

УДК 534.232

СВОЙСТВА КАВИТАЦИОННОЙ ОБЛАСТИ СТРУЙНОГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В УСЛОВИЯХ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

Ю. М. ДУДЗИНСКИЙ, А. В. ЖУКОВА

Одесский национальный политехнический университет

Получено 02.12.2009

Исследованы акустические свойства струйных гидродинамических излучателей в условиях избыточного статического давления в жидкости. Представлены количественные оценки зависимостей упругости, плотности, скорости звука во внутренней кавитирующей области излучателя и ее волнового размера от статического давления.

Досліджено акустичні властивості струминних гідродинамічних випромінювачів в умовах надлишкового статичного тиску в рідині. Представлено кількісні оцінки залежностей пружності, густини, швидкості звуку у внутрішній кавітуючій області випромінювача та її хвильового розміру від статичного тиску.

The acoustic properties of jet hydrodynamic radiators have been studied for conditions of the excessive static pressure in a liquid. The quantitative estimations of dependencies from static pressure are given for elasticity, density, sound velocity in the internal cavitating zone of the radiator and its wave dimension.

ВВЕДЕНИЕ

В струйных гидродинамических излучателях (ГДИ) часть кинетической энергии поступательного движения частиц затопленной струи жидкости преобразуется в колебательное движение струи, которое, собственно, и возбуждает мощные акустические волны, способные вызвать развитую кавитацию. В свое время А. Ф. Назаренко высказывалась идея о возможном механизме генерирования звука за счет пульсации кавитационной области, образующейся между соплом и препятствием [1]. Однако детали этой теории не были разработаны. В частности, не удалось объяснить парадоксальный на первый взгляд факт понижения частоты основного тона (соответствующего низшей гармонике в спектре сигнала) с увеличением скорости струи на выходе сопла.

В работе [2] предложена акустическая модель струйной “оболочки” гидродинамического излучателя и решена граничная задача об излучении ею звука. Анализ полученного решения позволил установить, что в рабочей зоне излучателя образуется своеобразная резонансная система, состоящая из внутренней упругой кавитирующей среды, самой струйной “оболочки” и внешней присоединенной массы жидкости. Именно эта система и обеспечивает обратную акустическую связь, навязывая автоколебания системе на некоторой стабильной частоте. Было показано, что наблюдаемое экспериментально снижение частоты излучаемого звука с ростом скорости струи в сопле свя-

зано с увеличением податливости внутренней двухфазной среды (жидкость с кавитационными пузырьками) за счет увеличения в ней доли парогазовых микропузырьков. Были проведены количественные оценки податливости, плотности и скорости звука во внутренней кавитирующей области. В частности, установлено, что здесь скорость звука существенно (в 50...70 раз) ниже скорости звука в жидкости, окружающей струйную оболочку извне.

Проведенные ранее исследования показали высокую эффективность струйных ГДИ при генерировании звука в условиях гидростатического давления [3,4]. Поэтому интерес представляет изучение влияния избыточного статического давления в рабочей емкости на акустические характеристики подобных источников звука и механические свойства двухфазной среды с развитой кавитацией, находящейся внутри струйной “оболочки”.

1. СХЕМА СТРУЙНОГО ГДИ И ЕГО АКУСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим конструктивную схему ГДИ противоточного типа (рис. 1). Он состоит из двух основных частей: круглого сопла 1 и отражателя 2, имеющего на торце параболическую лунку. Затопленная струя жидкости круглого сечения, вытекающая из сопла 1 со скоростью v , достигает отражателя 2 и разворачивается лункой в обратную сторону, формируя струйную “оболочку” 3. Последняя натекает на нижний внешний край со-

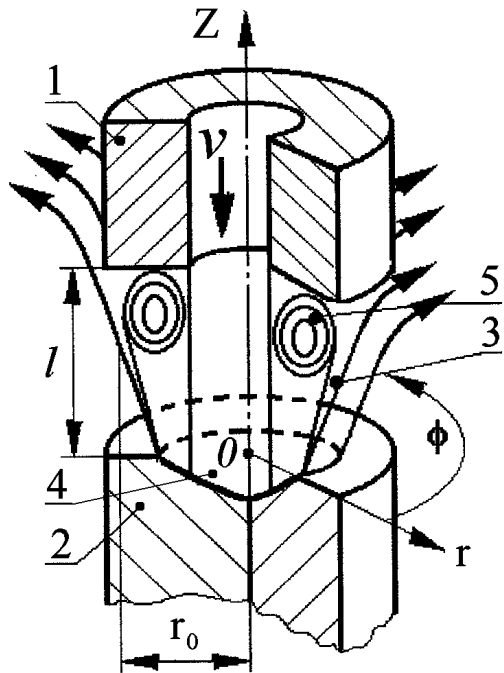


Рис. 1. Конструктивная схема ГДИ противоточного типа

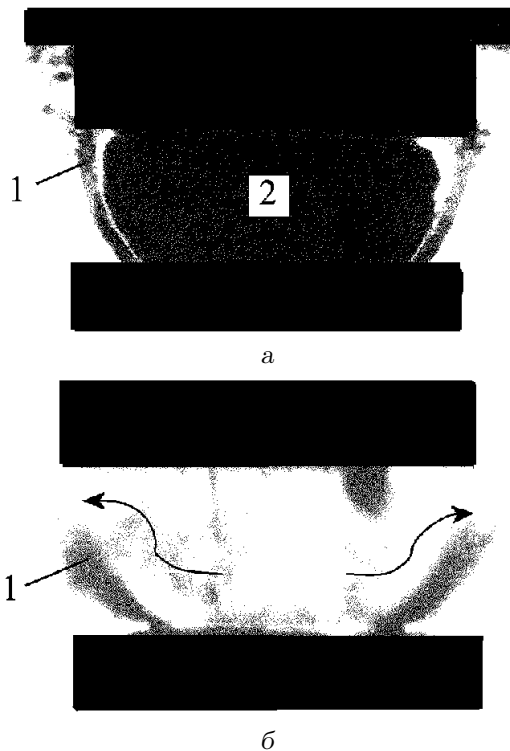


Рис. 2. Натекание струи на отражатель ГДИ (с экспериментальных фотографий)

пла (рис. 2, а), в результате чего может приобретать некоторую поперечную неустойчивость (т.е. совершать поперечные колебания). Действительно, несимметрично натекая на край сопла (прямоугольный клин), струя может раздваиваться. При этом одна часть струи уходит во внешнюю (относительно ГДИ) область, а другая – во внутреннюю, сворачиваясь в тороидальный вихрь [5, 6]. Благодаря этому во внутренней области накапливается излишек среды, который оказывает давление на соответствующую поверхность струйной “оболочки”, заставляя ее отклониться и выпустить излишек вовне. На рис. 2, б зафиксирован момент отклонения струйной оболочки 1 во внешнюю сторону. Из 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 внутренняя область выглядит темной. Таким образом, в указанном объеме существует двухфазная среда (жидкость и парогазовые микропузырьки). Еще одной причиной поперечной неустойчивости струйной оболочки может быть непостоянство скорости v вытекающей из сопла жидкости (что на практике справедливо почти всегда). Таким образом, имеются предпосылки для появления поперечных колебаний струйной “оболочки” ГДИ, а, следовательно, и возникновения звуковых колебаний.

В работе [2] рассмотрена простейшая акустическая модель подобного источника звука в виде сферической тонкой оболочки, совершающей радиальные колебания. Считалось, что внешняя сторона оболочки контактирует с жидкостью, имеющей волновое сопротивление $\rho_{ж}c_{ж}$, а ее внутренняя поверхность – с некоторой средой, имеющей сопротивление ρc . Решение соответствующей граничной задачи излучения позволило получить выражение для объемной упругости E и сжимаемости K двухфазной внутренней области

$$K = \frac{1}{E} = \frac{3}{(\pi d)^2 \rho_{ж} f_0^2}, \quad (1)$$

где $d = 2r_0$ – средний диаметр оболочки; f_0 – экспериментально полученное значение частоты основного тона генерируемого звука. Если известны сжимаемости жидкости $K_{ж}$ и газа $K_{г}$, то можно оценить долю содержащейся в пульсирующей сфере жидкости

$$h = \frac{K_{г} - K}{K_{г} - K_{ж}} \quad (2)$$

и газа $(1-h)$, соответственно. Теперь можно воспользоваться выражениями для плотности и

сжимаемости двухфазной среды [7], условно приняв ее за однородную с пространственно усредненными параметрами:

$$\rho = (1 - h)\rho_{\Gamma} + h\rho_{\text{ж}}, \quad (3)$$

$$K = (1 - h)K_{\Gamma} + hK_{\text{ж}}, \quad (4)$$

где ρ_{Γ} и $\rho_{\text{ж}}$ – соответственно плотности газа и жидкости. Зная объемные доли и плотности газа и жидкости, по формуле (3) оценим плотность двухфазной среды. Вычислив также ее сжимаемость (4), получим величину скорости звука во внутренней области с развитой кавитацией:

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{\rho K}}. \quad (5)$$

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ

При экспериментальном исследовании влияния избыточного статического давления на акустические свойства струйного ГДИ последний размещался в герметичной емкости, заполненной рабочей жидкостью. Излучатель запитывался от насоса с плавно регулируемым расходом жидкости. Избыточное статическое давление $\Delta P_{\text{ст}}$ создавалось вспомогательным насосом и регулируемым клапаном. Сигнал с выхода гидрофона поступал на вольтметр, осциллограф и спектроанализатор [4]. Герметичная емкость была снабжена иллюминаторами для визуализации процесса, фото- и видеосъемки.

Изменение расхода насоса задавало скорость жидкости на выходе сопла излучателя. Затем плавно повышалось статическое давление, изменялась частота следования звуковых импульсов f_0 (основной тон генерируемого сигнала). Семейство зависимостей частоты сигнала от избыточного статического давления в рабочей емкости представлено на рис. 3. Для всех экспериментальных графиков (рис. 3–8) скорость v затопленной струи составляла соответственно 36 м/с (кривая 1), 48 м/с (кривая 2), 85 м/с (кривая 3), 99 м/с (кривая 4), 125 м/с (кривая 5), 152 м/с (кривая 6), 166 м/с (кривая 7) и 177 м/с (кривая 8).

Следует отметить две особенности данных источников звука.

1. При фиксированной скорости струи в сопле звукообразование происходит в ограниченном диапазоне статических давлений. При слишком низких значениях $\Delta P_{\text{ст}}$ кавитация развивается внутри сопла ГДИ, вследствие чего

разрушается струйная оболочка и вместо тонального сигнала генерируется широкополосный шум. При слишком высоких значениях $\Delta P_{\text{ст}}$ кавитация исчезает, во внутреннем объеме оболочки устанавливается однофазная среда со слишком малой сжимаемостью [2] и уровень генерируемого сигнала падает настолько, что не фиксируется на фоне шумов.

2. При неизменной скорости струи с увеличением статического давления в жидкости частота f_0 вначале повышается, а затем достигает насыщения. При дальнейшем увеличении $\Delta P_{\text{ст}}$ генерирование звука прекращается.

Используя экспериментальные данные о $f_0(\Delta P_{\text{ст}})$, по формуле (1) можно рассчитать зависимости упругости двухфазной среды E от избыточного статического давления в жидкости (рис. 4). Из графика видно, с ростом $\Delta P_{\text{ст}}$ вначале наблюдается почти линейный рост упругости, а затем достигается насыщение. Этот эффект непосредственно связан с возрастанием плотности области развитой кавитации между соплом и отражателем струйного гидродинамического излучателя. Дальнейший рост избыточного статического давления при неизменной скорости струи в сопле ГДИ приводит к срыву генерирования звука.

В соответствии с формулой (2) оценим долю газа в зоне развитой кавитации между соплом и отражателем противоточного излучателя. При неизменной скорости струи в сопле ГДИ с повышением статического давления видим почти линейное убывание $(1-h)$ с ростом $\Delta P_{\text{ст}}$ (рис. 5). При достижении значения $\Delta P_{\text{ст}} = 0.6$ МПа содержание газа в двухфазной среде практически не изменяется. С дальнейшим ростом избыточного статического давления оно приближается к $(1-h) \approx 0.1$.

Плотность и сжимаемость области развитой кавитации зависят от соотношения долей газа и жидкости. Поскольку известны плотность воздуха $\rho_{\Gamma} = 1.14$ кг/м³ и жидкости (трансформаторное масло) $\rho_{\text{ж}} = 940$ кг/м³, а также соответствующие сжимаемости $K_{\Gamma} = 8.0 \cdot 10^{-6}$ Па⁻¹ и $K_{\text{ж}} = 6.0 \cdot 10^{-10}$ Па⁻¹, то по формуле (3) можно оценить плотность двухфазной среды, состоящей из жидкости и парогазовых микропузырьков (рис. 6). Как и в случае упругости, для каждой фиксированной скорости струи здесь наблюдаются участки почти линейного роста с последующим насыщением. При статическом давлении свыше 1.5 МПа и скоростях, лежащих в диапазоне $v = (150 \dots 180)$ м/с, плотность двухфазной среды практически не меняется, асимптотически приближаясь к значению 930 кг/м³.

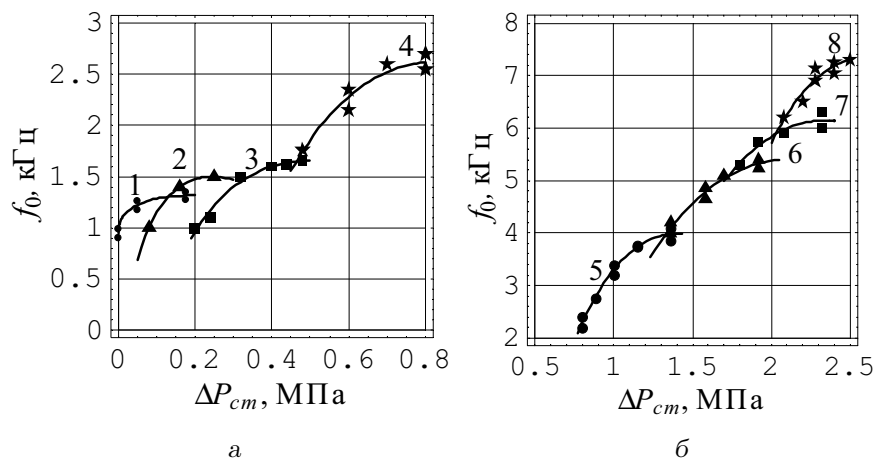


Рис. 3. Семейство зависимостей частоты сигнала ГДИ от избыточного статического давления в жидкости

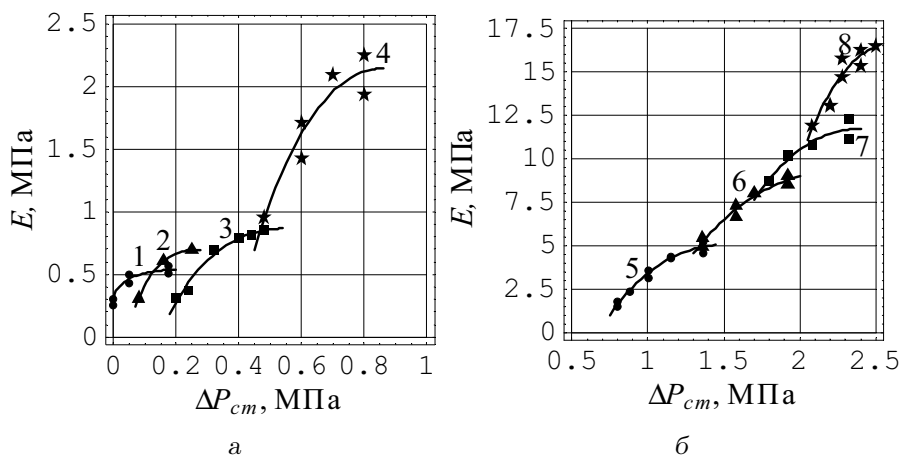


Рис. 4. Семейство зависимостей упругости двухфазной среды в зоне развитой кавитации между соплом и отражателем ГДИ от избыточного статического давления в жидкости

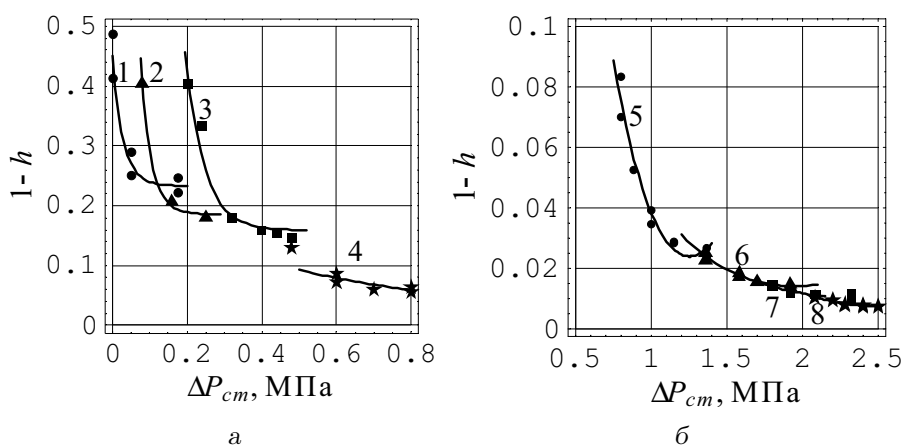


Рис. 5. Семейство зависимостей доли газа в зоне развитой кавитации между соплом и отражателем ГДИ от избыточного статического давления в жидкости

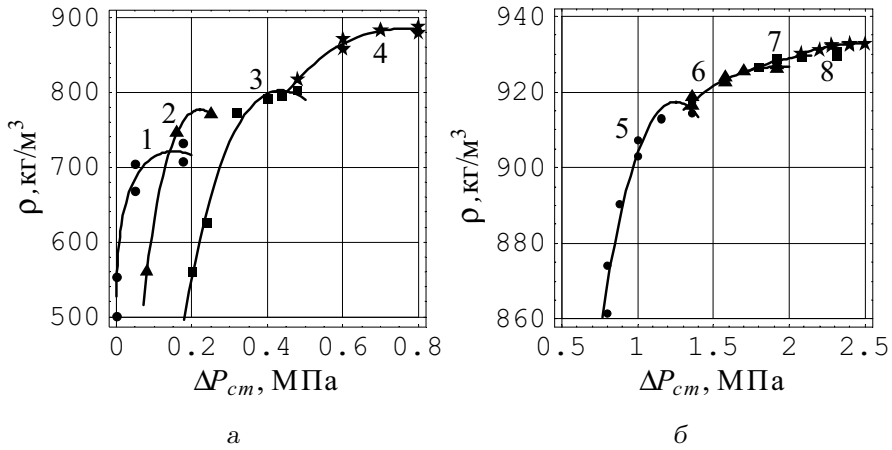


Рис. 6. Семейство зависимостей плотности двухфазной среды в зоне развитой кавитации между соплом и отражателем ГДИ от избыточного статического давления в жидкости

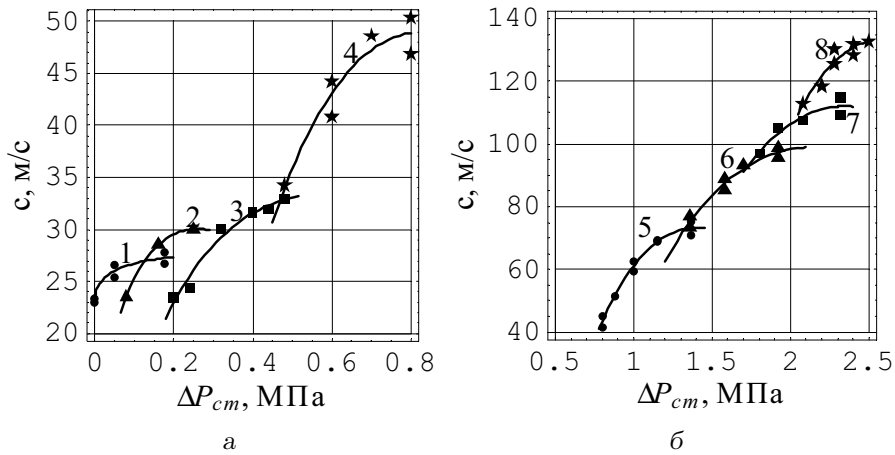


Рис. 7. Семейство зависимостей скорости звука в двухфазной среде в зоне развитой кавитации между соплом и отражателем ГДИ от избыточного статического давления в жидкости

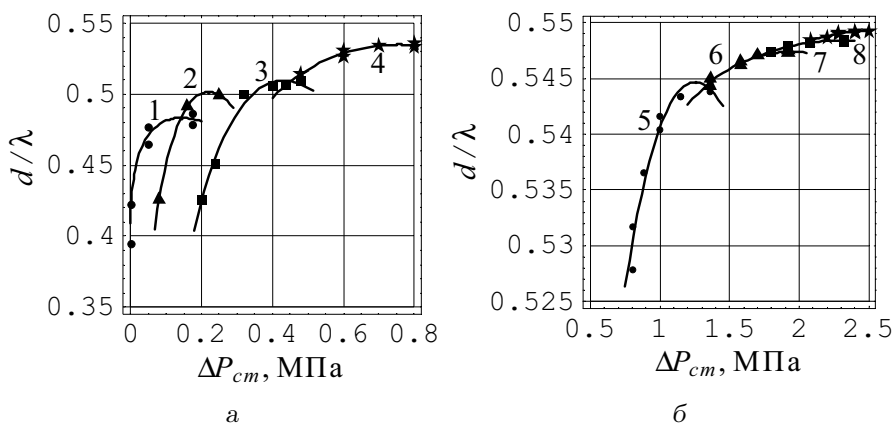


Рис. 8. Семейство зависимостей характерного волнового размера зоны развитой кавитации между соплом и отражателем ГДИ от избыточного статического давления в жидкости

По известным физическим характеристикам рабочей жидкости и воздуха в соответствии с выражением (5) оценим зависимость скорости звука в двухфазной среде от статического давления (рис. 7). При этом скорость звука оказывается на порядок меньше, чем для воздуха и почти на два порядка, – чем для жидкости. Как видно из графика, с повышением $\Delta P_{ст}$ от 0 до 2.5 МПа и одновременном увеличении скорости струи в сопле скорость звука в кавитирующей зоне звукообразования ГДИ возрастает почти на порядок.

Зная скорость звука в зоне развитой кавитации струйного гидродинамического излучателя, можно оценить ее волновые размеры. Как видно из рис. 8, при неизменной скорости струи в сопле с увеличением избыточного статического давления в жидкости параметр d/λ вначале возрастает, а затем достигает насыщения. Однако, начиная с $\Delta P_{ст} > 1$ МПа, волновой размер пульсирующей двухфазной среды внутри струйного ГДИ практически не изменяется, вплоть до избыточного давления $\Delta P_{ст} = 2.5$ МПа.

ВЫВОДЫ

1. Исследованы акустические характеристики струйных ГДИ в условиях избыточного статического давления в жидкости. Обнаружено, что при неизменной скорости струи в сопле частота основного тона вначале растет с увеличением давления, а затем достигает режима насыщения.
2. При фиксированной скорости струи в сопле рассмотренные излучатели имеют ограниченный рабочий диапазон избыточных статиче-

ских давлений, ниже и выше которого процесс гидродинамического звукообразования прекращается.

3. Проведены количественные оценки зависимости величин упругости, плотности, скорости звука во внутренней кавитирующей области струйного ГДИ и ее волнового размера от избыточного статического давления. В частности, установлено, что при статическом давлении свыше 1 МПа все они практически не изменяются.

1. Назаренко А. Ф. Гидродинамические излучатели // Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Под ред. И. П. Голяминой. – М.: Сов. энцикл, 1979. – С. 79–81.
2. Вовк И. В., Гринченко В. Т., Дудзинский Ю. М. О возможном механизме автоколебаний в струйных гидродинамических излучателях с развитой кавитацией // Акуст. вісн. – 2008. – 11, N 2. – С. 16–23.
3. Дудзинский Ю. М., Сухарьков А. О., Маничева Н. В. Энергетика прямого гидродинамического излучателя в условиях гидростатического давления // Акуст. вісн. – 2004. – 7, N 1. – С. 44–49.
4. Дудзинский Ю. М. Кавитационная эрозия в условиях гидростатического давления // Акуст. вісн. – 2006. – 9, N 2. – С. 56–62.
5. Дудзинский Ю. М., Сухарьков А. О., Маничева Н. В. Автоколивання пружного зануреного осесиметричного струменя-оболонки // Акуст. вісн. – 2003. – 6, N 3. – С. 29–33.
6. Дудзинский Ю. М., Попов В. Г. Вынужденные колебания осесимметричной затопленной струйной оболочки // Прикл. мех. – 2005. – 41, N 4. – С. 60–65.
7. Wodicka G. R., Stevens K. N., Golub H. L., Cravalho E. G., Shannon D. C. A Model of Transmission in the Respiratory System // IEE Trans. Biomed. Eng. – 1989. – 36, N 9. – P. 925–933.