<Оптика атмосферы и океана>, **6**, N 7 (1993)

УДК 531.501

В.В. Горкавенко, У.Х. Копвиллем

АКУСТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ САМООРГАНИЗУЮЩЕЙСЯ СИСТЕМЫ

Рассматривается возможность использования акустической нелинейности вещества для генерации второй гармоники звука в контролируемом образце, который может быть живым организмом или другой самоорганизующейся системой. Предложенный способ контроля состояния самоорганизующейся системы основан на представлении о том, что последняя содержит систему гигантских электрических диполей, состоянием которых управляет механизм самоорганизации или метаболическая накачка. Управление сводится к изменению параметров самой системы.

Отклик самоорганизующейся системы (СС) на внешнее возмущение отличается от отклика не СС на это же возмущение тем, что в первом случае отклик не предсказуем на основании только физических закономерностей в отсутствие информации о механизме самоорганизации, который представляет собой резервуар энергии, управляемый некоторой программой. Поэтому акустическая нелинейность СС тоже должна проявить особенности, не присущие не СС. В настоящее время в природе известно только одно физическое поле, которое может самопроизвольно (без внешнего воздействия) генерировать отклик некоторого объекта после прекращения физического воздействия на этот объект, причем само это физическое поле свою энергию не израсходует (оно служит только <катализатором>) – это поле нулевых колебаний вакуума (НКВ) (электромагнитного, акустического и др.). Поле НКВ может обеспечить функционирование механизма СС, если информация закодирована в памяти СС в виде системы взаимосвязанных резонаторов с рабочими веществами, которые запускаются при помощи НКВ и колеблются за счет энергии, которая заранее (или одновременно) запасена в виде потенциальной энергии от окружения СС. Для иллюстрации вышеизложенного мы рассмотрим процесс генерации второй гармоники звука посредством подкачки на основном тоне $\nu_1 = 1/2\ \nu_2$. Мы сравним между собой отклик (звуковое поле на частоте ν_2), полученный не от СС, с откликом от СС при одной и той же подкачке внешним звуковым полем на частоте ν_1.

Запишем стандартную формулу для звукового давления отклика (второй гармоники) [1].

$$P_2 = \frac{\gamma + 1}{4}\,\frac{P_{01}^2\,\omega_1 L}{\rho_0\, c_0^3} \tag{1}$$

посредством силы звука

$$\Phi_2 = \frac{1}{8\,\rho\, c^5}\,(\gamma + 1)^2 \left(\Phi_1^{(0)}\right)^2 (\omega_1 L)^2, \quad \omega_1 = 2\,\pi\,\nu_1, \tag{2}$$

где γ – параметр акустической нелинейности; P_2 и Φ_2 – соответственно звуковое давление и сила звука (второй гармоники) на выходе из нелинейной среды; P_{01} и $\Phi_1^{(0)}$ – соответственно звуковое давление и сила звука (первой гармоники) на входе в нелинейную среду; L – расстояние, пройденное звуком в нелинейной среде; c_0 – скорость звука для первой и второй гармоник; ρ_0 – плотность нелинейной среды. При выводе (2) из (1) были использованы соотношения [2]:

$$P = \omega\,\rho_0 c_0 A,\ \ \Phi = \frac{1}{2}\,\rho_0 c_0\,\omega^2 A^2,\ \ P = \sqrt{2\,\Phi\,\rho_0 c_0}\,,$$

где A – амплитуда колебательного смещения звуковой волны.

Пусть звук распространяется вдоль оси цилиндра длины L с площадью торца S, а цилиндр содержит $N = N_0 SL$ двухуровневых нелинейных элементарных излучателей, где N_0 – плотность излучателей и $V = SL$ – объем цилиндра. Рассмотрим следующий лавинный процесс преобразования энергии звука из поля первой гармоники в поле второй гармоники. Предположим, что излучатели $\gamma = 1, ..., N$ резонансно взаимодействуют с фононами частоты ν_1, в результате чего они переходят в инверсионное состояние с круговой частотой $\omega_{H1} = \varepsilon_1 J\hbar^{-1}$, где $\varepsilon_1 = k_1 A_1$ – относительная деформация звуковой волны на частоте ν_1; J – константа деформационного взаимодействия; k_1 и A_1 – соответственно волновое число и амплитуда звуковой волны. Полная инверсия достигается за время Δt, которое удовлетворяет равенству $\omega_{H1}\Delta t = \pi$, откуда $\Delta t = \pi/\omega_{H1}$. Далее звуковая подкачка прекращается и весь объем цилиндра генерирует в режиме фононной лавины звук на частоте ν до полного исчерпания закачанной энергии. Если $\Delta t \ll T_2 \le T_1$ и продолжительность всего процесса лавинной генерации $\tau_R \ll T_2 \le T_1$, то энергия накачки целиком превращается в энергию второй гармоники. Если же $\tau_R \lesssim T_2$, то часть энергии накачки теряется из-за диссипации. При $\tau_R \ge T_2$ лавинная генерация отсутствует. Сила звука $\Phi_2(t)$ в момент времени t, которое отсчитывается с момента прекращения подкачки, определяется для образца в виде шайбы формулой [3]:

$$\Phi_2(t) = \frac{I_0 N^2 \lambda^2 f(t)}{S^2 2\pi} = \frac{I_0 L^2 N_0^2 \lambda^2 f(t)}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} I_0 L^2 N_0^2 c_0^2 \nu_2^{-2} f(t);$$

$$f(t) = \operatorname{sech}^2\left(\frac{t - t_a}{\tau_R}\right), \qquad (3)$$

где I_0 – мощность излучения одного изолированного элементарного нелинейного излучателя в направлении оси цилиндра в единицу телесного угла; t_α – время задержки лавины; τ_R – время кульминации лавины,

$$\tau = \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{\tau_R^0}\right)^{-1}, \quad \tau_R^0 = \frac{\tau S 2\pi}{N\lambda^2}; \; \lambda_2 \ll L\sqrt{S}, \; \tau_R^{00} = \frac{\tau}{N},$$

$$t_\alpha = \left[\frac{1}{\tau_R^{00}} - \frac{1}{T_2}\right]^{-1} \ln\left\{\left[\left(T_2 - \tau_R^{00}\right)/T_2\right]\sqrt{N}\right\}, \qquad (4)$$

τ – время жизни излучателя γ, обусловленное некогерентным спонтанным акустическим излучением. Предположено, что $T_1 = \infty$, средняя сила звука при $T_2 = \infty$ равна $\Phi_2 \sim E_0/\tau_R S$ на промежутке времени кульминации лавины τ_R, где $E_0 = N\hbar\omega_2$ – общая энергия инвертированных излучателей. Затраченная энергия звуковой подкачки на частоте ν_1 равна $E_1 = \Delta t\, \Phi_1 S$. Далее имеем:

$$\omega_{H1} = \varepsilon_1 J\hbar^{-1} = \frac{1}{c_0}\sqrt{\frac{2\Phi_1}{\rho_0 c_0}} J\hbar^{-1};$$

$$\Delta t = \frac{\pi c\sqrt{\rho_0 c_0}\,\hbar}{\sqrt{2\Phi_1}\,J};$$

$$E_1 = \frac{\pi c_0\sqrt{\rho_0 c_0}\,\hbar\sqrt{\Phi_1}\,S}{\sqrt{2}\,J}. \qquad (5)$$

Коэффициент полезного действия при лавинной генерации второй гармоники за счет энергии первой гармоники равен:

$$\eta = \frac{E_0}{E_1} = \frac{\sqrt{2}\, N_0 L\, J\, \omega_2}{\pi\, c_0 \sqrt{\zeta_0 c_0}\, \sqrt{\Phi_2}}\,, \quad \Phi_1 \gg \left[\frac{\pi\, c_0 \sqrt{\zeta_0 c_0}\, \hbar}{\sqrt{2}\, J\, T_2}\right]^2, \tag{6}$$

где учтено условие $T_2 \gg \Delta t$.

Данное рассмотрение предполагало, что в момент начала подкачки все излучатели были в основном состоянии, т.е. их эффективная температура $T_{\text{ef}} = 0$. При $T_{\text{ef}} k_{\text{Б}} \gg \hbar\,\omega_2$ имеем вместо N выражение $N(\hbar\,\omega_2/k_{\text{Б}}\, T_{\text{ef}}) \ll N$, где $k_{\text{Б}}$ – постоянная Больцмана.

Кроме того, в когерентном процессе возбуждения двухуровневых излучателей последние сперва поглощают энергию до фазы π, потом ее снова испускают до фазы 2π, когда система возвратилась в исходное состояние. По этой причине в (6) входит Φ_1. Из (6) получаем:

$$\eta \ll \frac{2 N_0\, L\, J^2\, \omega_2\, T_2}{\pi^2\, c_0^3\, \zeta_0\, \hbar}\,. \tag{7}$$

Выражение (7) можно использовать для оценки η следующим образом: подставить вместо T_2 выражение $(T_2/10)$ и вместо $\ll$ знак $\sim$. Приравнивая (2) и (3), находим:

$$(\gamma + 1)^2 = \frac{4\, I_0\, \pi\, N_0^2\, \zeta_0\, c^5}{\omega_1^4\, \Phi_1^2}\,, \quad \Phi_1 \gg \left[\frac{\pi\, c_0 \sqrt{\zeta_0 c_0}\, \hbar}{\sqrt{2}\, J\, T_2}\right]^2. \tag{8}$$

или

$$(\gamma + 1)^2 \ll \frac{16\, I_0 N^2 J^4\, T_2^4}{c_0\, \omega_1^4\, \pi^3\, \zeta_0\, \hbar^4}\,. \tag{9}$$

Для оценки $(\gamma + 1)^2$ можно положить в (9) $T_2 \to (T_2/10)$ и $\ll \to \sim$, как и в случае (7). Примечательно, что (6) и (8) зависят от Φ_1, т.е. от интенсивности накачки, а (7) и (9) не зависят. Выражения (7) и (9) описывают максимально выгодные условия генерации второй гармоники за счет первой. Но это условие есть только свойство вещества, которое не зависит от интенсивности накачки. Из [4] следует:

$$I_0 = \frac{3}{(2\pi)^2}\, \frac{\omega_2^4\, J^2}{c_0^5\, \zeta_0}\, |\langle a|\, Q\, |b\rangle|^2, \tag{10}$$

где $|\langle a|\, Q\, |b\rangle|^2$ – квадрат модуля матричного элемента оператора упругого мультиполя Q между активными состояниями излучающей молекулы $\langle a|\, u\, |b\rangle$. Из (9) и (10) получим:

$$(\gamma + 1)^2 \ll \frac{12\, N_0^2\, J^6\, T_2^4\, \omega_2^4}{\pi^5\, c_0^6\, \zeta_0^2\, \hbar\, \omega_1^4}\quad \langle a|\, Q\, |b\rangle \equiv 1, \tag{11}$$

учитывая, что $\omega_2 = 2\omega_1$, из (11) получим:

$$(\gamma + 1)^2 \ll \frac{192}{\pi^5}\, \frac{N_0^2\, J^6\, T_2^4}{c_0^6\, \zeta_0^2\, \hbar^4}\,; \quad \frac{192}{\pi^5} \simeq 0{,}627. \tag{12}$$

Генерация второй гармоники может быть выполнена в режиме стационарной блоховской индукции. Вместо (3) получим не зависящую от времени t силу звука $\Phi_2^{\text{н}}$:

$$\Phi_2^{\text{н}} = \left(\frac{I_0}{2\pi}\right) L^2 N^2 c_0^2 \, \nu_2^2 \left(\omega_{H1} \, T_2\right)^2 = \frac{3\omega_2^2 J^2}{2\pi \, c_0^3 \, \zeta_0} \left[L^2 N_0^2 \left(\omega_{H1} \, T_2\right)^2\right], \tag{13}$$

т.е. (13) получается из (3) заменой $f(t)$ на $(\omega_{H1} T_2)^2$. Вместо (11) получим:

$$(\gamma + 1)^2 = \frac{48}{\pi} \frac{\omega^2 J^4 N_0^2 \, T_2^2}{\hbar^2 \omega_1^2 \, \zeta_0^2 \, c_0^4 \, \varepsilon_1^2}, \quad \Phi = \frac{1}{2} \zeta_0 \, c_0^3 \, \varepsilon_1^2, \tag{14}$$

Как правило, $\omega_{H1} T_2 < 1$. Однако в (14) в отличие от (11) стоит знак равенства. Кроме того, формула (14) описывает значение γ, которое можно реализовать в непрерывном режиме, т.е. время Δt не ограничено.

В случае, когда элементарный излучатель является осциллятором, в (14) и (13) величина $\omega_{H1} T_2$ может стать гораздо больше $\pi/2$. В случае двухуровневых систем всегда $\omega_{H1} T_2 \le \pi/2$. Для осцилляторов $\Phi_2^0(t)$ в импульсном режиме в (3) существует дополнительный множитель $\Phi_2^0(t) = \omega_{H1} \Delta t \Phi_2(t)$, причем $\omega_{H1} \Delta t$ может быть гораздо больше π и нет условия $\omega_{H1} \Delta t = \pi$.

В биологических системах в качестве элементарных излучателей могут служить гигантские электроупругие диполи в мембранах или молекулы в гигантском электроупругом диполе. Ниже приведен пример, иллюстрирующий этот случай. Мощность генерации второй гармоники Φ_2 в контролируемом образце определяется формулой:

$$\Phi_2 = (\hbar \, \omega_0 \, \tau/2)\left(\frac{1}{T_2} - \frac{N}{\tau}\right)^2, \quad \tau_R = \frac{\tau}{N}, \quad \tau = \left(J \, \varepsilon \, \hbar^{-1}\right)^{-1} 2\pi,$$

$$\beta_0 = \gamma^2 e \sqrt{z_1 z_2} \big/ M R^3, \tag{15}$$

$$J = \left[\frac{3 \, \hbar \, e^2 z \, \gamma}{R^3 \sqrt{8} \, \omega_0 M}\right]\left[\frac{1}{\varepsilon'(\omega_+)} - \frac{1}{\varepsilon'(\omega_-)}\right],$$

$$\omega_\pm = \left\{\frac{1}{2}\left(\omega_1^2 + \omega_2^2\right) \pm \left[\frac{1}{4}\left(\omega_1^2 - \omega_2^2\right) + \frac{\beta_0^4}{(\varepsilon'_\pm)^2}\right]^{1/2}\right\}^{1/2},$$

где $\omega_0 = 2\omega$ – круговая частота второй гармоники звука; ω – круговая частота накачки; N – число пар гигантских электрических диполей в активном объеме образца; T_2 – время фазовой релаксации пар гигантских диполей; $2\pi\tau^{-1} = \omega_\varepsilon$ – круговая частота нутации дипольной пары под действием относительной деформации ε звуковой волны накачки; Z, Z_1 и Z_2 – соответственно среднее число элементарных электрических зарядов на гигантском диполе, то же для диполя 1 и 2; R – расстояние между гигантскими диполями; M – масса диполя; γ – параметр, зависящий от формы и размеров гигантского диполя; $\varepsilon'(\omega_\pm)$ – действительная часть комплексной диэлектрической постоянной на частоте $\omega_\pm$. В зависимости от величины диполя $6{,}9 \cdot 10^{-9} \ge J \ge 6 \cdot 10^{-33}$ (Дж/единичная деформация), $10^3 \le \omega \le 10^{11}$ (рад/с). В параэлектрических кристаллах $J_p \lesssim 10^{-18}$ (Дж/ед. деф.). Величина $\varepsilon'(\omega_\pm)$ отличается от диэлектрической постоянной воды тем, что сильно зависит от динамики самоорганизующейся системы и процесса метаболизма. Гигантские диполи могут состоять из $N \lesssim 10^4$ молекул, а их дипольные моменты могут достигать $D \gtrsim 300 \, d$, $d = 3{,}336 \cdot 10^{-30}$ км.

Известно, что в параэлектрических кристаллах звуковое поглощение велико и эффект генерации второй гармоники обнаруживается экспериментально. Сравнение J_p и J показывает, что механизм акустической нелинейности, обусловленный гигантскими электрическими диполями, может обеспечить генерацию второй гармоники звука измеримой величины. Предложенный нами способ контроля состояния самоорганизующейся системы основан на представлении о том, что последняя содержит систему гигантских электрических диполей, состояние которых управляется механизмом самоорганизации или метаболической накачкой. Управление сводится к изменению параметров D, γ, $\varepsilon'_\pm$, R, $\omega_\pm$ самой системы, где $\omega_\pm$ – собственные частоты пар гигантских диполей, которые по отдельности имеют собственные частоты ω_1 и ω_2. Можно ожидать, что в самоорганизующейся системе Φ_2 будет самопроизвольно изменяться во времени. Были проведены модельные эксперименты на живой медузе и в океанической воде в натурных условиях. Как известно, последняя среда имеет сложную структуру, содержащую взвеси, макромолекулы, бактерии и планктон. В экспериментах [5–7] были зарегистрированы флуктуации параметра Φ_2 во времени, которые могут достигать до 20%. В океане на глубине 20 м период флуктуаций составил $12 < T_ф < 624$с, а в медузе $T_ф \sim 2$ с. Эти данные иллюстрируют возможности метода нелинейной акустики в неразрушающем контроле. Интерпретация флуктаций Φ_2 в медузе и океане различна. В первом случае одновременно присутствуют эффекты самоорганизации и макроскопических механических движений (были замечены движения с $T'_ф \sim 10$ с $\gg T_ф$); во втором – эффекты жизнедеятельности биомассы и перемещения тонкой структуры океанических вод внутренними волнами и течениями.

1. Голдберг З.А. // Акустический журнал. 1957. Т. 3. С. 149–153.
2. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. М.: Изд-во иностр. лит–ры. 1957. 726с.
3. Копвиллем У.Х., Сабурова Р.В. Параэлектрический резонанс. М.: Наука, 1982. 224с.
4. Копвиллем У.Х., Нагибаров В.Р. // ФТТ.1967. Т. 9. С. 1287–1293.
5. Горкавенко В.В., Копвиллем У.Х. Расчет акустической нелинейности в морской воде // АН СССР. Дальневост. отд–ние. Тихоокеанск. океанолог. ин–т. Владивосток. 1985. 12 с. Деп. в ВИНИТИ. 12.04.85. N 2872.
6. Горкавенко В.В., Копвиллем У.Х. Регистрация гидродинамических возмущений посредством их влияния на акустическую нелинейность среды // АН СССР. Дальневост. отд–ние. Тихоокеанск. океанологическ. ин–т. Владивосток. 1990. 12 с. Деп. в ВИНИТИ 7.05.90. 2761–В90.
7. Копвиллем У.Х., Горкавенко В.В. // Тез. докл. Всесоюзн. симпоз. <Применение ультразвука в промышленности и медицине >. Вильнюс, 1987. С. 19.

Тихоокеанский океанологический институт
Дальневосточного отделения РАН

Поступила в редакцию
18 марта 1993 г.

V.V. Gorkavenko, U.Kh. Kopvillem. **Acoustic Nonlinearity of a Self-Arranging System.**

A possibility of using acoustic nonlinearity of a substance for frequency doubling of sound in a controlled sample, that can be a living organism or other self-arranging system, is considered. The proposed method of monitoring the state of a self-arranging system, is based on the assumption that the latter contains a system of giant electric dipoles whose states are governed via a mechanism of self-arrangement or metabolic pumping. The controlling mechanism is in a change of the parameters of the system itself.