

При последующей камеральной обработке данных профилирования, полученных в автономном режиме, программное обеспечение параметрического профилографа позволяет производить анализ и обработку гидроакустической информации. Функциональные возможности параметрического профилографа АНПА определяются в равной степени работой электронной аппаратуры и программного обеспечения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Новиков Б.К., Тимошенко В.И.* Параметрические антенны в гидроакустике. – Л.: Судостроение, 1981. – 256 с.
2. *Нагучев Д.Ш., Савицкий О.А., Сахаров В.Л.* Предпосылки и концепция создания современных параметрических профилографов в ОКБ «РИТМ» ЮФУ // Известия ЮФУ. Технические науки. – 2008. – № 12 (89). – С. 89-94.
3. *Кириченко И.А., Старченко И.Б.* Системный подход к проектированию гидроакустических систем для дистанционного зондирования шельфа океана // Сборник трудов научной конференции «Сессия научного совета РАН по акустике и XXV сессия Российского акустического общества». – М.: ГЕОС, 2012. – Т. 2. – С. 213-216.

Статью рекомендовал к опубликованию д.ф.-м.н., профессор Г.В. Куповых.

Нагучев Даулет Шабанович – ОКБ «Ритм» Южного федерального университета; e-mail: main@ritm.tsure.ru; 347900, Ростовская область, г. Таганрог, ул. Петровская, 99; тел.: 88634311933; советник директора.

Сахаров Вадим Леонидович – e-mail: vadim@ritm.tsure.ru; зам. директора по научной работе.

Старченко Ирина Борисовна – e-mail: star@sfedu.ru; директор; д.т.н.; профессор.

Nagutchev Daulet Shabanovitch – Special Design Office “Ritm” – Southern Federal University; e-mail: main@ritm.tsure.ru; 99, Petrovskaya street, Taganrog, 347928, Russia; phone: +78634311933; advisor.

Sakharov Vadim Leonidovitch – e-mail vadim@ritm.tsure.ru; vice-director in science.

Starchenko Irina Borisovna – e-mail star@sfedu.ru; director; dc. of eng. sc.; professor.

УДК 74.580.26

Н.П. Заграй

КОЛЕБАНИЯ ВОЗДУШНЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ УПРУГИХ СРЕДАХ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Рассматриваются возможные подходы к описанию нелинейных процессов, обусловленных газовыми пузырьками, содержащимися в жидкости. Колебания отдельного газового пузырька при рассеянии акустической волны в жидкости рассматриваются как осциллирующие колебания. Получены общие выражения для давлений соответственно как первой, так и n -ых гармоник в аналитическом виде. Выделены выражения, позволяющие оценить вклад в практические результаты и соотношения между вкладами различных гармоник рассеянного сигнала акустического поля.

Рассеяние; нелинейное взаимодействие; нелинейные волновые уравнения; газовые пузырьки; генерация n -ых гармоник; рассеянные сигналы акустического поля.

N.P. Zagray

**FLUCTUATIONS OF AIR BUBBLES IN GAS-FILLED ELASTIC MEDIA
IN THE NONLINEAR INTERACTION**

The possible approaches to the description of nonlinear processes caused by gas bubbles contained in liquid. Fluctuations single gas bubble in the scattering of acoustic waves in the fluid are considered as oscillating vibration. The general expressions for the pressures respectively in both the first and the n-th harmonics in an analytical form. Select the expression to assess the contribution to the practical results and the relation between the contributions of different harmonics of the signal scattered by the acoustic field.

Scattering; nonlinear interaction; nonlinear wave equations; gas bubbles; the generation of n-th harmonic signals scattered acoustic field.

Физическая нелинейность среды – не единственный тип нелинейности, возможны и другие физические причины проявления нелинейностей. Наиболее широко известной, вслед за физической, является нелинейность, обусловленная газовыми пузырьками, содержащимися в жидкости. При этом в неоднородном волновом уравнении для правой части другой физической природы нелинейности соответствует и другой аналитический вид представления [1]:

$$\Delta p - \frac{1}{-2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 n(R) \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где $n(R)$ – концентрация газовых пузырьков определенного радиуса, v – возмущение объема пузырька.

Данное уравнение (1) описывает в акустическом поле добавки второго порядка малости в результате линейных колебаний газовых полостей, т.е. пузырьков в однородной жидкой среде. Эта компонента в нелинейном акустическом поле максимальна при совпадении частотных колебаний пузырьков с частотами волн, генерируемых в результате нелинейного взаимодействия, т.е. при резонансе такой механической колебательной системы в газонаполненной жидкости. При колебаниях в акустическом поле воздушных газовых пузырьков одного радиуса (R) это уравнение, учитывающее их взаимодействие, есть неоднородное волновое уравнение со следующей правой частью:

$$\Delta p - \frac{1}{-2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 n(R_{(0)}) \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}, \quad (2)$$

где $n(R_{(0)})$ – число пузырьков радиуса R_0 , V – значение колебательной скорости поверхности одиночного воздушного пузырька.

С появлением в совокупности воздушных пузырьков распределения по их радиусам $n(R)$ вид вынуждающей силы, т.е. причины генерации волн комбинационных частот ввиду наличия в среде такого типа неоднородностей изменяется и неоднородное волновое уравнение принимает форму:

$$\Delta p - \frac{1}{-2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \quad (3)$$

где $v = \int v(R)n(R)dR$ – распределение по радиусам пузырьков соответствующих значений колебательной скорости на их поверхностях.

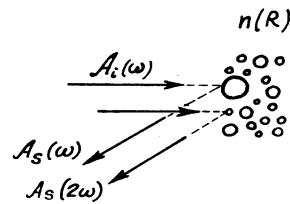


Рис. 1. Рассеяние звука в области нелинейного взаимодействия акустических волн на совокупности осциллирующих газовых пузырьков

При рассмотрении модели теоретического описания происходит рассеяние сигналов поля как на одиночном пузырьке, так и на их пелене с плавной функцией распределения по радиусам в виде

$$n(R) \approx R^{-3.5}. \quad (4)$$

В случае использования дистанционного контроля процесса развития кавитации с помощью излучающей акустической параметрической антенны неоднородное волновое уравнение (1–3) обязательно должно содержать правую часть, зависящую, прежде всего, от давления по акустическому полю волн накачки. В реальной газосодержащей среде будут присутствовать как одна, так и другая нелинейности: нелинейность самой физической среды и нелинейность из-за наличия и колебаний в этой среде пузырьков. Последняя нелинейность фактически уже есть нелинейность неоднородной газосодержащей жидкой среды. Волновое уравнение для этого случая с учетом нелинейностей газовых пузырьков в жидкости принимает вид:

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\varepsilon - 1}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} - \rho_0 n(R) \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}, \quad (5)$$

где, в свою очередь, исходное давление в поле волн накачки представляется как суперпозиция давлений в падающей и рассеянной на пузырьках волнах $p = p_j + A_m n(R) p_s$.

Рассмотрение рассеяния акустических волн повышенной интенсивности на малых волновых размерах пузырьков соответствует выполнению условия $a/J \ll 1$, при этом сам пузырек совершает осциллирующие колебания (рис. 2) [2], т.е. колеблется как единое целое из-за малости градиента давления dp/dx в его окрестности. Таким образом, неоднородное уравнение (5) наиболее полно соответствует физической модели описания процесса рассеяния в жидкой среде с газовыми пузырьками нелинейно взаимодействующих акустических волн.

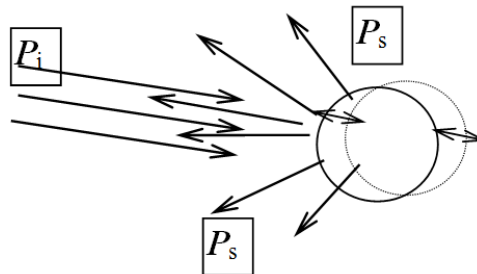


Рис. 2. Рассеяние звука в поле нелинейного взаимодействия акустических волн на осциллирующем газовом пузырьке

Отсюда формируется целый класс новых прикладных задач нелинейной акустики, для которых получение в аналитически точном виде методом последовательных приближений уравнений движения одиночной газовой полости в жидкости в третьем и четвертом приближениях дает возможность перейти к их решению. Рассеяние на воздушном пузырьке в воде акустической волны частотой ($n\omega$) может быть рассмотрено при представлении функции потенциала скорости следующим выражением [1]:

$$\Psi_m = e^{j\alpha t} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j^{-m} P_m(\cos \theta) \left[j_m(k_n r) - \frac{j_m(k_n a)}{h_m(k_n a)} \cdot h_m(k_n r) \right], \quad (6)$$

где $P_m(\cos \theta)$ – полином Лежандра, $j_m(k_n r)$, $j_m(k_n a)$, $h_m(k_n r)$, $h_m(k_n a)$, – сферические функции Бесселя и Ханкеля m -го порядка $k_n = n \cdot \frac{\omega}{c}$ – волновое число падающей и рассеянной волн.

Определение отношения $P(2\omega)/P(\omega)$ при рассеянии плоской волны на воздушном пузырьке в воде становится важным решением практической задачи. Определяя величины давлений в акустической волне P через соотношения $P(n\omega) = jn\omega\rho\Psi(n\omega)$, можно составить отношение давлений n -ой гармоники к первой. При этом отношение $P(2\omega)/P(\omega)$ в случае рассеяния плоской волны частотой и генерируемой в среде ее гармоники 2ω на воздушном пузырьке в воде представляется как

$$N_{(2)} = \frac{P(2\omega)}{P(\omega)} = \frac{j2\omega\rho\Psi(2\omega)}{j\omega\rho\Psi(\omega)} = 2 \frac{\Psi(2\omega)}{\Psi(\omega)}. \quad (7)$$

Подставляя соответствующие величины потенциалов $\Psi(2\omega)$, $\Psi(\omega)$ из соотношения (6) в (9), получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} N_{(2)} &= 2 \frac{e^{j2\alpha t} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j^{-m} P_m(\cos \theta) \left[j_m(k_2 r) - \frac{j_m(k_2 a)}{h_m(k_2 a)} \cdot h_m(k_2 r) \right]}{e^{j\alpha t} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j^{-m} P_m(\cos \theta) \left[j_m(k_1 r) - \frac{j_m(k_1 a)}{h_m(k_1 a)} \cdot h_m(k_1 r) \right]} = \\ &= 2 \frac{\left(e^{j2\alpha t} \cdot e^{-j\alpha t} \right) \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j^{-m} P_m(\cos \theta) \left[j_m(k_2 r) - \frac{j_m(k_2 a)}{h_m(k_2 a)} \cdot h_m(k_2 r) \right]}{\sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j^{-m} P_m(\cos \theta) \left[j_m(k_1 r) - \frac{j_m(k_1 a)}{h_m(k_1 a)} \cdot h_m(k_1 r) \right]}. \end{aligned}$$

Таким образом, при регистрации второй гармоники получаем отношение $N_{(2)}$ в форме

$$N_{(2)} = 2e^{j\alpha t} \frac{\sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j^{-m} P_m(\cos \theta) \left[j_m(k_2 r) - \frac{j_m(k_2 a)}{h_m(k_2 a)} \cdot h_m(k_2 r) \right]}{\sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j^{-m} P_m(\cos \theta) \left[j_m(k_1 r) - \frac{j_m(k_1 a)}{h_m(k_1 a)} \cdot h_m(k_1 r) \right]}. \quad (8)$$

Из полученного отношения следует, что величина $N_{(2)}$ пропорциональна номеру гармоники $n = 2$ и модулирована частотой $(n-1)\omega$.

На основании полученного выражения можно сформировать общее соотношение такого вида для любой гармоники по отношению к основной частоте излучения $N_{(n)} = P(n\omega)/P(\omega)$

$$N_{(n)} = n e^{j(n-1)\omega t} \frac{\sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j^{-m} P_m(\cos \theta) \cdot \left[j_m(k_{n2}r) - \frac{j_m(k_n a)}{h_m(k_n a)} \cdot h_m(k_n r) \right]}{\sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j^{-m} P_m(\cos \theta) \cdot \left[j_m(k_1 r) - \frac{j_m(k_1 a)}{h_m(k_1 a)} \cdot h_m(k_1 r) \right]} \quad (9)$$

Таким образом, имеем: повышение отношения с увеличением номера гармоники, сравниваемой с первой основной при условии равенства амплитуд, отношение верно для n гармоник по отношению к амплитуде первой основной гармоники, так как мощный акустический сигнал разлагается на гармонические составляющие с соответствующими амплитудами, повышение частоты модуляции при увеличении номера гармоники. В рамках рассматриваемой модели при анализе выражений (8), (9) полагалось, что отношение рядов мало меняет само выражение.

Отсюда следует, что использование высших гармоник в формировании регистрируемого рассеянного сигнала по величине отношения $N_{(n)} = P(n\omega)/P(\omega)$ улучшает это отношение, способствуя улучшению результатов лоцирования ультразвуковыми приборами на этом принципе.

Для совокупности газовых пузырьков в жидкости, характеризующейся функцией распределения количества пузырьков по радиусам $n(R)$, функция $n(R) \Rightarrow n(R_\omega)$ является частотно-зависимой. Отсюда следует выражение для давлений соответственно как первой, так и второй гармоник в общем виде:

$$P(n\omega) = \frac{8\varepsilon\omega^4 \rho_0 e^{-ik_n R_0}}{4\pi R_0} \Psi_{01}^2 \cdot \int_0^\infty n(R_\omega) dR_\omega \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \iiint_V \left[B_1^{2(1)} \cos(n\omega_1 t - m\pi) + B_2^{2(1)} \cos\left(n\omega_1 t - \frac{m\pi}{2}\right) + 2B_1^{(1)} B_2^{(1)} \cos\left(n\omega_1 t - \frac{m\pi}{2}\right) \right] \cdot e^{ik_n R' \sin \Theta \sin \Theta' \cos(\dots)} \cdot e^{ik_n R' \cos \Theta' \cos \Theta} \cdot R'^2 dR' \sin \Theta' d\Theta' d\Omega',$$

где $B_1^{(1)} = 2(2m+1) \cdot j_m(k_1 r) \cdot P_m(\cos \Theta)$, $B_2^{(1)} = A_m D_m^{(1)} \cdot P_m(\cos \Theta)$,

$$D_m^{(1)} = \sqrt{j_m^2(k_1 r) + n_m^2(k_1 r)}, \quad \varphi_m = \arctg \frac{n_m(k_1 r)}{j_m(k_1 r)}, \quad A_m - \text{находятся из граничных условий.}$$

Используя подобное соотношение для вторичного поля – поля волны разностной частоты (ВРЧ), возможно создание технического устройства в виде параметрического эхолокатора для дистанционного определения концентрации свободного газа в жидкости. При этом может быть использовано отношение амплитуд рассеянных сигналов разностной частоты $P_s(F)$ и ее гармоники $P_s(2F)$

$$\frac{P_s(2F)}{P_s(F)} \Rightarrow n(R) \Rightarrow n(R_\omega).$$

Эффективный поперечник рассеяния при этом может быть получен в виде

$$\frac{\sigma_s}{4\pi \cdot r_1^2} = \frac{1}{4\pi \cdot r_1^2} \cdot \int_0^\infty \frac{4\pi R_0^2 \cdot n(R_\omega)}{\left(\frac{f_2^2}{f^2} - 1\right) + \sigma^2} \cdot dR_\omega = -j \cdot \frac{8\varepsilon\omega^3 \frac{e^{ikR_1}}{R_1} \cdot \Psi_{01} \cdot A}{\int_0^\infty n(R_\omega) dR_\omega + C},$$

где A, B, C – соответствующие коэффициенты.

Откуда для экспериментальных результатов при сравнении амплитуд давлений рассеянных сигналов соотношение принимает вид

$$N_{\text{эбл}} = \frac{A_s^2(2\omega)}{A_s^2(\omega)} = \left(-j \frac{8\varepsilon\omega^3 G_0 \cdot \Psi_{01} \cdot A}{\int_0^\infty n(R_\omega) dR_\omega + C} \right)^2.$$

Таким образом, получаемое на практике соотношение содержит информацию о функции распределения газовых пузырьков по размерам и может быть использовано для получения данных о характере такого распределения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Заграй Н.П., Тимошенко В.И. Нелинейное рассеяние звука на сфере // Тезисы II Всесоюзного акустического семинара «Модели, алгоритмы, принятие решений», ЛИАП, АКИН. – М., 1988. – С. 90-95.
2. Заграй Н.П. Нелинейные взаимодействия в слоистых и неоднородных средах. Монография. – Таганрог: Изд-во ТРТУ, 1998. – 433 с.

Статью рекомендовал к опубликованию д.т.н., профессор В.П. Финаев.

Заграй Николай Петрович – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Южный федеральный университет»; e-mail: znp@sfedu.ru; 347925, г. Таганрог, ул. К. Либкнехта, 193а; тел.: 88634379879; кафедра эдектрогидроакустической и медицинской техники; д.т.н.; профессор.

Zagray Nikolay Petrovitch – Federal State-Owned Autonomy Educational Establishment of Higher Vocational Education “Southern Federal University”; e-mail: znp@sfedu.ru; 193a, K. Libknechta street, Taganrog, 347925, Russia; phone: +78634379879; the department of hydroacoustic and medical engineering; dr. of eng. sc.; professor

УДК 681.883

В.В. Гурский

СЛОЖНЫЕ СИГНАЛЫ И ВАРУ

В гидролокационных системах для компенсации потерь энергии эхо-сигналов, вызванных расхождением волнового фронта и затуханием в среде, в приёмных трактах применяют временную автоматическую регулировку усиления (ВАРУ), подменяя ею требуемую дистанционную (ДАРУ). При решении задачи обнаружения зашумленных малоразмерных целей