

01;08
©1995

РАССЕЯНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА РЕЗОНАНСНЫХ ВКЛЮЧЕНИЯХ И ВОЗМОЖНОСТИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В.А.Буланов

Задача о раскачке низкочастотных (НЧ) колебаний осцилляторов высокочастотной (ВЧ) накачкой представляет интерес для разработки методов диагностики различного рода резонансных включений в среде, а также для создания эффективных генераторов НЧ колебаний, управляемых ВЧ накачкой. Мы представляем здесь метод, суть которого заключается в следующем. При воздействии импульсом осциллятор возбуждается на собственной частоте ω_0 , но эти колебания затухают через количество периодов, определяемых добротностью Q . Однако если через каждый период собственной частоты $T_0 = 2\pi/\omega_0$ осциллятор возбуждается всякий раз в фазе, то его колебания будут поддерживаться и эффективно нарастать до некоторого стационарного уровня. Важно, чтобы период T_0 между моментами воздействия ВЧ импульсов был бы равен целому числу n периодов ВЧ накачки, т. е. $T_0 = 2\pi/\omega_0 = nT = 2\pi n/\omega$, где ω — ВЧ. Таким образом, необходимым условием поддержания НЧ колебаний ВЧ внешней силой является: 1) соотношение между ВЧ и НЧ частотами вида $\omega = n\omega_0$, 2) длительность интервала между последовательными возбуждаемыми импульсами, равная $T_0 = 2\pi n/\omega$.

Рассмотрим эту задачу подробнее. Будем считать, что величину давления в акустической волне, падающей на поверхность резонансного включения (например, пузырька), можно записать в виде

$$P_R(t) = P_m \sum_{k=0}^K [\theta(t - k\Delta t) - \theta(t - k\Delta t - T)] \exp(-i\omega t), \quad (1)$$

где $K = \tau/\Delta t$, Δt — интервал между посылками, τ — длительность воздействия импульсной ВЧ силы, $\theta(t)$ — функция Хевисайда. Уравнение колебаний относительного радиуса включения $x = (R - R_0)/R_0$ можно записать в виде,

типичном для линейного осциллятора [1]:

$$d^2x/dt^2 + 2\mu dx/dt + \omega_0^2 x = f(t) = P_R(t)\omega_0^2/3P_0\gamma, \quad (2)$$

где $\mu = \delta\omega_0$; $\delta = 1/Q$ — постоянная затухания [1]; γ — постоянная адиабаты, $\gamma \simeq 1.4$; ω_0 — собственная частота, равная $\omega_0 = (3\gamma P_0/\rho)^{1/2}/R_0$, R_0 — равновесный радиус пузырька. Будем считать длительность ВЧ импульса T много меньше интервала времени между посылками импульсов Δt , т.е. $T \ll \Delta t$; тогда, используя разложение $\theta(t - k\Delta t - T) \simeq \theta(t - k\Delta t) + \delta(t - k\Delta t)T$ из (1), имеем

$$f(t) \simeq -AT \sum_k \delta(t - k\Delta t) \exp(-i\omega t), \quad (3)$$

где $A = P_m\omega_0^2/3P_0\gamma$. Задача легко решается методом Фурье:

$$x(t) = -\frac{AT}{\omega_0} \sum_k e^{-\omega k\Delta t} \sin[\omega_0(t - k\Delta t)] e^{-\omega_0\delta(t - k\Delta t)} \theta(t - k\Delta t). \quad (4)$$

При одновременном соблюдении условий

$$\omega_0\Delta t = 2\pi, \quad \omega\Delta t = 2\pi n \quad \text{или} \quad \omega/\omega_0 = n \quad (n - \text{целое}), \quad (5)$$

а также при больших длительностях τ , когда $k \gg 1$ и суммирование можно заменить интегрированием, окончательно получаем

$$x(t) = -\frac{1}{3\gamma} \frac{P_m}{P_0} \frac{\omega_0}{\omega} \cdot \frac{\Phi(t) - \Phi(t - \tau)}{\delta} \sin(\omega_0 t), \quad (6)$$

$$\Phi(t) = \theta(t) [1 - e^{-\omega_0\delta t}].$$

Из (6) видно, что амплитуда колебаний на собственной частоте пузырька устанавливается в течение времени $\tau_* = 1/\omega_0\delta$ и достигает стационарной амплитуды, равной $x_m = \frac{1}{3\gamma\delta} \frac{P_m}{P_0} \frac{\omega_0}{\omega}$.

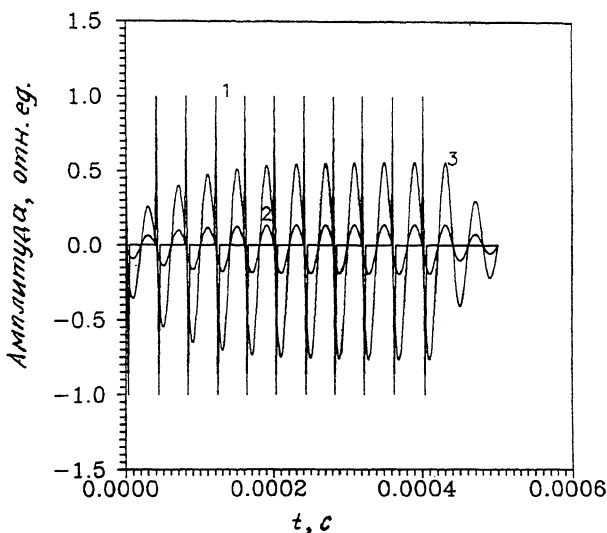
Рассмотрим монополярное рассеяние ВЧ импульсной накачки на сферическом включении. Для Фурье-компонент легко написать выражение для давления на поверхности включения $P_{RP} = -\rho R^2 P^2 x_p$. Взяв обратное Фурье-преобразование при одновременном соблюдении условий (5), когда возникает резонансная НЧ раскачка включений, получаем выражение для $P_s(R, t)$. Тогда, учитывая, что

$P_s(r, t) = P_s(r, t - \frac{r-R}{c}) \frac{R}{r}$, можно определить величину давления в поле сферической, расходящейся от пузырька НЧ волны на расстоянии r в виде:

$$P_{s\omega_0}(r, t) \Big|_{t \rightarrow t - r/c} = -P_m \frac{R\omega}{r} \frac{\Phi(t) - \Phi(t - \tau)}{\delta} \cdot \sin[\omega_0 t + 2\delta] \Big|_{t \rightarrow t - r/c}, \quad (7)$$

где R_ω — радиус пузырька, резонансный на частоте накачки ω ; c — скорость звука.

Таким образом, выражение (7) позволяет определить поле рассеянной волны с преобразованием частоты вниз по спектру. По существу, имея ВЧ импульсную накачку, в процессе рассеяния с преобразованием частоты добротным осциллятором можно получить НЧ волну с достаточно большой амплитудой. Амплитуда волны будет всего в ω_0/ω раз меньше по сравнению со случаем раскачки на резонансе, в то время как при обычной раскачке она была бы меньше в $\simeq \delta \cdot (\omega_0/\omega)^2$ раз. На рисунке указанные эффекты продемонстрированы на примере возбуждения газовых пузырьков в воде ВЧ акустическим импульсом (частота 150 кГц), хорошо видны нестационарные эффекты рассеяния.



Низкочастотные колебания при воздействии высокочастотной импульсной накачки 1 ($f = 150$ кГц); 2 — амплитуда пульсаций пузырьков, резонансных на частоте 12.5 кГц; 3 — амплитуда нелинейно-рассеянной низкочастотной (12.5 кГц) волны.

Рассмотрим акустическую спектроскопию резонансных включений в жидкости по рассеянному НЧ сигналу с преобразованием частоты из ВЧ импульсной накачки. Будем считать, что включение в жидкости облучается узколучевым ВЧ импульсом, удовлетворяющим условиям (5) и имеющим угловую ширину характеристики направленности θ . Рассматривая некогерентное сложение рассеянных сигналов от различных включений и вводя функцию распределения по размерам $g(R)$, можно определить суммарный квадрат звукового давления в виде [2]

$$|P_{\Sigma\omega_0}(\mathbf{r}, t)|^2 = \int d^3\mathbf{r} \int dR |P_{s\omega_0}|^2 g(R), \quad (8)$$

где функция $g(R)$ связана с объемной концентрацией (количеством включений в единице объема) N соотношением $N = \int g(R) dR$, а интегрирование осуществляется по "импульсному" объему [2]. Величина этого объема для узколучевых излучателей равна $dV = \pi r^2 \theta^2 c dt / 2$. На практике прием рассеянных сигналов осуществляется в узкой полосе вблизи частоты ω_0 . Проведя интегрирование по узкому интервалу радиусов и по времени, равному длительности импульса τ , что, по существу, также учитывает усреднение по периоду ВЧ и НЧ поля, получаем следующее выражение для величины $\langle |P_{\Sigma\omega_0}(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle$:

$$\frac{\langle |P_{\Sigma\omega_0}(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle}{\langle |P_i|^2 \rangle} = \frac{\pi \theta^2 c \tau}{4 \cdot \delta} \cdot g_0 R_0 R_\omega^2 F(\omega_0 \delta \tau), \quad (9)$$

$$F(z) = 1 - \frac{1 - e^{-z}}{z} = \begin{cases} z, & z \rightarrow 0, \\ 1, & z \rightarrow \infty. \end{cases}$$

Определяя сечение рассеяния в виде [2,3] $\sigma = \frac{2}{\pi c \tau \theta^2} \times \langle |P_{\Sigma\omega_0}|^2 \rangle / \langle |P_i|^2 \rangle$, можно получить выражение для сечения импульсного рассеяния с преобразованием частоты в виде

$$\sigma = \frac{1}{2} \cdot g_0 R_0 R_\omega^2 F(\omega_0 \delta \tau). \quad (10)$$

Представляет интерес сравнить это выражение с выражением для сечения σ_l резонансного импульсного рассеяния без преобразования частоты [3]. Отношение σ/σ_l составляет величину $\sigma/\sigma_l \simeq (\omega_0/\omega)^2$, что свидетельствует о безусловном превышении механизма обычного резонансного линейного рассеяния по сравнению с рассмотренным выше нестационарным рассеянием. Преимущество последнего выражается в возможности весьма простой перестройки частоты

для реализации акустической спектроскопии при одновременном сохранении узкой характеристики направленности в широком диапазоне частот в случае применения параметрических акустических антенн.

Таким образом, в работе показано, что применение импульсной накачки с кратным периодом по отношению к собственной частоте включений приводит к их эффективной раскачке на резонансе (с частотой ниже частоты накачки). Показано, что тогда можно легко реализовать акустическую спектроскопию таких включений.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (номер проекта 94-02-06092-а).

Список литературы

- [1] Акуличев В.А., Алексеев В.Н., Буланов В.А. Периодические фазовые превращения в жидкостях. М.: Наука, 1986. 280 с.
- [2] Исимару И. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981. Т. 1. 296 с.
- [3] Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А. // Акуст. журн. 1986. Т. 32. В. 3. С. 289-295.

Институт проблем
морских технологий
ДВО РАН

Поступило в Редакцию
20 марта 1995 г.
