appl. Math. 1998. V. 51. P. 477–492.
33. *Khallaf N.S.A., Parnovski L., Vassiliev D.* Trapped modes in a waveguide with a long obstacles // J. Fluid Mech. 2000. V. 403. P. 251–261.
34. *Lu N.Q., Prosperetti A., Yoon S.W.* Underwater noise emission from bubble clouds // IEEE Journal of oceanic engineering. 1990. V. 15. № 4. P. 275–281.
35. *Yoon S.W., Crum L.A., Prosperetti A., Lu N.Q.* An investigation of the collective oscillations of a bubble cloud // J. Acoust. Soc. Amer. 1991. V. 89. № 2. P. 700–706.
36. *Nicolas M., Roy R.A., Crum L.A., Oguz H., Prosperetti A.* Sound emission by a laboratory bubble cloud // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95. № 6. P. 3171–3182.
37. *Kuperman W.A., Ingenito F.* Spatial correlation of surface noise in a stratified ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1980. V. 67. № 6. P. 1988–1996.
38. *Schmidt H., Kuperman W.A.* Estimation of surface noise source level from low-frequency seismoacoustic ambient noise measurements // J. Acoust. Soc. Amer. 1988. V. 84. № 6. P. 2153–2163.
39. *Boles J.R., Clark J.F., Leifer I., Washburn L.* Temporal varriation in natural methane seep rate due to tides, Coal Oil Point area, California // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. № C11. P. 27.077–27.086.
40. Океанология. Физика океана. Т. 2. Отв. ред. Каменкович В.М., Монин А.С. М.: Наука, 1978. С. 60–62.
41. *Урик Р.Дж.* Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. 219 с.
42. *Браунинг Д.Дж., фон Винкль У.А.* Уровни собственных шумов океана // Подводная акустика и обработка сигналов / Под ред. Л. Бьорно, пер. с англ. под ред. Ю.Ю. Житковского. М.: Мир, 1985. С. 79–82.

Noise Spectrum of a Gas Plume

A. O. Maksimov

Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Far-East Division, Russian Academy of Sciences, ul. Baltiĭskaya 43, Vladivostok, 690041 Russia

e-mail: maksimov@poi.dvo.ru

Abstract—The spectrum of a "gas plume" formed by a marine hydrocarbon seep is described. The noise spectral density has maxima at frequencies corresponding to the natural (collective) oscillations of the bubble cloud, which are related to the size of the gas plume and to the mean volume gas content in the medium. The spatial distribution of noise in depth near a gas plume is highly nonuniform and modal in nature. The nonuniformity is localized in the horizontal plane, and the localization radius is the smaller the higher the mode number is.