

УДК 534.232

СЛЕДСТВИЯ МОДЕЛИ ПРОТИВОТОЧНОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

А. А. НАЗАРЕНКО^{1*}, Т. М. СЛИОЗБЕРГ¹, А. Ф. НАЗАРЕНКО²

¹Одесский национальный политехнический университет
пр. Шевченко, 1, Одесса, 65044, Украина
*E-mail: vaanisimov@icp.od.ua

²Одесская национальная академия связи им. А. С. Попова
вул. Кузнечная, 1, Одесса, 65029, Украина

Получено 08.10.2014

Рассмотрены некоторые следствия, вытекающие из разработанной ранее модели противоточной гидродинамической излучающей системы со звукообразующим элементом кавитационной природы. Сделанные выводы свидетельствуют о правомочности положенных в основу модели предположений и о реализуемости в системе описываемых физических процессов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: гидродинамическое звукообразование, гидродинамическая излучающая система, звукообразующий элемент кавитационной природы

Розглянуті деякі наслідки з розробленої раніше моделі протиточної гідродинамічної випромінюючої системи зі звукоутворюючим елементом кавітаційної природи. Зроблені висновки свідчать про правомочність покладених в основу моделі припущень і про можливість реалізації в системі описаних фізичних процесів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: гідродинамічне звукоутворення, гідродинамічна випромінююча система, звукоутворюючий елемент кавітаційної природи

The paper deals with considering some consequences of previously developed model of a counter-flow hydrodynamic radiating system with a sound generating element of the cavitation nature. Made conclusions indicate the validity of assumptions underlying the model and feasibility of the described physical processes for system under consideration.

KEY WORDS: hydrodynamic sound generation, hydrodynamic emitting system, sound generating element of the cavitation nature

ВВЕДЕНИЕ

Гидродинамические излучающие системы со звукообразующими элементами кавитационной природы обладают рядом преимуществ по сравнению с другими источниками акустических колебаний в жидкости. В частности, реализованный в этих излучателях оригинальный механизм гидродинамического звукообразования представляет интерес как объект теоретического исследования. Известны две схемы построения таких излучателей – прямооточная и противоточная [1], использующие единый принцип, но отличающиеся некоторыми деталями, что и нашло свое отражение в их математических моделях.

Разработанная авторами модель противоточной излучающей системы опубликована в работах [2, 3]. Анализ некоторых вытекающих из нее следствий представляет интерес с двух точек зрения. Во-первых, существует возможность вычислить величины, приближенные значения которых использовались при разработке модели. Во-вторых, исходя из модельных соображений, уда-

ется провести оценку некоторых зависимостей и сравнить их с экспериментально определенными зависимостями.

Исследованию этих вопросов и посвящена эта статья.

1. СХЕМА ПРОТИВОТОЧНОЙ СИСТЕМЫ

Противоточная гидродинамическая излучающая система представляет собой коаксиальные сопло с внутренним и внешним радиусами r_c и R_c соответственно, а также вогнутый параболический отражатель с радиусом $r_{отр}$, расположенные на расстоянии h друг от друга. При разработке физической модели предполагалось, что жидкость, истекающая из сопла со скоростью v_0 , после отражения под углом θ к оси системы образует полую турбулентную струю с криволинейной образующей, которая движется к соплу и натекает на него под тем же углом θ (рис. 1). При этом от окружающей жидкости отсекается бочкообразный объем, внутри которого развивается кавитация и во вписанном в него тороидальном объеме образуется

вихрь. Указанный объем и является звукообразующим элементом системы. Накачка в него жидкости приводит к отклонению образующей полости от оси до тех пор, пока она не достигнет наружной кромки сопла, после чего происходит выброс содержимого полости наружу. Этот процесс, периодически повторяющийся с частотой f , приводит к генерированию в окружающую жидкость акустических колебаний сложного спектрального состава, основная частота которых определяется частотой выбросов.

Конкретизируем геометрические параметры системы, выбранной для получения количественных данных: $r_c = 1.75$ мм, $r_{отр} = 3.5$ мм, $R_c = 6$ мм, $h = 3.65$ мм, $\theta = 41.3^\circ$. Диапазон использованных скоростей истечения жидкости из сопла варьировался в пределах $31 \text{ м/с} \leq v_0 \leq 39 \text{ м/с}$.

2. КОНФИГУРАЦИЯ ЗВУКООБРАЗУЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА

Движение струи, ограничивающей полость, аппроксимировалось ее гармоническими колебаниями относительно некоторого равновесного положения. В процессе разработки модели это положение струи в исходном приближении задавалось “бочкой”, симметричной относительно середины расстояния h между торцами сопла и отражателя [4]. Эта форма была выбрана на основании анализа теневой фотографии работающей излучающей системы [5]. При этом заведомо допускалось некоторое отклонение рассчитанной конфигурации от реальной (см. фотографию из [5]), в которой такой симметрии не наблюдалось. После завершения разработки модели появилась возможность вычисления на ее основе конфигурации, которая являлась бы следующим приближением по сравнению с исходной, и ее сравнения с реальной, включая сопоставление ограничиваемых объемов жидкости.

В работе [2] приведена формула угла наклона $\varphi(y)$ образующей полости к оси системы (см. рис. 1):

$$\varphi(y) = L \frac{h^2}{2} \frac{y}{h} \left(1 - \frac{y}{h}\right) + \left(1 - 2\frac{y}{h}\right) \theta. \quad (1)$$

Здесь L зависит от геометрических и гидродинамических параметров системы, а также от модельных параметров ν , ξ , χ [2]. Последние были введены при разработке модели и определены с использованием экспериментальных данных [3]. Благодаря тому, что набор этих параметров, соответствующих каждому рабочему режиму системы, стал известен, появилась возможность вычисления зависимости $\varphi(y)$. Это, в свою очередь, позволило

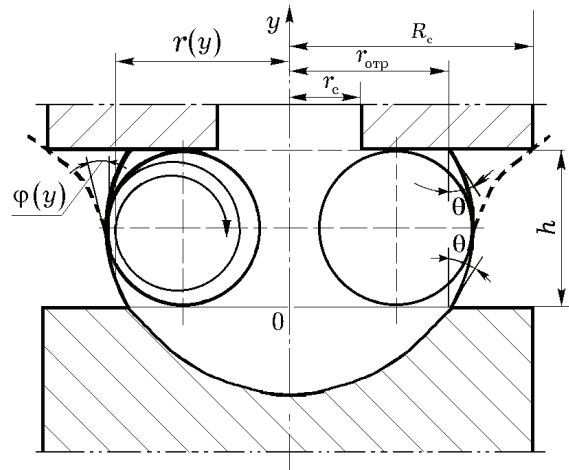


Рис. 1. Схема противоточной гидродинамической излучающей системы

вычислить $r(y)$ – текущий по образующей радиус полой струи в состоянии, относительно которого происходят колебания.

Оценка расчетной конфигурации полости проводилась приближенно путем деления исследуемого объема на n перпендикулярных оси системы слоев равной толщины h/n (рис. 2). Каждый слой полагался усеченным конусом с радиусами оснований r_i и r_{i+1} ($i = 0, 1, \dots, (n-1)$):

$$r_{i+1} = r(y_{i+1}) \approx r_{отр} + \frac{h}{n} \sum_{i=0}^{i+1} \text{tg} \frac{\varphi(y_i) + \varphi(y_{i+1})}{2}.$$

Определяемая формулой (1) функция $\varphi(y)$ на интервале $0 \leq y \leq h$ меняет знак, причем струя, удаляющаяся вначале от оси, начинает приближаться к ней. Это происходит при значении координаты $y = y'$:

$$\frac{y'}{h} = \frac{(Lh^2 - 4\theta) + \sqrt{(Lh^2 - 4\theta)^2 + 8Lh^2\theta}}{2Lh^2}, \quad (2)$$

задаваемом уравнением

$$L \frac{h^2}{2} \frac{y'}{h} \left(1 - \frac{y'}{h}\right) + \left(1 - 2\frac{y'}{h}\right) \theta = 0.$$

Исходное значение объема симметричной бочки, использованное при разработке модели, определялось формулой [4]

$$V_0 = \pi r_{отр}^2 h \left[(1 - \delta) \left(1 + \delta \frac{2\theta}{\sin 2\theta}\right) + \frac{\delta^2}{\cos^2 \theta} \left(1 - \frac{1}{3} \sin^2 \theta\right) \right],$$

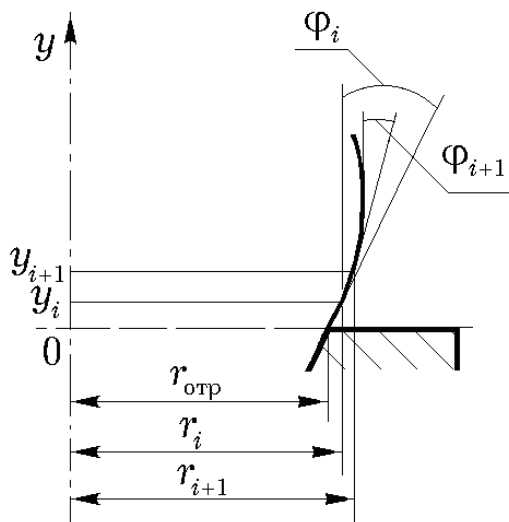


Рис. 2. Фрагмент схемы излучающей системы и разбиение на аппроксимирующие слои

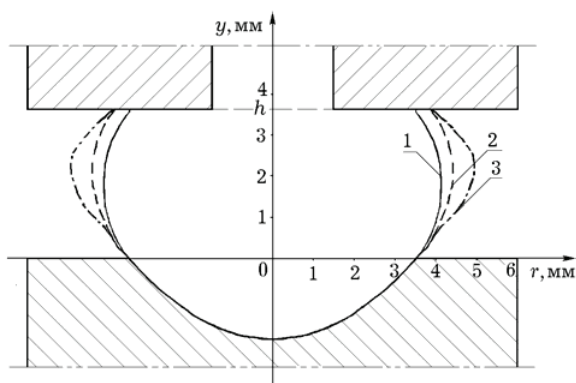


Рис. 3. Образующие полости:

- 1 – исходное приближение – симметричная бочка;
- 2 – рассчитанная по модели бочкообразная полость;
- 3 – полость, оцененная по фотографии работающей системы

где $\delta = h / (2r_{отр}) \cos \theta$, $r_{отр}$ – радиус лунки на торце отражателя.

Расчетный объем полости аппроксимировался суммой объемов конических слоев, на которые она была разделена:

$$V \approx \frac{\pi}{3} \frac{h}{n} \sum_{i=0}^{n-1} (r_i^2 + r_i r_{i+1} + r_{i+1}^2).$$

Расчеты показали чрезвычайно слабую зависимость полученной из модельных соображений конфигурации полости от скорости v_0 . Это подтверждает правомочность положенного в основу исходного варианта модели предположения о том, что геометрические параметры полости зависят толь-

ко от расстояния между торцами сопла и отражателя, без учета скорости истечения жидкости из сопла.

Уточненная конфигурация приблизилась к экспериментально определенной и приобрела асимметрию, которой не обладала исходная симметричная “бочка” ($y'/h = 0.5$). При этом максимальный радиус полости ожидался на относительном расстоянии от торца отражателя, вычисленном по формуле (2) и равном $y'/h \approx (0.58 \dots 0.59)$ (наблюдаемый в эксперименте – $y'/h \approx 0.6$).

Что касается объема звукообразующего элемента, значение которого было заложено в модель, отличие симметричной “бочки” от вычисленного уточненного объема для всех скоростей истечения не превышало 10%. Это означает, что выбор симметричной зависимости $r(y)$ в качестве исходного приближения оказался результативным.

3. ОБЪЕМ, ЗАНЯТЫЙ КАВИТАЦИЕЙ В ЗВУКООБРАЗУЮЩЕМ ЭЛЕМЕНТЕ, И ОБЪЕМ ВИХРЯ В НЕМ НАКАНУНЕ ВЗРЫВА

В работе [5] по фотографиям работающей излучающей системы проведена оценка коэффициента μ , описывающего часть объема между торцами сопла и отражателя, занятого кавитационным облаком. Его значения получены для всего диапазона скоростей v_0 истечения жидкости из сопла, использованных в экспериментах. Кроме того, из модельных соображений вычислен параметр ν , удвоенное значение которого определяет степень заполнения вихрем тороидального объема непосредственно перед взрывом [3].

Указанные зависимости представлены на рис. 4. С ростом v_0 обе кривые, сближаясь, стремятся к единице. Это естественно, поскольку при больших скоростях кавитация занимает почти всю область между торцами сопла и отражателя, а вихрь – почти весь тороидальный объем. Корреляция экспериментально оцененного значения μ и вычисленного параметра ν – результат, вполне согласующийся с предполагаемым механизмом звукообразования.

4. ОБЪЕМ ВИХРЯ ПЕРЕД ВЗРЫВОМ

В модели полагалось, что во время существования замкнутой полости объем вихря линейно возрастает и его величина по отношению к объему тора, в который он вписан, к моменту взрыва достигает 2ν . После проведения оценки модельных параметров ν, ξ, χ [3] появилась возможность про-

верить справедливость этого предположения.

Пусть скорость изменения объема вихря V_B определяется разностью втекающего в полость и вытекающего из нее объемных расходов Q' и Q'' соответственно:

$$\frac{dV_B}{dt} = Q' - Q''.$$

На основании приведенных в работе [2] формул с учетом данных публикации [1] получено дифференциальное уравнение

$$dV_B = \pi r_c^2 v_0 \left\{ \xi b a [\theta + \alpha(h) \sin 2\pi f t] - \left[(b-1) + \frac{1}{2} b(a-1) \right] \right\} dt,$$

интегрирование которого по промежутку времени существования замкнутой полости $T/4 \leq t \leq t_1$ [6] дает выражение для объема, занимаемого вихрем к моменту взрыва. Здесь b и a – коэффициенты, характеризующие расширение центральной и отраженной струй [1, 4]; $\alpha(h)$ – угловая амплитуда колебаний отраженной струи на уровне торца сопла, которая находится методом последовательных приближений в процессе вычисления модельных параметров [3]. При этом часть объема тора V_T , занятая вихрем к моменту взрыва, определяется как

$$\frac{V_B(t_1)}{V_T} = \frac{\pi r_c^2 v_0}{V_T} \frac{1}{f} \times \left\{ \xi b a \left[\theta \left(f t_1 - \frac{1}{4} \right) - \frac{\alpha(h)}{2\pi} \cos 2\pi f t_1 \right] - \left[(b-1) + \frac{1}{2} b(a-1) \right] \left(f t_1 - \frac{1}{4} \right) \right\}.$$

Эта величина отличается от полученных в процессе решения параметров 2ν , которые соответствуют рабочим режимам системы, на (7...13) %, что свидетельствует о результативности принятого предположения относительно физического смысла параметра ν .

5. ГЕНЕРИРУЕМОЕ ЗВУКОВОЕ ДАВЛЕНИЕ

Зависимость генерируемого звукового давления от скорости истечения жидкости из сопла определялась из модели и сравнивалась с данными измерений с помощью гидрофона.

Давление между торцами сопла и отражателя на протяжении периода колебаний $T=1/f$ изме-

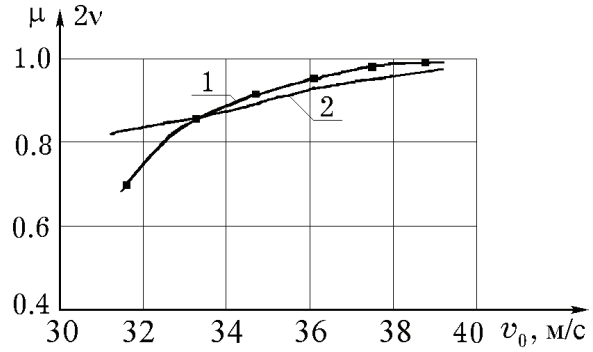


Рис. 4. Сравнение модельных параметров: 1 – экспериментальный, $\mu(v_0)$; 2 – вычисленный, $2\nu(v_0)$

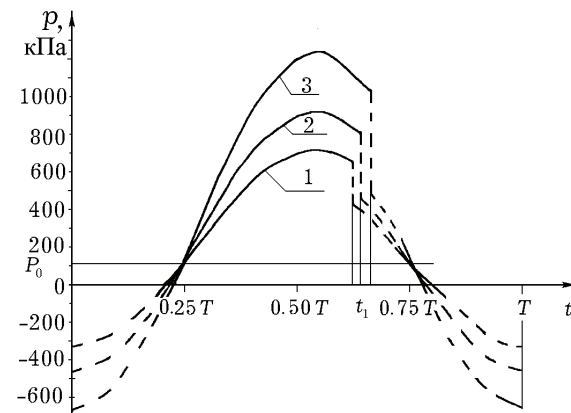


Рис. 5. Изменение давления внутри звукообразующего элемента на протяжении периода колебаний: 1 – $v_0=31.6$ м/с, 2 – $v_0=34.7$ м/с, 3 – $v_0=38.8$ м/с

няется по закону [6]:

$$p(t) = P_0 - p^0 \cos \omega t + \begin{cases} 0, & 0 \leq t \leq T/4, \quad t_1 \leq t \leq T; \\ \rho \langle v_2 \rangle^3 \langle \Delta_2 \rangle L(t-T/4), & T/4 \leq t \leq t_1. \end{cases}$$

Здесь $\omega = 2\pi f$, $\langle \Delta_2 \rangle$ и $\langle v_2 \rangle$ – усредненные значения толщины бочкообразной струи и скорости жидкости в ней.

Соответствующие зависимости изображены на рис. 5 для трех значений v_0 , лежащих в диапазоне использованных в эксперименте скоростей истечения жидкости из сопла – минимальной, промежуточной и максимальной. Эти функции терпят разрыв в момент t_1 взрыва полости, принимая два следующих значения: $p'(t_1)$ перед самым взрывом и $p''(t_1)$ сразу после него. Разность между ними

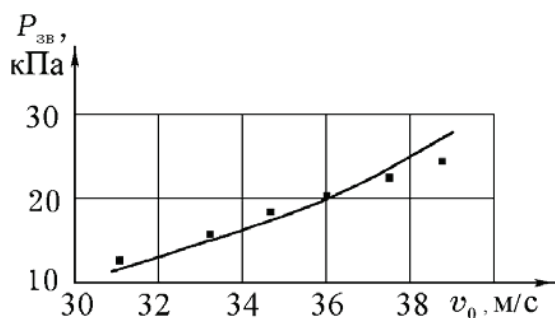


Рис. 6. Зависимость звукового давления в месте расположения датчика от скорости истечения: сплошная – расчет, маркеры – эксперимент

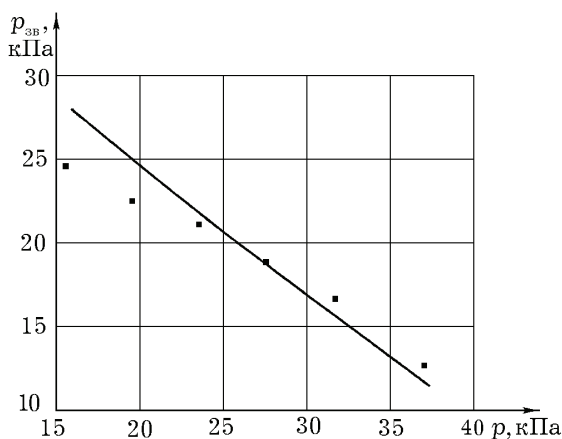


Рис. 7. Зависимость звукового давления от среднего давления в кавитационной области: сплошная – расчет, маркеры – эксперимент

полагалась равной величине импульса давления, который распространяется в окружающей жидкости. Периодически повторяясь, описанный процесс генерирует акустические колебания.

Поскольку на больших расстояниях исследуемую систему можно считать монопольным акустическим источником, звуковое давление меняется при удалении от ее оси по закону $\sim 1/r$:

$$p_{зв} \sim [p'(t_1) - p''(t_1)] \frac{r_m}{r},$$

где r_m – максимальный радиус бочкообразной полости (области локализации импульса давления при его образовании).

На рис. 6 изображена расчетная кривая для звукового давления $p_{зв.расч}(v_0)$, вычисленная в месте расположения гидрофона во всем диапазоне изменения скоростей истечения. Здесь же приведены соответствующие экспериментальные данные, измеренные сферическим датчиком из титаната

бария диаметром 7 мм. Обе зависимости имеют одинаковый характер – наблюдается монотонный, практически линейный рост звукового давления с увеличением скорости истечения жидкости из сопла, т.е. с ростом кинетической энергии струи. Данный результат согласуется с заложенными в модель представлениями о физических процессах, протекающих при звукообразовании.

На рис. 7 показаны зависимости звукового давления от среднего за период колебаний давления в кавитационной области [6] (как расчетная $p_{зв.расч}(p_{расч})$, так и экспериментальная $p_{зв.эксп}(p_{эксп})$ величины). Измерение усредненно-го по периоду колебаний давления в области между торцами сопла и отражателя проводилось с помощью капилляра, один конец которого помещался в исследуемую зону, а второй соединялся с манометром. Обе кривые демонстрируют практически линейное спадание с ростом среднего давления в кавитационной области. Как и следовало ожидать, увеличение разрежения в звукообразующем элементе сопровождается ростом амплитуды звукового давления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы некоторые следствия, вытекающие из разработанной ранее модели противоточной гидродинамической излучающей системы со звукообразующим элементом кавитационной природы. В результате сделаны следующие выводы.

1. Вычисленная из модели уточненная конфигурация звукообразующего элемента несколько отличается от исходной, положенной в основу модели – она приобретает незначительную асимметрию и приближается к наблюдаемой в эксперименте форме кавитационной области.
2. Корреляция объема, занятого кавитацией в звукообразующем элементе, и объема вихря накануне взрыва вполне согласуется с предложенным механизмом звукообразования.
3. Вычисленная из модели степень заполнения накануне взрыва вихрем тора, в который он вписан, оказалась близкой к удвоенному значению параметра ν , как это и предполагалось при разработке модели.
4. Близость теоретических и экспериментальных зависимостей звукового давления от скорости истечения жидкости из сопла и от среднего давления в полости является сильным

аргументом в пользу правомочности модели, поскольку при определении ее параметров эти экспериментальные данные не использовались.

Все сказанное свидетельствует о правомочности предположений, положенных в основу разработанной модели противоточной гидродинамической излучающей системы, и о реализуемости в ней физических процессов, положенных в основу модели.

1. Назаренко А. Ф., Слиозберг Т. М., Назаренко А. А. О двух модификациях гидродинамической излучающей системы со звукообразующим элементом кавитационной природы // Сб. тр. XIX сес. РАО: том 2.– Нижний Новгород, 2007.– С. 92а–92в.
2. Назаренко А. Ф., Слиозберг Т. М., Назаренко А. А. Модель противоточной гидродинамической излучающей системы со звукообразующим элементом кавитационной природы // Сб. тр. XX сес. РАО: том 2.– М., 2008.– С. 33–37.
3. Назаренко А. Ф., Слиозберг Т. М., Назаренко А. А. Определение модельных параметров противоточной гидродинамической излучающей системы, соответствующих ее рабочим режимам // Акуст. вѣстн.– 2013–2014.– 16, № 3.– С. 41–45.
4. Назаренко А. Ф., Назаренко А. А., Слиозберг Т. М. О конфигурации звукообразующего элемента противоточной гидродинамической излучающей системы // Актуальні аспекти фізико-механічних досліджень: Акустика і хвилі.– К.: ІГМ НАНУ, 2007.– С. 218–222.
5. Назаренко А. Ф., Назаренко А. А., Слиозберг Т. М. Спектральные характеристики акустического сигнала, генерируемого звукообразующим элементом кавитационной природы // Сб. тр. X сес. РАО: том 2.– М., 2000.– С. 119–123.
6. Назаренко А. Ф., Слиозберг Т. М., Назаренко А. А. Среднее давление в звукообразующем элементе противоточной гидродинамической излучающей системы // Сб. тр. XXIV сес. РАО: том 1.– Саратов, 2011.– С. 96–100.