

УДК УДК 534.232

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ В СТРУЙНЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЯХ С РАЗВИТОЙ КАВИТАЦИЕЙ

И. В. ВОВК*, В. Т. ГРИНЧЕНКО*, Ю. М. ДУДЗИНСКИЙ**

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

**Одесский национальный политехнический университет

Получено 02.06.2007

Подробно проанализирована работа струйного противоточного гидродинамического излучателя звука с развитой кавитацией внутри струйной оболочки. Обсуждены его основные гидродинамические и акустические свойства. Выдвинута гипотеза о возможном физическом механизме, порождающем автоколебания струйной оболочки излучателя. Предложена простейшая акустическая модель струйной оболочки и решена граничная задача об излучении ей звуковых волн. Анализ полученного решения позволил установить, что в рабочей зоне излучателя образуется своеобразная резонансная система, которая состоит из внутренней упругой кавитирующей среды, самой струйной оболочки и внешней присоединенной массы жидкости и обеспечивает обратную акустическую связь, навязывая струйной оболочке автоколебания со стабильной частотой. Показано, что экспериментально наблюдаемое парадоксальное снижение частоты излучаемого звука с ростом скорости струи в сопле связано с увеличением податливости внутренней кавитирующей среды за счет возрастания в ней доли парогазовых микропузырьков. Даны количественные оценки податливости, плотности и скорости звука во внутренней кавитирующей области. В частности, установлено, что последняя величина существенно ниже скорости звука в окружающей струйную оболочку жидкости.

Докладно проанализовано роботу струйного протиточного гідродинамічного випромінювача звуку з розвинутою кавітацією усередині струйної оболонки. Обговорені його основні гідродинамічні й акустичні властивості. Висунуто гіпотезу про можливий фізичний механізм, який породжує автоколивання струйної оболонки випромінювача. Запропоновано найпростішу акустичну модель струйної оболонки та розв'язано граничну задачу про випромінювання нею звукових хвиль. Аналіз отриманого розв'язку дозволив установити, що в робочій зоні випромінювача утворюється своєрідна резонансна система, яка складається з внутрішнього пружного кавітуючого середовища, самої струйної оболонки та зовнішньої приєднаної маси рідини й забезпечує зворотний акустичний зв'язок, нав'язуючи струйній оболонці автоколивання зі стабільною частотою. Показано, що парадоксальне зниження частоти випромінюваного звуку з ростом швидкості струменя в соплі, яке спостерігається експериментально, пов'язане зі збільшенням піддатливості внутрішнього кавітуючого середовища за рахунок зростання в ній частки парогазових мікробульбашок. Дані кількісні оцінки піддатливості, густини й швидкості звуку у внутрішній кавітуючій області. Зокрема встановлено, що остання величина істотно нижча за швидкість звуку в оточуючій струйну оболонку рідині.

The paper deals with analyzing in detail the operation of a counter-flow hydrodynamic jet radiator of the sound with a developed cavitation inside the jet-shell. The basic hydrodynamic and acoustic properties of the device are discussed. A hypothesis is offered, that illustrates the possible physical mechanism for generating self-oscillations of radiator's jet-shell. The simplest acoustic model of the jet-shell is proposed and the boundary problem on sound radiation by it is solved. The analysis of the obtained solution allows the conclusion that a specific resonant system forms inside radiator's working zone. The mentioned system consists of the internal compressible cavitation environment, jet-shell itself and external added mass of the liquid and provides the acoustic feed-back, imposing jet-shell's self-oscillations with stable frequency. It is shown that the paradoxical reduction of radiated sound frequency with growing jet speed in the nozzle obtained in the experiments is related with the increasing compressibility of the internal cavitation environment due to increasing share of vapor-gas microbubbles in it. The quantitative estimations of compressibility, density and sound velocity in the internal cavitation domain are offered. In particular, it is shown that the last value is essentially lower than sound velocity in the external liquid surrounding the jet-shell.

ВВЕДЕНИЕ

Гидродинамические излучатели (ГДИ) струйного типа широко используются для повышения эффективности различных технологических процессов [1–3]. Их отличает простота, дешевизна и отсутствие необходимости сопряжения со специальными генерирующими электронными устройствами (как в случаях применения пьезокерамических или магнитострикционных излучателей). В таких ГДИ часть кинетической энергии поступательного движения частиц затопленной струи жидкости преобразуется в колебания струи, кото-

рые и возбуждают мощные акустические волны, способные вызвать развитую кавитацию в жидкости.

Заметим, что хотя в общих чертах эффект преобразования кинетической энергии струи в звуковую и энергию кавитации жидкости более-менее мере понятен, физические предпосылки возникновения поперечных автоколебаний струи требуют прояснения. В работе [4] А. Ф. Назаренко высказал идею о возможном механизме звукообразования за счет пульсаций кавитационной области, образующейся между соплом и препятствием, на которое натекает струя, однако детали рассмотрен-

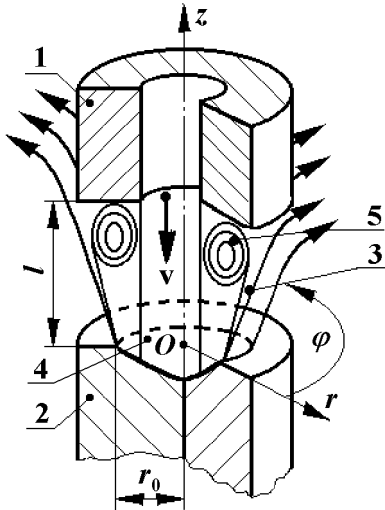


Рис. 1. Конструктивная схема струйного ГДИ:
1 – сопло; 2 – отражатель;
3 – затопленная струйная оболочка;
4 – параболическая лунка; 5 – тороидальный вихрь

ного процесса фактически не были разработаны. Целью этой статьи является попытка вскрыть физические причины механизма возникновения автоколебаний в струйных гидродинамических излучателях при наличии развитой кавитации.

1. КОНСТРУКТИВНАЯ СХЕМА ГДИ, ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ В НЕМ ЖИДКОСТИ И НЕКОТОРЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Рассмотрим конструктивную схему ГДИ так называемого противоточного типа (рис. 1). Он состоит из двух соосно расположенных частей – круглого сопла 1 и отражателя 2, имеющего на торце параболическую лунку. Имеющая круглое сечение затопленная струя жидкости, которая вытекает из сопла 1 со скоростью v , достигает отражателя 2 и отражается в обратную сторону, формируясь в струйную оболочку 3. Последняя натекает на нижний внешний край сопла (рис. 2, а), в результате чего может приобретать некоторую поперечную неустойчивость и совершать поперечные колебания. Действительно, при этом струя может раздваиваться. Одна ее часть уходит во внешнюю (относительно ГДИ) область, а другая – во внутреннюю, сворачиваясь в тороидальный вихрь [5–7]. Благодаря этому, во внутренней области накапливается избышек среды, который оказывает давление на внутреннюю поверхность струйной оболочки, заставляя ее отклони-

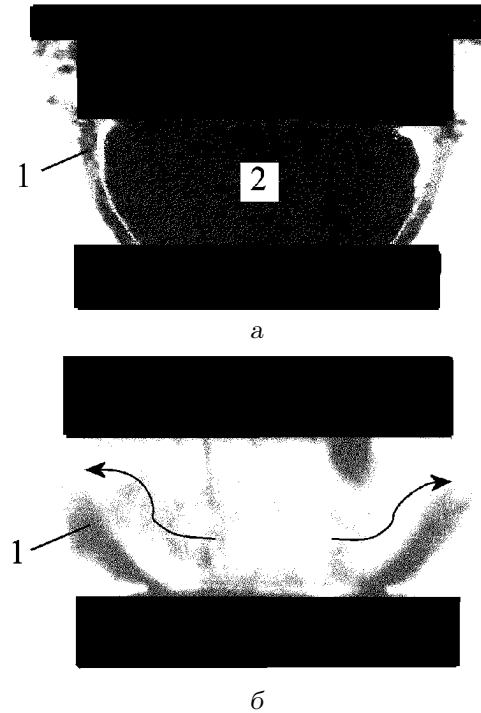


Рис. 2. Струйная оболочка (1) и кавитационная область (2), формируемые при работе ГДИ:
а – теневая фотография на просвет;
б – кадр скоростной киносъемки в стадии выхода излишка среды во внешнюю область

ться вовне и выпустить этот излишек во внешнюю область. На рис. 2, б зафиксирован момент отклонения струйной оболочки 1 во внешнюю сторону. На рис. 2, а также хорошо видно, что во внутренней области 2 имеет место развитая кавитация. Именно наличие облака парогазовых микропузырьков затрудняет прохождение световых лучей, из-за чего эта зона выглядит темной. Таким образом, во внутренней области существует двухфазная среда – жидкость и парогазовые микропузырьки. Еще одной причиной поперечной неустойчивости струйной оболочки может быть непостоянство скорости v жидкости, вытекающей из сопла, что почти всегда реализуется на практике.

Таким образом, предпосылки для появления поперечных колебаний струйной оболочки в ГДИ и, следовательно, генерации звука в принципе имеются. Однако первый из важнейших и пока невыясненных вопросов состоит в том, что же заставляет струйную оболочку совершать строго периодические колебания, т. е. входить в режим автоколебаний.

Остановимся на некоторых нетривиальных особенностях акустических свойств рассматриваемо-

го ГДИ. Экспериментальные исследования [9, 10] показали, что волновые размеры струйной оболочки $2r_0/\lambda$ и l/λ (здесь λ – длина излучаемой волны) как непосредственного источника звуковых колебаний, весьма малы и лежат в пределах $0.1 \div 0.01$. Кроме того, с ростом скорости струи, вытекающей из сопла, частота генерируемого струйной оболочкой основного звукового тона понижается. Последний факт полностью противоречит классическим закономерностям, связывающим скорость струи и частоту генерируемых звуковых колебаний, которые характерны для аэрогидродинамических излучателей звука. Хорошо известны два типа таких излучателей [8, 11–15]. В устройствах первого типа частота генерируемого звука растет прямо пропорционально скорости потока (струи). Сюда можно отнести излучатели в виде обтекаемых потоком цилиндра или ниши, струи, натекающей на клин, и др. Для второго типа характерно практическое постоянство частоты звука при увеличении скорости потока. Это, например, различные свистки, гудки, органные трубы. В первом типе акустических генераторов автоколебания струи (или некоторой части потока) реализуются за счет аэрогидродинамической обратной связи, а во втором – за счет акустической обратной связи.

Исходя из этого, второй важный вопрос, на который следует получить ответ, звучит так: каков характер обратной связи в рассматриваемом ГДИ?

2. ГИПОТЕЗА

Анализ описанных особенностей работы ГДИ, а также присущих ему экспериментально установленных акустических и гидродинамических свойств позволяет выдвинуть следующую гипотезу о физической природе возникновения поперечных автоколебаний струйной оболочки и характере обратной связи. В момент включения ГДИ, когда из сопла начинает вытекать струя и, отражаясь от параболической лунки, формируется струйная оболочка, жидкость в ее внутренней и внешней областях сохраняет одинаковые параметры и пока остается однофазной. Далее, благодаря своей поперечной неустойчивости (ее причины обсуждались выше), струйная оболочка начинает совершать пульсирующие (радиальные) колебания, в результате чего генерируется звук. Эти колебания не являются строго периодическими и имеют в определенной мере хаотический характер. Однако, если их мощность оказывается достаточной, во внутренней области (в первую очередь, в окрестности оси z) образуется зона кавитации. По истечении некоторого времени она расшири-

тся и начнет занимать практически всю внутреннюю область (см. рис. 2, а). Поскольку теперь среда здесь становится двухфазной (жидкость плюс парогазовые микропузырьки), то ее плотность и объемная упругость будут существенно ниже таковых для внешней области, где жидкость остается практически однофазной.

Проанализируем, как эти обстоятельства могут повлиять на колебания струйной оболочки. Поскольку волновые размеры колеблющейся струйной оболочки существенно меньше длины волны, то ее внешняя поверхность нагружена на импеданс, имеющий преимущественно характер массы [17]. В отличие от этого, внутренняя поверхность нагружена на импеданс, имеющий характер упругости [17], причем, благодаря достаточно высокой податливости двухфазной среды, соответствующая упругость может оказаться сравнительно небольшой. В результате образуется своеобразная резонансная акустическая система, состоящая из трех, последовательно соединенных элементов: упругость – струйная оболочка – масса. Естественно, она имеет собственную частоту, которая и будет навязана поперечным колебаниям оболочки. В этом заключается физический механизм обратной связи автоколебаний струйной оболочки, характер которой в данном случае будет чисто акустическим.

Теперь легко объяснить причину парадоксального факта, характерного для рассматриваемого ГДИ, – снижения частоты генерируемых им звуковых волн с ростом скорости струи. Дело в том, что повышение скорости истечения приводит к увеличению амплитуды поперечных колебаний струйной оболочки и, следовательно, к повышению мощности излучения звука. В свою очередь, это увеличивает энергию кавитации, приводя к росту объема, занятого парогазовыми микропузырьками во внутренней области струйной оболочки. Как результат, уменьшается общая упругость внутреннего объема двухфазной среды и снижается резонансная частота акустической системы упругость – струйная оболочка – масса.

Таким образом, именно за счет наличия развитой кавитации при работе ГДИ рассматриваемого типа порождается нетипичная зависимость частоты излучаемого звука от скорости струи.

3. ПРОСТЕЙШАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СТРУЙНОЙ ОБОЛОЧКИ ГДИ

Рассмотрим простейшую акустическую модель струйной оболочки в виде сферической тонкой

оболочки совершающей радиальные колебания¹ с некоторой колебательной скоростью V_0 (рис. 3). Будем считать, что внешность такого сферического слоя контактирует с жидкостью, имеющей волновое сопротивление $\rho_{ж}c_{ж}$, а ее внутренняя поверхность – с некоторой средой, имеющей сопротивление ρc . Решим внешнюю и внутреннюю задачи излучения для такой оболочки.

3.1. Излучение во внешнюю область

Рассмотрим тривиальное решение для области $r \geq r_0$. Искомый потенциал скоростей определим как [17]

$$\Phi_1 = A h_0^{(1)}(\bar{k}r),$$

где $h_0^{(1)}(\bar{k}r)$ – сферическая функция Ханкеля первого рода нулевого порядка, $\bar{k} = \omega/c_{ж}$. Из граничного условия

$$v_0 = -\left. \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right|_{r=r_0} = -A k h_0^{(1)'}(\bar{k}r_0)$$

определим

$$A = -\frac{v_0}{\bar{k} h_0^{(1)'}(\bar{k}r_0)}$$

и получим

$$\Phi_1 = -\frac{v_0}{\bar{k}} \frac{h_0^{(1)}(\bar{k}r)}{h_0^{(1)'}(\bar{k}r_0)}.$$

Здесь штрих у функции Ханкеля означает производную по полному аргументу.

Тогда импеданс излучения во внешнюю область можно выразить в виде

$$\begin{aligned} Z_1|_{r=r_0} &= \frac{1}{v_0} \int_S p dS = \frac{-i\omega}{v_0} \int_S \rho_{ж} \Phi_1(r_0) dS = \\ &= R_1|_{r=r_0} + iX_1|_{r=r_0}, \end{aligned}$$

где R_1 и X_1 – соответственно активная и реактивная составляющие [17]:

$$R_1|_{r=r_0} = S \rho_{ж} c_{ж} \frac{\bar{k}^2 r_0^2}{1 + \bar{k}^2 r_0^2},$$

$$X_1|_{r=r_0} = S \rho_{ж} c_{ж} \frac{\bar{k} r_0}{1 + \bar{k}^2 r_0^2} = \omega M_0.$$

В последнем выражении присоединенная масса может быть записана через массу вытесненной

¹Можно было бы усложнить модель, максимально приблизив ее к геометрии реальной системы. Однако это не добавляет каких-то принципиально новых свойств, важных для анализа особенностей колебаний струйной оболочки.

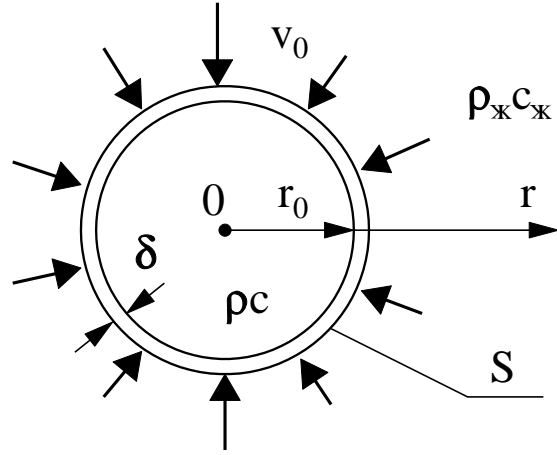


Рис. 3. Простейшая акустическая модель пульсирующей струйной оболочки с двухфазной средой во внутренней области

сферой жидкости [17]:

$$M_0 = \frac{3M}{1 + \bar{k}^2 r_0^2}, \quad M = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_{ж}.$$

В частности, если $\bar{k}r_0 \ll 1$, что фактически всегда верно для ГДИ, то $M_0 \approx 3M$.

Учитывая, что $E = \rho_{ж} c_{ж}^2$, $S = 4\pi r_0^2$, существенно упростим выражение для реактивной составляющей импеданса излучения во внешнюю область:

$$X_1|_{\bar{k}r_0 \rightarrow 0} \rightarrow i\omega 4\pi \rho_{ж} r_0^3. \quad (1)$$

Множитель в скобках в выражении (1) и дает присоединенную массу на внешней поверхности оболочки.

3.2. Излучение во внутреннюю область

Искомый потенциал скоростей выразим в виде

$$\Phi_2 = B j_0(kr),$$

где $j_0(kr)$ – сферическая функция Бесселя нулевого порядка. Из граничного условия

$$v_0 = -\left. \frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right|_{r=r_0} = -B k j_0'(kr_0) = B k j_1(kr_0)$$

определим

$$B = \frac{v_0}{k j_1(kr_0)}$$

и получим

$$\Phi_2 = \frac{v_0}{k} \frac{j_0(kr)}{j_1(kr_0)}.$$

Тогда импеданс излучения во внутреннюю область можно выразить в виде

$$\begin{aligned} Z_2|_{r=r_0} &= \frac{-i\omega\rho_{\text{ж}}}{v_0} \int_S \Phi_2(r_0) dS = \\ &= -i\rho c S \frac{j_0(kr_0)}{j_1(kr_0)} = -iX_2, \end{aligned} \quad (2)$$

где $dS = 2\pi r_0^2 \sin\theta d\theta$.

Если ограничиться рассмотрением случая, когда $kr_0 \ll 1$, то с учетом асимптотических выражений для сферических функций Бесселя [17]:

$$j_0(kr_0)|_{kr_0 \rightarrow 0} \rightarrow 1, \quad j_1(kr_0)|_{kr_0 \rightarrow 0} \rightarrow \frac{kr_0}{3}, \quad (3)$$

перепишем соотношения (2) как

$$Z_2|_{r=r_0, kr_0 \leq 2} \rightarrow -3\rho c \frac{S}{kr_0} = -i \frac{12E\pi r_0}{\omega} = i\bar{X}_2. \quad (4)$$

Здесь $E = \rho c^2$ – объемная упругость среды во внутренней области струйной оболочки. Величина в скобках в первом приближении дает упругость, на которую нагружена внутренняя поверхность оболочки. Это выражение полностью совпадает с формулой, приведенной в [17].

Как мы увидим ниже, в кавитирующей внутренней области скорость звука может оказаться достаточно малой. Поэтому заметим, что соотношением (4) следует пользоваться только при $kr_0 \leq 2$.

4. ОЦЕНКА МЕХАНИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ ВО ВНУТРЕННЕМ ОБЪЕМЕ СТРУЙНОЙ ОБОЛОЧКИ

Представленная выше простейшая акустическая модель струйной оболочки позволяет в первом приближении оценить механические параметры двухфазной среды во внутреннем объеме струйной оболочки. Используя полученные выражения (1) и (4), получим формулу для резонансной частоты системы упругость – струйная оболочка – масса, пренебрегая массой самой струи, поскольку она существенно меньше присоединенной массы среды. Для этого запишем условие равенства реактивных составляющих импеданса:

$$X_1|_{kr_0 \rightarrow 0} - \bar{X}_2|_{kr_0 \rightarrow 0} = 0.$$

С учетом выражений (1) и (4) имеем

$$f = \left[\frac{3E}{(2\pi r_0)^2 \rho_{\text{ж}}} \right]^{1/2} = \left[\frac{3}{(\pi d)^2 \rho_{\text{ж}} K} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где $K = 1/E$ – объемная податливость внутренней двухфазной среды.

Параметры двухфазной среды априори неизвестны. Однако если экспериментально установлены значения рабочей частоты ГДИ и плотности внешней среды $\rho_{\text{ж}}$, то из соотношения (5) можно получить формулу для сжимаемости двухфазной внутренней области:

$$K = \frac{3}{(\pi d)^2 \rho_{\text{ж}} f^2}. \quad (6)$$

Теперь воспользуемся выражениями для плотности и сжимаемости двухфазной среды [16]:

$$\rho = (1-h)\rho_{\text{г}} + h\rho_{\text{ж}}, \quad (7)$$

$$K = (1-h)K_{\text{г}} + hK_{\text{ж}}, \quad (8)$$

где $\rho_{\text{г}}$ и $\rho_{\text{ж}}$ – плотности; $K_{\text{г}}$ и $K_{\text{ж}}$ – объемные податливости газа и жидкости соответственно; h – доля воды в смеси ($(1-h)$ – доля газа в смеси).

После подстановки соотношения (6) в формулу (8) при известных сжимаемостях жидкости и газа можно оценить доли содержащейся в пульсирующей сфере жидкости и газа:

$$h = \frac{K_{\text{г}} - K}{K_{\text{г}} - K_{\text{ж}}}. \quad (9)$$

Теперь, зная плотности газа и жидкости, можно по формуле (7) найти плотность двухфазной среды, а с учетом ее сжимаемости (6) – и скорость звука во внутренней области с развитой кавитацией:

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \frac{1}{\sqrt{\rho K}}. \quad (10)$$

Оценим характеристики двухфазной среды внутри струйной оболочки на примере одного из вариантов ГДИ при его работе в двух жидкостях – отстоянной воде и трансформаторном масле. В обоих случаях примем, что диаметр объема развитой кавитационной области (он примерно равен диаметру струйной оболочки) составляет $d \approx 10^{-2}$ м, плотность газа – $\rho_{\text{г}} = 1.14$ кг/м³, а его сжимаемость – $K_{\text{г}} = 8.0 \cdot 10^{-6}$ Па⁻¹ (результаты приведены в таблице).

Заслуживают внимания два факта. Во-первых, при оптимальной настройке струйного ГДИ на максимальный уровень сигнала характеристики пульсирующей двухфазной области близки для обеих рабочих жидкостей. Во-вторых, волновой размер диаметра струйной оболочки близок 0.4. В

Таблица. Параметры двухфазной среды при работе ГДИ в воде и трансформаторном масле

Физический параметр	Рабочая жидкость	
	вода	масло
$\rho_{ж}$, кг/м ³	1000	940
$K_{ж}$, Па ⁻¹	$4.35 \cdot 10^{-10}$	$6 \cdot 10^{-10}$
f , Гц*	900	950
ρ , кг/м ³	612.81	592.53
K , Па ⁻¹	$3.10 \cdot 10^{-6}$	$2.96 \cdot 10^{-6}$
$h/(1-h)$	0.612/0.388	0.63/0.37
c , м/с	22.94	23.87
λ , м	$2.55 \cdot 10^{-2}$	$2.51 \cdot 10^{-2}$
d/λ	≈ 0.39	≈ 0.398
$\bar{k}r_0$	≈ 1.22	≈ 1.27

* – частота основного тона излучаемого звука при резонансной настройке ГДИ на максимальный уровень сигнала (эксперимент).

этой ситуации при расчетах желательно использовать формулу (2), а не (4).

Как мы уже говорили, частота поперечных колебаний образующейся между соплом и препятствием ГДИ струйной оболочки зависит от ее геометрических параметров, свойств жидкости и газа в микропузырьках и доли жидкости в двухфазной среде. Согласно приведенной выше гипотезе, изменение скорости струи жидкости v на выходе сопла изменяет соотношение объемов газа и жидкости и, соответственно, механические характеристики среды в зоне кавитации. Это приводит к изменению частоты f основного тона генерируемого звука.

На рис. 4 представлены экспериментальные зависимости $f_0(v)$ частоты излучаемого звука от скорости струи в сопле для отстоянной воды (здесь и далее – кривая 1) и трансформаторного масла (кривая 2). Маркерами нанесены экспериментальные или расчетные величины, а сплошными линиями – аппроксимации по этим точкам. Нижний предел скорости ограничен значением, при котором исчезает кавитационная область между соплом и отражателем, в результате чего прекращается процесс звукообразования. Верхний предел скорости ограничен значением, при котором кавитация возникает уже в канале сопла и вместо тонального сигнала генерируется широкополосный шум.

С использованием экспериментальных зависимостей $f_0(v)$ по формуле (6) была рассчитана сжимаемость двухфазной среды как функция скоро-

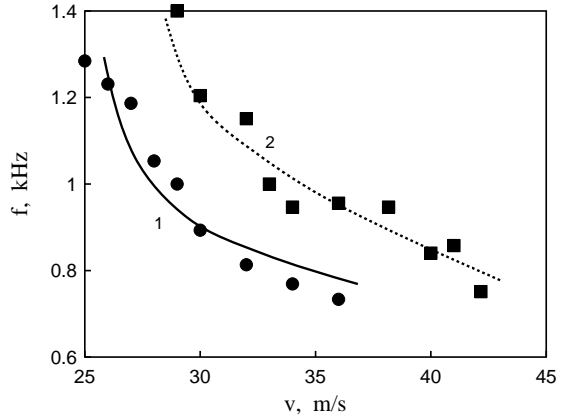


Рис. 4. Зависимости частоты звука, излучаемого ГДИ от скорости струи в сопле:

1 – вода; 2 – трансформаторное масло

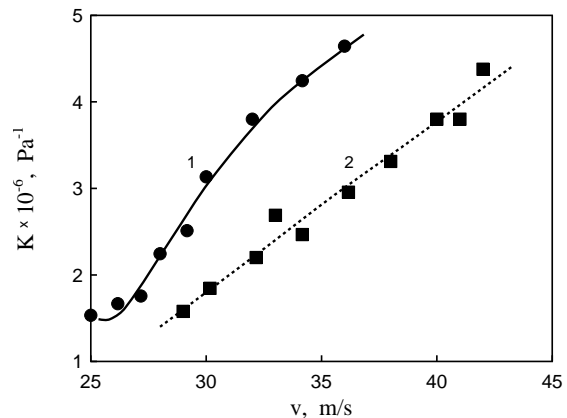


Рис. 5. Зависимость сжимаемости двухфазной среды внутри струйной оболочки от скорости струи в сопле:

1 – вода; 2 – трансформаторное масло

сти истечения жидкости из сопла (рис. 5). Как видно из графика, с ростом скорости жидкости в сопле сжимаемость почти линейно растет, что непосредственно указывает на увеличение количества микропузырьков во внутренней области струйной оболочки – кавитация здесь становится более интенсивной и развитой.

На основе полученных зависимостей $K(v)$ по формуле (9) были определены доли жидкости h и газа $(1-h)$ в кавитационной зоне между соплом и отражателем. В исследованных диапазонах скоростей доля газа в двухфазной среде пульсирующей сферы увеличивается с 0.2 до 0.6, если ГДИ работает в воде. При использовании в качестве рабочей жидкости трансформаторного масла диапазон изменения $(1-h)$ лежит в пределах от 0.2 до 0.5.

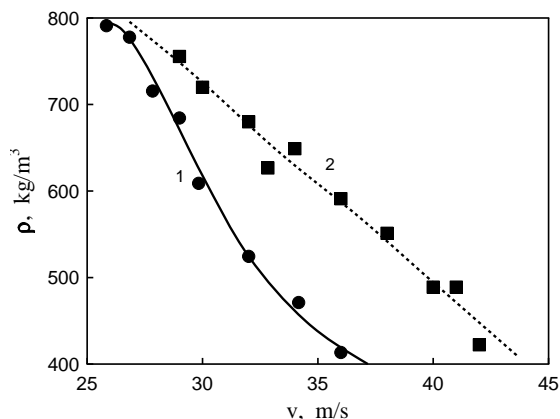


Рис. 6. Зависимость плотности двухфазной среды от скорости струи в сопле:

1 – вода; 2 – трансформаторное масло

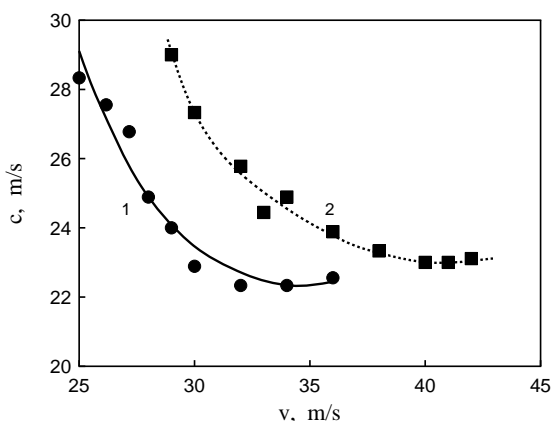


Рис. 7. Зависимости скорости звука в двухфазной среде внутри струйной оболочки от скорости струи в сопле:

1 – вода; 2 – трансформаторное масло

Естественно, параллельно уменьшается плотность двухфазной среды (рис. 6).

Наконец, имея зависимости $K(v)$ и $\rho(v)$, можно по выражению (10) оценить изменение скорости звука во внутренней двухфазной среде струйной оболочки. Соответствующие зависимости $c(v)$ отображены на рис. 7. Как видно, внутри струйной оболочки скорость звука существенно (в $50 \div 70$ раз) ниже скорости звука в сплошной среде вне оболочки. Кроме того, с ростом скорости струи в сопле величина c внутри оболочки быстро падает, но при относительно высоких значениях v это падение сильно замедляется.

ВЫВОДЫ

1. Подробно проанализирована работа струйного противоточного гидродинамического излучателя звука с развитой кавитацией внутри струйной оболочки и обсуждены его основные гидродинамические и акустические свойства. Предложена гипотеза о возможном физическом механизме, порождающем автоколебания струйной оболочки в излучателях рассматриваемого типа.
2. Предложена простейшая акустическая модель струйной оболочки и решена граничная задача об излучении ей звука. Установлено, что в рабочей зоне излучателя образуется своеобразная резонансная система, состоящая из внутренней упругой кавитирующей среды, самой струйной оболочки и присоединенной массы внешней жидкости. Эта система обеспечивает обратную акустическую связь, навязывая автоколебания струйной оболочке и обеспечивая ей стабильную частоту колебаний.
3. Показано, что наблюдаемое экспериментально парадоксальное снижение частоты излучаемого звука с ростом скорости струи в сопле связано с увеличением податливости внутренней кавитирующей среды за счет увеличения в ней доли парогазовых микропузырьков.
4. Проведены количественные оценки податливости, плотности и скорости звука во внутренней кавитирующей области. Установлено, что скорость звука здесь существенно (в $50 \div 70$ раз) ниже скорости звука в жидкости, окружающей струйную оболочку извне.

1. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике.– М.: ИИЛ, 1957.– 726 с.
2. Гершгал Д. А., Фридман В. М. Ультразвуковая технологическая аппаратура.– М.: Наука, 1976.– 320 с.
3. Агранат Б. А., Башкиров В. И., Китайгородский Ю. И. Ультразвуковая технология.– М.: Наука, 1970.– 300 с.
4. Назаренко А. Ф. Гидродинамические излучатели // Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Под ред. И. П. Голяминой.– М.: Сов. энцикл, 1979.– С. 79–81.
5. Дудзінський Ю. М. Моделі акустогідродинамічних сенсорів порога кавітації рідини // Мат. методи та фізико-мех. поля.– 2005.– 48, N 4.– С. 199–204.
6. Дудзинский Ю. М. Ближнее поле осесимметричного гидродинамического излучателя // Акуст. вісн.– 2004.– 7, N 4.– С. 48–51.

7. Дудзинский Ю. М. Амплитудно-частотные характеристики осесимметричных струйных оболочек // Акуст. вісн.– 2005.– **8**, N 3.– С. 44–49.
8. Харкевич А. А. Автоколебания.– М.: ГТТИЗ, 1954.– 180 с.
9. Дудзинский Ю. М., Назаренко О. А. Колебания затопленной осесимметричной струи-оболочки // Акуст. вісн.– 2001.– **4**, N 4.– С. 27–35.
10. Сухарьков О. В. Влияние скорости струи на акустические характеристики осесимметричного гидродинамического излучателя // Наук. праці ОНАЗ ім. О. С. Попова.– 2006.– **2**.– С. 78–84.
11. Ричардсон Э. Динамика реальных жидкостей.– М.: Наука, 1990.– 311 с.
12. Crighton D. G. The jet edge-ton feedback cycle.– Linear theory for the operating stages // J. Fluid Mech.– 1992.– **234**.– P. 361–391.
13. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды.– М.: Наука, 1981.– 206 с.
14. Вовк И. В. Физический взгляд на природу эоловых тонов // Акуст. вісн.– 2007.– **10**, N 2.– С. 22–32.
15. Вовк И. В., Басовский В. Г. Свистки и гудки. Механизм генерации звука и акустические свойства // Актуальні аспекти фізико-механічних досліджень. Акустика і хвилі.– К.: Наук. думка, 2007.– С. 65–72.
16. Wodicka G. R., Stevens K. N., Golub H. L., Cravalho E. G., Shannon D. C. A model of transmission in the respiratory system // IEEE Trans. Biomed. Engng.– 1989.– **36**, N 9.– P. 925–933.
17. Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука.– М.: Изд-во МГУ, 1960.– 320 с.