

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.222

АКУСТИЧЕСКИЕ ПОТОКИ В КАВИТАЦИОННОЙ ОБЛАСТИ

Ю. Я. Богуславский, Ю. Г. Статников

Известно, что на образование кавитации затрачивается определенная часть энергии падающей звуковой волны. Этот вопрос рассмотрен в работе [1], где была получена расчетная зависимость средней плотности звуковой энергии от координаты x в одномерной кавитационной области. Наряду с потерей энергии звуковая волна теряет часть импульса, и в силу закона сохранения импульса эта потеря компенсируется возникновением однонаправленного движения среды — акустического течения.

Рассмотрим следующую задачу: пусть плоская волна, распространяющаяся вдоль оси x , образует кавитационную область, начало и конец которой соответственно будут при $x = 0$ и $x = l$. Реально нечто похожее получается в фокальной области сферического фокусирующего концентратора [2, 3], так как в окрестностях фокуса волна имеет плоский фронт.

Для вычисления скорости потока, вызванного потерей импульса звуковой волны в кавитационной области, используем уравнение сохранения количества движения, которое имеет вид

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho_0 (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} = - \nabla E. \tag{1}$$

В случае установившегося течения $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \equiv 0$ и соответственно уравнение (1) упрощается:

$$\rho_0 (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} = - \frac{\partial E}{\partial x}; \tag{2}$$

Для определения величины $\frac{\partial E}{\partial x}$ воспользуемся результатами работы [1], где было показано, что изменение средней плотности энергии плоской звуковой волны в кавитационной области определяется выражением

$$\frac{\partial E}{\partial x} = - \frac{1}{c_0} \left\langle \frac{\partial}{\partial t} 3/2b \rho_0 R^3 \dot{R}^2 \right\rangle, \tag{3}$$

где R — радиус пузырьков в кавитационной области, \dot{R} — скорость их расширения, ρ_0 — плотность капельной жидкости, $b = 4/3\pi n$, где n — количество пузырьков в единице объема кавитационной области. Знак $\langle \rangle$ означает усреднение по времени. Используя известные соотношения [4], справедливые на стадии расширения пузырька

$$R \approx \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p'}{\rho_0} t}, \tag{4}$$

где p' — амплитуда звукового давления, t — время, а также предполагая, что количество пузырьков в единице объема при развитой кавитации остается постоянным [5], получим из соотношения (3) и (4)

$$\frac{dE}{dx} = - k E^{5/4}, \tag{5}$$

где $k = \frac{0,3 C_0^{5/4} b}{f^2 \rho_0^{1/4}}$, c_0 — скорость звука, f — частота звуковых колебаний. Интегрируя выражение (5) и подставляя значения $\frac{dE}{dx}$ в уравнение (2), найдем его решение при граничном условии: $\mathbf{u} = 0$ при $x = 0$, и в предположении, что скорость

течения имеет только составляющую вдоль оси x . Это решение будет иметь вид

$$u = \sqrt{\frac{2I_0}{\rho_0 c_0} \left[1 - \frac{1}{\left(\frac{kx I_0^{1/4}}{4} + 1 \right)^4} \right]}. \quad (6)$$

Здесь I_0 — средняя плотность потока энергии звуковой волны на входной границе кавитационной области. Из формулы (4) видно, что чем больше потери энергии в кавитационной области, тем больше скорость потоков, и поэтому можно, как это было сделано в работе [2], измеряя скорость потоков, образованных звуковой волной в кавитационной области, судить об энергии звуковой волны, которая идет на образование кавитации.

Сопоставим теперь полученные расчетные данные с результатами эксперимента [2, 3], который проводился на частоте 500 кГц. В работе [2] при помощи радиометра и звукопрозрачной пленки удалось измерить гидродинамический напор постоянного потока в зависимости от подводимой к концентратору мощности, а в работе [3] при тех же условиях был определен размер кавитационной области. Зная зависимость гидродинамического напора постоянного потока F и размер кавитационной области l от подводимой к концентратору мощности, можно оценить значение скорости потока по следующему соотношению:

$$u = \sqrt{2F / \rho s}, \quad (7)$$

где $s = \pi l^2 / 4$. Так как в упомянутых исследованиях [2, 3] все результирующие величины находились в функции напряжения на концентраторе V , то и сопоставление и сравнение полученных результатов удобно производить в зависимости от V , или от V^2 — величины, пропорциональной подводимой к концентратору электрической мощности.

На фигуре кружками показаны пересчитанные соответствующим образом экспериментальные точки.

Там же приведена расчетная кривая, полученная по формуле (6). Неплохое совпадение расчетных и экспериментальных результатов свидетельствует о правильности предположения о происхождении акустических течений в кавитационной области. Некоторое (в пределах 15—20%) несовпадение абсолютных величин может объясняться приближениями расчета. Учет кривизны фронта волны в данном конкретном случае несуществен, так как почти вся кавитационная область находится в плоской части звуковой волны.

В заключение авторы выражают благодарность Л. Д. Розенбергу за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Я. Богуславский. О распространении звуковых волн в жидкости при кавитации. Акуст. ж., 1968, 14, 2, 185—189.
2. М. Г. Сиротюк. Баланс энергии звукового поля при наличии кавитации. Акуст. ж., 1964, 10, 4, 465—469.
3. V. A. Acoulitchev, L. D. Rosenberg, M. G. Sirotiouk. Certains relation dans le champ de la cavitation ultra-sonore. Proc. 5 Congr. Intern. Acoust., E 64, Liege, 1965.
4. А. Д. Перник. Проблемы кавитации. Л., «Судостроение», 1966.
5. М. Г. Сиротюк. Об энергетике и динамике кавитационной области. Акуст. ж., 1967, 13, 2, 265—269.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
13 сентября 1967 г.

