

СТРУКТУРА ПЕРВИЧНОГО ЗВУКОВОГО СИГНАЛА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ СВОБОДНО ПАДАЮЩЕЙ КАПЛИ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ

Ю. Д. Чашечкин*, В. Е. Прохоров**

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского Российской академии наук
119526, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 2 июля 2015 г.

Согласованными оптическими и акустическими методами исследована структура гидродинамических возмущений и акустических сигналов, возникающих при погружении свободно падающей капли в воду. Прослежена связь структур гидродинамических и акустических возмущений, возникающих в результате контакта капли с принимающей жидкостью и последующего погружения. В первичном акустическом сигнале, наряду с устойчиво повторяющимися компонентами (крутым передним фронтом с последующим продолжительным спадом с локальными экстремумами давления) впервые изучены нерегулярные высокочастотные пакеты. По данным повторяющихся опытов выделены сохраняющиеся и переменные компоненты акустического сигнала.

DOI: 10.7868/S0044451016040155

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования короткоживущих гидродинамических процессов (брызг, каверн, венца, струек, капиллярных волн), возникающих при падении капли на свободную поверхность жидкости, которые начались во второй половине XIX века [1, 2], в начале XX века были дополнены акустическими измерениями. По мере совершенствования техники эксперимента расширялся круг изучаемых задач, которые продолжают привлекать внимание физиков в силу распространенности изучаемых явлений в природе и востребованности в технических приложениях. Многообразие изучаемых задач, как и число публикаций, неуклонно растет с каждым годом, что свидетельствует об актуальности проблемы и сложности явлений.

Уже в первых экспериментах, в которых регистрировались звуковые сигналы в воздухе, был установлен тональный характер излучения [3]. С появлением широкополосных высокочувствительных гидрофонов звуковые сигналы стали регистрировать под водой, и были идентифицированы источ-

ники излучения — газовые полости, отрывающиеся от основной каверны. Формула частоты звука, излучаемого пузырьком, полученная в 1930-е гг. [4], продолжает использоваться на практике. Лабораторные исследования гидроакустики отдельных капель позднее были дополнены морскими измерениями, в которых были выделены спектральные пики, обусловленные интенсивным дождем в диапазоне 0.5–25 кГц [5–7]. Морские измерения стимулировали интерес к детальным лабораторным исследованиям гидроакустики всплеска [8].

По результатам опытов было предложено несколько механизмов излучения звука: ударный, при первичном контакте капли с жидкостью; резонансный, обусловленный осцилляциями газовых полостей; рупорный вследствие резонансных осцилляций стенок каверны, порождаемой погружающейся каплей [9]. В дальнейшем были подтверждены резонансный и ударный механизмы и отвергнут рупорный [10]. Также было замечено, что звук излучают не только быстро погружающиеся в воду капли, но и медленно опускающиеся снежинки [11].

Для уточнения механизмов генерации звука акустические измерения стали дополняться регистрацией картины течения методами высокоскоростной видеосъемки, синхронизованной с

* E-mail: chakin@ipmnet.ru

** E-mail: prohorov@ipmnet.ru

акустическими измерениями [12]. По экспериментальным данным построена диаграмма режимов на плоскости «скорость приведения – диаметр капли» и выделена область устойчивого формирования излучающих газовых пузырьков, размеры которых определяют положение спектрального пика [9] в соответствии с формулой [4]. Однако качество полученных данных было недостаточным для установления точной временной привязки звуковых сигналов к фазам быстропротекающих компонент картины течений, динамика которых оказалась зависящей от формы капли, которая, в свою очередь, определяется условиями ее образования и характером взаимодействия с воздушной средой в процессе падения.

В силу сложности проблемы теоретические исследования взаимодействия свободно падающих капель с окружающей средой проводятся с использованием существенных ограничений, в частности, капля считается сферической [13]. Однако тщательные лабораторные [14] и численные [15] эксперименты показали, что в зависимости от условий опытов капля, движущаяся в воздушной среде или в несмешивающейся жидкости, деформируется [16] и даже дробится на мелкие фрагменты [17]. Характер взаимодействия движущейся капли с окружающей средой зависит от ее динамического состояния, которое, в свою очередь, определяется условиями отрыва [18].

Выполненный в последние годы цикл экспериментальных работ с использованием широкополосных микрофонов и гидрофонов одновременно с высокоскоростной видеорегистрацией течений позволил уточнить пространственно-временные характеристики звуковых пакетов под водой и на воздухе с высоким временным разрешением (1 мкс) [19]. Установлен механизм излучения основных звуковых пакетов, инициируемого экстремальными ускорениями конических заострений, формирующихся при отрыве воздушных полостей от подводных каверн [20]. Также были исследованы нестационарные звуковые пакеты при отрыве, соприкосновении, присоединении и повторном отрыве от поверхности каверны одной и той же газовой полости под действием сопутствующих интенсивных подводных течений [21]. Спектральный состав основных звуковых пакетов, возникающих с заметной задержкой по отношению к моменту удара капли, и вторичных высокочастотных сигналов, наложенных на медленные флуктуации давления, детально проанализирован в работе [22]. Структура первичного акустического сигнала ранее не изучалась.

Целью данной работы является сравнительный анализ характеристик акустических и гидродинамических процессов, протекающих при первичном контакте свободно падающей капли с невозмущенной поверхностью жидкости и ее последующем погружении.

2. РАЗМЕРНЫЕ И БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗАДАЧИ

Слияние падающей капли с принимающей жидкостью сопровождается передачей энергии, импульса и вещества, а также быстрым уничтожением и медленным изменением части свободной поверхности. При этом инициируется последовательность гидродинамических и акустических процессов. В опытах капля воды диаметром D , площадью поверхности S , объемом V , доступной потенциальной энергией $E_s = \sigma S$ (σ – коэффициент поверхностного натяжения), массой M свободно падает с высоты H_d на невозмущенную поверхность слоя воды глубиной H_w . Скорость капли в момент контакта U , кинетическая энергия E .

Динамика слияния определяется формой головной части капли, на которую влияют затухающие объемные и поверхностные осцилляции, возникающие в момент отрыва [18], и взаимодействие с обтекающим потоком воздуха. По данным видеосъемки капля не всегда является шаровой и к моменту контакта может принимать форму овоида, положение большой оси которого меняется от опыта к опыту.

Для описания процессов взаимодействия капли с жидкостью традиционно используется система уравнений гидромеханики с каноническими кинематическими и динамическими граничными условиями на свободных поверхностях и условием затухания возмущений на бесконечности (для краткости система определяющих уравнений [23] здесь не приводится). Термодинамические параметры трех участвующих сред (вода, воздух, вода) принимаются неизменными, соответствующими комнатным условиям (температура 20°C , давление 750 мм.рт.ст., плотность воды $\rho = 0.997$, коэффициенты поверхностного натяжения – 73 дин/см и кинематической вязкости $\nu = 0.01 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$).

В число размерных параметров задачи входят эффективный размер D и скорость U капли в момент контакта, плотность ρ , кинематическая вязкость ν , коэффициент поверхностного натяжения σ и отнесенное к плотности значение $\gamma = \sigma/\rho$, ускорение силы тяжести g .

Таблица 1. Характерные масштабы задачи

Параметр	Значение
$\delta_g^\gamma = \sqrt{\gamma/g}$	0.27 см
$\delta_\gamma^\nu = \nu^2/\gamma$	$1.35 \cdot 10^{-6}$ см
$\tau_\gamma = \sqrt{D_d^3/\gamma}$	0.04 с
$\tau_g^\gamma = (\gamma/g^3)^{1/4}$	0.017 с
$\tau_\gamma^d = \nu D_d/\gamma$	$6.7 \cdot 10^{-5}$ с
$\tau_\gamma^\nu = \nu^3/\gamma^2$	$1.8 \cdot 10^{-10}$ с
$U_\nu^\gamma = \gamma/\nu$	73 м/с

Система уравнений и граничных условий позволяет сформировать набор линейных масштабов, включающий кроме D величины, определяемые следующими значениями: $\delta_g^U = U^2/g$ — инерционно-гравитационный масштаб, $\delta_g^\gamma = (\gamma/g)^{1/2}$ — капиллярно-гравитационный, входящий в дисперсионное уравнение коротких волн на поверхности жидкости [23], $\delta_U^\gamma = \gamma/U^2$ — капиллярно-инерционный, $\delta_U^\nu = \nu/U$ — масштаб Прандтля и $\delta_\gamma^\nu = \nu^2/\gamma$ — вязко-капиллярный масштаб.

Набор собственных временных масштабов включает $\tau_M = D/U$, характеризующий кинематику капли в момент контакта, масштабы $\tau_\gamma = \sqrt{D^3/\gamma}$ и $\tau_\gamma^D = \nu D/\gamma$, зависящие от размера капли и свойств среды, а также $\tau_g^\gamma = (\gamma/g^3)^{1/4}$ и $\tau_\gamma^\nu = \nu^3/\gamma^2$. Отношение

$$\delta_\gamma^\nu/\tau_\gamma^\nu = U_\nu^\gamma = \gamma/\nu$$

определяет масштаб скорости [24].

Типичные значения масштабов для условий эксперимента (табл. 1) существенно различаются: линейные лежат в диапазоне от 160 до 10^{-6} см, временные — от 10^{-2} до 10^{-10} с. Верхняя граница линейных масштабов типична для макроскопических, нижняя — для атомно-молекулярных процессов (размер кластера молекул воды порядка 10^{-7} – 10^{-6} см [25]). Широкие диапазоны временных и линейных масштабов (отношение значений верхней и нижней границ 10^8) указывают на влияние двух групп процессов: медленных ($\sim \tau_M$), механической природы, и быстрых, обусловленных атомно-молекулярными взаимодействиями.

В данных опытах капля воды диаметром $D = 0.5$ см падала с высоты $H_d = 6$ – 90 см. Скорость капли в момент контакта лежала в диапазоне $110 < U < 400$ см/с, кинетическая энергия $400 < E < 5230$ эрг, поверхностная энергия $E_s = 57$ эрг.

Хотя доля поверхностной энергии невелика (от 14 % до 1 % от E), ее вклад заметен на стадии слияния, которое происходит достаточно быстро (характерное время $\tau_c = \delta_s/U \sim 10^{-9}$ с, где δ_s — эффективный размер молекулярного переходного слоя на границе вода–воздух, который по данным атомно-силовой микроскопии составляет около 100 нм [26]).

В классической гидродинамике граница жидкость–газ рассматривается как поверхность, на которой задаются кинематические и динамические граничные условия для скорости и давления [13, 23]. В физико-химической гидродинамике методами оптической и рентгеновской рефлекто- и рефрактометрии, спектроскопии и рассеяния, атомно-силовой микроскопии установлено, что плотность, диэлектрическая проницаемость, дипольный момент различаются в толще жидкости и в структурно выделенном слое толщиной порядка нанометра на границе жидкости с газом или твердым телом [27] (масштаб порядка размера молекулярного кластера [25, 28]). Свойства воды в толще и на контактных поверхностях описываются различными термодинамическими потенциалами [29]. В качестве оценки принимается, что толщина переходного слоя δ_s на границе жидкость–газ, который исчезает при слиянии поверхностей, находится в пределах 1–250 нм [26, 28].

Слияние жидкостей с образованием возбужденного слоя характерной толщины δ_s происходит за время $\Delta t_c = \delta_s/U \approx 2.5 \cdot 10^{-10}$ – $1 \cdot 10^{-7}$ с. Выделяющаяся за это время поверхностная энергия расходуется на ускорение жидкости и ударное возбуждение осциллирующих микроскопических пузырьков, присутствующих в приповерхностном слое воды [30]. При этом формируются нарастающий фронт акустического сигнала [19, 22], кольцевая пелена, стримеры и брызги [31]. Кинетическая энергия передается за время полного погружения капли $t_d = D/U = (5$ – $1.25) \cdot 10^{-3}$ с. Собственные масштабы задачи учитывались при разработке методики и проектировании вспомогательных устройств экспериментальной установки.

Отношения линейных масштабов задают числа Рейнольдса $Re = D/\delta_U^\nu = UD/\nu$, Фруда $Fr = \delta_g^U/D = U^2/gD$, Вебера $We = D/\delta_U^\gamma = U^2D/\gamma$, Бонда $Bo = D^2/\delta_g^\gamma = gD^2/\gamma$, Онезорге $Oh = \sqrt{\delta_\gamma^\nu/D} = \nu/\sqrt{\gamma D}$ и капиллярное отношение $Ga = U/U_\nu^\gamma = U\nu/\gamma$, которые широко применяются при анализе экспериментальных данных [16, 21, 24]. Характерные значения безразмерных отношений для типовых условий эксперимента приведены в табл. 2.

Таблица 2. Безразмерные параметры задачи

Параметр	Значение
$Bo = gD_g^2/\gamma$	3.3
$Oh = \nu/\sqrt{\gamma D_d}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$
$Re = UD/\nu$	6000–24000
$Fr = U^2/gD$	17–270
$We = U^2D/\gamma$	82–1300
$Ca = U\nu/\gamma$	$(1.4 \div 55) \cdot 10^{-2}$

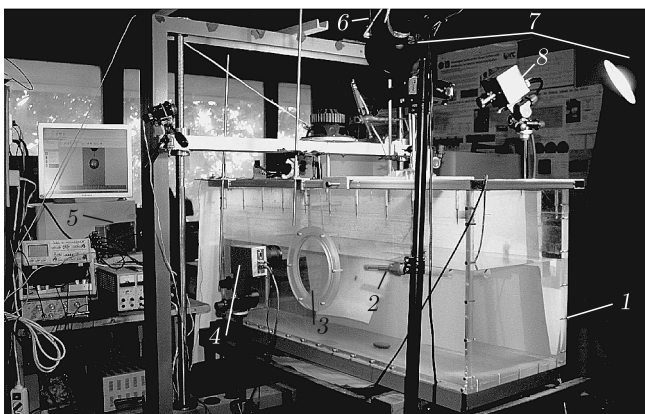


Рис. 1. Фото экспериментальной установки

3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Опыты выполнены на стенде ЭСП УИУ «ГФК ИПМех РАН» (рис. 1), основным элементом которого является прямоугольный прозрачный бассейн 1 с парными иллюминаторами из высококачественного оптического стекла 3. В бассейн погружен измерительный гидрофон 2 (полоса 0.002–100 кГц, чувствительность 30 мВ/Па), положение которого определялось условиями эксперимента.

Регистрация картины течения сбоку и сверху проводилась с помощью высокоскоростных (до 100000 кадр./с) видеокамер 4 (Optronis CR3000x2) и 8 (FastCam 1024PCI).

Управление экспериментом, сбор и передача данных в компьютер осуществлялись с помощью специализированного интерфейса 5 (число каналов — 4, разрядность — 12, тактовая частота 10 МГц). Интерфейс обеспечивает единство времени при регистрации всех видов данных — акустических, контактных и видео — с погрешностью до 10^{-7} с, что позволяет с высокой точностью синхронизировать разнородные информационные массивы.

Капли создавались с помощью дозатора 6, высота установки которого относительно спокойной поверхности менялась от 6 до 94 см.

Область наблюдения освещалась двумя прожекторами 7 Raylab 1000. Стенд также оборудован волнопродуктором, микрофоном, лазерным детектором волнения, которые были использованы в предшествующих опытах [20, 22].

Бассейн и дозатор капель заполнялись дегазированной водопроводной водой.

В опытах падающая капля прерывала фотозатвор, сигнал которого с задержкой, регулируемой по высоте установки дозатора, запускал интерфейсный блок, осуществляющий передачу в компьютер сигналов с акустических приемников и видеокамеры.

Полученные данные обрабатывались по специализированным математическим программам.

Для приведения видеоданных к физической шкале в поле зрения камер помещался маркер с известными размерами, которые при программной обработке использовались для автоматического определения размеров изучаемых объектов.

4. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Типичная фонограмма сигнала с гидрофона, установленного на глубине 2 см в 2 см от центра области падения капли малого диаметра ($D = 0.3$ см), дополненная вставками с кадрами видеозаписи, соответствующими характерным участкам фонограммы, развернутым участком основного акустического пакета II и его спектром, приведены на рис. 2.

Начальный сигнал включает импульс I с крутым положительным передним фронтом, возникающим в момент контакта капли с невозмущенной поверхностью жидкости, когда из жидкости выбрасывается тонкая пелена и веер брызг [32, 33]. За коротким возрастающим фронтом следует продолжительный спад с переходом сигнала в отрицательную область. На данном участке изменение давления имеет не только гидроакустическую, но и гидродинамическую природу — дефицит гидростатического давления создает полусферическая каверна (рис. 2, вставка а). Последующий рост сигнала обусловлен прохождением над поверхностью гидрофона фронта кольцевого остатка венца. Локальный максимум достигается при $t = 30$ мс (рис. 2, вставка б), и в дальнейшем сигнал слабо флуктуирует.

Слабый звуковой пакет II, обусловленный отрывом газовой полости при погружении кумулятивной струи и падении вторичных капель, появляется при

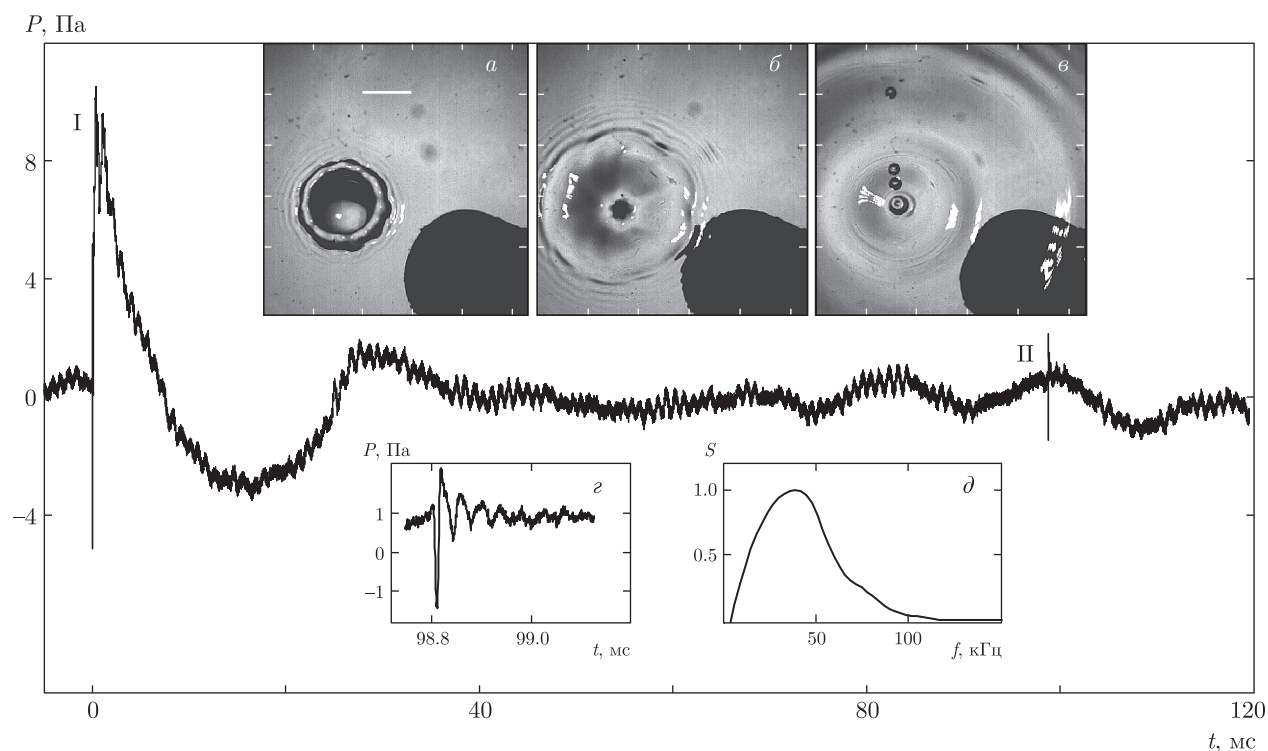


Рис. 2. Фонограмма удара капли малого диаметра ($D = 3$ мм, $H_d = 70$ см) с картинами течений (вставки a – c), $t = 16$ (a), 30 (b), 100 (c) мс, длина штриха 0.5 см, разверткой и спектром звукового пакета II (вставки z и d)

$t = 99$ мс (рис. 2, вставка c). Пиковая частота пакета — 39 кГц (рис. 2, вставка d). Подробно механизм формирования звуковых пакетов при отрыве газовых полостей рассмотрен в работе [19].

Растянутый начальный участок фонограммы вместе с сопутствующими видеокадрами показан на рис. 3. Подлетающая капля малого диаметра имеет правильную форму (рис. 3, вставка a). Контакт капли приводит к излучению короткого высокочастотного звукового пакета и сопровождается выбросом небольшого числа тонких радиальных стримеров, летящих настильно из области воздушного кольцевого зазора (рис. 3, вставка b). Часть стримеров (на вставке b — 12) отрывается, а сохраняющие контакт с верхней кромкой венца девять стримеров утолщаются (рис. 3, вставка c).

Оптические неоднородности на внешнем периметре остатка капли на дне каверны на рис. 3 (вставка c) визуализируют тонкие струйки, бьющие в стенки каверны. Они возникают вследствие уничтожения свободной поверхности при погружении остатка капли. Сложные внутренние течения между остатком капли и стенками каверны сопровождаются осцилляциями давления на временном отрезке 0.5–2 мс.

По мере погружения остатка капли периметр области контакта стягивается к центру расширяющейся каверны, что приводит к ослаблению радиальных струек и затуханию осцилляций давления. После погружения остатка капли дно каверны становится гладким (рис. 3, вставки z и d), а убывание давления — монотонным вплоть до минимума (рис. 2, 3). На кромке венца остается единственный стример из существовавших на предшествующих стадиях, с вершины которого выбрасывается крупная капля (рис. 3, вставка d , угловое положение — на 12 ч). Венец окружен группой расходящихся кольцевых капиллярных волн.

Тонкие особенности акустического сигнала, представленного на рис. 2, прослеживаются на развернутом участке переднего фронта (рис. 4). За ударным положительным фронтом следует превосходящий его по амплитуде отрицательный, заканчивающийся затухающими осцилляциями в области отрицательных возмущений давления. Спектр осцилляций I имеет максимум на частоте 91 кГц (рис. 4, вставка a).

Далее в сигнале на фоне низкочастотных ($T = 0.22$ мс) колебаний на участках 2 и 3 выражены группы высокочастотных осцилляций (95 и 56 кГц, рис. 4, вставки b и c).

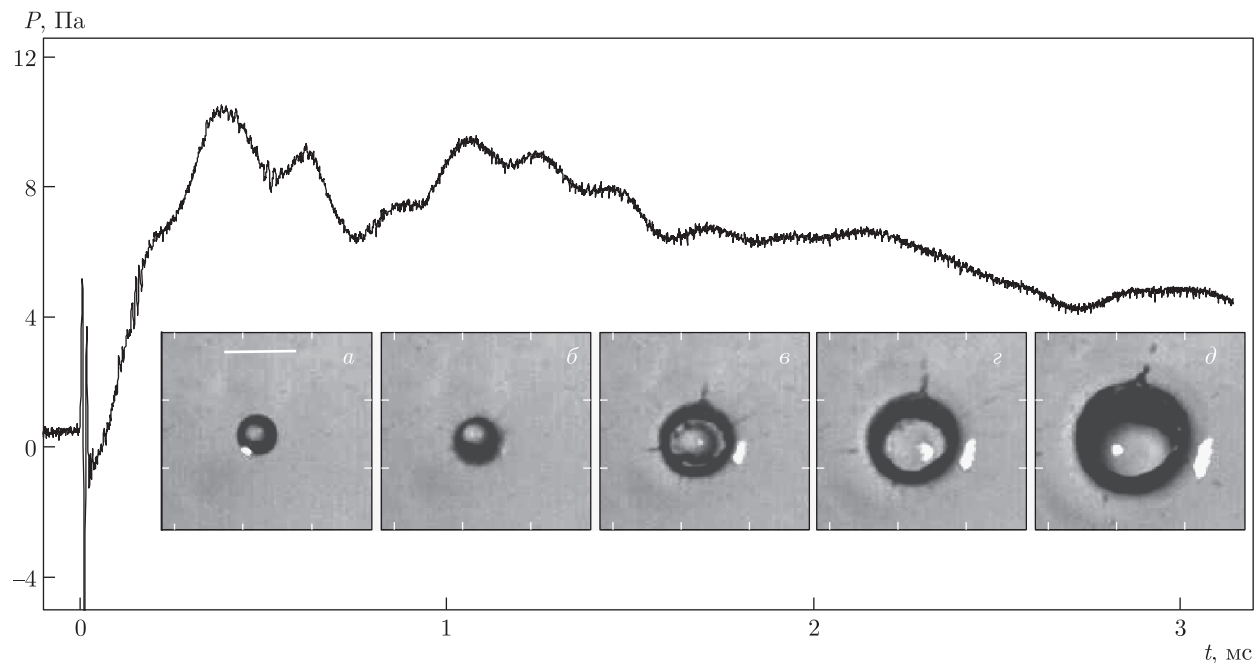


Рис. 3. Начальный участок фонограммы на рис. 2 и соответствующие картины течений. $t = -0.25$ (а), 0 (б), 0.5 (в), 1.0 (г), 2.0 (д) мс

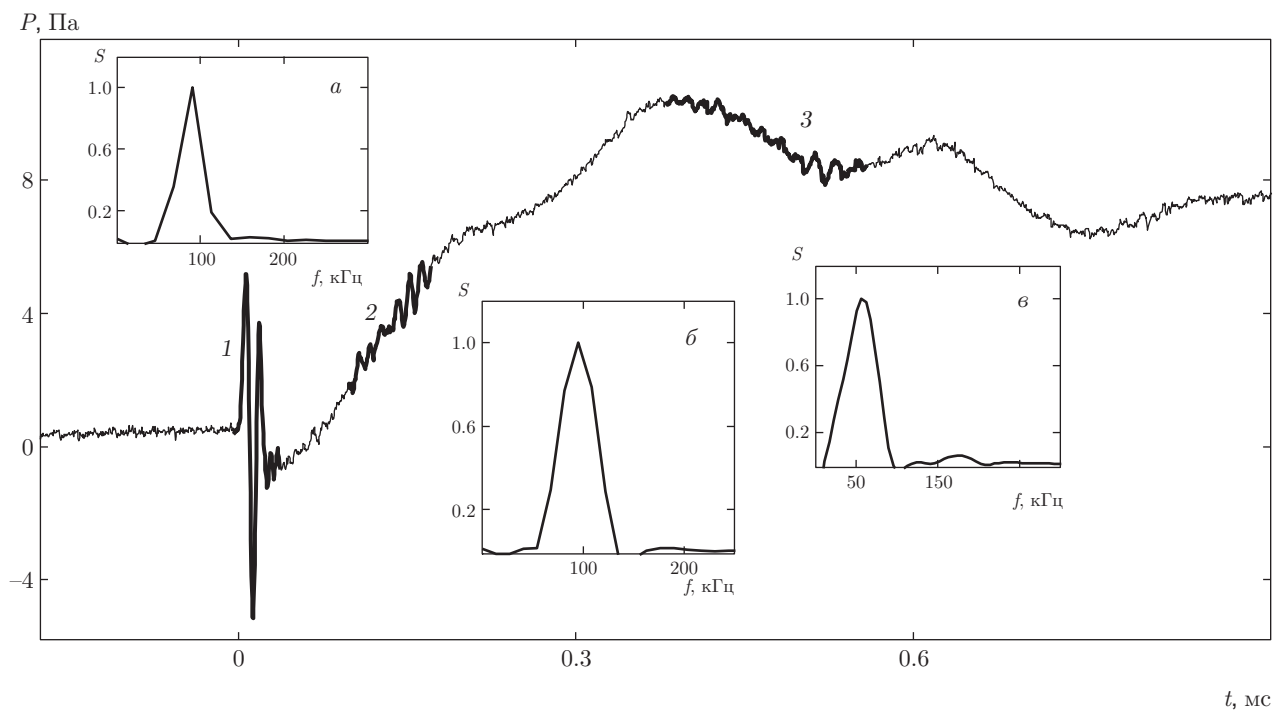


Рис. 4. Растянутый ударный импульс фонограммы на рис. 2 и спектры выделенных участков 1–3 (вставки а–в) с пиковыми частотами 91 (а), 95 (б), 56 (в) кГц

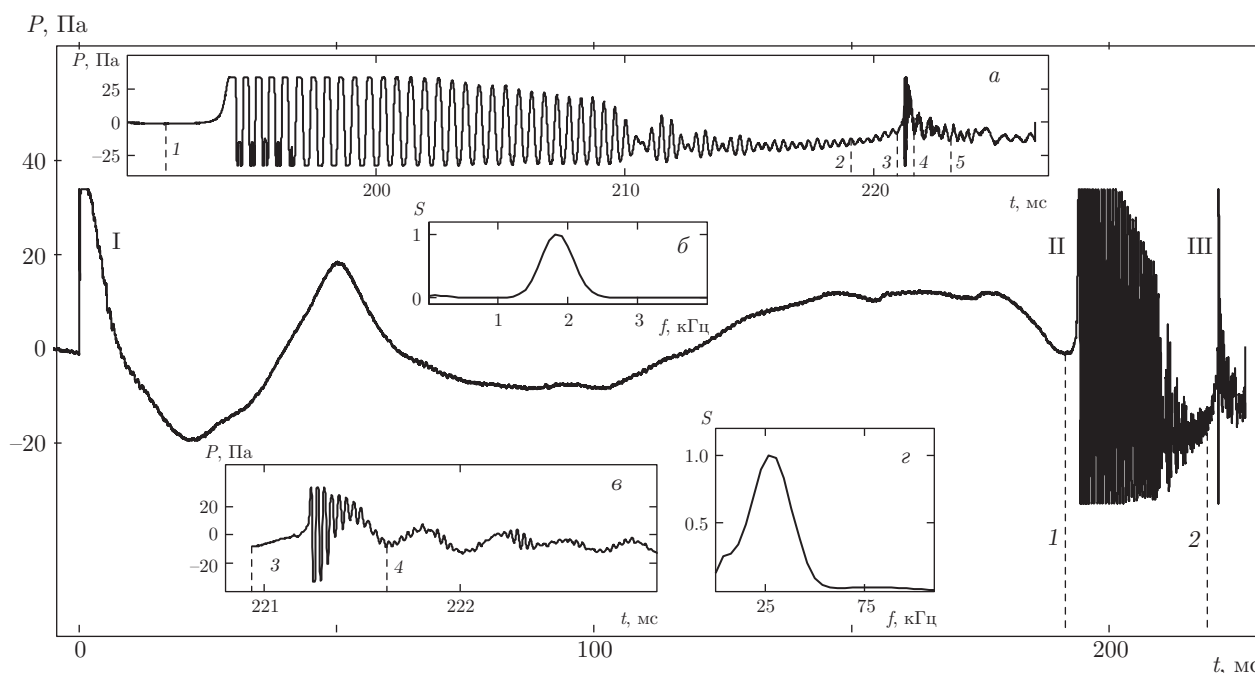


Рис. 5. Фонограмма удара большой капли ($D = 6$ мм, $H_d = 70$ см). На вставках: *a* — развернутый конечный участок звуковых пакетов II и III, *б* — спектр осцилляций на интервале 1–2, *в* — развернутый участок фонограммы между метками 3–5 на вставке *a*, *z* — спектр начальных осцилляций пакета III

Характер сигнала указывает на множественность независимых источников звука, которыми могут быть приповерхностные мелкие пузырьки [30], резонирующие при ударе, отрывающиеся от дна растущей каверны газовые полости, которые неоднократно регистрировались в опытах [34], а также стенки полости, осциллирующие под действием быстрых струек [32].

Отмеченные качественные особенности сохраняются в фонограмме капли большего размера ($D = 0.6$ см), упавшей с той же высоты 70 см. Как и в опыте с малой каплей, гидрофон был установлен на глубине 2 см на расстоянии 2 см от линии падения капли. Возмущение давления в первичном импульсе I (рис. 5) достигает 38 Па (в случае малой капли, рис. 2 — 9 Па), соответственно возрастает и размах последующих низкочастотных девиаций, обусловленных прохождением остатка венца и круговой ложбины. Временные интервалы между ударным импульсом и локальными экстремумами возрастают вследствие увеличения продолжительности фаз эволюции каверны и венца.

С задержкой 191.6 мс возникает интенсивный звуковой пакет II, временная структура которого представлена на растянутом фрагменте (рис. 5, вставка *a*). Амплитуда сигнала ограничена на уровне 38 Па параметрами регистрирующего трак-

та. Метки 1–5 на рис. 5 соответствуют моментам времени 191.6, 219.1, 220.8, 221.6, 223.1 мс. Основной пакет II сопровождается несколькими короткими группами затухающих осцилляций. Его нормированная спектральная плотность на участке между метками 1 и 2 имеет ширину 0.5 кГц по уровню 0.5 с максимумом на частоте 1.8 кГц (вставка *б*).

Короткий интервал молчания после метки 2 на основной фонограмме сменяется быстро возрастающим пакетом III, на временной развертке которого за коротким высокочастотным (27 кГц, вставка *z*) сигналом следуют осцилляции с частотой 2.7 кГц в интервале между метками 4 и 5 (рис. 5, вставка *a*).

Структура начального участка основной фонограммы на рис. 5 детально представлена на рис. 6 в логарифмической шкале. К ударному фронту примыкает пакет высокочастотных осцилляций (основная частота 62 кГц, рис. 6, вставка *жс*). Затухающие осцилляции регистрируются в течение 130 мкс, далее сигнал ограничивается на уровне 38 Па входным усилителем и вновь входит в линейный диапазон усилителя через 1.1 мс, когда начинается пологий спад до минимального значения -18.5 Па при $t = 22$ мс (метка 1). Локальный максимум (19.2 Па, метка 2) при $t = 51$ мс соответствует прохождению над гидрофоном крупного возмущения — остатка венца.

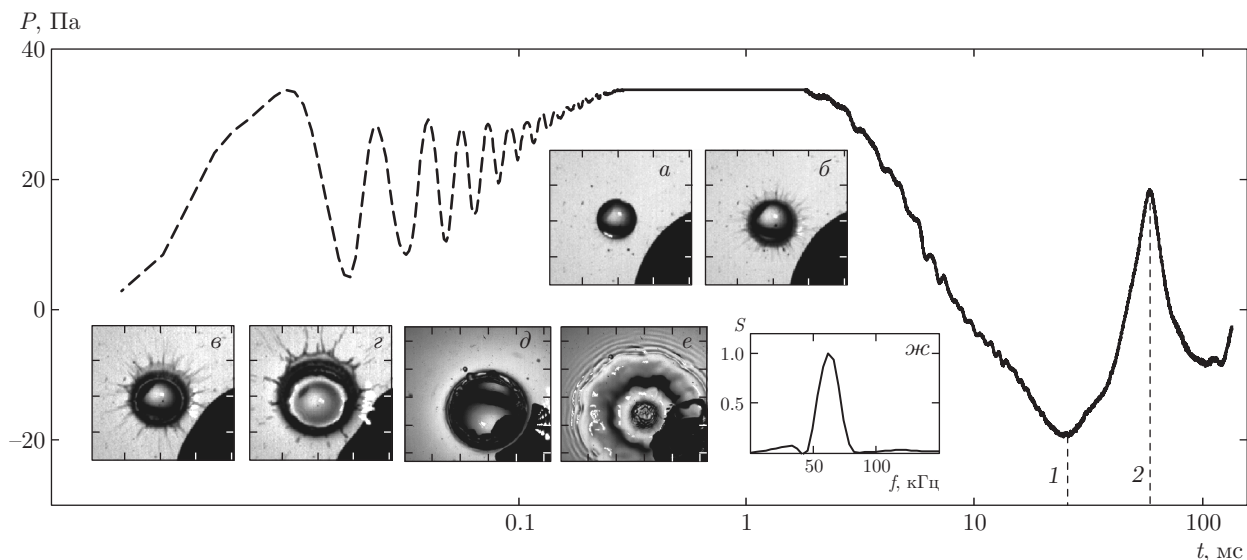


Рис. 6. Начальный участок основной фонограммы при ударе большой капли ($D = 0.6$ см) в полулогарифмическом масштабе. На вставках: *a–e* — картины течений при $t = -0.25$ (*a*), 0 (*b*), 0.25 (*c*), 1.0 (*z*), 22 (*d*) (метка 1), 51 (*e*) (метка 2) мс, *жс* — спектр выделенного штрихами участка

Картины течения, соответствующие характерным моментам начального акустического сигнала, приведены на вставках рис. 6. В данном опыте подлетающая капля имела почти шаровую форму (вставка *a*). В момент столкновения, когда в акустическом сигнале присутствуют одночастотные осцилляции (рис. 6), из области контакта выбрасывается группа радиальных стримеров, распадающихся на отдельные капельки (вставка *b*). Спектр сигнала (вставка *жс*) типичен для излучения газового пузырька с эквивалентным размером 0.01 см [4]. К моменту отрыва остатка капли от стенок каверны (о чем свидетельствует светлая кольцевая полоса на дне каверны, в центре которой виден остаток погружающейся капли (рис. 6, вставка *в*)) первичный высокочастотный сигнал затухает.

Со временем угловое положение и размеры вылетающих струек-стримеров заметно меняются. На рис. 6 (вставка *б*) тонкие стримеры настильно вылетают из узкой щели между поверхностями погружающейся капли и принимающей жидкости.

На вставке *в* (рис. 6) шеврон на верхней кромке выступающего из воды венца (см. также рис. 2, вставку *a* и [32]) окружен тонкой кольцевой пленкой, внешний край которой разбит на последовательность заостренных стримеров. По мере погружения остатка капли и роста высоты венца число стримеров уменьшается, а размеры вылетающих капелек увеличиваются (рис. 6, вставка *z*). Фазе полного погружения капли и максимального углубления

каверны (рис. 6, вставка *d*) соответствует минимум акустического сигнала (метка 1, $t = 22$ мс).

Локальный максимум в сигнале (рис. 6, метка 2, $t = 51$ мс) наблюдается при прохождении над гидрофоном остатка расширяющегося венца (как и в случае малой капли на рис. 2). Кольцевая структура в центре каверны (рис. 6, вставка *e*) — это зарождающаяся обратная кумулятивная струйка с вершиной, покрытой мелкомасштабными возмущениями. Остатки расплывающегося венца окружены кольцевыми капиллярными волнами.

Сочетание быстрых процессов (высокочастотных акустических осцилляций и эжекции стримеров) на фоне сравнительно медленных (низкочастотных девиаций давления и продолжительного погружения капли) является следствием совместного действия сил атомно-молекулярной и механической природы. Первые обеспечивают быструю трансформацию доступной потенциальной энергии уничтожаемой поверхности во внутреннюю энергию, вторые — плавную деформацию свободной поверхности.

Наиболее отчетливо процессы быстрого преобразования энергии проявляются при начальном контакте — на стадии растущего фронта акустического сигнала и разлета стримеров. Кольцевая линия контакта капли и принимающей жидкости, в окрестности которой происходит трансформация энергии, на начальном этапе слияния быстро расширяется, а после полупогружения капли стягивается.

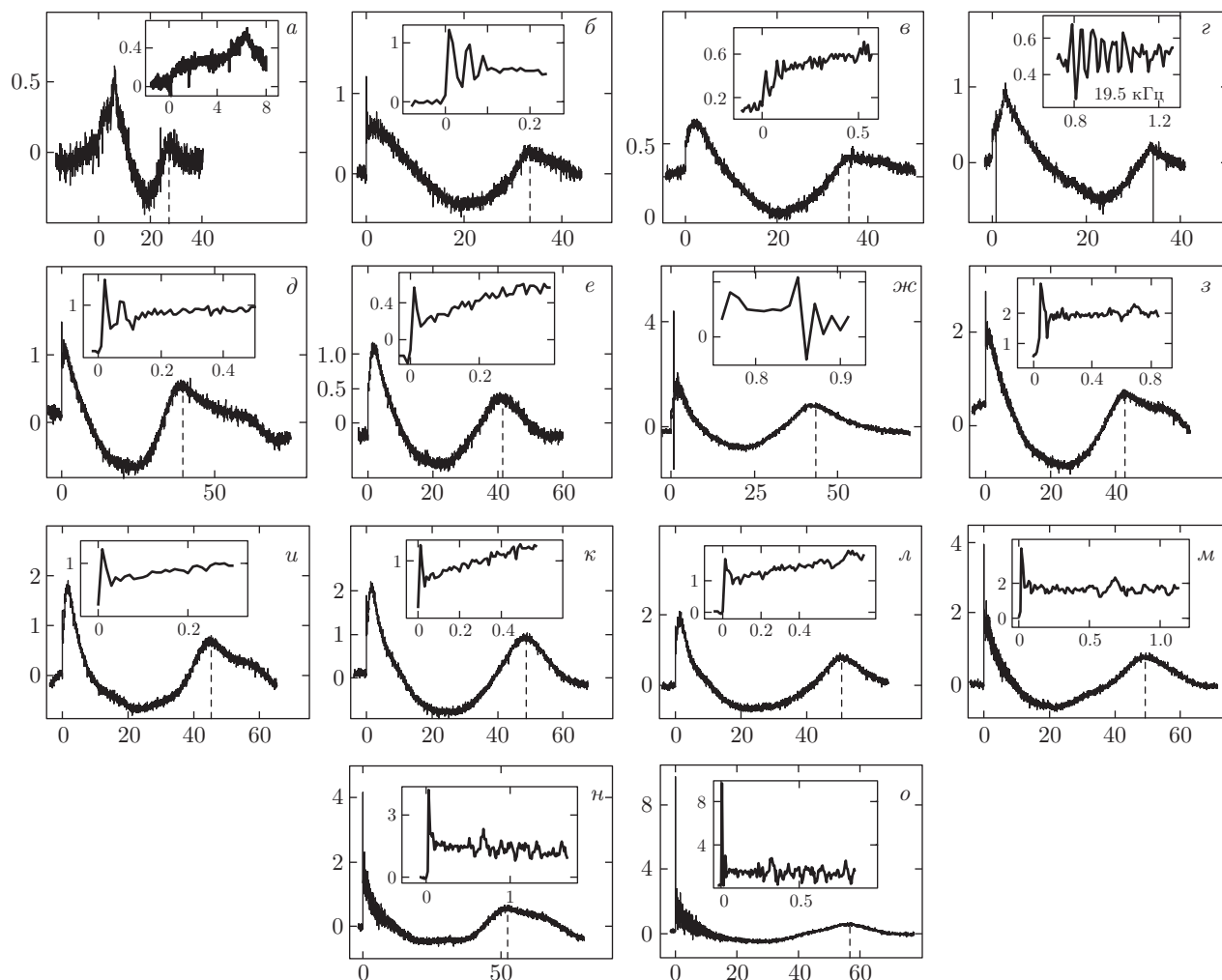


Рис. 7. Начальные участки фонограмм при различных значениях высоты падения капли диаметром 0.5 см. Глубина установки гидрофона — 5 см. Высота падения: *a–o* соответственно $H_d = 6, 13, 16, 20, 24, 28, 34, 39, 45, 53, 62, 70, 79, 90$ см. На вставках — развертки ударного импульса. Везде по оси абсцисс — время в мс, по оси ординат — давление в Па

На первой стадии направления движения линии контакта поверхностей капли с принимающей жидкостью и вылета стримеров совпадают. На второй стадии их направления противоположны, что уменьшает амплитуду возмущений давления. Возникающие градиенты давления разбрасывают жидкость капли по внутренней поверхности каверны и венца. Локальные флуктуации приводят к формированию тонких струй, протыкающих стенки каверны, которые наблюдались в экспериментах с окрашенной каплей [32].

Начальные участки фонограмм, наблюдаемых при падении капли воды диаметром $D = 0.5$ см в воду в диапазоне высот от 6 до 94 см, приведены на рис. 7. Гидрофон установлен на глубине 5 см на расстоянии 5 см от линии падения капли. При сохране-

нии общего характера кривых, включающих ударный импульс с последующими осцилляциями, сильное уменьшение давления с заходом в область отрицательных значений и локальный максимум, имеются заметные индивидуальные различия в амплитудах экстремумов и их положениях на временной оси.

На фонограммах присутствует крутой фронт в начальной фазе контакта, продолжительный пологий спад с выходом в отрицательные значения, за которым следует локальный максимум давления. При малых высотах падения капли H_d (рис. 7*a,б*) величина фронтального импульса невелика — менее 1 Па. Она заметно увеличивается с ростом высоты при $H_d > 30$ см (рис. 7*ж*) и достигает наибольших значений при $H_d > 70$ см (рис. 7*м–o*).

Задержка между начальным и последующим максимумами давления при малых значениях высоты H_d сначала увеличивается с ростом высоты, а затем меняется нерегулярно от опыта к опыту в диапазоне $40 \text{ см} < H_d < 50 \text{ см}$. Сравнение данных последовательных опытов указывает на сильную изменчивость внутренней структуры начального импульса при сохранении общей формы огибающей.

На вставках рис. 7, где показаны растянутые начальные участки фонограмм, можно видеть короткий затухающий (рис. 7б) и продолжительный (рис. 7г) пакеты, отдельные выбросы, примыкающие к фронту (рис. 7д) или отстающие от него (рис. 7ж). Основная часть реализаций содержит одиночный ударный импульс, сопровождаемый слабыми флуктуациями (рис. 7з–о). Многообразие форм высокочастотных пакетов в начальном импульсе свидетельствует о действии различных источников формирования акустического сигнала первичного контакта I.

Вариации акустических сигналов и механических движений, непосредственно следующих за контактом капли с жидкостью, вызваны рядом неконтролируемых факторов, к числу которых относятся неидеальность формы капли, изменчивость состояния ее поверхности, на которую влияют объемные осцилляции и капиллярные поверхностные волны, а также воздействие окружающего воздуха.

Наблюдения показывают, что осцилляции и волны, возникающие при отрыве капли [18], сохраняются вплоть до контакта со свободной поверхностью вследствие малости диссипативных факторов. Форма капли определяет распределение давления и сил трения вдоль ее поверхности.

Изменчивость углового положения большой оси капли диаметром $D = 0.5 \text{ см}$, падающей с высоты 1 м, на последних 5 см траектории иллюстрирует выборка из видеоряда (рис. 8). Здесь приводящаяся капля имела форму овоида, большая ось которого непрерывно поворачивалась против часовой стрелки от $\alpha = 67^\circ$ до $\alpha = -48^\circ$ в течение 10.5 мс, за которые капля преодолевает последние 5 см до поверхности. Дополнительную деформацию капля испытывает перед приводнением, и на ее лобовой поверхности может формироваться впадина, способствующая поступлению воздуха в толщу жидкости [35].

Изменчивость формы и динамического состояния поверхности капли (амплитуды, частоты и пространственного спектра осцилляций) влияют на параметры полного акустического сигнала при неизменных условиях опытов. В данной серии, где кап-

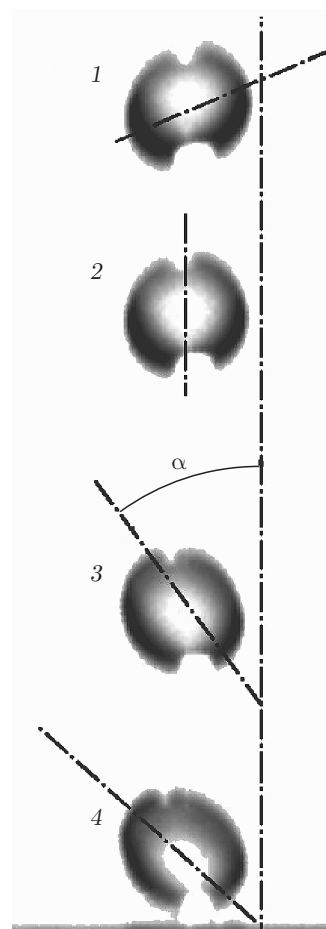


Рис. 8. Угловые положения капли относительно вертикали на различных расстояниях h_d от поверхности. Для кадров 1–4 (t , мс, h_d , см, α) = 0, 5, 67° ; 2, 3.8, 0° ; 6.5, 2.1, -36° ; 10.5, 0, -48° . Штрихпунктирными линиями показаны вертикаль и большая ось капли. Вырезы в изображениях капли вызваны световыми бликами

ля падала с высоты $H_d = 100 \text{ см}$, в фонограмме всегда присутствует начальный сигнал (рис. 9а–г), за которым с задержкой 200–250 мс следуют вторичные звуковые пакеты. Чаще всего наблюдается слабый одиночный акустический пакет (рис. 8а). Иногда при тех же внешних условиях (высота падения и размер капли) после начального сигнала звуковые пакеты либо отсутствуют (рис. 8б), либо появляются в виде интенсивных двойных или одиночных пакетов (рис. 8в,г). Времена задержки между отдельными пакетами в акустическом сигнале определяются динамикой подводных течений, возникающих при погружении капли.

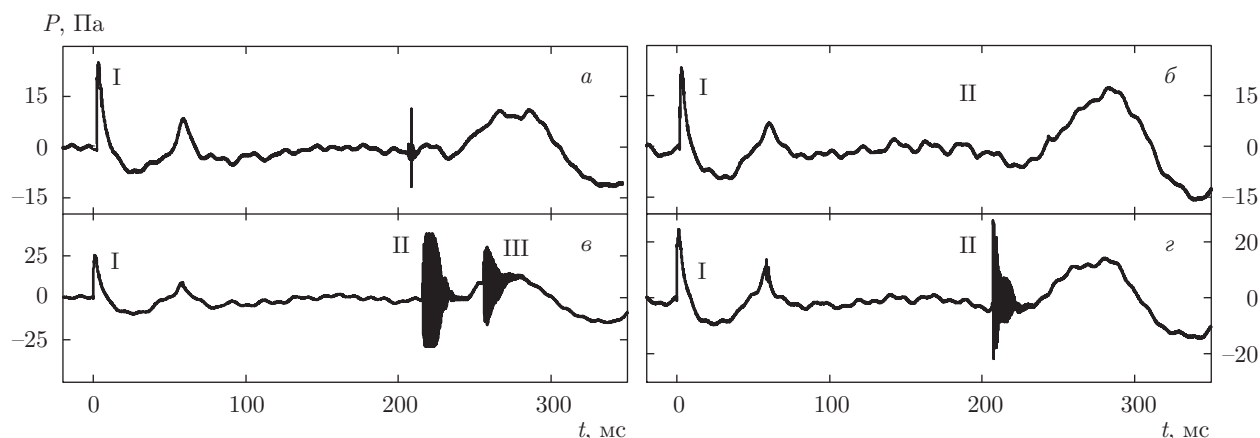


Рис. 9. Фонограммы повторяющихся опытов при постоянных значениях высоты падения ($H_d = 100$ см) и диаметра ($D = 0.5$ см) капли. Угол привождения капли $\alpha = 0.5^\circ$ (а), 12° (б), 14° (в), 16° (г)

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Совместный анализ фонограмм и картин течений свидетельствует о тесной связи течений и акустических процессов при падении капель в жидкость. В акустическом сигнале выделены регулярно повторяющиеся интенсивные компоненты — начальный импульс с крутым передним фронтом, продолжительный спад с последующим подъемом и группой запаздывающих звуковых пакетов, на фоне которых наблюдаются нестационарные высокочастотные возмущения. Сложный состав фонограммы отражает действие различных источников как гидродинамической (эволюционирующие каверна, венец, капиллярные волны), так и акустической природы.

Тонкоструктурные компоненты фонограммы наиболее выражены на начальном интервале, где происходит слияние капли с принимающей жидкостью — быстрое уничтожение свободной поверхности на фоне продолжительного погружения капли. Быстрое выделение энергии порождает крутой передний фронт акустического сигнала, а также быстрые короткоживущие течения — кольцевую пелену, стримеры, брызги. Многообразие одновременно протекающих процессов с различающимися на несколько порядков линейными и временными масштабами согласуется с данными масштабного анализа определяющей системы уравнений и физически обоснованных граничных условий.

Характерный масштаб времени крупномасштабных процессов определяется размерами и скоростью капли $T_M = D/U$, периодом колебаний ее формы T_v [18], а также временем эволюции каверны и венца.

Микромасштаб времени определяется продолжительностью наиболее быстрой стадии процесса

слияния — переходом доступной потенциальной поверхностной энергии $\sigma\Delta S$ во внутреннюю энергию. Продолжительность данной стадии по экспериментальным данным совпадает с длительностью фронта начального сигнала и не превышает 10 мкс. Начальное возмущение возбуждает высокочастотные осцилляции мелких газовых пузырьков, обычно присутствующих в приповерхностном слое. Осцилляции, наложенные на задний фронт начального импульса, впервые зарегистрированы в данных опытах. Одновременно с акустическим фронтом в области первичного контакта капли с жидкостью возникает быстрое течение, которое формирует тонкую кольцевую пелену с отдельными радиальными стримерами в воздухе и тонкими струйками в толще жидкости [32].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Опыты по измерению акустического давления в широкой полосе синхронно со скоростной высоко-разрешающей видеорегистрацией картины течения при падении свободной капли воды в воду показали, что в полном акустическом сигнале наряду с ранее известными компонентами (устойчиво воспроизводимых начальном импульсе и последовательности звуковых пакетов) присутствуют нестационарные высокочастотные сигналы. Параметры высокочастотных компонент — время появления, длительность, частота, интенсивность — зависят от условий контакта капли с принимающей жидкостью, которые подвержены неконтролируемым факторам, в частности, вариациям формы капли.

Нестационарные высокочастотные пакеты наблюдаются одновременно с быстрыми гидродинамическими процессами формирования пелены, стримеров, мелких капель, а также подводной каверны и надводного венца. Совокупность гидродинамических процессов возмущений формирует полный акустический сигнал, включающий ударный акустический импульс, последующие локальные отрицательные и положительные флуктуации давления, а также запаздывающие звуковые пакеты.

Представляет интерес дальнейшее исследование физики акустических и гидродинамических явлений и их связи с оптическими эффектами (в частности, сонолюминесценции).

Работа выполнена на стенде ЭСП УИУ «ГФК ИПМех РАН» при финансовой поддержке Российской академии наук (Программа ОЭММПУ РАН IV-12-4 «Формирование и взаимодействие волн и вихрей в сплошных средах») и РФФИ (проект 15-01-09235).

ЛИТЕРАТУРА

- W. B. Rogers, Amer. J. Sci. and Arts, 2nd ser. **26**, 246 (1858).
- J. J. Thomson and H. F. Newall, Proc. Roy. Soc. London **29**, 417 (1885).
- A. T. Jones, Science **52**, 295 (1920).
- M. Minnaert, Phil. Mag. **16**, 235 (1933).
- V. O. Knudsen, R. S. Alford, and J. W. Emling, J. Marine Res. **1**, 410 (1948).
- J. A. Nystuen, J. Acoust. Soc. Amer. **79**, 972 (1986).
- L. Bjorno, Colloque C5. Suppl. J. De Physique **3** C5, 1023 (1994).
- H. C. Pumphrey, L. A. Crum, and L. Bjorno, J. Acoust. Soc. Amer. **85**, 518 (1989).
- G. J. Franz, Acoust. Soc. Amer. **31**, 1080 (1959).
- A. Prosperetti, L. A. Crum, and H. C. Pumphrey, J. Geophys. Res. **94**, 3255 (1989).
- L. A. Crum, H. C. Pumphrey, R. A. Roy et al., J. Acoust. Soc. Amer. **106**, 1765 (1999).
- H. C. Pumphrey and P. A. Elmore, J. Fluid Mech. **220**, 539 (1990).
- Дж. К. Бэтчелор, *Введение в динамику жидкостей*, РХД, Москва-Ижевск (2004), с. 90.
- Б. Е. Гельфанд, М. В. Сильников, К. Токаяма, *Разрушение капель жидкости*, Изд-во Политехн. унив. Санкт-Петербург (2008), с. 1.
- В. А. Архипов, А. С. Ткаченко, А. С. Усанина, Инженерно-физический ж. **86**, 534 (2013).
- В. А. Архипов, И. М. Васенин, В. Ф. Трофимов, А. С. Усанина, Механика жидкости и газа **2**, 5 (2013).
- В. А. Архипов, И. М. Васенин, В. Ф. Трофимов, У. М. Шереметьева, Оптика атмосферы и океана **19**, 526 (2006).
- В. Е. Прохоров, Ю. Д. Чашечкин, Изв. РАН МЖГ **4**, 109 (2014).
- Ю. Д. Чашечкин, В. Е. Прохоров, ДАН **434**, 51 (2010).
- В. Е. Прохоров, Ю. Д. Чашечкин, Акуст. ж. **57**, 792 (2011).
- В. Е. Прохоров, Ю. Д. Чашечкин, ДАН **443**, 48 (2012).
- Yu. D. Chashechkin and V. E. Prokhorov, Adv. Appl. Acoust. **3**, 1 (2014), DOI:10.14355/aiaas.2014.0301.01.
- Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика, т. 6, Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
- S. T. Thoroddsen, K. Takehara, and T. G. Etoh, J. Fluid Mech. **527**, 85 (2005).
- Д. Эйзенберг, В. Кауцман, *Структура и свойства воды*, Гидрометеониздат, Ленинград (1975), с. 258.
- O. Teschke and E. F. de Souza, Chem. Phys. Lett. **403**, 95 (2005).
- R. Greef and J. G. Frey, Phys. Stat. Sol. **5**, 1184 (2008).
- O. Teschke and E. F. de Souza, Phys. Chem. **7**, 3856 (2005).
- F. E. G. Güner, J. Wählin, M. Hinge, and S. Kjølstrup, Chem. Phys. Lett. **622**, 15 (2015).
- Н. Ф. Бункин, К. В. Индукаев, П. С. Игнатьев, ЖЭТФ **131**, 539 (2007).
- S. T. Thoroddsen, T. G. Etoh, and K. Takehara, Ann. Rev. Fluid Mech. **40**, 257 (2008).
- Ю. Д. Чашечкин, В. Е. Прохоров, ДАН **436**, 768 (2011).
- S. T. Thoroddsen, M.-J. Thoraval, K. Takehara, and T. G. Etoh, Phys. Rev. Lett. **106**, 034501 (2011).
- S. T. Thoroddsen, M.-J. Thoraval, K. Takehara, and T. G. Etoh, J. Fluid Mech. **708**, 469 (2012).
- T. Tran, H. De Maleprade, C. Sun, D. Lohse, J. Fluid Mech. **726**, R3-1 (2013).