АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXV 1979 Вып. 6

УДК 534.8

УЛЬТРАЗВУКОВОЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ КАВИТАЦИИ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

В. А. Глинский, И. С. Кольцова, И. Г. Михайлов, И. Е. Покровская

Предлагается применение метода высокочастотного ультразвукового зондирования для исследования кавитации. На примере гидродинамической кавитации, возникающей при протекании вязкой жидкости через дроссель в камеру с варьируемым давлением, показано, как с помощью этого метода можно получать информацию о пространственной структуре кавитационного облака.

Предложенная схема образования газовой фазы при дросселировании жидкости позволила проанализировать вклад некоторых параметров в инициирование гидродинамической кавитации.

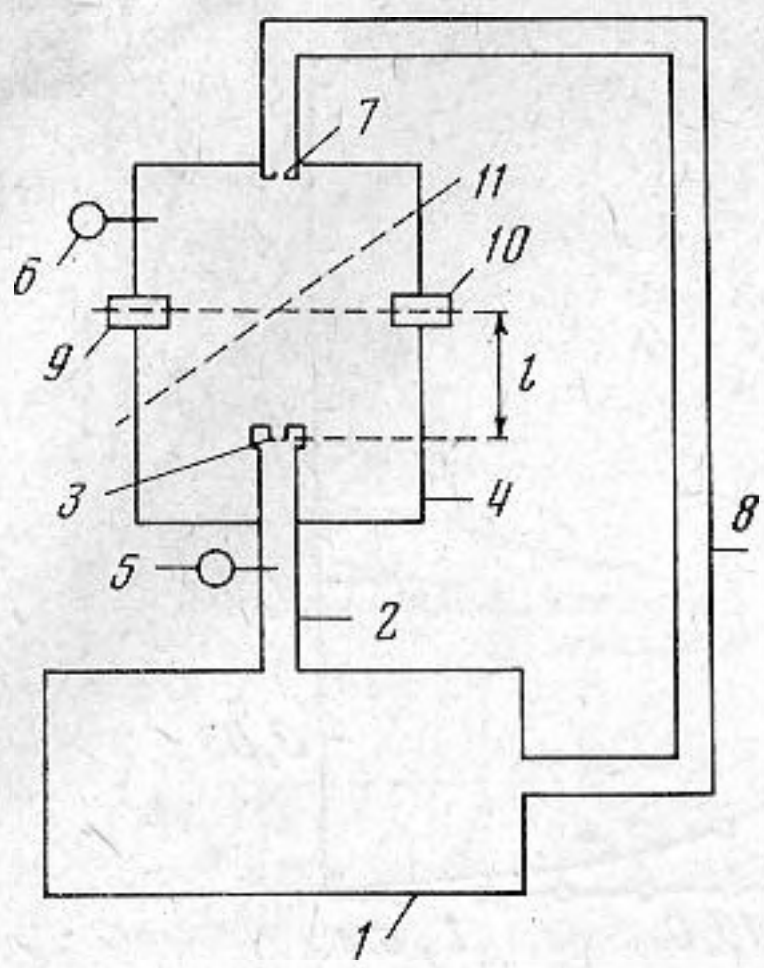
В данной работе предлагается метод ультразвукового зондирования кавитационного облака, возникающего при протекании вязкой жидкости через отверстие в тонкой стенке в камеру с переменным давлением. Задача возникла в связи с исследованием механизма действия дросселей, применяемых в гидросиловых системах, и в связи с разработкой непрерывного и дистанционного метода контроля содержания свободного газа в рабочей камере.

Гидродинамическая кавитация — нарушение сплошности в движущейся жидкости — возникает при обтекании препятствий, при течении через отверстия, при вращении винтов и т. д. Изучение этого сложного физического процесса, проводимое различными методами, все еще находится на стадии накопления экспериментальных данных [1—3].

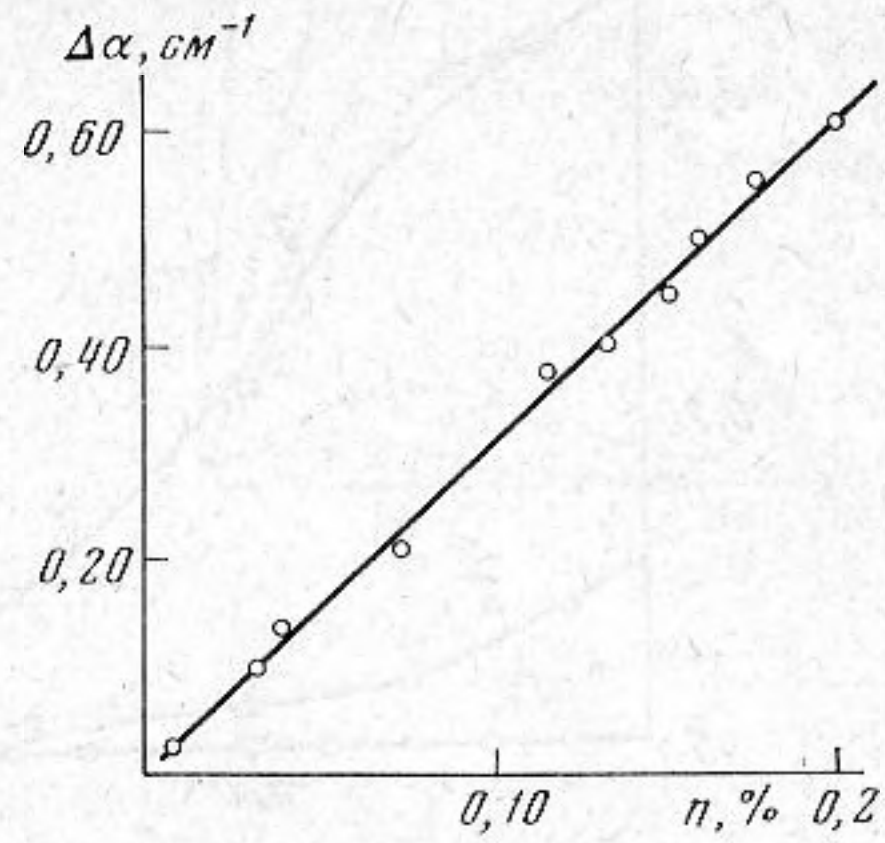
Применение ультразвукового метода для изучения газовой кавитации основано на следующих рассуждениях. Известно, что газовые пузырьки в жидкости вносят дополнительное ослабление ультразвуковых волн. Величина дополнительного коэффициента ослабления $\Delta\alpha$ вне резонансной области равна $\Delta\alpha=\alpha_\eta+\alpha_T+\alpha_S$, где α_η, α_T, α_S — коэффициенты, соответственно характеризующие потери акустической энергии вследствие трения, теплообмена и рассеяния. При исследовании спектров ослабления ультразвуковых волн в жидкостях с газовыми пузырьками было показано, что на частотах, превосходящих резонансную частоту самого маленького газового пузырька, наблюдается линейная зависимость коэффициента дополнительного ослабления от объемной концентрации газовых пузырьков [4].

Таким образом, зондируя высокочастотным ультразвуковым лучом ту или иную область кавитационного облака и измеряя коэффициент дополнительного ослабления, можно выявить область появления газовых пузырьков, изучить их пространственное распределение, т. е. определить структуру кавитационного облака.

Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 1. Насосная станция *1* создает поток трансформаторного масла в трубопроводе *2*. Последний заканчивается специальным устройством, в которое вставляется тонкая пластинка с круглым отверстием в центре — дроссель d_1 *3*. Через дроссель поток жидкости протекает в камеру *4*. Давление P_1 перед дрос-



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки



Фиг. 2. Градуировочная кривая

селем контролируется манометром *5*, давление в камере P_2 — манометром *6*. Из камеры поток трансформаторного масла через дроссель d_2 *7* проходит в трубопровод *8*, соединенный со сливным баком насосной станции. В верхней части камеры вмонтировано устройство, позволяющее вставлять дроссели d_2 с различными выходными отверстиями и таким образом создавать различные режимы давлений в камере. В камеру вмонтированы пьезокварцевая пластинка *9*, излучающая высокочастотный направленный ультразвуковой пучок, и приемная пластинка *10*. Специальное устройство позволяет устанавливать различные расстояния l между дросселем d_1 и ультразвуковым лучом.

Величина дополнительного ослабления зондирующих ультразвуковых волн $\Delta\alpha$ определялась по формуле

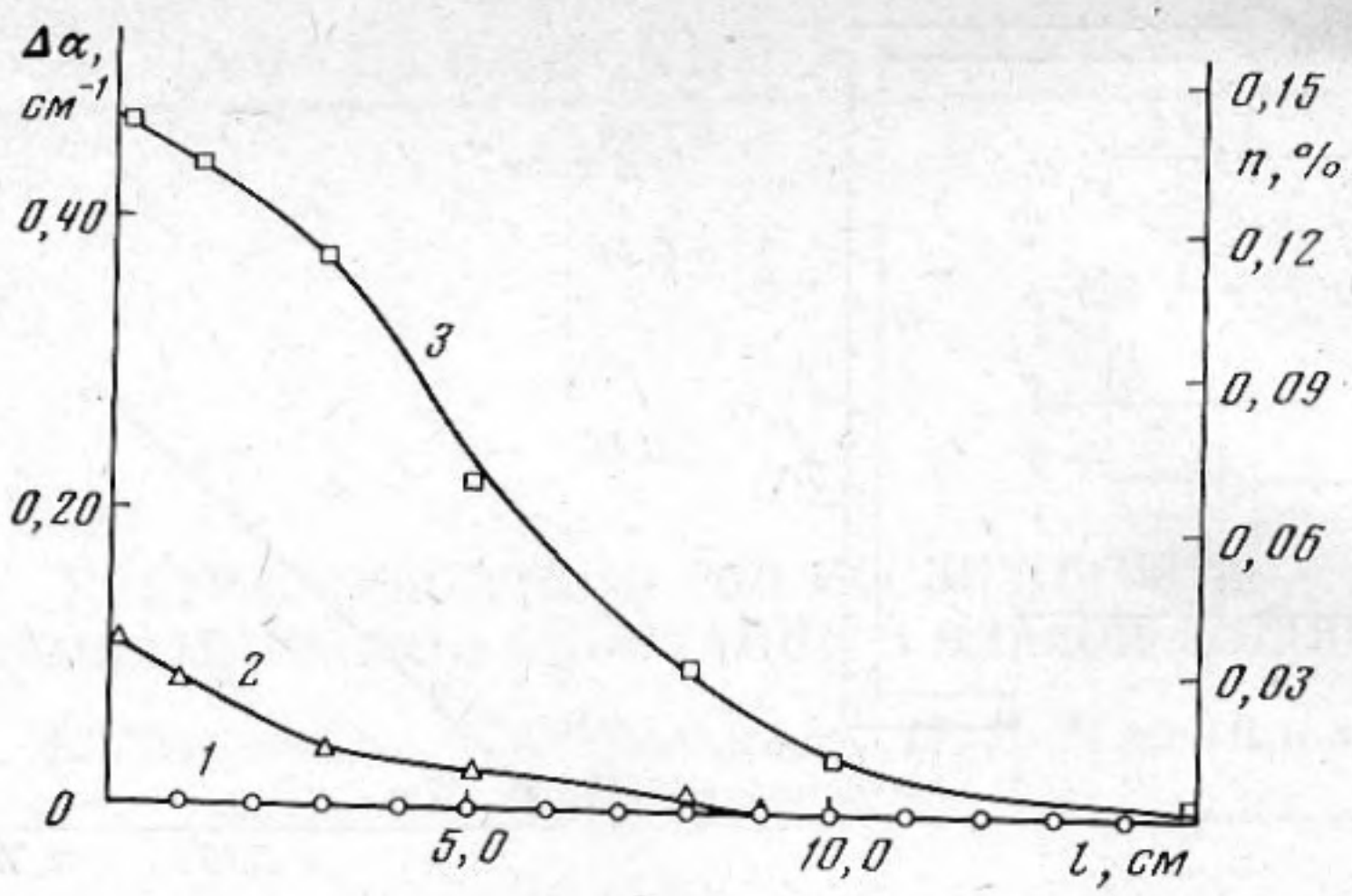
$$\Delta\alpha = (\ln A_1 - \ln A_2)/\Delta x,$$

где A_1, A_2 — соответственно амплитуды акустических сигналов, прошедших через поток трансформаторного масла в отсутствие кавитационных пузырьков и при наличии их, Δx — путь акустической волны.

Одновременно с ультразвуковым зондированием проводились визуальные наблюдения гидродинамической кавитации. Для этого в экспериментальную камеру были вмонтированы окна из прозрачного кварцевого стекла с плоскопараллельными стенками. На фиг. 1 показано направление зондирующего светового луча *11*.

Экспериментальная установка работала в следующем режиме. С помощью насосной станции давление в потоке жидкости перед дросселем менялось от 1 до 60 атм. В потоке жидкости, попадающем в камеру, соответствующим набором выходных дросселей создавалось давление от 1 до 30 атм. Расстояние l от дросселя до акустического луча изменялось в интервале от 0 до 15 см. Отношение диаметра камеры к диаметру дроссельного отверстия составляло $D_k/d_1 \approx 30$. Частота зондирующих ультразвуковых волн была выбрана равной 3 мГц.

Переход от значений $\Delta\alpha$ к объемной концентрации газовых пузырьков проводился с помощью градуировочной кривой, представленной на фиг. 2, где по оси абсцисс даны значения объемной концентрации газовой фазы n, по оси ординат — соответствующие им значения коэффициента дополнительного ослабления ультразвуковых волн $\Delta\alpha$. Определение абсолютных значений объемной концентрации газовых пузырьков осуществлялось пикнометрическим методом [5], при этом установка работала в следующем режиме: давление в потоке жидкости перед дросселем менялось от 1 до

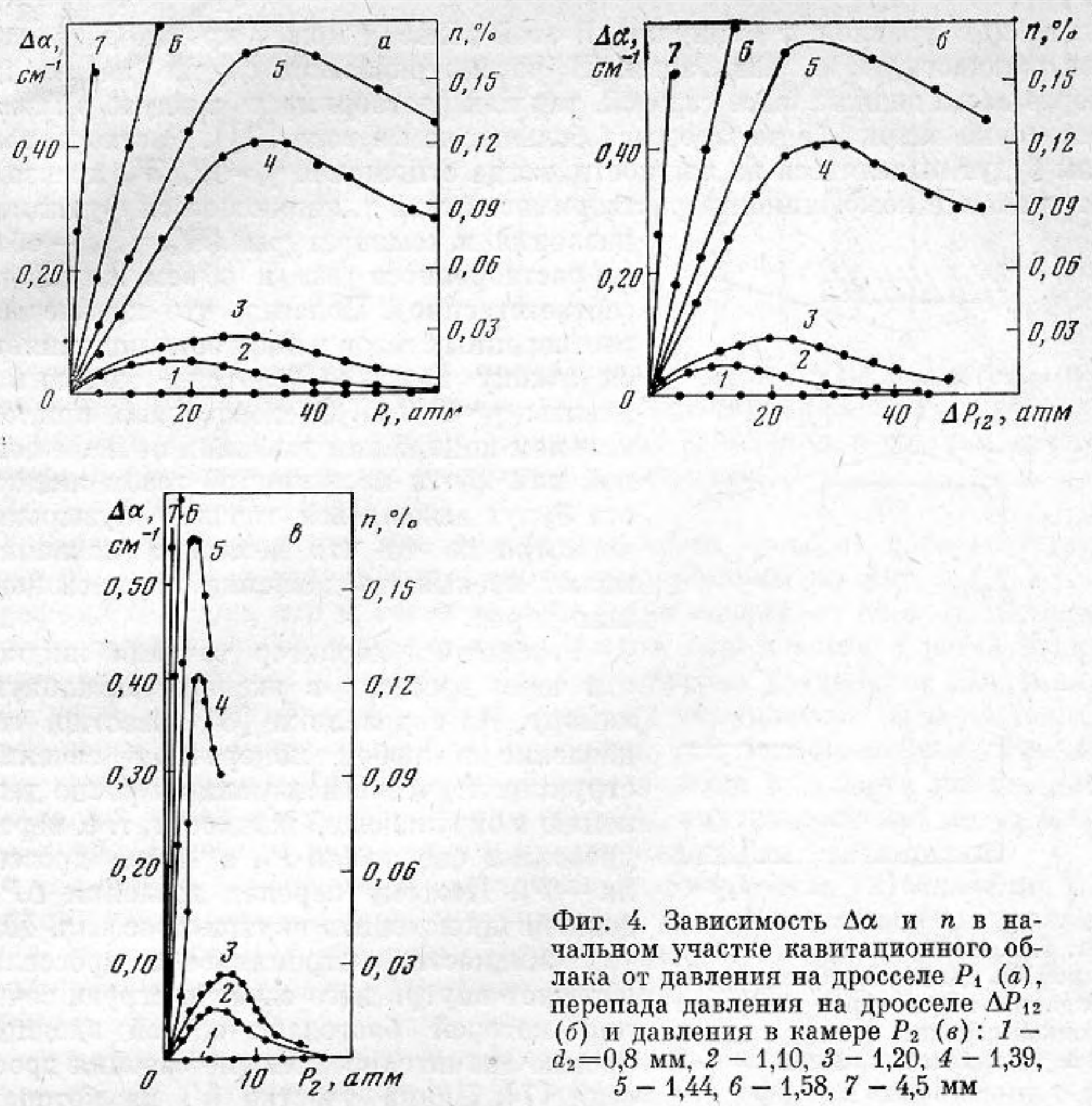


Фиг. 3. Зависимость коэффициента дополнительного ослабления $\Delta\alpha$ и соответственной концентрации газовой фазы n от расстояния между дросселем и ультразвуковым лучом l: *1* – $P_1=30$, $\Delta P_{12}=15$, $P_2=15$ атм, *2* – $P_1=25$, $\Delta P_{12}=18$, $P_2=7$ атм, *3* – $P_1=33$, $\Delta P_{12}=29$, $P_2=4$ атм

10 атм, в рабочей камере давление было равно 1 атм; поток жидкости с газовыми пузырьками из рабочей камеры непосредственно поступал в пикнометр.

На фиг. 3 представлены результаты характерной серии измерений, выполненных ультразвуковым методом и дающих представление о пространственной структуре кавитационного облака, возникающего при протекании жидкости через дроссель d_1. Параметры P_1, ΔP_{12}, P_2 в основном определяют характер кавитационного процесса при протекании жидкости через отверстие (P_{12} — перепад давления на дросселе). Из фиг. 3 видно, что создание давления перед дросселем и перепада давления на нем — условия необходимые, но недостаточные для возникновения гидродинамической кавитации в камере (см. кривую *1*). Важное значение для инициирования кавитации имеет давление в камере, в которую попадает дросселированная жидкость: гидродинамическая кавитация инициируется сильнее с ростом перепада давления на дросселе и при уменьшении давления в камере. Из этих же графиков видно, что при любой совокупности параметров P_1, ΔP_{12}, P_2, отвечающих наличию гидродинамической кавитации, максимальное значение концентрации газовой фазы наблюдается у поверхности дросселя ($l=0$). По мере удаления потока масла от дросселя концентрация газовой фазы уменьшается вплоть до нуля. Результаты всех серий измерений, так же как и приведенные на графиках, показали, что чем больше концентрация газовой фазы в начальном участке кавитационного облака, тем оно протяженнее, т. е. что концентрация газовой фазы в начальном участке кавитационной области в какой-то степени определяет структуру всего кавитационного облака.

Предложенный ультразвуковой способ исследования кавитации позволил провести подробное изучение зависимости концентрации газовой фазы в начальном участке кавитационного облака от параметров P_1, ΔP_{12}, P_2 и выяснить роль этих параметров в инициировании гидродинамической кавитации. Соответствующие графики представлены на фиг. 4—6. Параметрами кривых являются диаметры дросселя d_2 — с помощью дросселей с различными диаметрами создавались различные режимы давлений в установке. Приведенные результаты измерений были получены при значении $d_1=0{,}8$ мм. Было обнаружено, что для фиксированной пары дросселей (см. фиг. 4, *а*) инициирование гидродинамической кавитации с ростом давления на дросселе увеличивается, достигает некоторого максимального



Фиг. 4. Зависимость $\Delta\alpha$ и n в начальном участке кавитационного облака от давления на дросселе P_1 (*а*), перепада давления на дросселе ΔP_{12} (*б*) и давления в камере P_2 (*в*): *1* — d_2=0,8 мм, *2* — 1,10, *3* — 1,20, *4* — 1,39, *5* — 1,44, *6* — 1,58, *7* — 4,5 мм

значения, а затем уменьшается. Аналогичная картина наблюдается при увеличении перепада давления на дросселе и при возрастании давления в камере (см. фиг. 4, *б*, *в*).

С помощью графиков, приведенных на фиг. 4, можно определить значения параметров P_1, ΔP_{12}, P_2 для любого режима гидродинамической кавитации в установке. Например, из графика 3 на фиг. 4, *а* видно, что максимальная кавитация наблюдается при давлении на дросселе P_1=30 атм; концентрация газовой фазы в кавитационном облаке n, определенная методом высокочастотного ультразвукового зондирования, при этом равна 0,03%. Из графиков 3 на фиг. 4, *б* и *в* находим, что концентрации n=0,03% соответствуют значения ΔP_{12}=23 и P_2=7 атм.

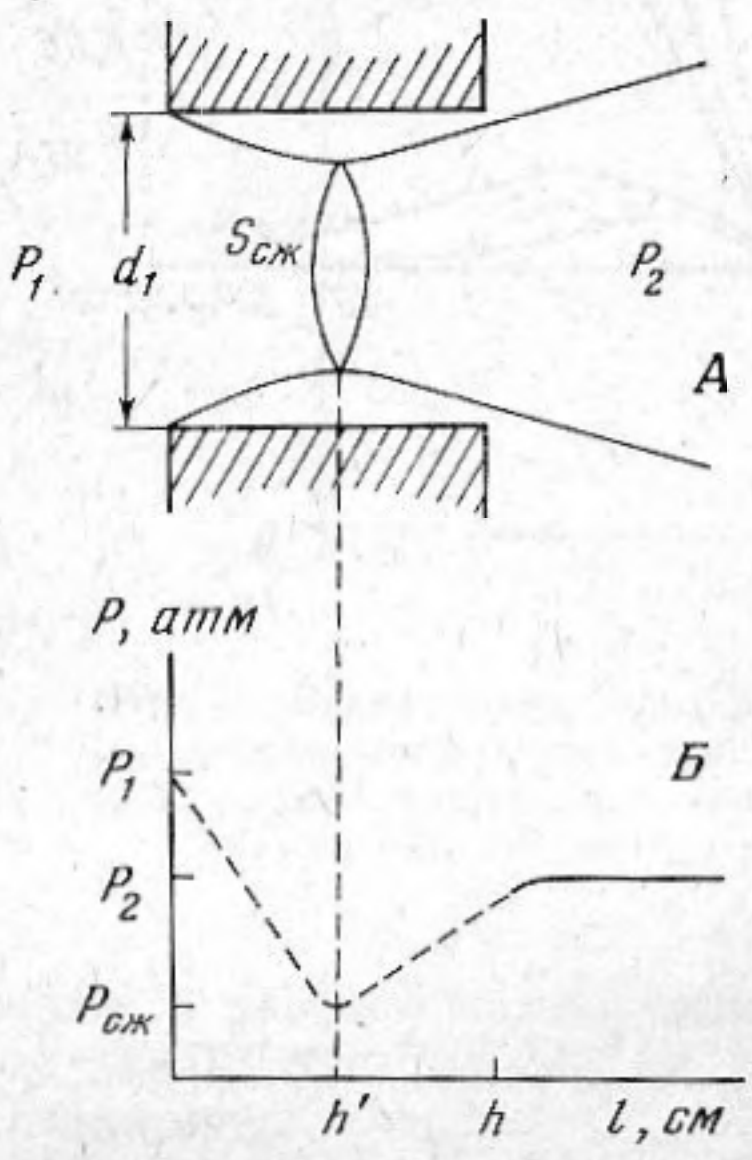
С помощью графиков, приведенных на фиг. 4, можно также показать, что при одном и том же давлении в камере гидродинамическая кавитация увеличивается с ростом параметров P_1 и ΔP_{12}. При фиксированном P_1 (или ΔP_{12}) увеличение давления в камере уменьшает гидродинамическую кавитацию вплоть до полного исчезновения.

Проведенные параллельно с ультразвуковым методом визуальные наблюдения гидродинамической кавитации при протекании вязкой жидкости через отверстие в тонкой стенке качественно подтвердили результаты, приведенные на графиках фиг. 3, 4.

Полученные экспериментально данные о структуре кавитационного облака можно объяснить, если предположить, что область возникновения гидродинамической кавитации находится внутри дросселя.

Известно, что при сжатии струи вследствие увеличения скорости потока возникает область пониженного давления, которое можно рассчитать

с помощью уравнения Бернулли. В этой области может происходить разрыв жидкости, т. е. кавитация. В рассматриваемом случае кавитация скорее всего должна быть газовой, так как растворимость воздуха в масле достаточно велика (в четыре раза больше, чем в воде [3]). Растворенные газы будут выделяться из жидкости, когда отношение $\gamma_1 = W_г/W_ж$ превзойдет значение коэффициента растворимости газа γ, являющегося функцией давления и температуры ($W_г$, $W_ж$ — объем растворенного газа и объем жидкости соответственно). Полагая, что количество растворенных газов в жидкости подчиняется закону Генри — Дальтона, можно написать: $\gamma_1 = P_1/P_{сж}$. Следовательно, при локальном понижении давления из насыщенной или почти насыщенной газом жидкости будут выделяться газовые пузырьки, несмотря на то что величина давления может превышать давление ее насыщенных паров.



Фиг. 5. Конфигурация струи (*А*) и профиль давления (*Б*) при прохождении струи через отверстие в тонкой стенке в камеру с повышенным давлением

Рассмотрим характер течения жидкости через дроссель в экспериментальную камеру. Из гидравлики [6] известно, что давление в любом поперечном сечении струи практически неизменно и равно давлению в окружающей жидкости, т. е. перед дросселем оно равно P_1, а после дросселя — P_2. Поэтому перепад давления ΔP_{12} должен происходить внутри дросселя. Поток жидкости, устремляясь в дроссель, образует внутри него сжатую струю, сечение которой благодаря острой входной кромке значительно меньше сечения дросселя [7]. Длина участка h', на котором происходит сжатие струи, примерно равна $0{,}5d_1$. При наших исследованиях $d_1 = 0{,}8$ мм, $h = 0{,}8$ мм; следовательно, участок сжатия струи находился внутри дросселя и его длина по расчетам была около 0,4 мм.

Явление сжатия струи характеризуется коэффициентом сжатия β, представляющим собой отношение площади поперечного сечения сжатой струи $S_{сж}$ к площади отверстия S. Проведенные Альтшулем [8] экспериментальные исследования позволили связать значения коэффициента сжатия β с числом Рейнольдса $\mathrm{Re} = V_0 d_1/\nu$, где V_0 — скорость, с которой поток жидкости входит в дроссель, ν — кинематическая вязкость жидкости. Рассчитав значения Re для исследуемых случаев, по графикам, приведенным в работе [8], можно найти соответствующие значения β и определить $S_{сж}$.

Из уравнения Бернулли для вязкой жидкости [9], написанного для сжатого сечения $S_{сж}$ и для сечения потока в камере S_2 (где струя полностью заполняет объем испытательной камеры), можно определить значение давления $P_{сж}$ в сжатом сечении:

$$P_{сж} + \rho V_{сж}^2/2 = P_2 + \rho V_2^2/2 + \Delta P_{м.п}, \tag{1}$$

где $\Delta P_{м.п} = \xi V_ж^2 \rho/2$ — член, учитывающий местные потери напора $\Delta P_{м.п}$ при внезапном расширении струи вязкой жидкости в испытательной камере, ρ — плотность жидкости, ξ — коэффициент сопротивления, обусловленный расширением струи от $S_{сж}$ до S_2. Скорость потока в камере V_2, в сжатом сечении $V_{сж}$, в области входной кромки дросселя V_0 можно найти из уравнения постоянства расхода жидкости Q: $Q = V_{сж}S_{сж} = V_2 S_2 = V_0 S$, где $S = \pi d_1^2/4$ [9].

Расход трансформаторного масла определялся экспериментально. Значение $V_{сж}$ оказалось намного больше V_2, следовательно, членом $\rho V_2^2/2$

Номера строки	d_1, мм	P_1, атм	P_2, атм	$P_{сж}$, атм	$P_1-P_{сж}$, атм	$P_2-P_{сж}$, атм	$\Delta\alpha$, см$^{-1}$	n, %
1	0,80	10	5,00	3,7	6,3	1,3	0	0
2	1,10	10	4,0	2,7	7,3	1,3	0,04	0,012
3	1,20	10	3,0	1,7	8,3	1,3	0,06	0,018
4	1,58	10	1,4	0,3	9,7	1,1	0,40	0,12
5	4,50	10	1,0	0,3	9,7	0,7	0,6	0,2

в уравнении (1) можно было пренебречь ($V_{сж}^2/V_2^2 \approx 10^5$). Коэффициент сопротивления, обусловленный внезапным расширением струи, принимался равным $\xi=0{,}8$ [10]. Таким образом, для давления в сжатом сечении струи можно было записать следующее выражение:

(2) $$P_{сж}=P_2-0{,}2\rho V_{сж}^2/2.$$

Конфигурация струи при протекании через дроссель и соответствующие изменения давления вдоль струи представлены на фиг. 5 (A, $Б$). Из графика $Б$ видно, что в месте сжатия струи возникает область пониженного давления, которая может стать местом образования и роста кавитационных пузырьков. Далее с ростом l происходит увеличение давления от $P_{сж}$ до P_2. В этой области пузырьки начнут уменьшаться и часть газовых пузырьков может схлопываться. Вероятно, чем больше перепад $P_2-P_{сж}$, тем меньше газовых пузырьков, образовавшихся в области пониженного давления, попадет в камеру. Таким образом, внутри дросселя могут протекать два процесса, приводящие к противоположным результатам.

В таблице представлены рассчитанные по формуле (2) значения давления $P_{сж}$, растягивающие напряжения $P_1-P_{сж}$, перепады давления $P_2-P_{сж}$ и соответствующие им значения $\Delta\alpha$ и n, % для различных режимов течения при одном и том же давлении перед дросселем (т. е. при $l=0$) $P_1=10$ атм.

Из таблицы видно, что в трех случаях (см. строки 1—3) перепад $P_2-P_{сж}=1{,}3$ атм, и можно предположить, что эффект схлопывания для этих трех режимов течений проявляется одинаково. Значения растягивающих напряжений $P_1-P_{сж}$ при этом равны 6,3; 7,3; 8,3 атм, и, следовательно, можно ожидать, что количество газовой фазы при дросселировании жидкости должно соответственно возрастать. Экспериментальные исследования, проведенные с помощью ультразвукового зондирования, показали, что при $P_1-P_{сж}=6{,}3$ атм гидродинамическая кавитация в камере не наблюдалась. Следовательно, давление $P_2-P_{сж}=1{,}3$ атм оказалось достаточным, чтобы «задавить» кавитационные пузырьки, если они возникали в зоне понижения давления. Во втором случае при $P_1-P_{сж}=7{,}3$ атм ультразвуковые измерения фиксировали газосодержание с концентрацией 0,012%, т. е. возникавшая гидродинамическая кавитация внутри дросселя не была «задавлена» и газовые пузырьки с потоком жидкости стали проникать в камеру. С дальнейшим ростом $P_1-P_{сж}$ до 8,3 атм экспериментально было зафиксировано увеличение количества газовых пузырьков — газосодержание в камере достигло 0,018%.

В 4-й и 5-й строчках таблицы приведены случаи, когда параметр $P_1-P_{сж}$ имеет одно и то же значение, а $P_2-P_{сж}$ изменяется от 1,1 до 0,7 атм. Согласно предложенной схеме механизма образования кавитационных пузырьков, естественно было ожидать, что в последнем случае газосодержание в дросселированном масле будет больше. Экспериментальные измерения подтвердили это предположение (см. таблицу).

Аналогичные расчеты, выполненные для других значений давлений перед дросселем P_1, также согласовывались с экспериментальными исследованиями по инициированию гидродинамической кавитации, проведенными методом высокочастотного ультразвукового зондирования.

Предложенная схема образования кавитационных пузырьков с учетом двух противоположных процессов в дросселе: процесса образования кави-

тационных пузырьков в области пониженного давления $P_{сж}$ и процесса схлопывания их в области возрастания давления от $P_{сж}$ к P_2 — позволяет объяснить характерный ход концентрационных кривых в начальном участке кавитационного облака, приведенных на фиг. 4. Согласно выдвигаемым предположениям, гидродинамическая кавитация будет инициироваться сильнее всего при максимальном значении $P_1 - P_{сж}$ и минимальных значениях $P_{сж}$ и $P_2 - P_{сж}$.

Таким образом, в случае истечения вязкой жидкости из дросселя с возникновением в затопленной струе слабо пульсирующих полостей, что соответствует газовой форме кавитации [11], можно применять ультразвуковой метод для изучения кавитации. Ультразвуковой метод позволяет получить информацию о структуре кавитационного облака: определить область максимальной концентрации газовой фазы в нем, установить зависимость концентрации кавитационных пузырьков в жидкости от расстояния, пройденного потоком масла в экспериментальной кювете после дросселирования, оценить размеры кавитационного облака. Разумеется, общая картина кавитационного процесса сложнее и учет более тонких механизмов кавитации, по-видимому, приведет к нахождению более точных количественных параметров, характеризующих инициирование гидродинамической кавитации. Описанный метод можно применять и для исследования акустической кавитации.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Перник А. Д.* Проблемы кавитации. Л., «Судостроение», 1966.
2. *Кнопп Р., Дойли Дж., Хэммит Ф.* Кавитация, М., «Мир», 1974.
3. *Арзуманов Э. С.* Кавитация в местных гидравлических сопротивлениях. М., «Энергия», 1978, 10—19.
4. *Кольцова И. С., Крынский Л. О., Михайлов И. Г., Покровская И. Е.* Исследование ослабления ультразвуковых волн в жидкостях с газовыми пузырьками. Тр. IX Всес. акустической конф. М., 1977, г-111, в-2, 51—55.
5. *Кольцова И. С., Крынский Л. О., Михайлов И. Г., Покровская И. Е.* Нерезонансное поглощение акустических волн в жидкостях с газовыми пузырьками. Вестн. ЛГУ, 1977, *16*, 3, 52—57.
6. *Агроскин И. И., Дмитриев Г. Т., Пикалов Ф. И.* Гидравлика. М.— Л., Госэнергоиздат, изд. 3, 1954, 119—122.
7. *Рабинович Е. З.* Гидравлика, М., «Недра», 1974, 184—188.
8. *Альтшуль А. Д.* Гидравлические сопротивления. М., «Недра», 1970, 148—155.
9. *Френкель Н. Э.* Гидравлика. М.— Л., Госэнергоиздат, 1956, 246—250, 111—112.
10. *Мостков М.* Гидравлический справочник. М., Госэнергоиздат, 1954, 310—320.
11. *Есипов И. Б., Наугольных К. А.* О шумах кавитации в затопленных струях. Акуст. ж., 1975, *21*, 4, 654—656.

Ленинградский государственный университет
им. А. А. Жданова,
физический факультет
Научно-исследовательский
физический институт

Поступила
18 сентября 1978 г.
После переработки
15 марта 1979 г.