

УДК 534.232

О КОНКУРИРУЮЩИХ ПРОЦЕССАХ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ГЕНЕРИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ОБЛАСТЬЮ КАВИТАЦИОННОЙ ПРИРОДЫ

А. Н. ЗОЛОТКО, А. А. НАЗАРЕНКО

Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова

Получено 29.01.2001

Приведены результаты исследований, позволивших обнаружить два конкурирующих процесса, ответственные за генерирование акустических колебаний излучающей системой с осесимметричной локализованной кавитационной областью. Экспериментально установлено, что с увеличением скорости истечения струи из щелевого кольцевого сопла среднее давление внутри образующейся кавитационной области монотонно снижается. Наряду с этим, рост скорости приводит к увеличению давления внутри области. Противоборство указанных двух процессов приводит к взрывообразному выбросу содержимого области и генерированию акустических колебаний релаксационного характера. Результаты теоретических исследований удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Наведені результати досліджень, які дали можливість виявити два конкуруючі процеси, відповідальні за генерування акустичних коливань випромінюючою системою з осесиметричною локалізованою кавітаційною областю. Експериментально встановлено, що зі збільшенням швидкості витоку струменя зі щілинного кільцевого сопла середній тиск всередині утвореної кавітаційної області монотонно знижується. Разом з цим, зростання швидкості призводить до збільшення тиску всередині області. Протидія вказаних двох процесів призводить до вибухоподібного викиду рідини з області й генеруванню акустичних коливань релаксаційного характеру. Результати теоретичних досліджень задовільно узгоджуються з експериментальними даними.

The results of investigations are presented. These results have shown the presence of two competing processes responsible for generation of acoustic oscillations by the radiation system with the axis-symmetric localized cavitation zone. It is shown experimentally that with the increase of the outflow velocity from the ring-form slot nozzle the average pressure inside the cavitation zone decreases monotonously. At the same time the increase of the velocity leads to the increase of the pressure inside this zone. The competition of these two processes leads to the explosive ejection of the content from this zone and generation of the acoustic oscillation with the relaxative character. The theoretical calculation results relatively well correspond to the results of the experimental researches.

ВВЕДЕНИЕ

Решение проблемы генерирования акустических колебаний затопленными струями жидкости является перспективным по многим соображениям. В частности, это позволило бы существенно интенсифицировать многие технологические процессы, протекающие в жидких фазах и на границе жидкость – твердое тело. Хотя первые исследования в этом направлении были проведены более ста лет назад, до полного разрешения проблемы по мнению многих авторов еще далеко. За это время было предложено и разработано много гипотез и теорий, которые упрощенно можно объединить в три группы: гидродинамическую (Ричардсон [1]), акустическую (Пауэлл [2]) и динамическую (Ньюборг [3]). Большинство известных работ базируется на идее вихреобразования: одни считают, что вихри образуются на кромке щели, через которую вытекает струя жидкости, другие – что они возникают на препятствии, на которое натекает струя. Так или иначе, все сводится к вихревым дорожкам Кармана. Однако проведенный Б. П. Константиновым [4] тщательный анализ известных в то время экспериментальных исследований многих авторов по генерированию кра-

евых тонов позволил ему сделать вывод, что необходимость вихрей “является скорее несущественной деталью, чем основой явления” их генерирования. В результате глубоких теоретических и экспериментальных исследований им было установлено, что частицы струи жидкости после выхода из отверстия (щели) претерпевают отклонения от прямолинейного пути, создавая в окружающем пространстве возмущения в виде полей скоростей и давлений. Эти поля оказывают обратное воздействие на основание струи у сопла, способствуя установлению автоколебательного режима. Однако наряду с рассмотренными механизмами звукообразования возможен и принципиально иной механизм, состоящий в управляемом формировании локализованной тороидальной кавитационной области между соплом и преградой, которая периодически выбрасывает свое содержимое в окружающее пространство [5], генерируя в нем мощные акустические колебания.

1. МОДЕЛЬ МЕХАНИЗМА ГЕНЕРИРОВАНИЯ КОЛЕБАНИЙ

Модель излучающей системы представлена на рис. 1. Будем исходить из того, что кольцевая ще-

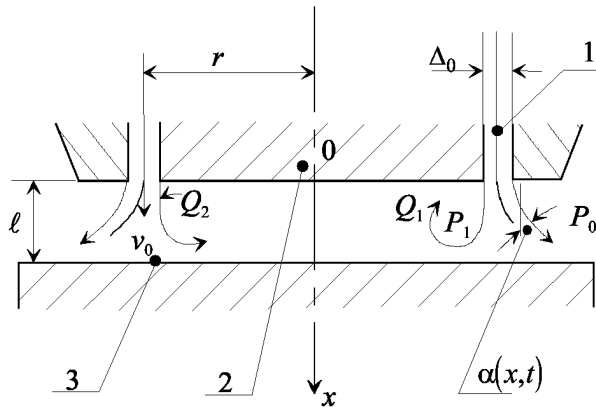


Рис. 1. Модель гидродинамической излучающей системы

левая затопленная струя жидкости 1 радиуса r и толщины Δ_0 вытекает из сопла 2 со скоростью v_0 и натекает на плоскую преграду 3, расположенную на расстоянии ℓ от сопла. Экспериментально установлено, что цилиндрическая струя искривляется при натекании на преграду. При этом угол натекания изменяется от 0 до $\pm\alpha(\ell, t)$. Истечение кольцевой струи со скоростью v_0 обеспечивает расход $Q_0 = 2\pi r v_0 \Delta_0$, часть которого Q_1 , примерно пропорциональная $[1 - \sin \alpha(\ell, t)]$, идет на образование тороидальной кавитационной области между соплом 2 и преградой 3, а другая уходит в окружающее излучающую систему пространство.

Экспериментально установлено, что образующаяся область является «пористой». Так как между соплом и преградой в результате постоянной подкачки жидкости образуется определенный кавитационной объем, то давление в нем на протяжении большей части периода колебаний будет возрастать, пока не станет больше давления P_0 во внешней среде. В результате, в некоторый момент времени произойдет выброс содержимого объема в окружающее пространство. В то же время, с увеличением скорости истечения кольцевой струи среднее давление внутри кавитационной области монотонно понижается.

Отсюда следует, что с ростом скорости истечения осесимметричной струи давление внутри образующейся кавитационной области, с одной стороны, растет за счет постоянного нагнетания в нее жидкости насосным агрегатом, а с другой, — уменьшается из-за снижения среднего давления. Именно эти два конкурирующих фактора и приводят к взрывообразному выбросу содержимого области и генерированию колебаний релаксацион-

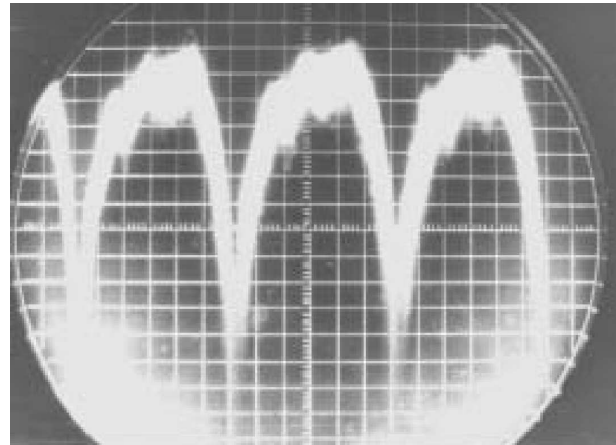


Рис. 2. Характерная осциллограмма сигнала, генерируемого при схлопывании локализованной кавитационной области

ного типа. При этом в результате выброса в том месте, где вначале находилась локализованная кавитационная зона, образуется некоторое разрежение, куда вновь устремится кольцевая струя с расходом Q_1 .

Характерная осциллограмма генерируемого при этом сигнала представлена на рис. 2. Видно, что колебательный процесс носит релаксационный характер: в течение большей части периода нагнетается давление в локализованной кавитационной области, а в течение существенно более короткого временного промежутка происходит взрывообразный выброс ее содержимого с частотой основного тона генерируемых в окружающей среде акустических колебаний. Величина периода основного тона колебаний определялась экспериментально с помощью гидрофона по их частоте.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ ВНУТРИ КАВИТАЦИОННОЙ ОБЛАСТИ

Очевидным является тот факт, что с удалением струи от торца сопла ее скорость уменьшается. Установлено, что на расстоянии x от сопла скорость струи определяется выражением

$$v(x) = \frac{v_0}{\sqrt{1 + \frac{2\gamma x}{\Delta_0}}},$$

где γ — угол расширения турбулентной струи жидкости [6]. При втекании струи в отсекаемую область образуется тороидальный вихрь со скоростью u на его периферии, близкой к $v(\ell)$ либо \bar{v} . Здесь \bar{v} — средняя скорость истечения струи в пределах расстояния ℓ (различие между $v(\ell)$ и

Таблица. Рабочие параметры излучающей системы

v_0 , м/с	20	26	33	41	50
V_0 , м ³	$530.7 \cdot 10^{-9}$	—”—	—”—	—”—	—”—
Q_0 , м ³ /с	$408.2 \cdot 10^{-6}$	$530.7 \cdot 10^{-6}$	$673.0 \cdot 10^{-6}$	$836.8 \cdot 10^{-6}$	$1020.5 \cdot 10^{-6}$
f , Гц	1000	990	800	660	530
P_0 , Па	$1.1 \cdot 10^5$	—”—	—”—	—”—	—”—
$P_1(0)$, Па	$0.970 \cdot 10^5$	$0.910 \cdot 10^5$	$0.846 \cdot 10^5$	$0.780 \cdot 10^5$	$0.580 \cdot 10^5$
$\beta(\ell)$	0.25	0.30	0.35	0.35	0.35
μ	0.17	0.32	0.81	0.88	1.00
χ	0.47	—”—	—”—	—”—	—”—
ξ	0.805	—”—	—”—	—”—	—”—

\bar{v} не превышает 12÷14 %). Этот вихрь, согласно уравнению Бернулли, способствует уменьшению давления в окружающем его пространстве за счет расхода Q_2 , обусловленного подсосом жидкости в струю из кавитационного объема V . Учитывая тот экспериментально установленный факт, что отсекаемый объем V_0 , примерно равный $\pi r^2 \ell$, при любых скоростях истечения не превышает кавитационный объем V ($\mu = V/V_0$, $0 \leq \mu \leq 1$), можно показать, что скорость изменения давления внутри вихря определяется, при условии малости угла $\alpha(\ell, t)$, выражением [7]

$$\frac{dP_1}{dt} = \frac{\chi P_0 Q_0}{2\mu V_0} \left\{ 2\xi \sqrt{1 + \frac{2\gamma\ell}{\Delta_0}} [1 - \alpha(\ell, t)] - \sqrt{1 + \frac{2\gamma\ell\Delta_0}{\Delta_0}} \right\} + \rho u \frac{du}{dt}. \quad (1)$$

В этом уравнении χ – коэффициент пропорциональности между $Q_1 - Q_2$ и скоростью изменения давления (с учетом объема кавитационной области и давления P_0 в окружающей среде); ξ – коэффициент пропорциональности, учитывающий часть расхода Q_0 , идущую на образование кавитационной области; ρ – плотность жидкости. Слагаемое $\rho u du/dt$ учитывает наличие бернуллиевого давления.

При интегрировании уравнения (1) введем обозначение [7]

$$\beta(\ell, t) = \alpha(\ell, t) - f(\ell) = \beta(\ell) e^{i\omega t}, \quad (2)$$

где $f(0) = 0$; $f(\ell) = 1$; ω – круговая частота [7]. После подстановки в уравнение (1) выражения (2), с учетом граничных условий, после разделения переменных получаем

$$\int_{P_1(0)}^{P_1(\tau)} dP_1 = -A \int_0^\tau e^{i\omega t} dt - B \int_0^\tau dt + \rho \int_{u(0)}^{u(\tau)} u du. \quad (3)$$

Здесь

$$A = \frac{\chi \xi Q_0}{\mu V_0} \sqrt{1 + \frac{2\gamma\ell}{\Delta_0}} \beta(\ell) P_0; \quad (4)$$

$$B = \frac{0.5\chi Q_0}{\mu V_0} \left(\sqrt{1 + \frac{2\gamma\ell}{\Delta_0}} - 1 \right) P_0; \quad (5)$$

τ – часть периода основного тона генерируемых колебаний, в течение которой происходит нагнетание тороидальной области – от момента завершения предыдущего до наступления последующего выброса ее содержимого; $P_1(0)$ и $P_1(\tau)$ – давления внутри кавитационной области сразу после завершения предыдущего и в момент начала последующего выброса содержимого этой области; $u(0)$ и $u(\tau)$ – скорости периферии вихря в эти же моменты времени.

В результате интегрирования уравнения (3) имеем

$$P_1(\tau) = \left\{ P_1(0) + \frac{\rho}{2} [u^2(\tau) - u^2(0)] - \frac{A}{\omega} \sin \omega \tau - B\tau \right\} - \frac{iA}{\omega} (1 - \cos \omega \tau). \quad (6)$$

Модуль этой комплексной величины определяется выражением

$$|P_1(\tau)| = \left(\left\{ P_1(0) - \frac{A}{\omega} \sin \omega \tau - B\tau + \frac{\rho}{2} [u^2(\tau) - u^2(0)] \right\}^2 + \frac{A^2}{\omega^2} (1 - \cos \omega \tau)^2 \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Таким образом, установлена аналитическая зависимость давления P_1 внутри кавитационной области от основных параметров излучающей системы – гидродинамических, геометрических и временных.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные исследования зависимости давления внутри кавитационной области от рабочих параметров системы проводились на специальной установке, основными элементами которой были насосный агрегат, емкость с иллюминаторами, излучающая система, гидрофон, осциллограф и ЭВМ. Данные, на основании которых выполнялись расчеты зависимости давления P_1 внутри области от рабочих параметров излучающей системы, приведены в таблице.

Зависимости давления внутри кавитационной области от скорости представлены на рис. 3. Кривая 1 показывает, как изменяется величина среднего давления внутри области в зависимости от скорости v_0 . Экспериментальные исследования состояли в прямом измерении давления в кавитационной области. Для того, чтобы не разрушить область, в нее вводилась тонкая медицинская игла с внутренним отверстием, соединявшаяся с вакууметром. Разумеется, этот метод достаточно инерционен, и с его помощью невозможно зафиксировать изменение давления в пределах периода выброса содержимого кавитационной области (в эксперименте частота генерируемых колебаний по основной гармонике соответствовала примерно 1 кГц). Однако определенное среднее значение давления в пределах периода, зависящее от параметров истечения, удалось зафиксировать четко (кривая 1).

Акустический сигнал, генерируемый в окружающем систему “сопло-преграда” пространстве, фиксировался гидрофоном, а рассчитанная согласно формуле (7) величина давления P_1 для соответствующих скоростей представлена кривой 2. К сожалению, определить экспериментально величину скорости u не представляется возможным. Поэтому рассчитывалась скорость струи на преграде (либо среднее значение скорости при перемещении струи от сопла до преграды) и условно считалось, что она соответствует скорости на периферии верхнего витка вихря.

Очевидно, что после очередного взрывообразного выброса содержимого кавитационной области в этом месте пространства образуется некоторое разрежение. Так как струя при этом продолжает истекать под напором из сопла, то, благодаря наличию кавитации, давление в области постепенно повышается, достигает давления в окружающем кавитационную область пространстве, по инерции превышает его (натекающая на преграду осесимметричная струя характеризуется определенной жесткостью). В какой-то момент величи-

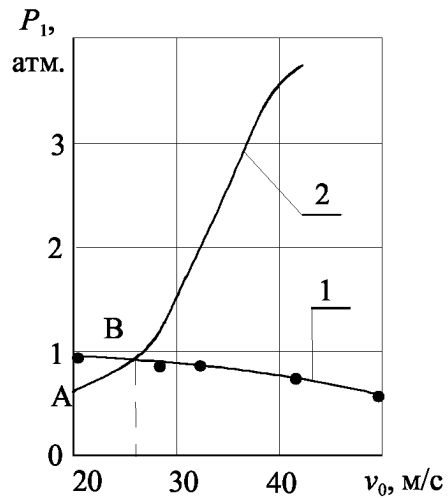


Рис. 3. Зависимость среднего давления (1) и давления в момент выброса содержимого области (2) от скорости истечения струи из сопла

на давления в кавитационной области становится больше давления P_0 . В результате этого и происходит взрывообразный выброс содержимого области в окружающее пространство. Можно допустить, что скорость нагнетания в область будет наибольшей сразу после выброса из нее очередного объема двухфазной среды. По мере нагнетания жидкости в кавитационную область давление в ней будет постепенно увеличиваться, а скорость на периферии вихря – уменьшаться. Можно допустить, что накануне очередного выброса содержимого области скорость на периферии практически приблизится к нулю, кавитационная область “раскроется” и произойдет выброс ее содержимого в окружающее пространство.

Так как рассчитать или экспериментально определить u не представляется возможным, была предпринята попытка расчетным путем (согласно формуле (7)) получить давление P_1 для набора скоростей на периферии вихря в момент начала выброса содержимого области τ . Если допустить, что $u(\tau) = 0.1u(0)$, то изменение P_1 в зависимости от v_0 будет представлено кривой 2. Из графиков видно, что на участке АВ выброса содержимого кавитационной области не происходит, так как за счет нагнетания в этом диапазоне скоростей (кривая 2) давление оказывается меньше давления в самой области. Отсюда следует, что до значения скорости, примерно равного 25.5 м/с, генерирования колебаний не должно происходить. Экспериментальные же данные показали, что процесс выброса содержимого кавитационной области на-

чинается примерно при $v_0 = 22 \div 23$ м/с. Отсюда видно, что кривая 2 неплохо соответствует реально протекающему процессу. Необходимо особенно отметить, что рассчитанная по формуле (7) кривая для $u(\tau) = 0.1u(0)$ лишь на $2 \div 3$ % отличается от кривой, для которой было принято $u(\tau) = 0$. Отсюда можно считать, что в момент выброса содержимого кавитационной области в окружающее пространство скорость на периферии вихря с достаточной степенью точности близка к нулю.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования показали, что генерирование колебаний гидродинамической излучающей системой при определенной скорости истечения кольцевой струи реализуется благодаря одновременному действию двух конкурирующих процессов. С одной стороны, с увеличением скорости струи уменьшается среднее давление внутри кавитационной области, а с другой – в результате формирования профиля в тороидальную кавитационную область, образующуюся при встрече ее с преградой, давление в ней постепенно – за счет нагнетания – возрастает до некоторой критической величины. После этого происходит взрывообразный выброс содержимого области в окружающее пространство, что и приводит к генерированию в нем акустических волн.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны координатору международного проекта COPERNICUS ERB IC15-ST98-0808 профессору Триестского университета А. Francescutto за помощь в выполнении исследований, результаты которых представлены в настоящей статье.

1. Richardson E. G. Flow noise // Technical aspects of sound: vol. 3, chap. 3.– North Holland: Amsterdam, New-York, 1962.– P. 123–177.
2. Powell A. Nature of the feedback mechanism in some fluid flows producing sound // Fourth Int. Congr. Acoustics: Congr. Rep.: vol. 33, N 2.– Copenhagen.– 1962.– P. 163–166.
3. Nyborg W. L. Self-maintained oscillations of the jet in a jet-edge system. I // J. Acoust. Soc. Amer.– 1954.– 26, N 2.– P. 174–182.
4. Константинов Б. П. Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде.– Л.: Наука, 1974.– 144 с.
5. Назаренко А. Ф. Гидродинамический излучатель // Физическая энциклопедия: том 1.– М.: Сов. энцикл, 1988.– С. 466–467.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.– М.: Наука, 1986.– 736 с.
7. Назаренко А. А. Автоколебания кольцевой затопленной струи жидкости, натекающей на плоскую преграду // Труды VI сессии РАО “Акустика на пороге XXI века”.– М.: Акуст. ин-т, МГУ, 1997.– С. 419–422.