

УДК 532.66:532.694:66.087

О ПРИРОДЕ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА КАВИТИРУЮЩУЮ СРЕДУ У СРЕЗА КАПИЛЛЯРА

Е. Ю. РОЗИНА

Одесская государственная академия холода

Получено 15.08.2003

Экспериментально исследовано влияние диаметра капилляра на величину звукокапиллярного давления. Показано, что на капиллярах малого диаметра звукокапиллярное давление может существенно превосходить амплитудное значение давления в звуковой волне. Показано, что плотность энергии в кавитирующей жидкости может более, чем на три порядка превосходить плотность энергии возбуждающего акустического поля. Предложена интерпретация звукокапиллярного давления как результата действия постоянной силы на конгломерат кавитационных полостей в направлении наиболее быстрого убывания амплитуды звукового поля.

Експериментально досліджено вплив діаметру капіляра на величину звукокапілярного тиску. Показано, що на капілярах малого діаметру звукокапілярний тиск може суттєво перевищувати амплітудне значення тиску в звуковому полі. Показано, що густина енергії в кавітуючій рідині може більш, ніж на три порядки перевищувати густину енергії збуджуючого акустичного поля. Запропоновано інтерпретацію звукокапілярного тиску як результату дії сталої сили на конгломерат кавітаційних порожнин у напрямку найшвидшого спадання амплітуди звукового поля.

A dependence of sonocapillary pressure from the inner diameter of the capillary is experimentally investigated. It is shown that for small capillaries the sonocapillary pressure can sufficiently exceed the amplitude of the sound wave. It is also shown that power density in a cavitating liquid can several orders exceed the power density of exiting acoustic field. The sonocapillary pressure is interpreted as a result of action of steady force on the compact group of cavities in the direction of the fastest decrease of the amplitude of sound.

ВВЕДЕНИЕ

Одно из направлений физики капиллярных явлений связано с исследованиями современными методами классических эффектов, таких как заполнение жидкостью капиллярных каналов, отрыв капель и образование пузырьков газа на срезе капилляра [1–3]. Известно, что возбуждение в жидкости ультразвуковых колебаний существенно изменяет характер протекания и основные закономерности капиллярных явлений. Например, для отрыва пузырька от среза капилляра в отсутствие ультразвука необходимо, чтобы постоянное давление в капилляре незначительно превысило давление Лапласа. При ультразвуковом же воздействии давление отрыва пузырька от капилляра возрастает на несколько порядков [4]. Кроме того, обычный капиллярный подъем жидкости не превосходит нескольких сантиметров и наблюдается только на длине капилляра, т.е. пока существует мениск. Если в жидкости возбуждены ультразвуковые колебания достаточной амплитуды, можно сформировать стационарный поток жидкости по капилляру, даже если он переходит в трубку или резервуар произвольного объема [5, 6]. Оба указанных явления представляют собой различные режимы звукокапиллярного эффекта (ЗКЭ).

Физической причиной обычного капиллярного подъема жидкости является молекулярное

взаимодействие свободной поверхности жидкости (мениска) со стенками капилляра. Вопрос о природе взаимодействия, обуславливающего формирование потока жидкости в капилляре при возбуждении кавитации в ультразвуковом поле, до настоящего времени остается открытым. Подчеркнем, что он принципиально отличается от вопроса о механизме заполнения капилляров жидкостью при возбуждении кавитации, обсуждаемого в работе [7]. В упомянутом исследовании на основании результатов сверхскоростной кино съемки было показано, что при возбуждении кавитации под каналом капилляра формируется ядро кавитационного облака с повышенной концентрацией незамкнутых полостей. Это ядро смещается в канал капилляра, внося в него определенную порцию жидкости. Полное замыкание полостей происходит в канале капилляра на глубине, незначительно превышающей его диаметр. При этом под срезом капилляра начинается новый цикл развития кавитации.

Направленное смещение кавитирующей среды в канал капилляра свидетельствует о действии на нее постоянной силы, которую условно называли звукокапиллярной. В данной работе предполагается на основе экспериментальных результатов обсудить вопрос о физической природе этой силы. Поскольку движение кавитирующей среды происходит из области, в которой возбуждено мощное ультразвуковое поле в канал капилляра, то возни-

кающая звукокапиллярная сила обусловлена, по-видимому, действием звукового поля. При рассмотрении акустических сил в качестве характерного параметра выбирают размер препятствия, на которое падает акустическая волна. В нашем случае таким параметром является диаметр капилляра. Исходя из этого, было исследовано влияние диаметра капилляра на величину звукокапиллярного давления (звукокапиллярной силы). Заметим, что в литературе описаны аналогичные исследования для докавитационного [4] и кавитационного режимов [6, 8, 9]. В результатах, полученных разными авторами, есть определенные расхождения. Их причины будут обсуждены ниже.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Установка, на которой проводились эксперименты, схематически представлена на рис. 1. Жидкость заполняет ультразвуковую ванну 1, в донной части которой расположен плоский излучатель 2. На излучатель от генератора 3 подается синусоидальный сигнал с частотой $\nu = 18.5$ кГц. В жидкость погружен капилляр 4, так что его срез находится на высоте $10 \div 12$ мм над поверхностью излучателя. Капилляр впаян в стеклянную трубку 5 и соединен с микрокомпрессором 6 и манометром 7.

Для контроля параметров ультразвукового поля в жидкости устанавливается пьезощуп 8 с размером чувствительного элемента, не превосходящим размер области, охваченной кавитационным процессом. Сигнал с пьезощупа выводится на микровольтметр 9. Заметим также, что пьезощуп закрепляется с помощью двухкоординатной микроподачи (не показана). Это позволяет изменять его высоту над поверхностью излучателя и расстояние до области возбуждения кавитации по горизонтали с точностью до 0.1 мм.

Уровень жидкости в ванне устанавливается таким, чтобы создать стоячую волну ($H = 3/4\lambda$). Учитывая, что в процессе работы первоначально дегазированная жидкость может насыщаться воздухом, для стабилизации условий работы используется система непрерывного водообмена. Отработанная жидкость с малым расходом самопроизвольно непрерывно вытекает из ванны, а дегазированная – подается по эластичной трубке 10. Подачей дегазированной воды управляет система стабилизации уровня, схематично показанная на рис. 1. С игольчатого контакта 11, касающегося поверхности воды, сигнал подается на электронный преобразователь 12, управляющий электромагнитным реле 13. При оттоке воды и размыка-

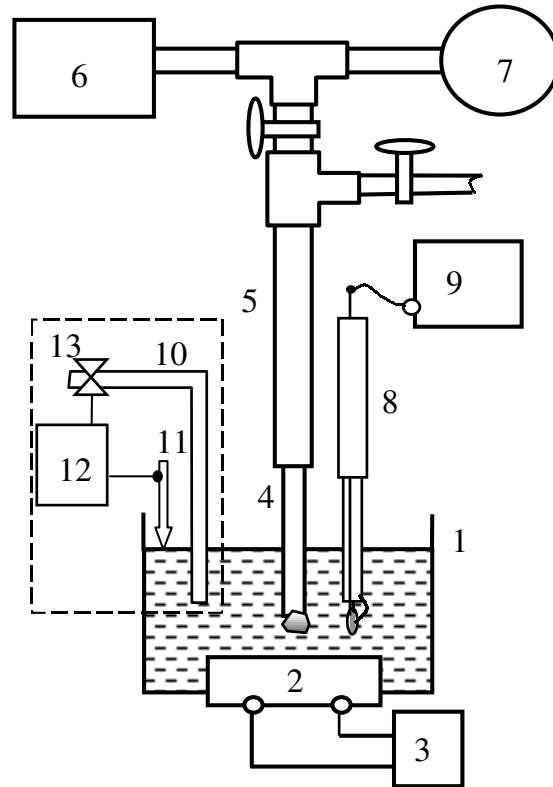


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

нии контакта сигнал с преобразователя 12 отпускает клапан реле, и жидкость поступает в ванну. При замкнутом контакте “иголка – поверхность воды” впускная трубка перекрыта и доступ дегазированной воды прекращен. Такая система позволяет стабилизировать уровень жидкости с точностью не менее 0.1 мм

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Звуковое давление

Основным параметром, характеризующим ультразвуковое поле, является амплитуда звукового давления P_m . Кривая его зависимости от напряжения U , подводимого к излучателю, для данной установки имеет смысл градуировочной кривой. При оптимальной акустической нагрузке на излучатель в отсутствие кавитации кривая $P_m(U)$ линейна, а при возбуждении кавитации отклоняется от линейности. При этом степень отклонения характеризует влияние кавитирующей среды на возбуждающее ее ультразвуковое поле. Для описанной установки зависимость $P_m(U)$ (кривая 1), по-

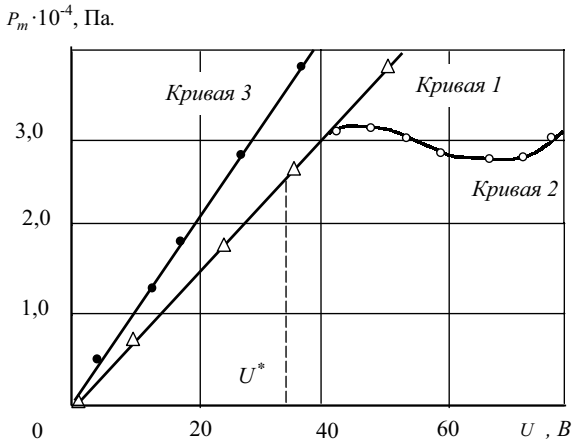


Рис. 2. Изменение амплитуды P_m при увеличении напряжения на излучателе:

- 1 – на уровне среза капилляра в отсутствие кавитации,
- 2 – при возбуждении кавитации,
- 3 – вблизи поверхности излучателя

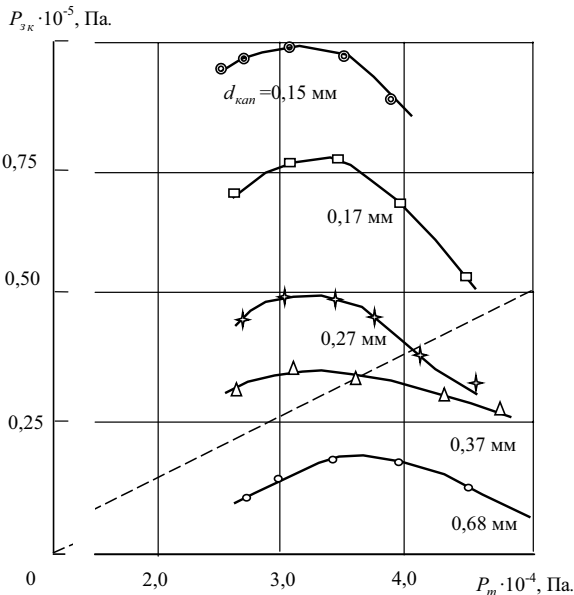


Рис. 3. Влияние амплитуды P_m на величину $P_{зк}$ для капилляров с различными внутренними диаметрами

лученная при расположении приемного элемента на расстоянии 1 мм от боковой поверхности капилляра на уровне его среза приведена на рис. 2. В отсутствие кавитационного облака под срезом капилляра показания пьезощупа увеличиваются линейно при увеличении U . Зависимость $P_m(U)$, полученная при возбуждении кавитационного облака под каналом капилляра, представлена кривой 2. Следует подчеркнуть, что ее линейность сохра-

няется и при напряжениях, превосходящих порог возбуждения кавитации под срезом капилляра U^* , если размеры возбужденного кавитационного облака лишь незначительно превосходят внутренний диаметр капилляра. При увеличении напряжения на излучателе происходит увеличение области, охваченной кавитационным процессом, и зависимость $P_m(U)$ отклоняется от линейной. Достигнув максимального значения, она незначительно падает, далее в некотором интервале напряжений амплитуда P_m остается практически постоянной, затем вновь начинается ее рост.

2.2. Звукокапиллярное давление

Звукокапиллярное давление $P_{зк}$ измерялось компенсационным методом, т. е. путем измерения максимального статического противодействия в капилляре, при котором скорость потока жидкости, обусловленного возбуждением кавитации, становится равной нулю. Полученные зависимости $P_{зк}(P_m)$ для капилляров различных диаметров представлены на рис. 3. По горизонтальной оси отложено первоначально установленное значение амплитуды P_m , неискаженное возбужденной кавитацией. Все кривые имеют характерный вид: после достижения порогового значения увеличение амплитуды P_m приводит к возрастанию давления $P_{зк}$, далее наблюдается относительно пологий максимум, затем – спадающий участок. Диапазон амплитуд, в котором проявляется спад зависимости $P_{зк}(P_m)$, существенно сокращается при уменьшении диаметра капилляра. Очевидный вывод, вытекающий отсюда, подтверждает результаты проведенных ранее исследований [4, 6, 8, 9] – с уменьшением диаметра капилляра величина звукокапиллярного давления возрастает.

Заметим, что обсуждение явной зависимости $P_{зк}(d_{кап})$ требует предварительных комментариев. Это связано с характером кривых $P_{зк}(P_m)$. При увеличении амплитуды возбуждающего поля происходит постепенное увеличение диаметра кавитационного облака, причем практически одинаковое для капилляров, отличающихся внутренними диаметрами. Поэтому для крупных капилляров (0.68 и 0.55 мм) нарастающий участок кривой $P_{зк}(P_m)$ выражен достаточно ярко, а максимум давления достигается, когда диаметр облака незначительно превышает диаметр капилляра. При дальнейшем увеличении P_m объем облака существенно возрастает и толщина стенок капилляра становится стабилизирующим фактором. Отсутствие экспериментальных данных для больших значений P_m обусловлено разрастанием обла-

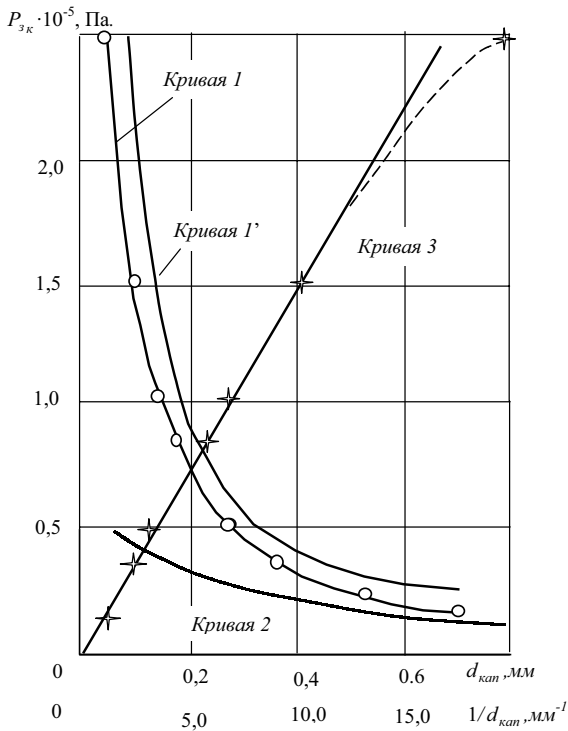


Рис. 4. Зависимость величины звукокапиллярного давления от внутреннего диаметра капилляра:

- 1 – по максимальным значениям кривых рис. 3,
- 1' – согласно предлагаемому подходу,
- 2 – рассчитанная по результатам [9],
- 3 – в линеаризующих координатах $1/d_{\text{кап}}$

ка: его размеры превышают внешний диаметр капилляра и ухудшаются условия для его локализации. Более того, может происходить случайный срыв кавитационного процесса (при этом жидкость вытекает из капилляра под действием противодействия). В частности, это приводит к тому, что зависимость $P_{\text{зк}}(d_{\text{кап}})$, построенная при фиксированном значении P_m , оказывается неоднозначной и характеризует не столько звукокапиллярный эффект, сколько условия для стабилизации кавитирующей среды у среза капилляра. Кривая 1 на рис. 4 построена по максимальным значениям $P_{\text{зк}}$ семейства кривых из рис. 3, когда условия для стабилизации облака под каналом данного капилляра оптимальны.

Следует обратить внимание на некоторую несогласованность результатов, приведенных в работах [4, 6, 8, 9], которая состоит в различии аппроксимирующих функций, описывающих явную зависимость звукокапиллярного давления от диаметра капилляра.

Так, в [9, с. 98] приведены экспериментальные результаты, полученные для диапазона

$d_{\text{кап}} = (0.2 \div 1.6)$ мм. Они с достаточной точностью аппроксимируются гиперболической зависимостью

$$P_{\text{зк}} = \alpha_1 R_{\text{кап}}^{-1}, \quad R_{\text{кап}} = d_{\text{кап}}/2, \quad (1)$$

причем $\alpha_1 = 1.8$ Н/м. Аналогичные результаты приводятся в более ранних исследованиях [6].

В работе [10] для диапазона диаметров $d_{\text{кап}} = (1.0 \div 4.0)$ мм получена аппроксимирующая функция с существенно иным показателем степени для параметра $d_{\text{кап}}$:

$$P_{\text{зк}} = \frac{\alpha_2}{d_{\text{кап}}^{0.36}}. \quad (2)$$

Здесь коэффициент записан в виде $\alpha_2 = 1.82 \cdot 10^4$ (при этом диаметр капилляра выражался в мм, а давление получалось в Па). Сопоставление результатов, представленных на рис. 3, с результатами работ [8, 9] позволяет сделать следующие выводы. Диапазоны капилляров, использованных в [9] и в данном исследовании, практически полностью совпадают, однако экспериментальные значения $P_{\text{зк}}$ (см. рис. 3, 4) в несколько раз превышают рассчитанные по аппроксимационной формуле (1). Так, для капилляра с внутренним диаметром 0.27 мм максимальное измеренное значение $P_{\text{зк}} = 5 \cdot 10^4$ Па, в то время, как в соответствии с формулой (1) получаем $1.33 \cdot 10^4$ Па; для капилляра с внутренним диаметром 0.15 мм измеренное звукокапиллярное давление достигает 10^5 Па, а расчетное не превышает $0.24 \cdot 10^5$ Па. Использование аппроксимационной формулы (2) для капилляров большого диаметра (0.37, 0.55, 0.68 мм) дает расхождение с экспериментами не более, чем в 25 ÷ 30 %. Однако с уменьшением диаметра капилляра различия становятся значительными. Например, для капилляров с внутренним диаметром 0.17 мм экспериментальные данные более чем в 2.5 раза превосходят значения, вычисленные по формуле (2) (для наглядности эта зависимость приведена на рис. 4, кривая 2).

В работе [4] исследовано давление на мениск у среза капилляра и закономерности существенно докавитационного режима, когда потока жидкости не наблюдается. Показано, что для докавитационного режима зависимость $P_{\text{зк}}(d_{\text{кап}})$ с высокой точностью аппроксимируется квадратичной гиперболой

$$P_{\text{зк}} = \frac{\alpha_3}{d_{\text{кап}}^2}. \quad (3)$$

Заметим, что необходимость сопоставления зависимостей $P_{\text{зк}}(d_{\text{кап}})$, полученных при различных режимах ультразвукового воздействия, вытекает

из представления о единстве природы давления, действующего на мениск у среза капилляра и локализованное там кавитационное облако [10].

По результатам наших измерений на рис. 4 кривой 3 представлено звукокапиллярное давление как функция $1/d_{\text{кап}}$. Видно, что экспериментальные точки с высокой точностью ложатся на линейную зависимость. Заметим, что от прямой $P_{\text{зк}}(1/d_{\text{кап}})$ несколько отклоняется точка, соответствующая капилляру $d_{\text{кап}}=0.05$ мм. Это может быть как проявлением погрешности измерений, так и отражать еще неизученные свойства звукокапиллярного эффекта. Возможно, существует не только верхний предел по диаметру $d_{\text{кап}}$, определяемый его соотношением с длиной волны λ ($d_{\text{кап}} \ll \lambda$), но и нижний, определяемый, например, размером одиночной кавитационной полости.

Таким образом, сопоставляя результаты измерений с результатами других авторов, приходим к выводу, что в режиме кавитации в диапазоне диаметров капилляров (0.05÷1.6) мм величина звукокапиллярного давления уменьшается обратно пропорционально диаметру капилляра. Подчеркнем, что аналитически зависимость $P_{\text{зк}}(d_{\text{кап}})$ выражается степенными функциями с различными показателями для докавитационного и кавитационного режимов.

2.3. О пороговой амплитуде звукового давления

Проведенные измерения позволили выявить более значимый факт, чем простое установление функциональной зависимости $P_{\text{зк}}(d_{\text{кап}})$. На рис. 3 штриховой показана линия, определяемая условием $P_{\text{зк}}=P_m$. Видно, что для капилляров с диаметром, меньшим 0.3 мм, величина звукокапиллярного давления может превосходить амплитудное значение давления в падающей ультразвуковой волне. В связи с этим следует подчеркнуть, что обычно пороговое значение амплитуды P_m для возбуждения кавитационного процесса в объеме жидкости составляет 10^5 Па. В наших экспериментах кавитационный процесс стимулируется под каналом капилляра за счет локального растворения газа в этой области при амплитудах, существенно меньших указанного порогового значения. Так, при $P_m=4 \cdot 10^4$ Па формируется стационарное кавитационное облако, обеспечивающее стационарный подъем жидкости по капилляру. При этом на капиллярах малых диаметров величина ЗКД может в 3÷5 раз превосходить это значение.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Роль кавитационного облака в звукокапиллярном эффекте как источника ударных волн или кумулятивных струй, формирующихся у основания капиллярного канала [6, 9, 11], обсуждалась в работе [7].

Повышение уровня жидкости в капилляре экспериментально наблюдалось в том случае, когда совершал продольные колебания сам капилляр, погруженный в неподвижную жидкость [12]. В статье [13] предложена модель такого вибрационного эффекта, рассматривающая различие гидродинамического сопротивления на срезе капилляра для потоков втекающей и вытекающей жидкости. В соответствии с ней высота уровня жидкости h в канале капилляра сечением S определяется уравнением

$$S \frac{dh}{dt} = \frac{1}{\eta} (k + \Delta k \sin \omega t) (P_m \sin \omega t - \rho gh). \quad (4)$$

Изменение гидродинамического сопротивления учитывается с помощью коэффициента пропорциональности $(k + \Delta k \sin \omega t)$, который содержит составляющую, периодически изменяющуюся в фазе с акустическими колебаниями. Стационарный уровень жидкости, обусловленный вибрациями капилляра и неравнозначностью потоков втекания и истечения, задается как

$$h = \frac{P_m}{2\rho g} \frac{\Delta k}{k}.$$

При этом дополнительное давление, обуславливающее смещение мениска на новый равновесный уровень, определяется выражением

$$P_{\text{зк}} = \frac{P_m}{2} \frac{\Delta k}{k}. \quad (5)$$

Согласно [11, 12], кавитационные полости, расширяются и замыкаются под каналом капилляра в фазе с колебаниями акустического поля. Пульсации полостей и оказываются фактором, обеспечивающим неравнозначность условий для втекания и вытекания жидкости, причем для реального кавитационного процесса принято значение $\Delta k/k \approx 0.1$.

Идейно близким является представление авторов работы [14], в которой предполагается, что давление, действующее на столб жидкости в капилляре, представляет собой “выпрямленное” переменное акустическое давление.

Подчеркнем, что в обеих работах добавочное давление на порядок меньше амплитудного значения P_m и принципиально не может его превышать.

Кроме того, действует оно не на кавитационное облако, а непосредственно на столб жидкости в капилляре. При этом возможное влияние диаметра капилляра в обоих представлениях не просматривается.

Поступательное движение конгломерата кавитационных полостей, описанное в работе [7], свидетельствует о том, что постоянная сила, направленная в канал капилляра, действует на сформированное кавитационное облако. Задача о силе, действующей на одиночный газовый пузырек в акустическом поле, неоднократно решалась для полей различной конфигурации (эти решения уточняются до настоящего времени) [15–22]. Однако нам не известны попытки точного решения задачи о силах, действующих на кавитационное облако, локализованное в определенной точке акустического поля. Качественное рассмотрение этого вопроса для облака, возбужденного под каналом капилляра, может базироваться на общезначимом представлении о том, что в произвольном поле сила, действующая на частицу, определяется градиентом потенциальной энергии:

$$\vec{F} = -\text{grad } W. \quad (6)$$

Заметим, что на применимость этого выражения для поля акустических сил указано в статье [16]. Если принять, что энергия W , накопленная кавитирующей средой с объемом V , пропорциональна плотности энергии возбуждающего ультразвукового поля $w_{уз}$, то можно записать, что

$$W = V\alpha w_{уз} = V\alpha \frac{P_m^2}{2\rho c^2}, \quad (7)$$

где P_m – амплитуда звукового давления; ρ – плотность жидкости; c – скорость звука в невозбужденной жидкости; α – коэффициент, характеризующий преобразование энергии ультразвукового поля в энергию кавитирующей жидкости.

В общем случае при падении плоской волны на срез волновода имеет место дифракция [23]. При выполнении условия $\lambda \gg d_{\text{кап}}$ волновод является капилляром и по нему может распространяться только плоская волна (на входе в капилляр происходит перестройка волнового процесса и формирование плоской волны). Это приводит к существенному ослаблению амплитуды звукового давления, которое можно представить экспоненциальной функцией [24]:

$$P_{mh} = P_{m0} \exp(-\beta h), \quad (8)$$

где P_{m0} и P_{mh} – амплитуда давления на срезе капилляра и на глубине h в его канале соответственно; β – коэффициент ослабления поля. Подставив

в формулу (6) соотношения (7) и (8) и продифференцировав по координате h , получим выражение для звукокапиллярной силы в виде

$$F_{зк} \approx 2\alpha\beta \frac{P_{m0}^2}{2\rho c^2} V \exp(-2\beta h). \quad (9)$$

Таким образом, на элемент кавитирующей среды объемом V , расположенный в канале капилляра, действует сила, втягивающая его в капилляр. При этом максимальное значение эта сила принимает при условии $h=0$, т. е. когда объем кавитационно возбужденной жидкости локализован под каналом на срезе капилляра:

$$F_{зк} \approx \alpha\beta \frac{P_{m0}^2}{\rho c^2} V. \quad (10)$$

Выражение для измеряемого в эксперименте звукокапиллярного давления получаем в виде

$$P_{зк} = \frac{4}{\pi d_{\text{кап}}^2} \alpha\beta \frac{P_{m0}^2}{\rho c^2} V. \quad (11)$$

Как указывалось выше, коэффициент α характеризует преобразование энергии ультразвукового поля в энергию кавитирующей жидкости. Заметим, что в наших экспериментах вследствие строгой локализации кавитационного процесса имеется реальная возможность оценить плотность акустической энергии, сконцентрированной в объеме кавитирующей среды, а также величину коэффициента α . Для этого сравним энергетические параметры ультразвукового поля в области среза капилляра и звукокапиллярного потока жидкости, сформированного при возбуждении кавитации. При установлении в жидкости стоячей волны характерным энергетическим параметром является плотность акустической энергии:

$$w_{уз} = \frac{P_{m0}^2}{2\rho c^2} = \frac{J}{c} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3} \right]. \quad (12)$$

Здесь P_{m0} – амплитуда давления в звуковой волне на уровне среза капилляра; ρ – плотность жидкости; c – скорость звука в ней. При возбуждении кавитации под срезом капилляра в его канале устанавливается стационарное течение со скоростью v . При этом энергия, сосредоточенная в единице объема движущейся жидкости, определяется соотношением

$$w_{п} = \frac{\rho v^2}{2} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3} \right]. \quad (13)$$

В таблице представлены значения скорости, взятые из работы [7], и рассчитанные по ним значе-

Таблица. Скорость (по данным [7]) и плотность энергии звукокапиллярного потока жидкости; степень концентрации акустической энергии для капилляров различного диаметра

$d_{\text{кап}}, \text{ мм}$	$P \cdot 10^4, \text{ Па}$	$v, \text{ м/с}$	$w_{\text{п}}, \text{ Дж/м}^3$	α
0.34	0.4	1.25	$0.78 \cdot 10^3$	$1.11 \cdot 10^3$
	1.6	1.0	$0.50 \cdot 10^3$	$0.71 \cdot 10^3$
0.5	0.5	2.5	$3.15 \cdot 10^3$	$4.5 \cdot 10^3$
	1.0	2.0	$1.62 \cdot 10^3$	$2.31 \cdot 10^3$
0.7	0.4	2.0	$2.00 \cdot 10^3$	$2.86 \cdot 10^3$
	0.8	1.7	$1.44 \cdot 10^3$	$2.05 \cdot 10^3$

ния параметра $w_{\text{п}}$. Формирование потока жидкости в капилляре обусловлено периодическим направленным смещением конгломерата кавитационных полостей в канал капилляра [7]. Поэтому величина $w_{\text{п}}$ непосредственно характеризует плотность энергии в кавитирующей среде (т.е. $w_{\text{п}} \approx w_{\text{к}}$) и ее можно использовать для оценки коэффициента $\alpha = w_{\text{п}}/w_{\text{вз}}$. Приведенные значения скоростей получены при $P_m = 4 \cdot 10^4$ Па. При этом $w_{\text{вз}} = 0.7$ Дж/м³. Как видно, для исследованных условий степень концентрации энергии в кавитирующей среде есть величина порядка $\alpha \approx 10^3$. Таким образом, при возбуждении стационарного кавитационного облака происходит перераспределение энергии ультразвукового поля со значительной ее концентрацией в кавитирующей среде.

Заметим, что представленные в разделе 2.1 результаты измерений амплитуды колебаний P_m при различных условиях позволяют высказать дополнительные соображения в пользу реальности феномена концентрации энергии в кавитирующей среде. В литературе описано убывание амплитуды P_m в объеме ультразвуковой ванны при возбуждении в ней кавитационного процесса. Оно рассматривается как результат снижения акустической нагрузки на излучатель, вследствие чего происходит расстройка колебательной системы и уменьшается акустическая мощность, отдаваемая излучателем в объем жидкости [25]. В наших экспериментах убывание амплитуды P_m наблюдается только в относительно малом объеме жидкости, непосредственно прилегающем к области возбуждения кавитации. При удалении чувствительного элемента щупа на расстояние 5 мм и более от кавитационного облака характерного убывания P_m не наблюдается. Заметим также, что и вблизи поверхности излучателя амплитуда P_m не уменьшается при возбуждении под капилляром кавитационного облака (см. рис. 2, кривая 3). Таким образом, в нашем случае расстройки акустической сис-

темы не происходит. Поэтому можно утверждать, что возбуждение локализованного кавитационного процесса приводит к стационарному перераспределению энергии в жидкости, при котором ее плотность повышается в кавитирующей среде и снижается в прилегающих слоях невозбужденной жидкости.

Явление повышения плотности энергии в кавитирующей среде можно оценить и с позиций молекулярной физики. Обычно при анализе кавитационных процессов обращают внимание на скорости радиального движения стенок при замыкании полости, а энергию кавитирующей среды связывают с увеличением кинетической энергии жидкости, окружающей кавитационную полость (см., например, [8, с. 101]). Вообще говоря, для кавитационного облака вопрос о скоростях стенок полостей является дискуссионным вследствие их взаимного влияния. Такой подход тем более неправилен для кавитационного облака, локализованного под каналом капилляра, когда плотность кавитационных полостей выше, чем в облаке, возбужденном в свободном объеме жидкости. Более определенной стадией развития кавитационного процесса является момент максимального расширения полостей. При этом энергия кавитирующей среды определяется образованной свободной поверхностью жидкости $w_{\sigma} = \sigma S$, где σ – поверхностное натяжение; S – поверхность полостей, содержащихся в единице объема кавитирующей среды в фазе максимального растяжения. Таким образом,

$$w_{\sigma} = \sigma 4\pi a^2 \frac{N}{V}. \quad (14)$$

Концентрацию кавитационных пузырьков N/V можно связать с индексом кавитации ξ , характеризующим отношение полного объема кавитационных пузырьков в стадии их максимального расширения к объему кавитационного облака V [25,

с. 238]:

$$\xi = \frac{4}{3} \pi a^3 \frac{N}{V}.$$

Тогда выражение (14) можно представить в виде

$$w_\sigma = \sigma \frac{3\xi}{a}. \quad (15)$$

Примем, что в дистиллированной воде $\sigma = 0.072$ Н/м; радиус полости не превышает $0.5 \cdot 10^{-4}$ м; индекс кавитации для полостей, сгруппированных под каналом капилляра, не менее 0.5 (заметим для сравнения, что в разреженном облаке, сформированном в объеме жидкости, для индекса кавитации приводятся значения $0.1 \div 0.3$ [25]). При таких параметрах плотность энергии кавитирующей среды, обусловленная образованием свободной поверхности жидкости, имеет порядок $1.4 \cdot 10^3$ Дж/м³. Сравнение со значениями, приведенными в таблице, показывает, что w_π и w_σ – действительно, величины одного порядка.

Заметим, что кавитационный процесс характеризуется быстрым образованием свободной поверхности: например, на частоте 20 кГц длительность одного периода колебаний составляет $5 \cdot 10^{-5}$ с. Для таких свежесформированных поверхностей вводят так называемое “динамическое поверхностное натяжение” σ_d , превышающее табличное значение [26, 27]. Для воды и водных растворов экспериментально полученная временная зависимость $\sigma_d(t)$ имеет вид типичной релаксационной кривой, причем, если возраст поверхности составляет 10^{-3} с, то поверхностное натяжение может на 20 ÷ 30 % превышать свое равновесное значение. Возраст поверхности жидкости при кавитационных процессах еще на два порядка меньше. Для таких малых времен эксперименты по определению поверхностного натяжения не проводились. Однако, учитывая экспоненциальный характер релаксационных кривых $\sigma_d(t)$, можно предполагать, что динамическое поверхностное натяжение σ_d для кавитирующей среды может значительно превышать равновесное значение σ . Если в выражение (15) ввести σ_d , то плотность энергии свободной поверхности жидкости в кавитирующей среде будет выше, чем приведенное значение w_σ .

Коэффициент β , входящий в выражение для звукокапиллярного давления (11), характеризует убывание амплитуды P_m в канале капилляра. Физически близка к условиям нашего эксперимента ситуация, когда плоская звуковая волна переходит из волновода большого диаметра в капилляр. Для этого случая коэффициент затухания β можно представить как $\beta = 2\pi/d_{\text{кап}}$ [25, с. 148]. Тогда

выражение (11) принимает вид

$$P_{\text{зк}} = \frac{4}{\pi d_{\text{кап}}^2} \alpha \beta \frac{P_{m0}^2}{\rho c^2} V = \frac{8}{\pi d_{\text{кап}}^2} \frac{2\pi}{d_{\text{кап}}} w_\pi V, \quad (16)$$

причем под V необходимо понимать объем не всей кавитационно возбужденной жидкости, а только части, локализованной непосредственно в канале у среза капилляра. Его можно оценить как объем цилиндра

$$V \approx \frac{1}{4} \pi d_{\text{кап}}^2 h_k,$$

где h_k – глубина проникновения кавитационных полостей в канал капилляра. Как уже указывалось, процесс формирования кавитационного облака под срезом и его смещение в канал капилляра исследовались методом сверхскоростной киносъемки в работе [7]. На приведенных там киноснимках ($d_{\text{кап}} = 0.7$ мм) видно, что диаметр сконцентрированного конгломерата кавитационных полостей на стадии его смещения вглубь капилляра действительно совпадает с диаметром канала, а глубина проникновения h_k – величина того же порядка. Подставляя эти данные в выражение (16), получим значение $P_{\text{зк}} = 2.5 \cdot 10^4$ Па. Как видно из рис. 4, оно лишь незначительно превышает экспериментальное значение $P_{\text{зк}}$ для капилляра диаметром 0.68 мм.

Выражение (16) после подстановки V упрощается и принимает вид

$$P_{\text{зк}} = \frac{2\pi}{d_{\text{кап}}} \left(\alpha \frac{P_{m0}^2}{\rho c^2} h_k \right) = \frac{2\pi}{d_{\text{кап}}} (2 w_k h_k). \quad (17)$$

Входящие в него параметры w_k и h_k , по-видимому, могут зависеть от амплитуды звукового поля, диаметра капилляра и глубины смещения кавитирующей среды в его канал. Тем не менее, можно допустить, что выражение, стоящее в скобках, в целом слабо зависит от диаметра капилляра. Это делает физически обоснованной экспериментально полученную зависимость $P_{\text{зк}} \sim 1/d_{\text{кап}}$. В предположении, что произведение $w_k h_k$ для всех исследованных капилляров приблизительно одинаково, были рассчитаны значения $P_{\text{зк}}$ (результаты представлены на рис. 4 кривой 1'). Незначительность расхождения между экспериментальной и расчетной кривыми свидетельствует о целесообразности предложенного подхода.

ВЫВОДЫ

1. Экспериментально показано, что при изменении диаметра капилляра звукокапиллярное

- давление $P_{зк}$ в режиме кавитации изменяется в соответствии с функцией $P_{зк} \sim 1/d_{кап}$. При этом на капиллярах малого диаметра величина $P_{зк}$ может существенно превосходить амплитуду переменного давления в звуковой волне P_m .
- Измеряемое звукокапиллярное давление является следствием действия на конгломерат кавитационных полостей постоянной силы в направлении наиболее быстрого убывания амплитуды звукового поля. В нашем случае таким направлением является канал капилляра.
 - Столь большое значение давления $P_{зк}$, по сравнению с акустическими давлениями, обусловлено двумя факторами. Во-первых, кавитирующая жидкость, в которой плотность энергии более чем на три порядка превосходит плотность энергии возбуждающего акустического поля, строго локализована под каналом капилляра. Во-вторых, на входе в капилляр формируется сверхнеоднородное поле с длиной затухания порядка $d_{кап}$.
- Zhang X., Basaran O. A. An experimental study of dynamics of drop formation // *Phys. Fluids A.*– 1995.– **7**, N 6.– P. 1184–1203.
 - Соболева О. А., Богданова Ю. Г., Сумм Б. Д. Особенности капиллярного поднятия водных растворов бинарной смеси ПАВ // *Коллоид. ж.*– 2000.– **62**, N 5.– С. 683–687.
 - Ершов А. П., Зорин З. М., Чураев И. В. Течение растворов катионного ПАВ в тонких кварцевых капиллярах // *Коллоид. ж.*– 1995.– **57**, N 3.– С. 329–334.
 - Розин Ю. П., Тихонова В. С. О природе избыточного давления в капилляре в ультразвуковом поле // *Коллоид. ж.*– 1969.– **31**, N 4.– С. 568–572.
 - Розин Ю. П., Тихонова В. С., Костючек М. Н. Об аномально больших постоянных давлениях в непосредственной близости от излучателя // *Укр. физ. ж.*– 1975.– **20**, N 2.– С. 214–220.
 - Прохоренко П. П., Дежкунов Н. В., Коновалов Г. Е. Ультразвуковой капиллярный эффект.– Минск: Наука и техника, 1981.– 135 с.
 - Розина Е. Ю. Кавитационный режим звукокапиллярного эффекта // *Акуст. вісн.*– 2003.– **6**, N 1.– С. 48–59..
 - Кувшинов Г. И., Прохоренко П. П. Акустическая кавитация у твердых поверхностей.– Минск: Наука и техника, 1990.– 111 с.
 - Сандт Р. Х., Филиппов Г. В., Щербань А. Х. О подъеме жидкости в цилиндрических трубах под воздействием колебаний // Интенсификация технологических процессов в ультразвуковом поле.– М.: Изд-во Моск. ин-та стали и сплавов, 1986.– С. 89–92.
 - Розин Ю. П., Розина Е. Ю. О едином подходе при рассмотрении звукокапиллярного эффекта в докавитационном и кавитационном режимах // *Укр. физ. ж.*– 1985.– **30**, N 2.– С. 235–240.
 - Китайгородский Ю. И., Дрожалова В. И. Расчет высоты и скорости подъема жидкости в капиллярах при воздействии ультразвуковых колебаний // *Применение ультразвука в металлургии.*– 1977.– Вып. 90.– С. 12–16.
 - Кардашев Г. А., Соболев В. Д., Чураев Н. В., Шаталов А. Л. Влияние колебаний на уровень жидкости в капилляре // *Коллоид. ж.*– 1976.– **38**, N 3.– С. 461–466.
 - Яценко А. В. Влияние акустических колебаний на проникновение жидкости в капиллярные каналы // *Коллоид. ж.*– 1986.– **48**, N 2.– С. 390–393.
 - Баранцев В. Г., Моторин В. Н. К вопросу о роли кавитации в ультразвуковом капиллярном эффекте.– Деп. ВИНТИ.– 1979.– Рег. N 711-79 Деп.
 - Yosioka K., Kavasima Y. Acoustic radiation pressure on a compressible sphere // *Acustica.*– 1955.– **5**, N 3.– P. 167–173.
 - Горьков Л. П. О силах, действующих на малую частицу в акустическом поле в идеальной жидкости // *Докл. АН СССР.*– 1961.– **140**, N 1.– С. 88–91.
 - Алексеев В. Н. К вопросу о радиационной силе давления звука на сферу // *Акуст. ж.*– 1983.– **29**, N 2.– С. 129–136.
 - Данилов С. Д. Средняя сила, действующая на малое тело в осесимметричном звуковом поле в реальной среде // *МЖГ.*– 1986.– N 5.– С. 161–169.
 - Wu J., Du G. Acoustic radiation force on a small compressible sphere in a focused beam // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 1990.– **90**, N 3.– P. 997–1003.
 - Lee C. P., Wang T. G. Acoustic radiation force on a bubble // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 1993.– **93**, N 3.– P. 1637–1640.
 - Doinikov A. A. Acoustic radiation force on a bubble: viscous and thermal effects // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 1998.– **103**, N 1.– P. 143–147.
 - Danilov S. D., Mironov M. A. Mean force on a small sphere in a sound field in a viscous fluid // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 2000.– **107**, N 1.– P. 143–153.
 - Шендеров Е. Л. Дифракция звуковой волны на открытом конце волновода с импедансными стенками и импедансными фланцами // *Акуст. ж.*– 2000.– **46**, N 6.– С. 716–727.
 - Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука.– М.: Изд-во Моск. ун-та, 1960.– 334 с.
 - Розенберг Л. Д. Кавитационная область. Мощные ультразвуковые поля.– М.: Наука, 1968.– С. 223–265.
 - Кочурова Н. Н., Русанов А. И. Особые свойства воды и водных растворов // *Коллоид. ж.*– 1995.– **57**, N 4.– С. 605–607.
 - Пчелинцева М. Н., Кочурова Н. Н., Петцольд Г., Лунквиц К. Динамическое поверхностное натяжение водных растворов полиэлектролитных комплексов // *Коллоид. ж.*– 2000.– **62**, N 5.– С. 672–677.