

УДК 534.212+534.232

## ОПТОАКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В СУСПЕНЗИЯХ: КОНКУРЕНЦИЯ МЕХАНИЗМОВ И СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

© 2005 г. С. В. Егерев, О. Б. Овчинников, А. В. Фокин

Акустический институт имени Н.Н. Андреева РАН  
117036 Москва, ул. Шверника 4

E-mail: sergey\_egerev@mtu-net.ru

Поступила в редакцию 8.11.2004 г.

Рассматривается оптоакустическое преобразование в разбавленных суспензиях под действием лазерного импульса наносекундной длительности. Теоретически и экспериментально исследовался режим умеренных значений плотности энергий лазерного импульса, при которых наблюдается конкуренция термооптического и кавитационного преобразования звука, приводящая к существенным флуктуациям акустического отклика от одного лазерного импульса к другому. Получены аналитические выражения для основных характеристик акустического сигнала. Проведено моделирование статистических характеристик кавитационного вклада в сигнал по методу Монте-Карло. Эксперимент проводился с использованием импульсов второй гармоники YAG-лазера и тестовых суспензий. Гистограммы амплитуд акустических сигналов могут быть использованы для дискриминации механизмов оптоакустического преобразования, а также могут быть положены в основу метода диагностики малого содержания нерастворимой фазы в жидкостях.

### ВВЕДЕНИЕ

При изучении генерации звука лазерным излучением иногда приходится сталкиваться с вероятностным характером эффекта. Например, проводились исследования случайного акустического поля, возбуждаемого в море при лазерном облучении взволнованной морской поверхности при наличии случайно-неоднородного гетерофазного подповерхностного слоя [1, 2].

Ярким примером статистического характера оптоакустического преобразования является эффект генерации звука при облучении лазерным импульсом жидких суспензий и неоднородных растворов. Этот эффект рассматривается в настоящей статье. Мы ограничиваемся весьма разбавленными суспензиями, и, соответственно, эффект рассматривается в приближении однократного рассеяния света (оптоакустика сильно рассеивающих гетерогенных сред представляет собой другое, весьма быстро развивающееся направление [3]).

Изучение статистических характеристик механизмов оптоакустического преобразования в разбавленных суспензиях имеет как фундаментальное, так и прикладное значение. Например, можно привести хотя бы два примера важных медицинских суспензий, для которых применение оптоакустической диагностики весьма перспективно: это суспензии липополисахаридов (размеры час-

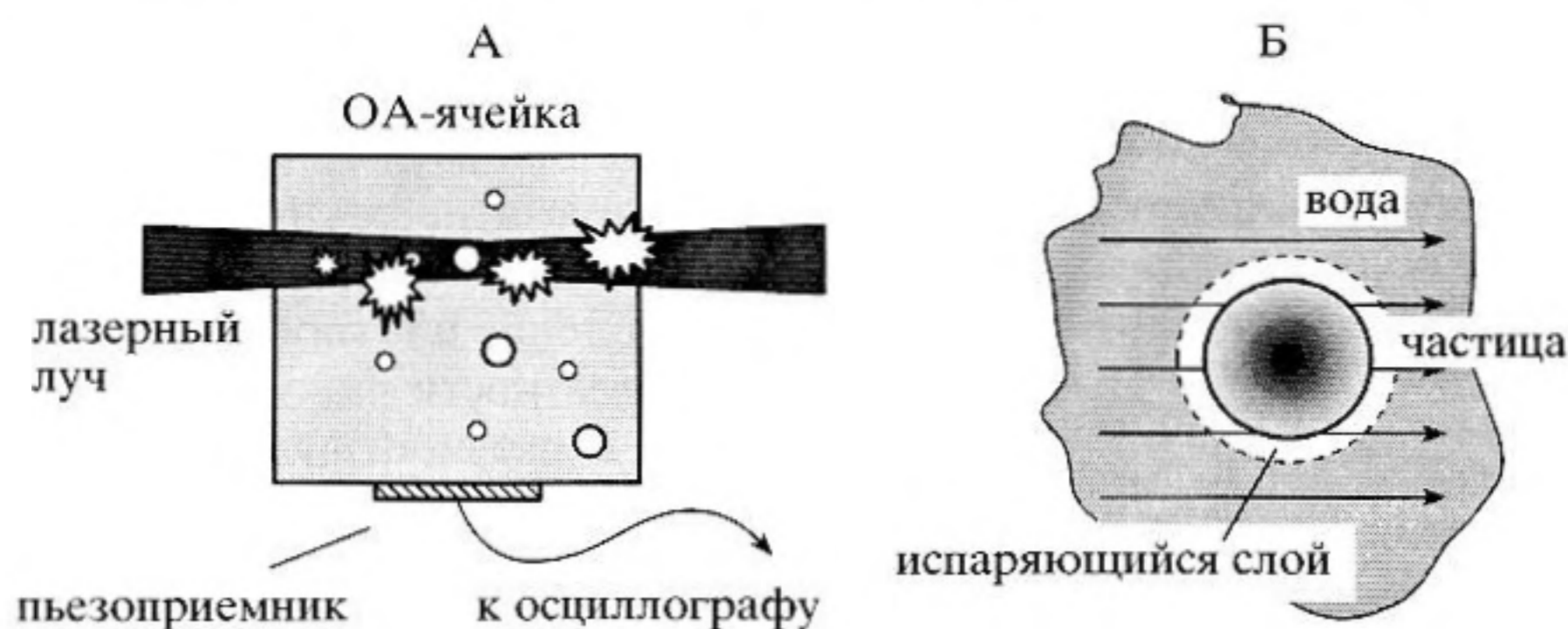
тиц – несколько микрон) [4] и суспензии золотых наночастиц [5].

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

По-видимому, первые исследования вероятностных характеристик оптоакустического преобразования в слабопоглощающих неоднородных жидкостях проведены около 15 лет назад [6, 7]. Как было уже известно к тому времени, оптоакустическая (ОА) спектроскопия в принципе позволяла достигнуть рекордной чувствительности обнаружения малых концентраций примесей в биологических и медицинских растворах и суспензиях. В основу спектроскопии был положен эффект линейной лазерной термооптической генерации звука в жидкостях, которые считали однородными растворами. Количественную основу измерений составила известная формула [8] для максимального уровня звукового сигнала, наблюдаемого в поперечном к оси луча направлении при возбуждении жидкости коротким (в типичном случае наносекундным) лазерным импульсом

$$p_m \approx (\mu\beta c^2 E) / (\pi a_0^{3/2} c_p r^{1/2}), \quad (1)$$

где  $\mu$  – коэффициент оптического поглощения,  $\beta$  – коэффициент объемного теплового расширения,  $c$  – скорость звука,  $E$  – энергия лазерного импульса,  $a_0$  – диаметр поперечного сечения луча,  $r$  – расстояние от оси луча до точки наблюдения,  $c_p$  –



**Рис. 1.** Упрощенная схема эксперимента. Схема А представляет общую геометрию. Лазерный луч фокусируется в оптоакустической ячейке со суспензией частиц в малой концентрации. Кружками показаны частицы, составляющие эту суспензию. Звездочками показаны частицы, для которых в данном импульсе выполняется порог вскипания окружающей жидкости. Схема В показывает, что именно происходит вокруг частицы, удовлетворяющей пороговому условию. Расширяющийся паровой слой является эффективным источником звука.

удельная теплоемкость растворителя. В анализе однородных растворов эта формула сыграла важную роль.

Опыты с оптоакустическим преобразованием в неоднородных жидкостях выявили нестационарный характер звукового отклика даже при весьма умеренных значениях энергии лазерного импульса. Возникавшие в серии мощные сигналы, перекрывающие термооптический вклад, заставили сделать предположение о появлении нового вклада кавитационного характера, инициированного нагревом неоднородностей.

Таким образом, вопрос применимости формулы (1) при ОА анализе суспензий во многом сводится к вопросу оптического контраста неоднородностей, присутствующих в пробе, по отношению к окружающей жидкости. В свою очередь, этот оптический контраст зависит от длины волны лазерного излучения и характеристик, как растворителя, так и твердой фазы. Если этот контраст велик, то, начиная с определенной энергии в лазерном импульсе, формула (1) в лучшем случае описывает только регулярную компоненту общего сигнала. Можно говорить об определенной конкуренции обычного термооптического и нестационарного кавитационного вкладов при оптоакустическом преобразовании в суспензиях. Очевидно, что исследование природы данного случайного процесса в первую очередь предполагает учет порога энергии, которую та или иная частица должны получить, чтобы стимулировать рост отдельной кавитационной полости.

Упрощенная схема лазерной генерации звука в суспензиях представлена на рис. 1 а,б. Взаимодействие лазерного луча со слабопоглощающей неоднородной жидкостью, содержащей взвешенные поглощающие частицы, вызывает оптоакустическое преобразование в пределах области, имеющей форму вытянутого цилиндра. Излучаемый акустический сигнал обычно регистрируют в

направлении, перпендикулярном оси лазерного луча (далее рассматривается именно этот сигнал). Собственно жидкость (растворитель) почти прозрачна для излучения, однако взвешенные частицы эффективно нагреваются лазерным импульсом. При малой плотности оптической энергии акустический сигнал вызван тепловым расширением жидкости, которая (а) нагревается непосредственно лазерным лучом и (б) получает тепловую энергию от нагретых частиц.

Роль частиц возрастает, если энергия лазерного импульса достигает определенного порогового значения. Отдельные частицы нагреваются выше температуры кипения жидкости. Такую частицу обволакивает слой пара, испытывающий быстрое расширение. Выделяющаяся в расширяющуюся полость энергия лазерного импульса преобразуется как в энергию пульсаций полости, так и в энергию, уносимую акустической волной. Суммарный сигнал в этих условиях имеет случайную амплитуду и профиль, так как вклад вносят источники разной интенсивности и расположения, меняющиеся от импульса к импульсу.

Анализ абсолютной величины амплитуды кавитационного вклада – непростая задача. Однако для целей качественного статистического анализа вклада кавитационной составляющей сигнала допустимо согласно [7] считать амплитуду сигнала, излучаемого элементарной полостью, пропорциональной разности между поглощенной энергией и энергией, необходимой для нагрева частицы до температуры кипения жидкости.

Эксперименты показывают, что при дальнейшем увеличении плотности лазерной энергии сигнал снова становится устойчивым (режим развитой лазерной искры). Исторически, этот режим исследовался еще в 60-х – 80-х годах параллельно изучению термооптической генерации звука [9]. Так, в работе [10] получены тенеграммы пульсаций пузырька, а в работе [11] дано описание акус-

тогидродинамических явлений при оптическом пробое жидкости. При этом каких-либо интересных статистических эффектов не обнаружено.

Таким образом, неустойчивость амплитуды звукового сигнала при облучении реальных жидкостей характеризует лишь ограниченный диапазон энергии лазерного излучения. Как было показано в упоминавшихся работах [6, 7], амплитудные гистограммы являются важным инструментом при исследовании акустических откликов в диапазоне неустойчивости. В работе [12] метод гистограмм исследовался с позиций его диагностического потенциала, при этом в качестве тест-объектов применялись суспензии латекса.

В данной работе подробные амплитудные гистограммы получены, во-первых, как результат компьютерного моделирования, и, во-вторых, как результат эксперимента.

### ТЕОРИЯ

Изложенная выше феноменологическая модель положена в основу исследования нестационарной кавитационной составляющей акустического сигнала. С количественной стороны модель основана на следующих предположениях.

Во-первых, суспензия считается монодисперсной, причем учитывается только кавитационная составляющая сигнала. Амплитуда сигнала от одной частицы отлична от нуля, только если плотность потока энергии оптического излучения  $\varepsilon$  в точке расположения частицы выше пороговой плотности потока энергии  $\varepsilon_{th}$ , необходимой для образования расширяющегося пузырька. При этом предполагается, что амплитуда сигнала пропорциональна разности между поглощенной энергией и пороговой [7]. Будем нормировать амплитуду сигнала на амплитуду сигнала от частицы, поглотившей энергию, в два раза превышающую пороговую. Тогда нормированная (безразмерная) амплитуда сигнала  $p(\varepsilon)$  представляется следующим выражением:

$$p(\varepsilon) = (\varepsilon - \varepsilon_{th})/\varepsilon_{th}. \quad (2)$$

Во-вторых, предполагалось, что полная амплитуда кавитационного вклада в сигнал, возбуждаемый в монодисперсной суспензии, представляет собой сумму амплитуд сигналов от отдельных частиц. Это справедливо, если разность времен прихода звуковых импульсов от различных частиц на приемник мала по сравнению с характерной длительностью сигнала от одной частицы, определяемой верхней частотой полосы приема.

В-третьих, моделировалась типичная экспериментальная ситуация, когда продольный размер фокального пятна  $l$  велик по сравнению с поперечным размером фокального пятна  $a$  (размером перетяжки).

Кроме того, предполагалось, что суспензия – слабоконцентрированная, так что влияние поглощения и рассеяния оптического излучения частицами на распределение плотности потока энергии пренебрежимо мало. В этом случае распределение плотности потока энергии излучения в окрестности фокуса может быть рассчитано в рамках квазиоптического приближения. Оно имеет в цилиндрических координатах  $r$  и  $z$  следующий вид [13]:

$$\varepsilon(z, r) = \frac{\varepsilon_m}{1 + (z/l)^2} \exp\left\{-\frac{(r/a)^2}{1 + (z/l)^2}\right\}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_m$  – плотность потока энергии в центре фокального пятна.

В рамках рассматриваемой модели удастся аналитически рассчитать такие важные характеристики процесса генерации сигнала, как среднее число частиц над порогом  $\langle N_{th} \rangle$  и среднее значение амплитуды сигнала  $\langle p_N \rangle$  в серии испытаний по облучению монодисперсной суспензии, содержащей  $N$  частиц.

Предварительно рассчитаем следующую важную величину – объем области  $V(\varepsilon_b)$ , в которой плотность потока энергии излучения превышает  $\varepsilon_b$  ( $\varepsilon_b \leq \varepsilon \leq \varepsilon_m$ ). Граница этой области определяется уравнением:

$$r^2 = (1 + z^2) \ln \frac{\zeta}{1 + z^2}, \quad (4)$$

где  $\zeta = \varepsilon_m/\varepsilon_b$ , а продольная и поперечные координаты измеряются соответственно в единицах продольного и поперечного размеров фокального пятна. Форма границы области зависит от соотношения величины параметра  $\zeta$  и числа  $e$  (см. рис. 2). При  $\zeta > e$  наиболее удаленная от оси точка границы располагается в точке  $z = \pm \sqrt{\zeta/e - 1}$  на расстоянии  $r = \sqrt{\zeta/e}$ . Произведя элементарное интегрирование, получаем для искомого объема следующее выражение:

$$V(\varepsilon_b) = \frac{8\pi}{3} a^2 l \left( \frac{1}{6} (\zeta - 1)^{3/2} + \sqrt{\zeta - 1} - \arctg \sqrt{\zeta - 1} \right). \quad (5)$$

Так как частицы располагаются в объеме случайно и независимо друг от друга, среднее число частиц над порогом определяется произведением концентрации частиц  $n$  на объем области  $V(\varepsilon_{th})$ , в

которой плотность потока энергии излучения превышает пороговую:

$$\langle N_{th} \rangle = nV(\epsilon_{th}) = \frac{8\pi}{3} na^2 l \left( \frac{1}{6} (\Delta\epsilon)^{3/2} + \sqrt{\Delta\epsilon} - \arctg \sqrt{\Delta\epsilon} \right), \quad (6)$$

$$\Delta\epsilon = \frac{\epsilon_m - \epsilon_{th}}{\epsilon_{th}}$$

Отметим следующие из (6) полезные асимптотические соотношения:

$$\langle N_{th} \rangle \approx \frac{4\pi}{3} na^2 l (\Delta\epsilon)^{3/2}, \quad \Delta\epsilon \ll 1,$$

$$\langle N_{th} \rangle \approx \frac{4\pi}{9} na^2 l (\Delta\epsilon)^{3/2}, \quad \Delta\epsilon \gg 1.$$

Амплитуда сигнала представляется суммой независимых откликов отдельных частиц, поэтому справедливо соотношение:

$$\langle p_N \rangle = \int_{\epsilon_m}^{\epsilon_{th}} p(\epsilon_b) n dV(\epsilon_b). \quad (7)$$

Используя (2) и (5), получаем из (7) выражение для среднего значения амплитуды сигнала:

$$\langle p_N \rangle = \frac{8\pi}{3} na^2 l \left( \frac{1}{3} (\Delta\epsilon)^{3/2} - \sqrt{\Delta\epsilon} + \arctg \sqrt{\Delta\epsilon} \right). \quad (8)$$

Справедливы следующие асимптотики:

$$\langle p_N \rangle \approx \frac{8\pi}{15} na^2 l (\Delta\epsilon)^{5/2}, \quad \Delta\epsilon \ll 1$$

$$\langle p_N \rangle \approx \frac{8\pi}{9} na^2 l (\Delta\epsilon)^{3/2}, \quad \Delta\epsilon \gg 1.$$

В случае, когда в пробе находится только одна частица, можно даже получить аналитическое выражение для плотности распределения вероятности нормированной амплитуды сигнала  $p_1$ , принимающей в зависимости от местоположения частицы в момент облучения случайные значения  $p$ , определяемые соотношением (2). Пусть эта частица содержится в ячейке объема  $V$ . Тогда плотность распределения  $\phi_{p_1}(p)$  определяется выражением:

$$\phi_{p_1}(p) = \left( 1 - \frac{V_{th}}{V} \right) \delta(p) + \left| \frac{1}{V} \frac{dV(\epsilon_b)}{dp(\epsilon_b)} \right|, \quad (9)$$

где  $\delta(p)$  – дельта-функция,  $V_{th} = V(\epsilon_{th})$  – объем области, в которой плотность потока энергии выше пороговой. Предполагается, что  $\epsilon_m \geq \epsilon_{th}$ , и, кроме того, “надпороговая” область  $\epsilon_m \geq \epsilon \geq \epsilon_{th}$  целиком содержится в области ячейки. Распределение (9) носит дискретно-непрерывный характер. Первое слагаемое формально определяет конечную ве-

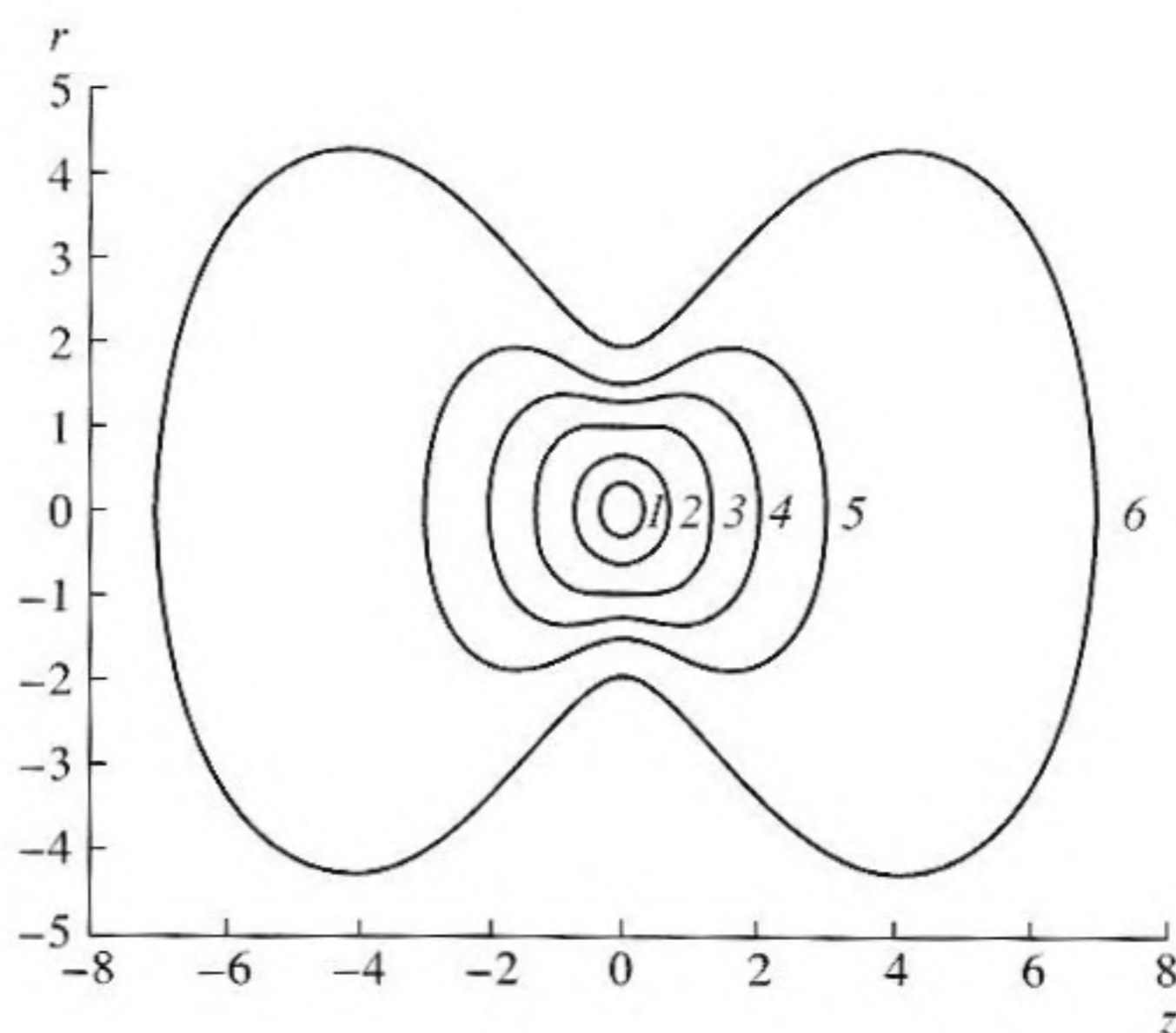


Рис. 2. К определению конфигурации фокальной области, используемой в расчетах. Кривые ограничивают области с плотностью потока энергии  $\epsilon$ , удовлетворяющей соотношению  $\epsilon_b \leq \epsilon \leq \epsilon_m$  для  $\zeta = \epsilon_m/\epsilon_b = 1.1$  (кривая 1), 1.5 (2),  $e = 2.72...$  (кривая 3), 5 (4), 10 (5), 50 (6), где  $\epsilon_m$  – плотность потока энергии в центре фокального пятна.

роятность того, что амплитуда сигнала принимает нулевое значение – частица находится в области, где плотность потока энергии ниже пороговой. Второе слагаемое описывает плотность распределения в интервале значений  $0 < p < \gamma - 1$  соответствующей ситуации, когда частица попадает в “надпороговую” область.

Подставляя в (9) выражения (2), (5), окончательно получаем:

$$\phi_{p_1}(p) = \left( 1 - \frac{V_{th}}{V} \right) \delta(p) + \frac{2\pi a^2 l}{3 V} \left( 1 + \frac{\gamma}{p+1} - 2 \frac{p+1}{\gamma} \right) \frac{\gamma}{(p+1)^2} \left( \frac{\gamma}{p+1} - 1 \right)^{-1/2}, \quad (10)$$

$$0 \leq p < \gamma - 1,$$

где параметр  $\gamma = \epsilon_m/\epsilon_{th}$  представляет собой плотность потока энергии в центре фокального пятна, нормированную на пороговую плотность потока энергии. Интересно отметить, что при  $\gamma \gg 1$  имеется достаточно широкая область значений амплитуды сигнала  $p \ll \gamma - 1$ , где плотность распределения имеет степенной характер  $\phi_{p_1}(p) \propto (p+1)^{-7/2}$ .

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПО МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО

Для проверки полученных выше аналитических результатов и анализа статистических харак-

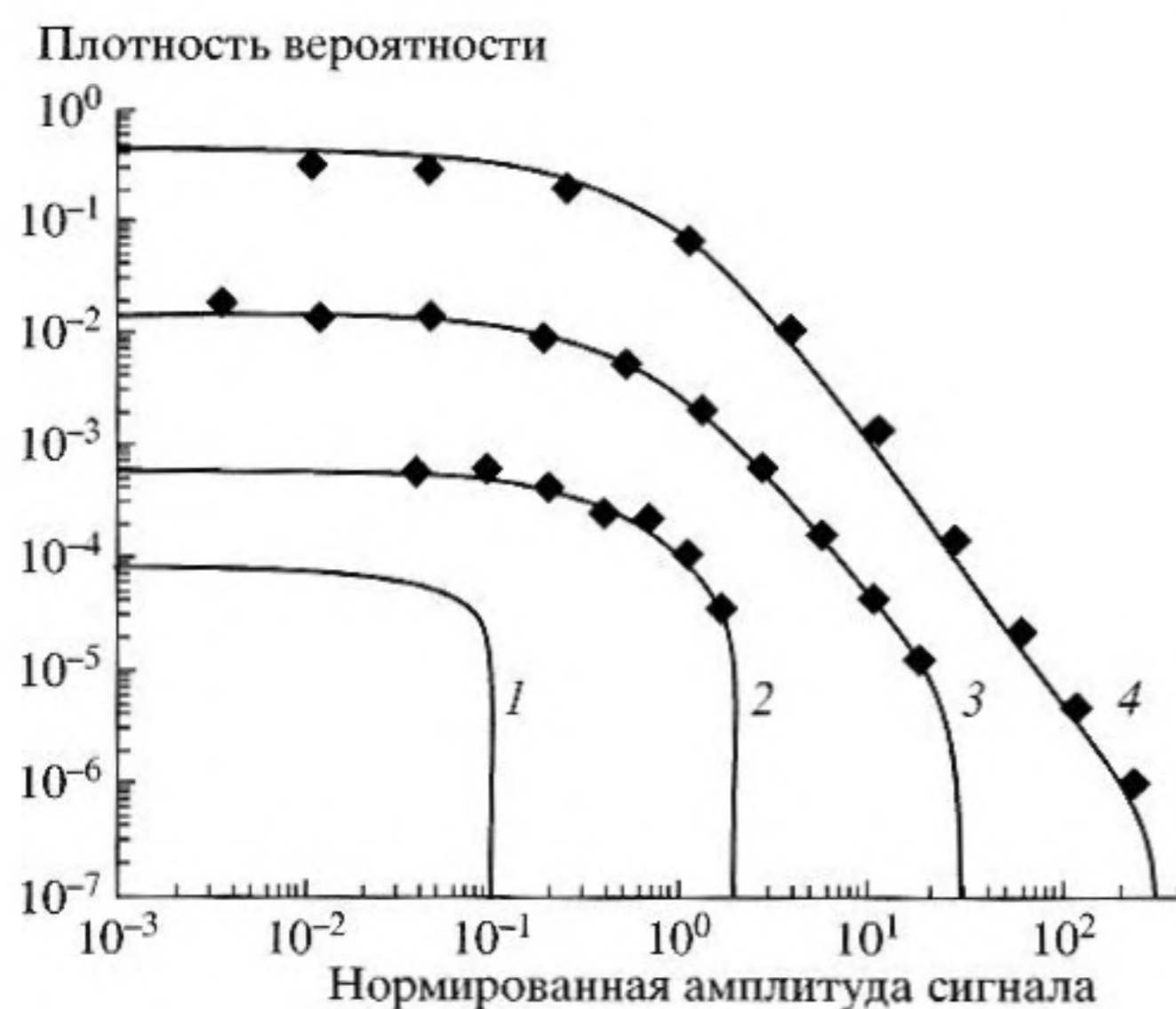


Рис. 3. Кавитационная составляющая сигнала. Плотность распределения вероятности нормированной амплитуды сигнала в двойных логарифмических координатах для серий, полученных при значениях энергетического параметра  $\gamma = 1.1$  (кривая 1); 3 (2); 30 (3); 300 (4). Число частиц  $N_p = 100$ . Среднее число частиц над порогом меньше 1. Сплошные кривые – аналитический расчет по формуле (10), ромбики – численное моделирование.

теристик кавитационной составляющей звукового сигнала, формируемого большим числом частиц, было проведено моделирование по методу Монте-Карло. В основу моделирования положено предположение о том, что  $N_p$  частиц одинакового размера случайным образом распределялись в цилиндрической ячейке диаметра  $D$  и длины  $L$ . Распределение плотности потока энергии в ячейке описывалось соотношением (3). При этом центр фокального пятна располагался в центре ячейки, а плотность потока энергии  $\epsilon_m$  в этом центре задавалась в единицах пороговой плотности энергии  $\epsilon_{th}$ , одинаковой для всех частиц (то есть задавался безразмерный параметр  $\gamma$ ). Проводилось  $N_i$  испытаний, что соответствовало реальной экспериментальной ситуации облучения пробы серий лазерных импульсов. При каждом новом испытании координаты частиц получали новые случайные значения.

Нормированная амплитуда сигнала для каждого из  $N_i$  испытаний вычислялась как сумма нормированных амплитуд сигналов от каждой из  $N_p$  частиц, описываемых соотношением (2).

Соотношение размеров фокального пятна соответствовало типичной экспериментальной ситуации, когда продольный размер пятна в 10–100 раз превышает поперечный. Для экономии вычислений в качестве размеров ячейки использовались минимальные размеры, удовлетворяющие условию, что для интересующего нас диапазона плот-

ностей энергии оптического излучения ( $\gamma = \epsilon_m/\epsilon_{th}$  меняется от 1 до  $10^4$ ) вне ячейки плотность потока энергии оптического излучения была ниже пороговой. Соответственно, приняты следующие размеры фокального пятна и цилиндра (в единицах поперечного размера фокуса):  $a = 1$ ,  $l = 30$ ,  $L = 6000$ ,  $D = 125$ .

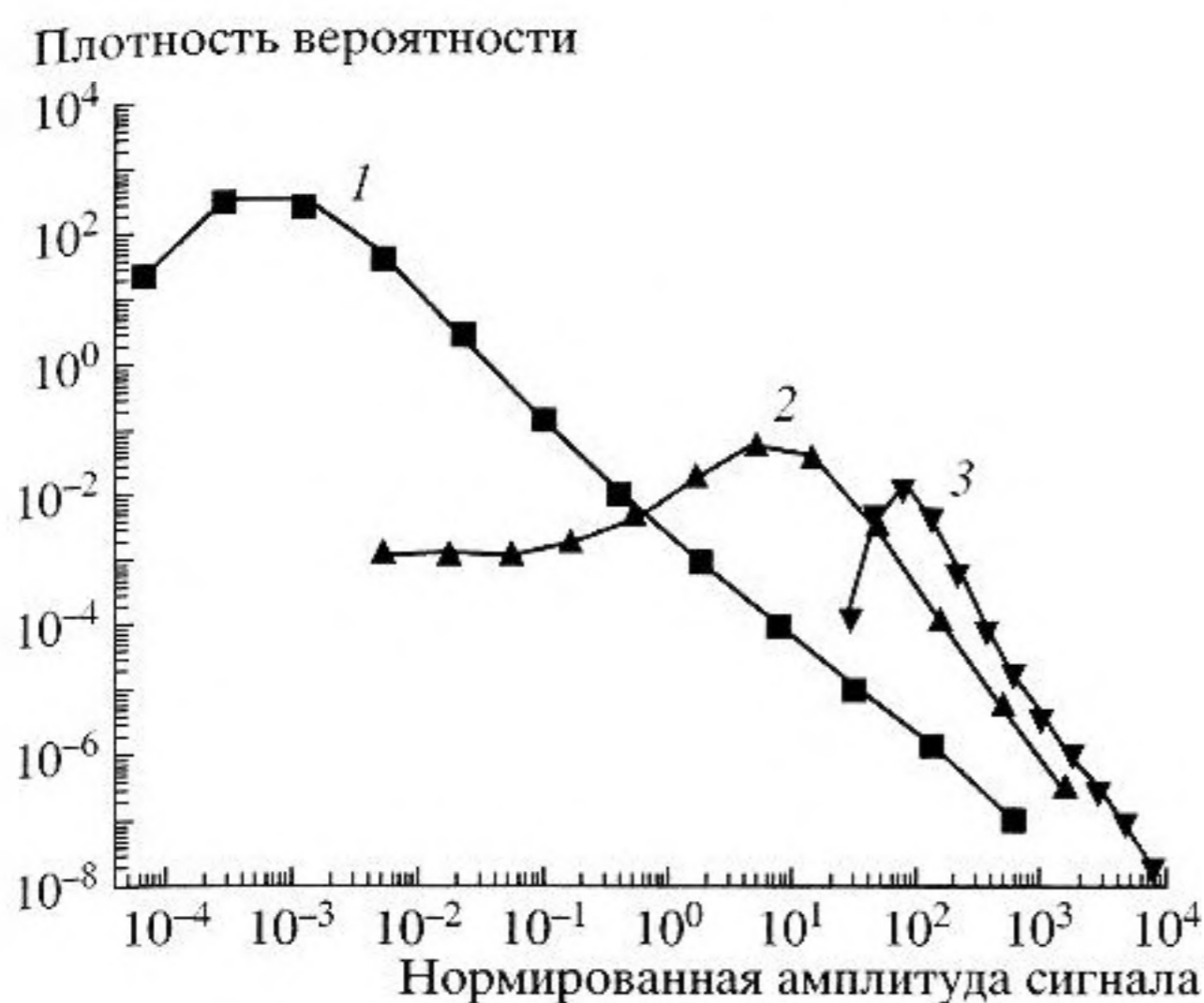
Рассматривались две ситуации, причем для каждой ситуации было смоделировано несколько серий облучения. Число испытаний в каждой серии составляло  $N_i = 300000$ .

Во-первых, исследовался вид плотности распределения вероятности амплитуды звукового сигнала при фиксированной концентрации частиц и различных значениях плотности лазерной энергии. Число частиц было принято равным 100, а нормированная плотность потока энергии в центре фокального пятна  $\gamma = \epsilon_m/\epsilon_{th}$  изменялась от серии к серии в пределах от 3 до  $10^4$ .

Во-вторых, исследовался вид этой же функции при фиксированной энергии и различных значениях концентрации частиц в суспензии. Величина  $\gamma$  фиксировалась равной  $10^4$ , а число частиц изменялось от 10 до  $10^4$ .

Для каждой серии испытаний вычислялась плотность распределения вероятности различных значений амплитуды сигнала. Для этого сначала из массива значений амплитуд были исключены нулевые значения, имеющие ненулевую вероятность и лишь формально описываемые плотностью вероятности (первое слагаемое в соотношении (2)). Далее массив значений амплитуд неравномерно разбивался на несколько интервалов и плотность распределения аппроксимировалась величиной  $(\Delta n(i)/N)/\Delta p(i)$ , где  $\Delta n(i)$  число событий с амплитудой, попавшей в  $i$ -ый интервал ширины  $\Delta p(i)$ .

Результаты моделирования энергетической динамики распределения амплитуд сигнала для суспензии из 100 частиц для различных плотностей потока энергии оптического излучения представлены на рис. 3, 4. На рис. 3 представлены результаты численного моделирования для диапазона плотностей энергии, соответствующих случаю, когда среднее число частиц над порогом меньше 1. Там же приведены результаты расчета по формуле (10), где учитывалось только второе слагаемое. Результаты аналитического расчета совпали с результатами численного моделирования. При малых значениях энергетического параметра  $\gamma$  плотность распределения практически постоянна во всем диапазоне и резко падает до 0 при  $p = \gamma - 1$ . С увеличением  $\gamma$  появляется область, где, как указывалось выше, распределение носит степенной характер с показателем  $7/2$ . Результаты численного моделирования при больших энергиях  $\gamma$ , когда среднее число частиц над порогом больше 1, представлены на рис. 4. В этом случае



**Рис. 4.** Кавитационная составляющая сигнала. Плотность распределения вероятности нормированной амплитуды сигнала в двойных логарифмических координатах для серий, полученных при значениях энергетического параметра  $\gamma = 1000$  (кривая 1); 3000 (2);  $10^4$  (3). Число частиц  $N_p = 100$ . Результаты численного моделирования. Среднее число частиц над порогом: 1.8, 9.4, 57.

плотность распределения становится немонотонной и не описывается соотношением (10). Более наглядно изменение вида плотности распределения с ростом среднего числа частиц над порогом демонстрируют результаты моделирования концентрационной динамики распределения амплитуд, показанные на рис. 5. Итак, когда среднее число частиц над порогом становится больше 1, в плотности распределения появляется локальный максимум в области малых значений  $p$ , при этом длинный степенной хвост сохраняется. При малом среднем числе частиц над порогом плотность распределения имеет сложный вид и помимо максимума может иметь локальный минимум (кривая 1 на рис. 5). При увеличении среднего числа частиц над порогом плотность распределения принимает вид нормального распределения.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

В отличие от рассмотренной выше модельной ситуации, в экспериментальной практике при облучении суспензий приходится иметь дело сразу с несколькими конкурирующими механизмами ОА преобразования. Эксперимент состоял в облучении проб фокусированным излучением второй гармоники YAG-лазера при энергии в импульсе от 0.3 до 20 мДж и длительности 10 нс. В качестве держателя образца служила ячейка объемом 80 мл. Ячейка оснащена пьезоприемником давления с



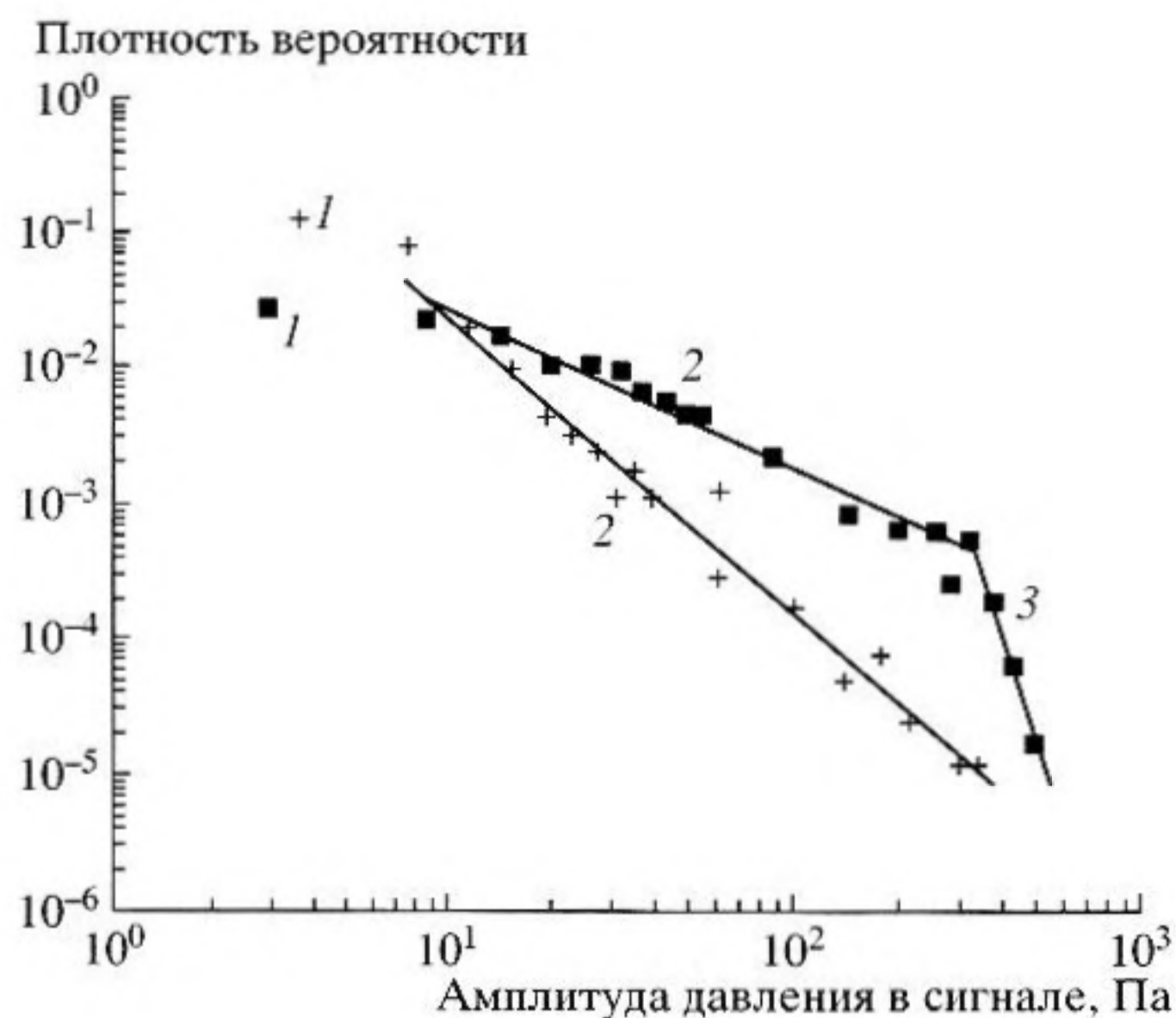
**Рис. 5.** Кавитационная составляющая сигнала. Плотность распределения вероятности нормированной амплитуды сигнала в двойных логарифмических координатах для серий, полученных при значении энергетического параметра  $\gamma = 10^4$  и следующего числа частиц в суспензии  $N_p = 10$  (кривая 1); 30 (2); 1000 (3);  $10^4$  (4). Результаты численного моделирования. Среднее число частиц над порогом, соответственно, составляет: 5.7; 17; 570; 5700.

чувствительностью 30 мкВ/Па в полосе регистрации 1 МГц. Геометрия ОА преобразования соответствовала рис. 1, расстояние от оси луча до приемника давления составляло 7 мм. Диаметр луча перед фокусирующей линзой составлял 10 мм. Облучение велось сериями по 2000 импульсов с последующей статистической обработкой. В пределах каждой серии энергия лазерного импульса оставалась постоянной.

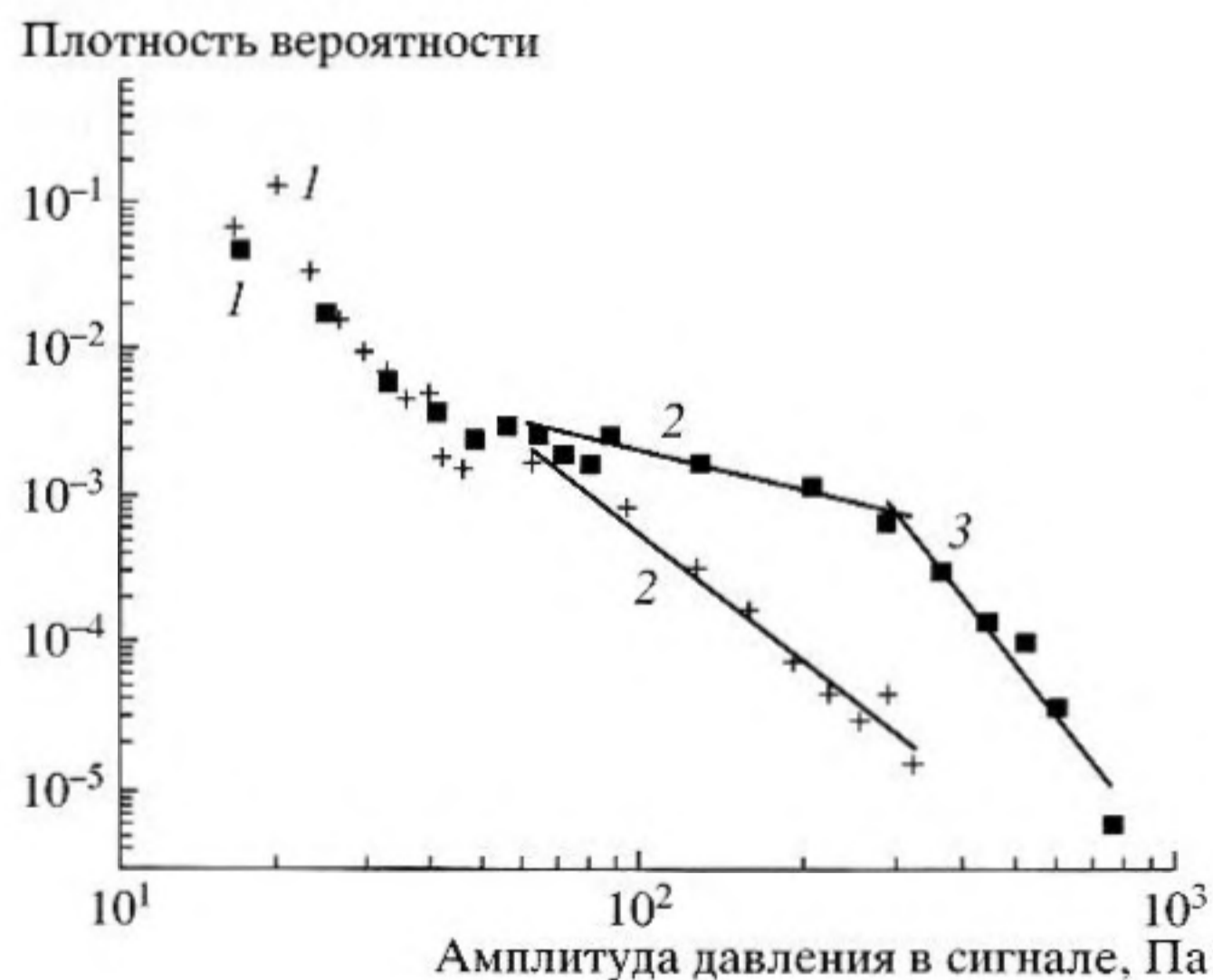
С выхода приемника сигнал поступал на первый канал 12-разрядного 2-канального АЦП (максимальная частота дискретизации 40 МГц). На второй канал поступал сигнал с фотодиода для контроля энергии лазерного импульса. Амплитуда каждого звукового сигнала умножалась на отношение средней за серию энергии лазерного импульса к текущей энергии. В результате обработки были построены гистограммы, показывающие распределение звуковых импульсов в серии по амплитуде.

На рис. 6 показаны гистограммы в двойных логарифмических координатах, соответствующие ОА преобразованию при облучении дистиллированной воды однократной очистки. Такую воду можно рассматривать как модель разбавленной суспензии.

На рис. 7 показаны гистограммы, полученные при облучении этого же образца воды с добавлением в нее частиц черной туши типичным диаметром 3 мкм. По сравнению с рис. 6 более выра-



**Рис. 6.** Эксперимент. Плотность распределения вероятности амплитуды в серии звуковых сигналов. Две серии облучения дистиллированной воды однократной очистки, при значениях энергии 0.3 мДж (крестики) и 1 мДж (квадратики). Фокусное расстояние линзы равно 10 см. Здесь (1) – реализации, в которых доминирует термооптический механизм генерации звука, (2) – реализации, в которых основной вклад в звукообразование вносят кавитационные явления при относительно небольшом числе “участвующих” частиц, (3) – реализации, в которых порог превышен для большого числа частиц (в этих реализациях наблюдается свечение в фокальной области).



**Рис. 7.** Эксперимент. Плотность вероятности распределения звуковых сигналов по амплитуде. Две серии облучения суспензии частиц туши (объемная концентрация  $10^{-6}$ ) при значениях энергии 13 мДж (крестики) и 17 мДж (квадратики). Фокусное расстояние линзы равно 14 см. Цифровые обозначения – те же, что и на предыдущем рисунке.

женной оказывается термооптическая генерация звука. Форма гистограмм остается приблизительно той же, однако для того, чтобы и в этой ситуации наблюдать реализации, соответствующие различным механизмам (участки 2 и 3), приходится несколько увеличивать фокусное расстояние линзы.

Предсказанное в теоретической части работы наличие прямолинейных участков на графиках обоих рисунков свидетельствует о том, что пологие “хвосты” распределений характеризуются убывающими степенными зависимостями, показатели которых, в свою очередь, зависят от энергии в серии и концентрации частиц. Это особенно характерно для реализаций с доминирующим кавитационным вкладом. На участках 2 значения этих показателей изменяются от 1 до 4,5 (напомним, что в теоретической части получено значение  $7/2$  для аналогичного показателя при облучении монодисперсной суспензии). Излом прямолинейных участков хорошо показывает реализации, соответствующие смене механизмов ОА-преобразования.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдаемые пологие хвосты распределений амплитуды в оптоакустике суспензий, по-видимому, представляют проявления как фрактальной природы фазовых превращений в дисперсных средах [14], так и определенных фрактальных свойств волновых процессов [15]. В частности, известно, что фрактальные эффекты в излучении могут иметь место уже в случае совокупности независимых точечных излучателей с фрактальным распределением в пространстве (что и соответствовало условиям экспериментов по оптоакустике слабоконцентрированных суспензий).

Формы гистограмм амплитуды акустических сигналов, полученных при облучении тестовых проб суспензий сериями лазерных импульсов, демонстрируют смену конкурирующих механизмов преобразования и определенным образом зависят от плотности энергии лазерного импульса и концентрации частиц суспензии, что открывает возможности ОА-диагностики, применимой при очень малых концентрациях частиц.

\* \* \*

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 02-02-16512 и, частично, грант 03-02-17333).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Егеров С.В., Пашин А.Е. Акустическое поле, возбуждаемое лазерным облучением взволнованной водной поверхности. // Известия АН СССР. Физи-

- ка атмосферы и океана. 1991. Т. 27. № 3. С. 259–265.
2. *Egerev S.V., Ovchinnikov O.B., Pashin A.E.* Комбинированный оптоакустический источник в морской среде: модельные исследования и натурный эксперимент // Письма ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 21, С. 71–75.
  3. *Karabutov A.A., Pelyvanov I.M., Podymova N.B., Skinetrov S.E.* Измерение оптических характеристик рассеивающих сред оптико-акустическим методом // Квантовая электроника. 1999. Т. 29. № 3. С. 215–223.
  4. *Beatty W., Meresse S., Gounon P.* Trafficking of Shigella Lipopolysaccharide in Polarized Intestinal Epithelial Cells // The Journal of Cell Biology, 1999, V. 145. № 4. P. 689–698.
  5. *Karabutov A.A., Savateeva E., Oraevsky A.A.* Optoacoustic supercontrast for early cancer detection // Biomedical Optoacoustics-II, Proceedings of SPIE, 2003. V. 4256. P. 179–187.
  6. *Egerev S.V., Simanovskii Ya.O., Pashin A.E.* Radiation of axisymmetric cavitation sound source induced by a laser pulse // Advances in Nonlinear Acoustics, Singapore, World Scientific, 1993. P. 436–442.
  7. *Alimpiev S.S., Simanovskii Ya.O., Egerev S.V., Pashin A.E.* Optoacoustic Detection of Microparticles in Liquids at Laser Fluences below the Optical Breakdown Threshold // Laser Chemistry. 1995. V. 16. P. 63–73.
  8. *Tam A.C.* Applications of photoacoustic sensing techniques // Rev. of Modern Phys. 1986. V. 58. № 2. P. 381–431.
  9. *Autrey T., Egerev S., Foster N., Fokin A., Ovchinnikov O.* Counting particles by means of optoacoustics: potential limits in real solutions // Review of Scientific Instruments. 2003. V. 74. № 1. P. 628–631.
  10. *Лямшев Л.М.* Лазерное термооптическое возбуждение звука. М.: Наука, 1979.
  11. *Egerev S.V., Pashin A.E.* Теневые исследования динамики полости, инициируемой оптическим пробоем жидкости // Журн. техн. физики. 1981. Т. 51. Вып. 1. С. 226–228.
  12. *Дунина Т.А., Egerev S.V., Лямшев Л.М.* Гидродинамические эффекты при оптическом пробое жидкости // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 2. С.
  13. *Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П.* Теория волн. М.: Наука, 1990.
  14. *Лямшев М.Л.* Возбуждение звука лазерными импульсами при оптическом пробое микронеоднородной жидкости // Письма в ЖТФ (2000). Т. 26. Вып. 8. С. 56–64.
  15. *Зосимов В.В., Лямшев Л.М.* Фракталы в волновых процессах // Успехи физических наук. 1996. Т. 165. № 4. С. 361–402.

## Optoacoustic Conversion in Suspensions: the Competition of Mechanisms and the Statistical Characteristics

S. V. Egerev, O. B. Ovchinnikov, and A. V. Fokin

*Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia*

*e-mail: sergey\_egerev@mtu-net.ru*

**Abstract**—Optoacoustic conversion in diluted suspensions under the effect of nanosecond laser pulses is considered. The mode of operation with moderate values of the laser fluence is studied theoretically and experimentally. In this mode, a competition of the thermo-optical and cavitation mechanisms of sound conversion is observed, which leads to considerable fluctuations of the acoustic response from one laser pulse to another. Analytical expressions for the basic characteristics of the acoustic signal are obtained. A simulation of the statistical characteristics of the cavitation contribution to the signal is performed using the Monte Carlo method. The experiment is based on the use of second harmonic pulses of a YAG-laser and test suspensions. The histograms of the amplitudes of acoustic signals can be used to discriminate between the mechanisms of optoacoustic conversion and also can serve as the basis for diagnosing a low content of an insoluble phase in a liquid.