

УДК 534.232

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНОЙ ВИХРЕВОЙ ОБЛАСТИ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Ю. М. ДУДЗИНСКИЙ, А. А. НАЗАРЕНКО

Одесский государственный политехнический университет

Получено 17.12.1999

Обнаружена вторичная кавитационная область тороидальной формы, образующаяся при работе осесимметричного гидродинамического излучателя. С помощью оценки эрозионного разрушения образцов определены геометрические параметры вторичного вихря. По имеющимся акустическим и гидродинамическим параметрам двумя способами рассчитана интенсивность акустического сигнала на границе зоны звукообразования. Представлена зависимость интенсивности звука вблизи вторичного вихря от избыточного статического давления.

Виявлено вторинну кавітаційну область тороїдальної форми, яка утворюється при роботі осесимметричного гідродинамічного випромінювача. За допомогою оцінки ерозійного руйнування зразків визначені геометричні параметри вторинного вихрю. За наявними акустичним та гідродинамічним параметрами двома способами розраховано інтенсивність акустичного сигналу на межі зони звукоутворення. Представлено залежність інтенсивності звуку поблизу вторинного вихрю від надлишкового статичного тиску.

The secondary cavitation domain of toroidal shape was discovered at operation of axisymmetric hydrodynamical radiator. By estimate of erosional destruction of samples the geometry parameters of secondary vortex were determined. After available acoustic and hydrodynamical parameters by two methods the intensity of acoustic signal on the boundary of sound-production zone was calculated. Dependence of the sound intensity in the vicinity of secondary vortex from the excess static pressure is presented.

ВВЕДЕНИЕ

В результате выполненных Пауэллом, Ньюборгом и Ричардсоном теоретических и экспериментальных исследований по генерированию колебаний затопленными струями жидкости предложены и разработаны акустическая, динамическая и гидродинамическая теории звукообразования [1]. Интересные идеи по этой же проблеме высказаны Б. П. Константиновым [2]. Позже был предложен и частично исследован принципиально новый механизм гидродинамического звукообразования [3], реализованный в прямоточных и противоточных осесимметричных гидродинамических излучающих системах, в которых часть кинетической энергии затопленной струи жидкости преобразуется в энергию акустических колебаний (рис. 1). В частности, в противоточных гидродинамических излучателях вытекающая из сопла 1 струя жидкости 2 формируется специальным по форме и размерам отражателем 3 в затопленную струю-оболочку 4, натекающую на внешнюю кромку сопла [4]. Основная часть этой струи после натекания на преграду заворачивается в сторону оси сопло-отражатель, формируя между ними первичную тороидальную зону 5 развитой кавитации, а меньшая ее часть уходит в окружающее пространство. Периодический выброс содержимого вихревой зоны в это пространство и синфазное

схлопывание кавитационных пузырьков генерируют акустические волны. При этом максимальный уровень звукового давления наблюдается для каждого значения d проходного отверстия сопла при выборе оптимальных значений скорости v струи на выходе ее из сопла, наружного диаметра D сопла, расстояния l между торцами сопла и отражателя, диаметра F и оптимальной формы лунки отражателя. Проведенные с использованием скоростной киносъемки дальнейшие исследования позволили установить, что после выброса в окружающее пространство содержимого первичной кавитационной зоны образуется подобная ей вторичная зона 6, расположенная вокруг наружного диаметра сопла в виде тора.

Примерный механизм ее образования может быть представлен следующим образом. После отражения от преграды 3 струя 4, натекая на внешнюю кромку сопла 1, формирует первичную кавитационную зону 5 благодаря притоку в нее жидкости, что приводит к постепенному росту в ней давления. По истечении определенного времени это давление становится больше давления в окружающей среде и происходит своего рода взрывообразный выброс содержимого этой зоны: струя-оболочка, отделяющая первичную локализованную кавитационную область от окружающего пространства, уходит от угла сопла и в образующуюся в результате этого кольцевую щель между

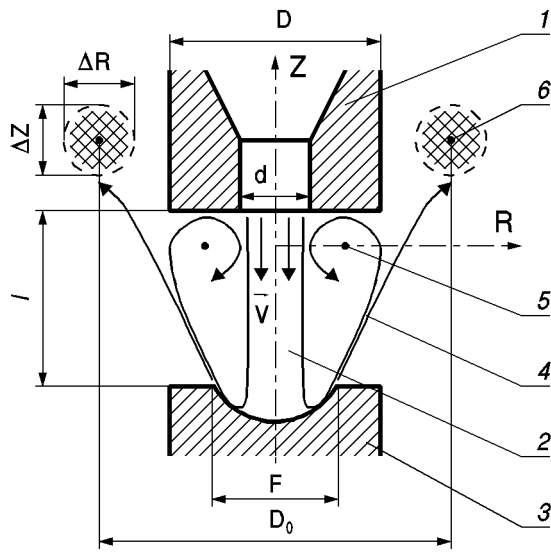


Рис. 1. Схема осесимметричного гидродинамического излучателя

отраженной от преграды струей и внешней кромкой сопла устремляется жидкость. При этом, благодаря бернуллиевскому эффекту, отошедшая от края сопла струя заворачивается в сторону образующей сопла и вместе с новыми порциями жидкости, окружающей систему сопло-отражатель, формирует вторичную тороидальную кавитационную область β .

Под воздействием как первичной кавитационной зоны, так и вторичной, являющейся следствием выброса содержимого первичного вихря и возникающего при этом фронта акустической волны, генерируются достаточно мощные акустические колебания.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования проводились по нескольким направлениям: по обычным фотографиям и по кадрам скоростной киносъемки было установлено местоположение вторичной зоны гидродинамического звукообразования (рис. 2), определены габариты этой зоны и возможный механизм ее образования, а также оценены размеры пространства, в пределах которого наиболее интенсивно проявляется эрозионная активность этой области. Кроме этого, исследованы гидродинамические и акустические характеристики описанной выше излу-

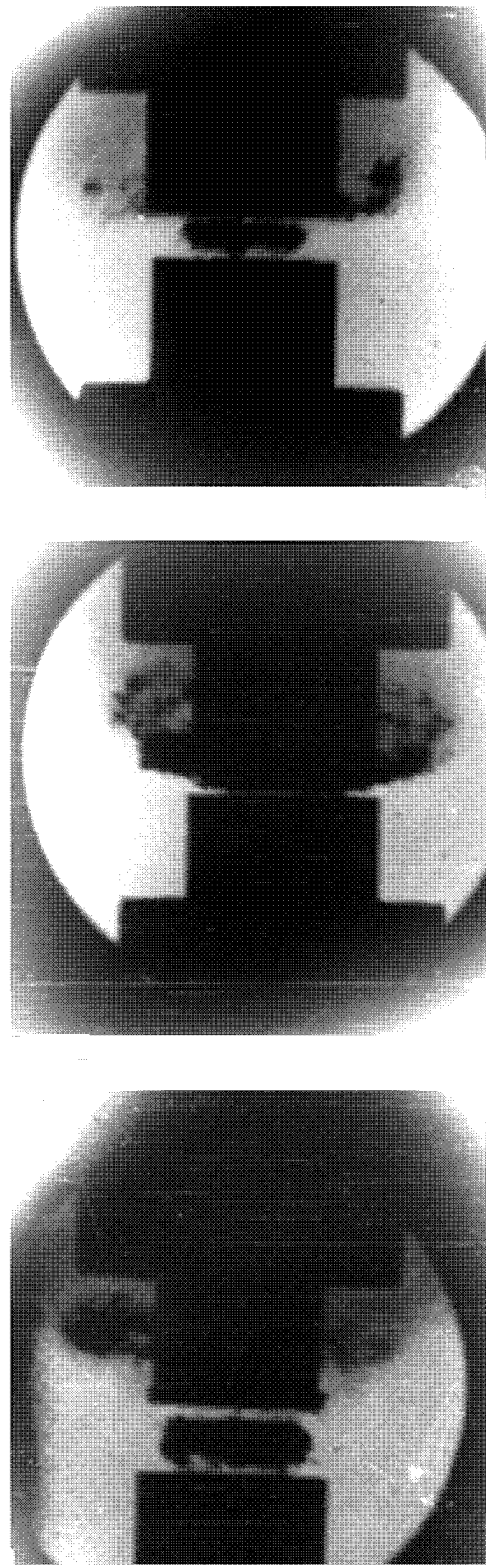


Рис. 2. Последовательные стадии образования вторичной вихревой зоны развитой кавитации

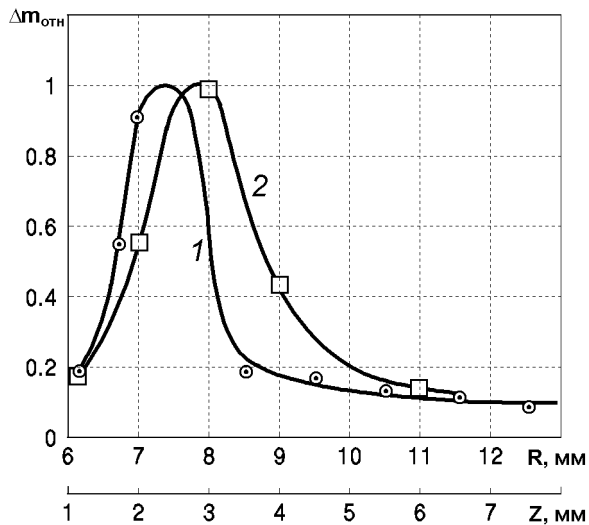


Рис. 3. Уменьшение массы образца в цилиндрической системе координат:

1 – по радиальной координате R , 2 – по осевой координате Z

чающей системы в зависимости от избыточного статического давления в рабочей емкости. Следует отметить, что зависимость интенсивности генерируемых колебаний от статического давления рассчитывалась по результатам экспериментов гидродинамическим и акустическим методами.

Вначале размеры области звукообразования оценивались по степени интенсивности кавитационной эрозии образцов в цилиндрической системе координат, образцы представляли собой свинцовые пластинки размерами $18 \times 2 \times 1$ мм, которые перемещались в радиальном (R) и в осевом (Z) направлениях. При этом процесс эрозии продолжался 5 минут и эрозионному воздействию подвергалась торцовая поверхность образца. Начало цилиндрической системы (R, Z) находилось на оси цилиндрического отверстия сопла и располагалось на расстоянии 1 мм ниже торца сопла (см. рис. 1). Интенсивность кавитационной эрозии определялась по уменьшению массы образца на аналитических весах с ценой деления 10^{-4} г. Минимальное расстояние между образующей сопла и пластинкой при проведении экспериментов составляло примерно $0.3 \div 0.5$ мм.

Зависимости уменьшения массы Δm образца в относительных единицах от радиальной R (кривая 1) и осевой Z (кривая 2) координат представлены на рис. 3. Обе кривые носят экстремальный характер. Из этих зависимостей следует, что максимум функции $\Delta m (R, Z)$

соответствует примерно точке с координатами $R \approx 8.0 \div 8.5$ мм и $Z \approx 2.9 \div 3.1$ мм или, учитывая осевую симметрию, – окружности диаметром примерно $D_0 \approx 16 \div 17$ мм.

Анализ зависимостей, представленных на рис. 3, дает возможность определить зону наиболее активной кавитационной эрозии как тор эллипсоидального сечения, у которого $D_0 = 16.5 \div 16.6$ мм, $\Delta R = 2.8 \div 3.0$ мм, $\Delta Z = 3.5 \div 3.6$ мм (ΔR и ΔZ выбирались в пределах пространства, где проявлялся значительный эрозионный эффект с учетом величины диаметра образующейся кавитационной области согласно фотографиям скоростной киносъемки).

Следует отметить, что в результате выполненных экспериментальных исследований было получено большое расхождение значений Δm (в абсолютных единицах измерения) для кривых 1 и 2. Очевидно, это обусловлено тем, что во втором случае образец проходил в вертикальном направлении не через центр сечения тора.

Так как в осесимметричных гидродинамических излучающих системах колебания генерируются благодаря синфазному схлопыванию кавитационных пузырьков, то, наряду с первичной звукообразующей областью, расположенной между соплом и отражателем, описанная выше тороидальная внешняя область интенсивной кавитационной эрозии также является источником колебаний – вторичной звукообразующей областью.

В ранее проведенных исследованиях [5, 6] получены экспериментальные зависимости скорости струи на выходе из сопла, соответствующие максимальному акустическому сигналу, от избыточного статического давления $\Delta P_{ст}$ и отношения наружного и внутреннего диаметров сопла $v(\Delta P_{ст}, D/d)$, а также акустогидродинамического КПД осесимметричного излучателя как функции тех же переменных $\eta(\Delta P_{ст}, D/d)$. Это дает возможность рассчитать мощность струи через кинетическую энергию потока на выходе из сопла:

$$dW_{гд} = \frac{v^2 dm}{2} = \frac{\rho v^2 dV}{2},$$

где ρ – плотность жидкости; v – скорость струи на выходе сопла; dV – элементарный объем жидкости массой dm , вытекающий из сопла за время dt , т. е.

$$dV = \frac{\pi d^2}{4} v dt.$$

Тогда гидродинамическая мощность струи

$$N_{гд} = \frac{\rho \pi d^2 v^3}{8}.$$

Зная акусто-гидродинамический КПД η [5], определим мощность акустического сигнала

$$N_{\text{ак}} = \frac{\eta \rho \pi d^2 v^3}{8}.$$

Для упрощения будем считать, что вторичная кавитационная область представляет собой тор (см. рис. 1) с габаритами $D_0 = 16.6$ мм и со средним диаметром сечения тора $D_1 \approx (\Delta R + \Delta Z)/2 = 3.2$ мм. Воспользовавшись наименьшей сферой радиуса $R_0 = 10$ мм, охватывающей наружную поверхность вторичной тороидальной области, можно определить интенсивность генерируемых колебаний

$$I_{\text{гд}} = \frac{\eta \rho d^2 v^3}{32 R_0^2}. \quad (1)$$

В работах [3, 6] исследованы распределения акустических полей вдоль радиальной R и осевой Z координат. В обоих случаях акустическое давление убывало обратно пропорционально расстоянию. Этот факт позволяет сделать вывод о том, что зона вторичного звукообразования представляет собой точечный источник сферических волн. Как известно [7], интенсивность генерируемых в этом случае колебаний вычисляется по формуле

$$I_{\text{ак}} = \frac{P^2}{\rho c}, \quad (2)$$

где P – эффективное значение звукового давления, измеренное калибровочным гидрофоном; c – скорость звука в рабочей жидкости.

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Результаты гидродинамического (1) и акустического (2) расчетов интенсивности генерируемых колебаний вторичной кавитационной областью в зависимости от избыточного статического давления представлены на рис. 4. В диапазоне $\Delta P_{\text{ст}} = 0 \div 2.4$ МПа интенсивность изменяется примерно от 1.1 до 45 Вт/см². При избыточных статических давлениях от 0 до 1.2 МПа результаты гидродинамического и акустического расчетов практически совпадают, однако с дальнейшим увеличением $\Delta P_{\text{ст}}$ все более расходятся. Вместе с тем, значения интенсивности звука $I_{\text{гд}}$ и $I_{\text{ак}}$, рассчитанные по характеристикам поля, измеренным вдали от звукообразующих вихрей ($R = 100 \div 180$ мм), мало отличаются во всем диапазоне избыточных статических давлений в рабочей емкости. Вероятнее всего это связано с дву-

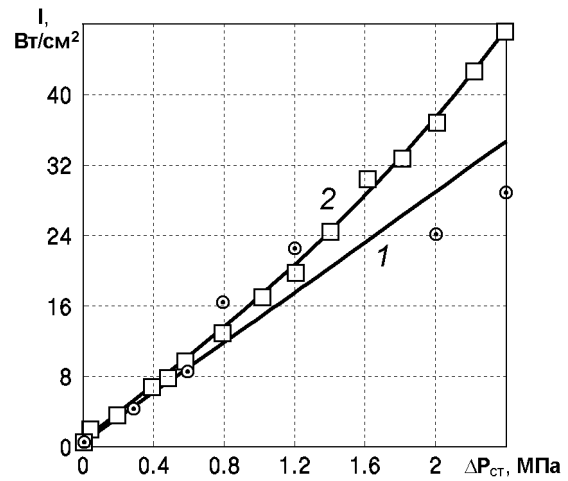


Рис. 4. Зависимость интенсивности звука от статического давления на границе тороидальной кавитационной зоны ($R = 1$ см) в цилиндрической системе координат:

1 – гидродинамический расчет, 2 – акустический расчет

мя явлениями. Во-первых, при больших значениях статического давления и высоком уровне звука меняются характеристики среды, в частности, акустический импеданс и коэффициент нелинейного затухания волн. Во-вторых, если наличие кавитации в рабочей емкости изменяет электрический импеданс пьезоэлектрических излучателей [8], то, возможно, этот вывод справедлив и для гидрофона, помещенного вблизи вторичной тороидальной зоны развитой кавитации. Гидрофон же калибровался в широком диапазоне избыточных давлений при отсутствии кавитации.

Существенный рост интенсивности поля вблизи области звукообразования (см. рис. 4) хорошо согласуется с результатами исследований зависимости эрозионной активности осесимметричного гидродинамического излучателя от статического давления в рабочей емкости [6]. В том же диапазоне $\Delta P_{\text{ст}}$ скорость эрозии свинцовых образцов (за одну секунду озвучивания) возрастала на два порядка, а интенсивность эрозии (за один период колебаний) – на порядок. Этот результат справедлив даже при фиксированном отношении диаметров сопла D/d (см. рис. 1) при выборе оптимального значения скорости струи $v(\Delta P_{\text{ст}})$ [5, 6].

Если же скорость струи на выходе сопла оставить неизменной, то зависимость уровня акустического сигнала $P(\Delta P_{\text{ст}})$ и, соответственно, интенсивности (2) от избыточного статического давления носит экстремальный характер: с увеличением $\Delta P_{\text{ст}}$ акустическое давление растет, достигает максимума и убывает вплоть до полного исчез-

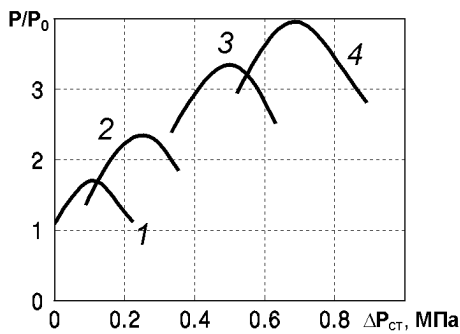


Рис. 5. Зависимость уровня акустического сигнала от статического давления:

1 - $v = 36$ м/с, 2 - $v = 75$ м/с, 3 - $v = 90$ м/с, 4 - $v = 108$ м/с

новения звука (рис. 5). Подобные результаты были получены [9] при использовании магнестрикционных и пьезоэлектрических излучателей. Известно, что с увеличением статического давления возрастает давление ударной волны в момент схлопывания пузырька и одновременно уменьшается их концентрация. Эти два процесса в совокупности и приводят к наличию максимумов $P(\Delta P_{ст})$ при фиксированной скорости истечения жидкости из сопла. Срыву генерирования звука первичной и вторичной тороидальными областями соответствует такое значение избыточного статического давления, при котором полностью исчезает кавитация. При чрезмерном понижении $\Delta P_{ст}$ и постоянной скорости струи развитая кавитация образуется в канале сопла, что приводит к разрушению струи-оболочки, исчезновению первичного (см. рис. 2) и, как следствие, вторичного вихрей. В результате исчезает тональный сигнал высокой интенсивности и генерируется близкий к белому шум.

Поскольку часть кинетической энергии струи жидкости в осесимметричном гидродинамическом излучателе превращается в энергию упругих волн, то, подбирая оптимальное значение скорости потока на выходе сопла $v(\Delta P_{ст})$ (см. рис. 5), возможно в широком диапазоне избыточных статических давлений создавать условия развитой кавитации в первичном и вторичном тороидальных вихрях (см. рис. 2). В результате этого и был получен существенный рост интенсивности звука вблизи зоны звукообразования (см. рис. 4). Вместе с тем ранее теоретически [10] и экспериментально [6] было обнаружено линейное возрастание частоты основного тона генерируемых акустических волн $f_0(\Delta P_{ст})$ приблизительно на порядок: от $f_0 = 0.9$ кГц при $\Delta P_{ст} = 0$ до $f_0 = 7.8$ кГц при

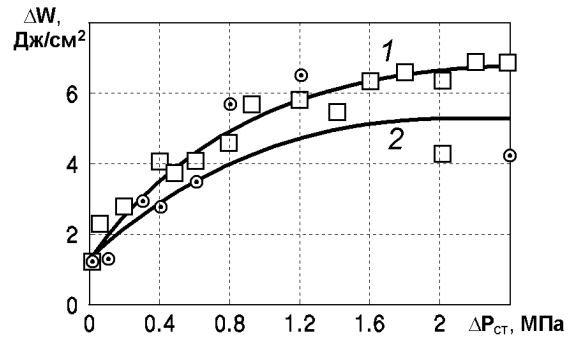


Рис. 6. Удельная энергия за один период колебаний:

1 - гидродинамический расчет, 2 - акустический расчет

$\Delta P_{ст} = 2.4$ МПа. Следовательно, интенсивность звука растет с изменением избыточного статического давления, во-первых, за счет увеличения частоты схлопывания вторичной тороидальной кавитационной области, а во-вторых, из-за возрастания энергии, выделяемой при каждом схлопывании содержимого этой области. Поэтому представляет интерес оценить удельную энергию, приходящуюся на единицу площади, генерируемую за один цикл синфазного схлопывания кавитационных камер:

$$\Delta W_{гд} = \frac{I_{гд}}{f_0}, \quad \Delta W_{ак} = \frac{I_{ак}}{f_0}. \quad (3)$$

Зависимости удельных мощностей упругих колебаний от статического давления (3), по результатам вышеприведенных гидродинамической и акустической оценок поля вблизи зоны звукообразования и результатам измерения частотных характеристик сигнала [5] представлены на рис. 6. Следует отметить, что с ростом $\Delta P_{ст}$ наблюдается насыщение характеристик $\Delta W(\Delta P_{ст})$, т.е. в диапазоне $\Delta P_{ст} = 0 \div 1.2$ МПа рост интенсивности звука обусловлен двумя факторами: повышением энергии при схлопывании вторичной тороидальной кавитационной зоны и увеличением частоты схлопываний. В области $\Delta P_{ст} > 1.2$ МПа дальнейший рост интенсивности в основном зависит от линейного увеличения частоты генерируемых колебаний. Объяснить это можно тем, что с увеличением отношения R_{max}/R_{min} кавитационного пузырька давление в нем в момент схлопывания растет [9]. Вначале с увеличением избыточного статического давления уменьшение R_{min} происходит быстрее, чем R_{max} , а начиная с некоторого значения $\Delta P_{ст}$ второй процесс преобладает.

ВЫВОДЫ

1. В ходе экспериментальных исследований работы, осесимметричных гидродинамических излучателей обнаружена вторичная вихревая тороидальная область развитой кавитации, образующаяся в результате периодического выброса содержимого первичной области в окружающее пространство. По эрозионному разрушению образцов и кадрам скоростной киносъемки определены координаты вторичного вихря и оценены размеры зоны звукообразования. Пространство наибольшей кавитационной активности лежит за пределами конструктивных элементов излучателя, чем и объясняется длительный срок службы описанных систем.
2. По имеющимся зависимостям гидродинамических и акустических параметров излучения от статического давления в рабочей емкости получена двумя методами расчета интенсивность упругих колебаний вблизи зоны звукообразования как функция избыточного давления. Интенсивные акустические поля вблизи вторичного вихря позволяют успешно использовать осесимметричные гидродинамические излучающие системы в задачах интенсификации различных технологических процессов.
3. Используя зависимость частоты генерируемых колебаний от статического давления, была оценена удельная энергия упругих волн, генерируемых при одиночном схлопывании вторичной тороидальной кавитационной области. Наличие насыщения удельной энергии с ростом избыточного давления показывает, что дальнейший рост интенсивности звука связан, в основном, с увеличением частоты генерируемых колебаний.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы признательны Доминику Маярту (Dominique Mayart), руководителю департамента Международной ассоциации содействия объединению ученых (Бельгия) и профессору Тимоти Мейсону (Timothy Mason) из университета Ковентри (Англия) за содействие в выполнении научных исследований.

1. Richardson E. G. Flow noise // Technical aspects of sound. Vol. 3. – Amsterdam, New York, 1962. – P. 123–177.
2. Константинов Б. П. Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде. – Л.: Наука, 1974. – 144 с.
3. Назаренко А. Ф. Об одном механизме гидродинамического звукообразования // Акуст. ж. – 1978. – 24, N 4. – С. 573–576.
4. Назаренко А. Ф. Гидродинамические излучатели // Ультразвук. Маленькая энциклопедия. – М., Сов. энцикл. – С. 1979. 79–81
5. Дудзинский Ю. М., Назаренко А. Ф. Эффективность работы осесимметричных гидродинамических излучателей в условиях избыточного статического давления // Акуст. ж. – 1996. – 42, N 4. – С. 569–572.
6. Дудзинский Ю. М. Осесимметричные гидродинамические излучатели в условиях статического давления. – Одесса: Дисс. канд. тех. наук, 1997. – 170 с.
7. Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1960. – 336 с.
8. Лейко А. Г., Шлигченко Ю. З. О влиянии ультразвуковой кавитации в ограниченных объемах на импеданс преобразователей // Акуст. вісн. – 1998. – 1, N 1. – С. 52–57.
9. Агранат Б. А., Башкиров В. И., Китайгородский Ю. И. Кавитационное разрушение металлов и сплавов в ультразвуковом поле // Применение ультразвука в машиностроении. – Минск, 1964. – С. 89–93.
10. Дудзинский Ю. М., Назаренко А. Ф., Попов Г. Я., Тихоненко Л. Я. Об одной модели гидродинамической излучающей системы // Акуст. и ультразвук. техн. – 1986. – Вып. 21. – С. 60–63.