

УДК 534.2; 535.361; 534.6.08; 615.47:616-71

Модель светорассеяния в ультразвуковой кавитационной области

Скворцов С. П.^{1,*}

[*bmt203@yandex.ru](mailto:bmt203@yandex.ru)

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Исследование ультразвуковой кавитационной области путем ее зондирования узким коллимированным пучком оптического излучения и анализом частотных компонент рассеянного сигнала является новым перспективным способом получения информации о параметрах пульсирующих пузырьков. В предлагаемой работе приведен обзор механизмов светорассеяния в кавитационной области, проанализированы особенности светорассеяния на одиночных пузырьках и облаке пузырьков. Обоснована возможность использования теории В.Тверского для описания процессов многократного светорассеяния в кавитационной области, определены требования к источнику зондирующего излучения и фотоприемнику.

Ключевые слова: ультразвуковая кавитация, кавитационные пузырьки, оптическое зондирование, рассеяние света, многократное светорассеяние, теория Ми, теория Тверского

Введение

Применение ультразвуковой кавитации требует количественной оценки ее эффективности. Для этого традиционно используется понятие интенсивности кавитации, определяемой по степени выраженности полезного действия кавитации или одного из его вторичных эффектов [1]. Принятые методы определения интенсивности кавитации, основанные на эрозионных тестах, измерении скорости звукохимических реакций, интенсивности сонолюминисценции, мощности кавитационного шума и др. не позволяют получить информацию о параметрах пульсаций кавитационных пузырьков, имея дело с результатами этих пульсаций. В ряде случаев такая связь может быть установлена гипотетически, тем не менее, эти методы анализируют следствие, а не причину кавитационных эффектов.

Учитывая зависимость пульсаций пузырьков от условий применения ультразвука и множества параметров среды, обычно не известных или трудно контролируемых [2], указанные методы измерения интенсивности кавитации не дают возможности использовать результаты, полученные на различных установках или в различных условиях.

В работе [3] обоснована возможность применения метода анализа спектральных компонент кавитационного шума и метода оптического зондирования ультразвуковой кавитационной области для формирования количественных критериев эффективности действия кавитации на основе физических параметров самой кавитации. Это должно помочь изучению механизмов действия ультразвуковой кавитации и созданию аппаратно-независимой обратной связи ультразвуковых установок для построения автоматической системы управления процессами, использующими кавитацию. Отмечена перспективность использования данных методов в медицинских технологиях, предъявляющих повышенные требования к быстрдействию, точности и универсальности методов контроля ультразвуковой кавитации [4,5].

Настоящая работа посвящена исследованию возможности получения информации о параметрах пульсации кавитационных пузырьков и их концентрации на основе анализа оптического излучения, рассеиваемого кавитационной областью, выбору модели светорассеяния и обоснованию применимости соответствующих допущений. Приводимые оценки выполнены для оптического излучения видимого диапазона и низкочастотного ультразвука с частотой от 20 кГц до 80 кГц, но многие из них могут быть распространены на значительно больший диапазон частот ультразвука и длин волн зондирующего излучения.

Оптическое зондирование ультразвуковой кавитационной области

Предварительные оценки и экспериментальные исследования показали [6-9], что кавитационная область рассеивает оптическое излучение преимущественно в направлении вперед, при этом сигнал, регистрируемый фотодатчиком, содержит, кроме постоянной составляющей, отчетливо выраженные спектральные компоненты на гармониках и субгармониках частоты излучателя.

Зондирование производится при помощи пропускания коллимированного пучка лазерного излучения через кавитационную область. Излучение, рассеянное вперед, регистрируется при помощи фотодатчика с широкополосным усилителем (рис. 1).

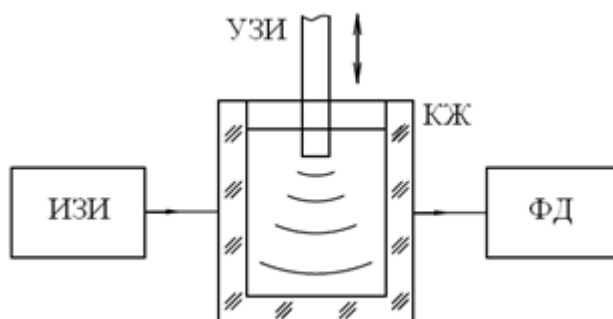


Рис.1. Схема эксперимента по наблюдению рассеяния лазерного излучения кавитационной областью: ИЗИ — источник зондирующего излучения, УЗИ — ультразвуковой излучатель, КЖ — кювета с жидкостью, ФД — фотодатчик

Ультразвуковая кавитационная область представляет собой двухкомпонентную среду, образованную жидкостью и пузырьками, пульсирующими с основной частотой, равной частоте излучателя или одной из субгармоник этой частоты [2]. На рис. 2 представлены характерные зависимости радиуса пузырька от времени при различных амплитудах звукового давления в жидкости, полученные путем численного решения уравнения Кирквуда-Бёте [2]. При увеличении амплитуды переменного звукового давления происходит не только рост среднего радиуса пузырьков, но изменяется его время жизни от одного периода ультразвукового поля до двух, трех и даже четырех периодов для диапазона амплитуд излучателя до 70 мкм.

Пузырек представляет собой полость, наполненную воздухом, парами жидкости и газами, содержащимися в жидкости. Он появляется в фазе разрежения внешнего поля из зародышей кавитации, представляющих собой пузырьки воздуха радиусом несколько микрон. Образование пузырьков также возможно на поверхности содержащихся в жидкости микрочастиц, способствующих нарушению неразрывности под действием растягивающих усилий. Избыточное давление в жидкой среде приводит к диффузии растворенных газов и испарению жидкости внутрь пузырька.

Решение уравнений для пульсаций пузырьков позволяет определить не только динамику их геометрии, но и максимальные концентрации компонентов образующейся в них парогазовой смеси и их максимальные парциальные давления.

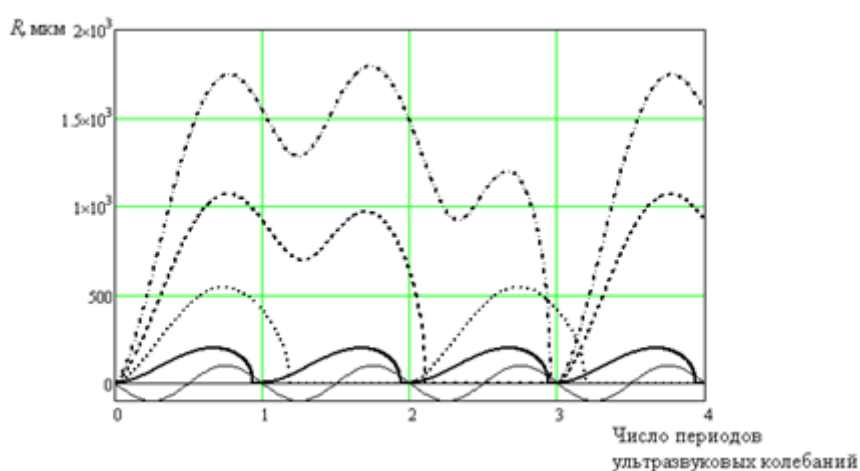


Рис. 2. Расчетные пульсации кавитационного пузырька, R — радиус пузырька

Концентрация пузырьков в кавитационной области учитывается индексом кавитации K , равным средней по времени объемной концентрации пузырьков:

$$K = \frac{\sum_i V_i}{V_{ж} + \sum_i V_i} \quad (1)$$

где V_i — средний объем кавитационного пузырька, $V_{ж}$ — объем жидкости без пузырьков.

Проходя через кавитационную область, оптическое излучение поглощается и рассеивается в среде. Использование термина «свет» подразумевает излучение видимого диапазона, хотя при незначительных изменениях рассматриваемые ниже расчетные модели могут быть распространены и за пределы видимого диапазона.

Механизмы светорассеяния в кавитационной области

При распространении оптического излучения в кавитационной области возможны следующие механизмы экстинкции: поглощение в жидкости и пузырьках, рассеяние на примесях и рассеяние на кавитационных пузырьках.

Кроме того, изменение интенсивности излучения, попадающего в фотоприемник, может быть связано с дифракцией на звуковых волнах и явлениями рефракции, обусловленными модуляцией коэффициента преломления при локальном изменении температуры и плотности среды в моменты схлопывания кавитационных пузырьков.

1. Поглощение света

Поглощение света в кавитационной области возможно как жидкой средой, так и пульсирующими воздушными пузырьками.

Поглощение излучения в жидкости связано с поглощением молекулами воды и примесей и вносит постоянный, не зависящий от параметров ультразвуковых колебаний, вклад в коэффициент пропускания T [10]:

$$T_{ж} = \frac{I_1}{I_0} = \exp(-\beta_{ж}z), \quad (2)$$

где I_0 , I_1 — интенсивности падающей и прошедшей волны, $\beta_{ж}$ — коэффициент поглощения излучения жидкостью, z — расстояние вдоль оптической оси.

Данный механизм экстинкции может быть учтен путем нормировки (деления) полученного коэффициента пропускания среды на предварительно измеренную величину $T_{ж}$, которая в рассматриваемом диапазоне частот ультразвука должна оставаться неизменной, поскольку эти частоты существенно ниже оптических резонансных частот молекулярных примесей.

Поглощение кавитационными пузырьками определяется поглощением в парогазовой смеси. Ввиду малого поглощения воздуха и пара вклад данного эффекта можно считать пренебрежимо малым. Возможные механизмы поглощения, связанные с локальной электризацией границы раздела фаз и появлением поверхностных токов [11], пока исследованы недостаточно.

2. Рассеяние света в жидкости

Релеевское (молекулярное) рассеяние характеризуется широкой и симметричной индикатрисой рассеяния [10]. Данный механизм светорассеяния должен вносить вклад только в постоянную составляющую рассеянного сигнала при следующих допущениях:

- размер рассеивающей частицы мал по сравнению с длиной волны света;
- концентрация молекулярных рассеивателей остается неизменной;
- размеры молекулярных рассеивателей не изменяются, так как не зависят от давления в звуковой волне, длина которой (0,3 см – 12 см для рассматриваемых частот) на несколько порядков больше размеров рассеивателей.

Как и молекулярное поглощение, релеевское рассеяние вносит в экстинкцию постоянный вклад [12,13]:

$$T_p = \exp(-\beta_p z), \quad (3)$$

где β_p – коэффициент ослабления излучения, обусловленный релеевским рассеянием и равный произведению сечения рассеяния на концентрацию рассеивателей. Как и поглощение, молекулярное рассеяние может быть учтено соответствующей нормировкой коэффициента пропускания. Для этого достаточно разделить полученный коэффициент пропускания на предварительно измеренное значение T_p (3).

Рассеяние на крупных частицах, сопоставимых с длиной волны, может быть описано с применением теории Ми и дает сложный вид индикатрисы рассеяния с различным соотношением рассеяния вперед и назад [10,12]. Поскольку размеры и свойства этих рассеивателей также не зависят от ультразвуковых колебаний (кроме случая их разрушения), данный механизм светорассеяния вносит вклад только в постоянную составляющую рассеянного сигнала. Аналогичным образом рассеяние на крупных примесях может быть учтено путем деления полученного коэффициента пропускания на предварительно измеренное значение T_{II} :

$$T_{II} = \exp(-\beta_{II} z), \quad (4)$$

где β_{II} – коэффициент ослабления излучения, связанного с рассеянием на крупных примесях.

Таким образом, с учетом (2)-(4) постоянный коэффициент экстинкции может быть измерен до появления кавитации и использован для нормировки коэффициента пропускания кавитационной области на величину:

$$T_{норм} = \exp\{-(\beta_{ж} + \beta_p + \beta_{II})z\}. \quad (5)$$

3. Изменение показателя преломления в жидкости из-за изменения давления

Изменение показателя преломления в жидкости при распространении ультразвуковой волны может возникать из-за изменения плотности и, соответственно, показателя преломления при сжатии и растяжении жидкости. В общем случае оно является причиной бриллюэновской дифракции [10] и изменения рефракции с частотой ультразвука.

При рассматриваемой длине волны звука Λ и зондирующего оптического излучения λ угловое расстояние между соседними дифракционными максимумами равно λ/Λ [10] и составляет порядка 10^{-3} град, что на 3-4 порядка меньше ширины диаграммы направленности приемника оптического излучения. Кроме того, диаметр просвечиваемой области обычно существенно меньше Λ и составляет единицы мм, поэтому дифракционная картина не формируется.

Изменение рефракции жидкости из-за модуляции показателя преломления в звуковой волне не может вызвать существенного изменения интенсивности в точке приема, поскольку, как показано в [13], при переходе от паров воды к жидкой фазе и изменении плотности в 1200 раз удельная рефракция с точностью до 2-3% остается неизменной. По-видимому, более существенное изменение рефракции возможно во фронте ударных волн, образующихся при схлопывании кавитационных пузырьков, избыточное давление в которых достигает сотен атмосфер [1,3]. В данном случае этот эффект не рассматривается из-за малого времени существования ударных волн, которое составляет порядка 1/50 от периода пульсаций пузырьков [3], поэтому такое кратковременное изменение рефракции не должно вносить существенного вклада в изменение энергии рассеянного сигнала в пределах апертуры фотоприемника.

4. Изменение показателя преломления в жидкости из-за локального нагрева среды

Изменение показателя преломления в жидкости в точках схлопывания кавитационных пузырьков может приводить к изменению во времени светового потока, попадающего на фотоприемник. По различным данным [1,3,11] температура в точке схлопывания может увеличиваться на сотни и даже тысячи К, однако в настоящее время достоверные данные о температуре в точке схлопывания отсутствуют [11]. В большинстве практических случаев этим эффектом, по-видимому, можно пренебречь по следующим причинам:

— показатель преломления жидкости слабо зависит от температуры. Так, в работе [14] показано, что в чистой воде температурный коэффициент показателя преломления составляет $0,0001 \text{ K}^{-1}$, т.е. при повышении температуры на 100 К показатель преломления изменяется на 1%;

— время жизни локальных областей нагрева («горячих пятен») составляет порядка 1/50 периода пульсаций пузырьков [2] и не должно вносить существенного вклада в изменение энергии регистрируемого оптического сигнала;

— малая объемная концентрация «горячих пятен». Если принять размер «горячих пятен» равным начальному радиусу пузырьков, например, 1 мкм, то при индексе кавитации 1% и среднем радиусе пузырьков 100 мкм объемная концентрация «горячих пятен» оказывается на два порядка меньше и составляет около 0,01%.

5. Рассеяние на пульсирующих кавитационных пузырьках

Рассеяние на пульсирующих кавитационных пузырьках, имеющих диапазон изменения радиуса от единиц мкм до сотен мкм, может описано с применением теории Ми [10,12]. Теория Ми основана на решении скалярных волновых уравнений в сферической системе координат внутри и вне рассеивающей сферы с показателем преломления m (рис. 3):

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k^2)\Pi &= 0 && \text{(вне сферы)} \\ (\nabla^2 + m^2k^2)\Pi &= 0 && \text{(внутри сферы)}. \end{aligned}$$

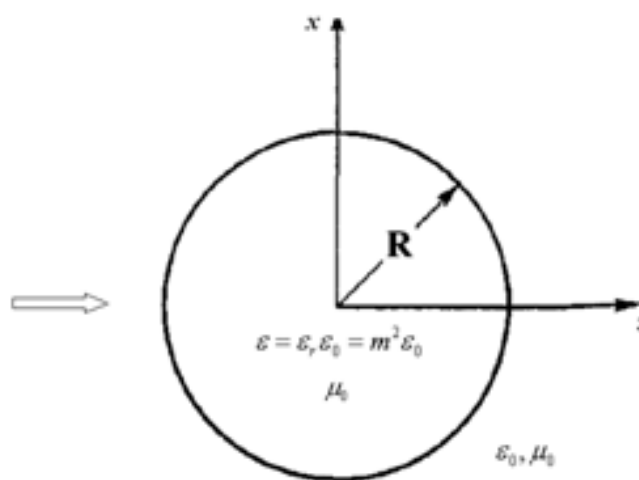


Рис. 3. Геометрия задачи Ми [12]. Пояснения в тексте.

В качестве Π используются скалярные потенциалы Π_1 и Π_2 для ТМ-мод внутри сферы, для которых компонента $H_r=0$, и ТЕ-мод колебаний внутри сферы, для которых компонента $E_r=0$. Решением являются тангенциальные компоненты рассеянного электрического и магнитного полей в дальней зоне, позволяющие рассчитать интенсивность I (индикатрису рассеяния) в точке приема как модуль вектора Пойнтинга P :

$$P = \frac{1}{2}(E_\varphi^2 + E_\theta^2), \quad (6)$$

где
$$E_\varphi = -\frac{ie^{ikr}}{kr} S_1(\theta) \sin(\varphi)$$

$$E_\theta = \frac{ie^{ikr}}{kr} S_2(\theta) \cos(\varphi)$$

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \tau_n(\cos(\theta)) + b_n \tau_n(\cos(\theta))]$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \tau_n(\cos(\theta)) + b_n \tau_n(\cos(\theta))]$$

$$\pi_n(\cos(\theta)) = \frac{P_n'(\cos(\theta))}{\sin(\theta)}$$

$$\tau_n(\cos(\theta)) = \frac{d}{d\theta} P_n'(\cos(\theta))$$

$P_n'(\cos(\theta))$ – присоединенная функция Лежандра 1-го рода,
 a_n, b_n – коэффициенты, зависящие от $kR, m, k=2\pi/\lambda, R$ – радиус пузырька.

Особенностью решения в случае воздушных пузырьков в жидкой среде является использование показателя преломления $m < 1$. В приводимых ниже расчетах $m = 1/1,33 = 0,75$.

Как показывают расчеты, в общем случае индикатриса рассеяния одиночного пузырька имеет сложную зависимость от угловой координаты. Однако при больших по сравнению с длиной волны света диаметрах рассеивателя практически всё падающее излучение рассеивается в направлении вперед $\theta = 0$ [12], формируя узкий главный лепесток индикатрисы рассеяния. На рис. 4 приведена рассчитанная на основании (6) индикатриса рассеяния для пузырька радиуса 10 мкм. Видно, что интенсивность рассеянного излучения вперед на несколько порядков превышает интенсивность рассеяния в обратном направлении.

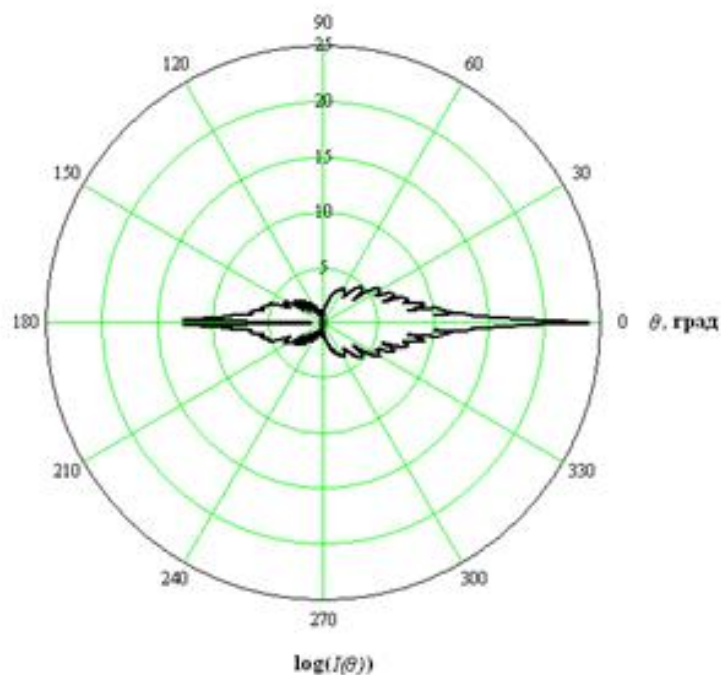


Рис. 4. Рассчитанная по формулам Ми индикатриса рассеяния пузырька $I(\theta)$ радиусом 10 мкм

Теория Ми позволяет также рассчитать сечение рассеяния σ_s пузырька радиуса R :

$$\sigma_s = \frac{2(\pi R^2)}{(kR)^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \{ |a_n|^2 + |b_n|^2 \} \quad (7)$$

При отсутствии поглощения на пузырьках полное сечение $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$ равно сечению рассеяния, где σ_a — сечение поглощения — равно нулю.

Рассчитанная по формуле (7) зависимость сечения рассеяния пузырька в зависимости от $2R/\lambda$ приведена на рис. 5. При $2R/\lambda$ имеет место так называемый парадокс экстинкции [12], в соответствии с которым полное сечение $\sigma_t = \sigma_s$ равно удвоенному геометрическому сечению $\sigma_g = \pi R^2$ пузырька:

$$\sigma_s = 2\sigma_g. \quad (8)$$

Пузырькам размерами от 10 мкм до 1000 мкм соответствует диапазон параметра $2R/\lambda$ от 12 до 1200.

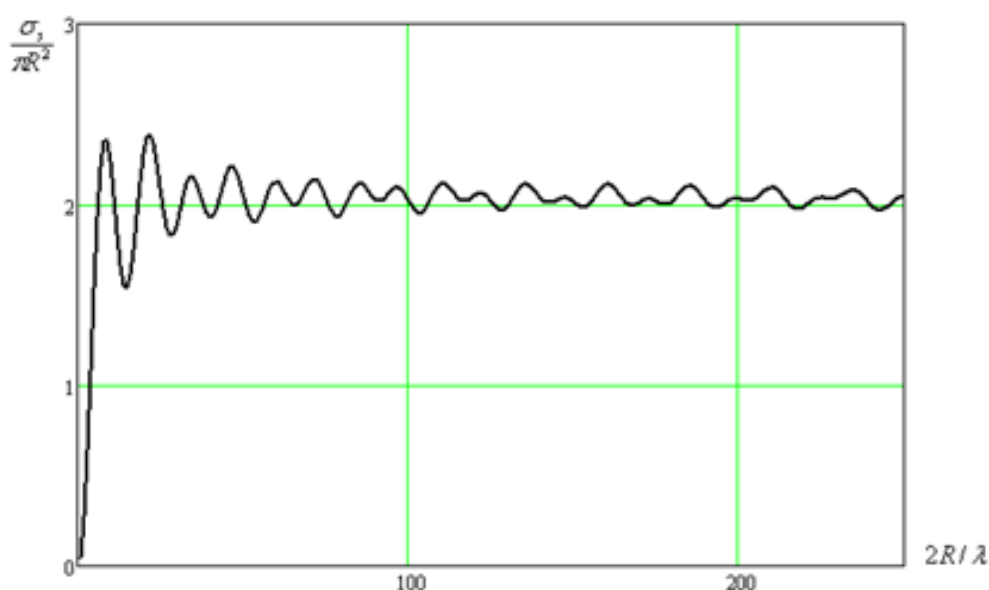


Рис. 5. Зависимость сечения рассеяния пузырька от $2R/\lambda$

Таким образом, в кавитационной области существенны следующие механизмы экстинкции:

- квазипостоянное поглощение и рассеяние, учитываемые формулами (2)-(5);
- рассеяние вперед на пульсирующих кавитационных пузырьках с сечением рассеяния

$$\sigma_s = 2\pi R^2(t), \quad (9)$$

где $R(t)$ – зависимость радиуса пузырька от времени.

Этот механизм рассеяния принят в данной работе в качестве основного.

Модель светорассеяния в кавитационной области

1. Однократное светорассеяние

Кавитационную область можно рассматривать как облако случайно распределенных рассеивателей. Если диаметр оптического пучка существенно меньше длины волны

ультразвука в жидкости, то эти рассеиватели пульсируют синфазно, при этом их радиусы в каждый момент времени совпадают.

Критерием однократного светорассеяния можно считать малость оптического пути τ [15]:

$$\tau = \rho \sigma_s L \ll 1, \quad (10)$$

где ρ – объемная концентрация пузырьков, σ_s – сечение рассеяния (поглощение в данном случае не учитывается), L – толщина кавитационной области.

Концентрацию ρ можно выразить через индекс кавитации K (1) и величину среднего за период пульсации радиуса пузырька R_{cp} :

$$\rho = \frac{3K}{4\pi R_{cp}^3} \quad (11)$$

На рис. 6 представлена зависимость K от R_{cp} для $\tau = 0,1$. Область под графиком удовлетворяет условию однократного светорассеяния. Оно не выполняется уже при индексах кавитации порядка единиц процентов. Таким образом в рассматриваемом случае приближение однократного светорассеяния (работающее в классических моделях Релея и Ми) неприменимо в возможном диапазоне изменения индекса кавитации, и необходимо использовать модель многократного светорассеяния.

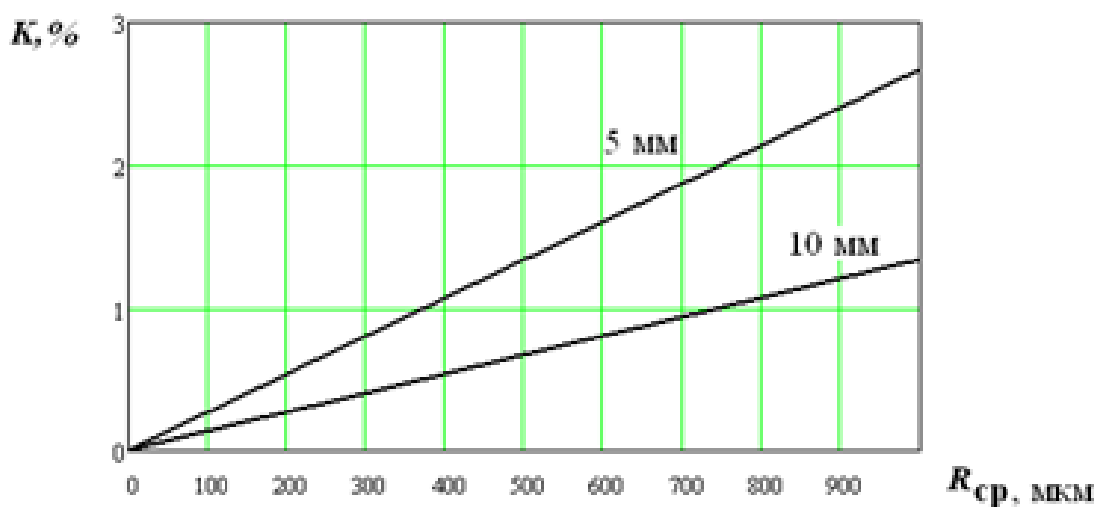


Рис. 6. Условная граница однократного светорассеяния (амплитуда излучателя 0,5 – 40 мкм, частота 26,5 кГц) для толщины кавитационной области 5 мм и 10 мм, $\lambda=630$ нм

2. Многократное светорассеяние

Как было показано выше, зондирующее излучение рассеивается вперед в узкий телесный угол. В этом случае удобно использовать приближение Тверского [15], которое учитывает многократные последовательные рассеяния вперед и не учитывает обратного рассеяния на каждом рассеивателе (рис. 7).

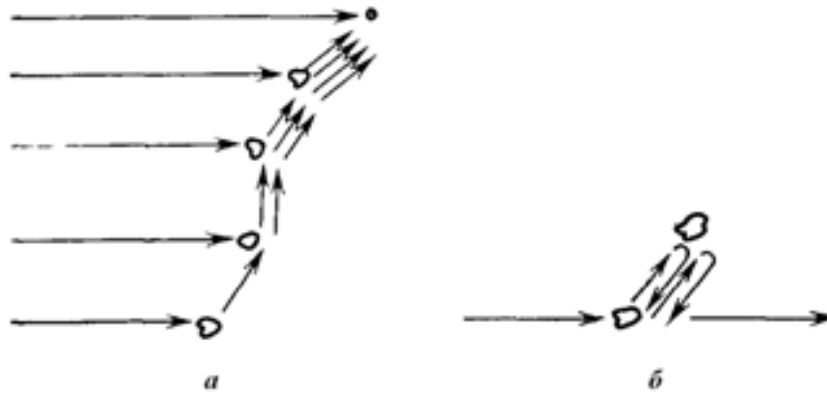


Рис. 7. Учитываемые (а) и неучитываемые (б) процессы рассеяния в приближении Тверского [15]

Решение интегрального уравнения Тверского для коэффициента пропускания T имеет вид [15]:

$$T = \exp(-\rho\sigma_a L) [\exp(-\rho\sigma_s L) + q(1 - \exp(-\rho\sigma_s L))] \quad (12)$$

где: $T=I_1/I_0$ — коэффициент пропускания,

I_1, I_0 — интенсивности прошедшей и падающей волны,

ρ — объемная плотность пузырьков,

σ_a, σ_s — сечение поглощения и рассеяния пузырьков (формулы (5),(6)),

L — толщина кавитирующего слоя,

q — параметр, зависящий от диаграммы направленности приемника и ширины индикатрисы рассеяния в направлении вперед.

Величина q описывает долю рассеянной мощности, попадающей в приемник (рис.8).



Рис. 8. Вычисление параметра q [15]; Ω_r - ширина диаграммы направленности фотоприемника

Параметр q зависит как от ширины диаграммы направленности фотоприемника, так и от ширины индикатрисы рассеяния пузырька.

Формула (12) позволяет определить соотношение между когерентной и некогерентной интенсивностью [15]. Когерентная интенсивность соответствует ослабленной падающей волне, некогерентная - рассеянной. При $\rho L < \frac{1}{\sigma_s} \ln \frac{1}{q}$ в регистрируемом излучении преобладает ослабленный входной поток, при $\rho L > \frac{1}{\sigma_s} \ln \frac{1}{q}$ — рассеянное излучение.

На рис. 9 представлена указанная граница некогерентной интенсивности, рассчитанная с учетом (1) и (11) при $\sigma_a = 0$. При индексах кавитации не более 0,5% и расчетных средних радиусах пузырька в регистрируемом световом потоке будет преобладать когерентная интенсивность, и тогда формулу (12) можно записать в виде $T \approx \exp(-\rho\sigma_s L)$. При более высоких индексах кавитации будут присутствовать обе составляющие интенсивности.

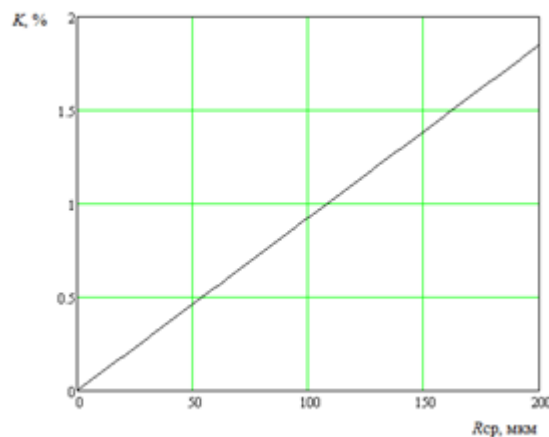


Рис. 9. Границы когерентного и некогерентного рассеяния; K – индекс кавитации, R_{cp} – средний радиус пузырьков, $\lambda=630$ нм, $L = 5$ мм, $q = 0,5$

В соответствии с формулой (12) коэффициент пропускания T в общем случае зависит от сечения рассеяния σ_s (6) и параметра q . Увеличение мгновенного значения радиуса пузырька приводит к увеличению σ_s и росту q из-за сужения индикатрисы рассеяния вперед.

Однако для больших размеров рассеивателей значение q можно считать не зависящим от их радиуса. Так, в малоугловом приближении при больших оптических длинах $\tau \gg 1$ угловая зависимость интенсивности рассеянного поля имеет вид [15]:

$$I(z, \theta) = I_0 \left(\frac{\alpha_p}{\pi\tau} \right) \exp \left\{ -\frac{\alpha_p \sin^2(\theta)}{\tau} \right\}, \quad (13)$$

где $\alpha_p \approx 2,66(\frac{2R}{\lambda})$, $\tau = \rho \sigma_s L$ – оптический путь (7).

Эта функция не зависит от радиуса пузырьков; при увеличении их концентрации и толщины кавитационной области угол рассеяния вперед расширяется, а интенсивность в направлении $\theta=0$ падает (рис. 10).

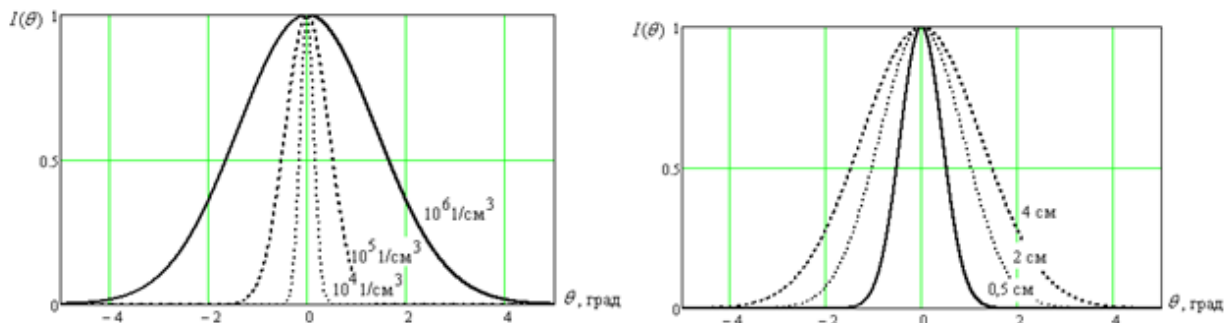


Рис. 10. Нормированные индикатрисы рассеяния кавитационной области при различных концентрациях пузырьков (слева) и толщины кавитационной области (справа); $\lambda=630$ нм

Формулы (12), (13) и рис.7 позволяют определить ограничение на допустимую ширину диаграммы направленности фотоприемника: если она превышает ширину $I(z, \theta)$, то практически все рассеянное излучение собирается фотоприемником, параметр q становится равным 1 и коэффициент пропускания T в соответствии с (12) перестает зависеть от радиуса пузырьков. При $q < 1$ он оказывается модулированным в соответствии с $R(t)$. Таким образом, кавитационная область играет роль акустооптического модулятора. На рис. 11 представлена ее модуляционная характеристика $T(R)$ при различных концентрациях пузырьков, пульсации которых модулируют падающий световой поток благодаря механизму светорассеяния в соответствии с (9) и (12).

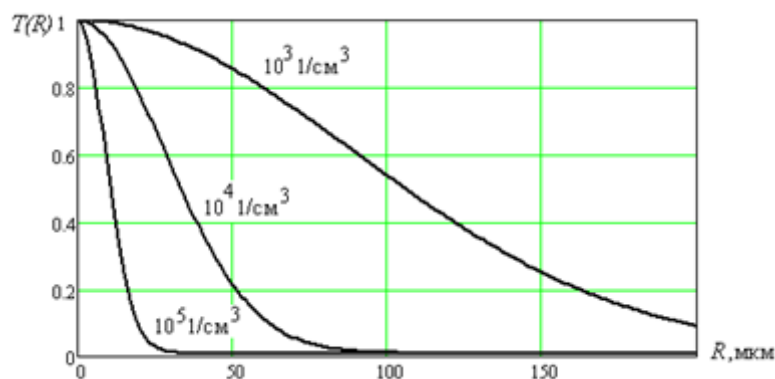


Рис. 11. Коэффициент пропускания T в зависимости от радиуса пузырьков R при их различных концентрациях ρ ; $\lambda=630$ нм, $L = 5$ мм, $q = 0,5$

Длина волны оптического излучения при выполнении условия $R \gg \lambda$ практически не оказывает влияния на параметры светорассеяния, поэтому она может быть выбрана из соображений наименьшего молекулярного поглощения в используемом растворе. Другими словами, независимость T от длины оптического излучения определяется областью длин волн, при которых проявляется «парадокс экстинкции» (8-9) (см. рис. 5), что может быть проверено расчетом на основании (7). Мощность оптического излучения в соответствии с [8] в диапазоне от 0,6 мВт до 2 мВт не оказывает влияния на величину коэффициента пропускания с точностью в пределах 1% ($p=0,95$).

Таким образом, в качестве источника оптического излучения можно использовать полупроводниковый лазерный диод с длиной волны, например, порядка 630 нм для уменьшения поглощения в воде и мощностью не более 2 мВт. Диаметр зондирующего луча желательно выбирать не более 2-3 мм исходя из условия его малости по сравнению с длиной волны звука в среде, чтобы условие синхронности пульсаций пузырьков выполнялось как можно более точно.

В качестве приемника оптического излучения можно использовать кремниевый фотодиод, при этом желательно иметь диаграмму направленности шириной порядка нескольких градусов. На практике это требование, по-видимому, можно ослабить из-за более существенного расширения индикатрисы рассеяния среды по причине сопутствующего рассеяния на мелких примесях жидкости. Поскольку рассеянное на мелких примесях излучение рассеивается также и на кавитационных пузырьках, параметр q оказывается меньше расчетного.

Заключение

В результате анализа механизмов экстинкции в кавитационной области выбрана модель светорассеяния, использующая следующие допущения:

1. изменение светопропускания во времени обусловлено рассеянием на пульсирующих кавитационных пузырьках;
2. сечение рассеяния пузырьков равно их удвоенному геометрическому сечению;
3. пузырьки случайным образом локализованы в слое неизменной толщины, при этом их средняя концентрация постоянна;
4. пузырьки пульсируют синхронно.

Обосновано применение теории Тверского для многократного светорассеяния на пузырьках, получены соотношения для расчета светопропускания при заданных параметрах кавитационной области и ширины диаграммы направленности фотоприемника, сформулированы требования к источнику зондирующего излучения и фотоприемнику.

Список литературы

1. Маргулис М.А. Звукохимические реакции и сонолюминесценция. М.: Химия, 1986. 288 с.

2. Физика и техника мощного ультразвука. В 3 т. Т. 2. Мощные ультразвуковые поля / под ред. Л.Д. Розенберга. М.: Наука, 1968. 267 с.
3. Скворцов С.П. Методы контроля параметров ультразвуковой кавитации // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2015. № 2. (в печати)
4. Акоюн В.Б., Ершов Ю.А. Основы взаимодействия ультразвука с биологическими объектами: учеб. пособие для вузов / под ред. С.И. Щукина. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005. 222 с.
5. Саврасов Г.В. Технологии ультразвуковой хирургии: учеб. пособие. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2009. 36 с.
6. Скворцов С.П., Змиевской Г.Н., Воронин А.А. Оптический контроль кавитационных эффектов низкочастотного ультразвука // 3-я Российская научно-техническая конференция «Медико-технические технологии на страже здоровья»: матер. Ч.1. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001. С. 38.
7. Змиевской Г.Н., Ломакин А.А., Терешкина Д.В., Скворцов С.П. Оптический контроль параметров кавитирующей среды в ультразвуковой хирургии // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. 2003. № 9. С. 18-25.
8. Змиевской Г.Н., Крылов Ю.В., Скворцов С.П. Исследование возможностей оптического зондирования кавитирующей жидкости при ультразвуковом воздействии // Биомедицинская радиоэлектроника. 2006. № 10. С. 32-36.
9. Zmievskey G., Skvortsov S. Ultrasound Cavitation Detection by Means of Optical Probing // Proceedings of 6th Russian-Bavarian Conference on Biomedical Engineering. Moscow, 2010. P. 121-122.
10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: пер. с англ. 2-е изд. М.: Наука, 1973. 719 с.
11. Маргулис М.А. Сонолюминисценция // Успехи физических наук. 2000. Т. 170, № 3. С. 263-287.
12. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно неоднородных средах. В 2 т. Т. 1. Однократное рассеяние и теория переноса: пер. с англ. М.: Мир, 1981. 280 с.
13. Ананьев С.С., Берналь И.Д., Демидов Б.А., Калинин Ю.Г., Петров В.А. Экспериментальные измерения показателя преломления полиметилметакрилата за фронтом ударной волны, возбуждаемой сильноточным электронным пучком // Журнал технической физики. 2010. Т. 80, № 5. С. 111-116.
14. Белов Н.П., Лапшов С.Н., Патяев А.Ю., Шерстобитова А.С., Яськов А.Д. Температурная зависимость показателя преломления водных растворов этиленгликоля и пропиленгликоля // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2012. № 2 (78). С. 138-139.
15. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. В 2 т. Т. 2. Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатые поверхности и дистанционное зондирование: пер. с англ. М.: Мир, 1981. 322 с.

Model of Light Scattering in Cavitation Area

S.P. Skvortsov^{1,*}

[*bmt203@yandex.ru](mailto:bmt203@yandex.ru)

¹Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

Keywords: ultrasound cavitation, cavitation bubbles, optical probing, laser beam, light scattering, multiply scattering, Mie theory, Twersky theory

The offered work presents analysis of extinction mechanisms and justification of light scattering model in ultrasonic cavitation area to justify a control method of ultrasonic cavitation through its optical sounding by low-intensity laser radiation and through photo-detector record of last radiation.

The analysis of the extinction mechanisms has shown that the most essential mechanism causing a change of the transmission coefficient with time is dispersion on pulsating cavitation bubbles. Other extinction mechanisms lead to the time-constant reduction of last radiation intensity and can be taken into consideration by normalizing a recorded transmission coefficient for a previously measured liquid transmission coefficient when there is no cavitation.

The feature of light scattering on the cavitation bubbles is primary dispersion in a forward direction that is connected with great values of bubbles radius from units to hundreds of micrometers. In case of single bubbles, dispersion can be described by Mi's theory, and, as to the cavitation area, it is reasonable to use the theory of V. Tversky for multiple light scattering. Thus, dispersion section, according to the paradox of extinction, can be considered to be equal to doubled geometrical section of a bubble. With increasing bubble radius the transmission coefficient monotonically decreases. So, the law of bubble pulsations and the model of light scattering define the law of changing transmission coefficient.

Therefore, the cavitation area with its optical sounding acts as a peculiar opto-acoustic modulator. Thus, the demodulated signal of a photo-detector comprises information on pulsations of bubbles.

The paper examines the influence of cavitation area thickness and bubbles concentration on the transmission coefficient. It shows a type of transmission coefficient dependence on the radius of cavitation bubbles.

The optical sounding method is attractive because it allows us to obtain data on the radius of pulsating bubbles in real time, without dithering in the acoustic field. Thus, data acquisition for the separate cavitation area parts determined by the probing beam diameter is possible.

The offered model of light scattering is used as a basis to formulate requirements for a source of the probing radiation and a photo-detector.

References

1. Margulis M.A. *Zvukokhimicheskie reaktsii i sonolyuminestsentsiya* [Sound induced chemical reactions and sonoluminescence]. Moscow, Khimiya Publ., 1986. 288 p. (in Russian).
2. Rozenberg L.D., ed. *Fizika i tekhnika moshchnogo ul'trazvuka. V 3 t. T. 2. Moshchnye ul'trazvukovye polya* [Physics and Technics of High Intensity Ultrasound. In 3 vols. Vol. 2. High Intensity Ultrasound Fields]. Moscow, Nauka Publ., 1968. 267 p. (in Russian).
3. Skvortsov S.P. Control techniques of ultrasound cavitation. *Nauka i obrazovanie MGTU im. N.E. Baumana = Science and Education of the Bauman MSTU*, 2015, no. 2. (in print)
4. Akopyan V.B., Ershov Yu.A. *Osnovy vzaimodeistviya ul'trazvuka s biologicheskimi ob"ektami* [Foundations of Ultrasound – Biological Tissues Interaction]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2005. 222 p. (in Russian).
5. Savrasov G.V. *Tekhnologii ul'trazvukovoi khirurgii* [Ultrasound Surgery Techniques]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2009. 36 p. (in Russian).
6. Skvortsov S.P., Zmievskoi G.N., Voronin A.A. Low-frequency cavitation effects optical control. *3-ya Rossiiskaya nauchno-tekhnicheskaya konferentsiya "Mediko-tekhnicheskie tekhnologii na strazhe zdorov'ya": mater. Ch.1.* [Proc. of the 3rd International Scientific and Engineering Conference “Medical and Engineering techniques for health guarding”. Pt. 1]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2001, p. 38. (in Russian).
7. Zmievskoi G.N., Lomakin A.A., Tereshkina D.V., Skvortsov S.P. Cavitation area optical control in ultrasound surgery. *Biomeditsinskaya radioelektronika = Biomedical Radioelectronics*, 2003, no. 9, pp. 18-25. (in Russian).
8. Zmievskoi G.N., Krylov Yu.V., Skvortsov S.P. Cavitation Parameters Measurements Potential Possibilities Research by Means of Optical Testing in Ultrasound Surgery and Therapy. *Biomeditsinskaya radioelektronika = Biomedical Radioelectronics*, 2006, no. 10, pp. 32-36. (in Russian).
9. Zmievskoy G., Skvortsov S. Ultrasound Cavitation Detection by Means of Optical Probing. *Proceedings of the 6th Russian-Bavarian Conference on Biomedical Engineering*. Moscow, 2010, pp. 121-122.
10. Born M., Wolf E. *Principles of Optics*. Pergamon Press, 1970. (Russ. ed.: Born M., Wolf E. *Osnovy optiki*. Moscow, Nauka Publ., 1973. 719 p.).
11. Margulis M.A. Sonoluminescence. *Uspekhi fizicheskikh nauk*, 2000, vol. 170, no. 3, pp. 263-287. (English version of journal: *Physics-Uspekhi*, 2000, vol. 43, no. 3, pp. 259-282. DOI: [10.1070/PU2000v043n03ABEH000455](https://doi.org/10.1070/PU2000v043n03ABEH000455)).
12. Ishimaru A. *Wave Propagation and Scattering in Random Media. Vol. 1. Single Scattering and Transport Theory*. N.Y., Academic Press, 1978. (Russ. ed.: Ishimaru A. *Rasprostranenie i rasseyanie voln v sluchayno neodnorodnykh sredakh. V 2 t. T. 1. Odnokratnoe rasseyanie i teoriya perenosy*. Moscow, Mir Publ., 1981. 280 p.).

13. Anan'ev S.S., Bernal' I.D., Demidov B.A., Kalinin Yu.G., Petrov V.A. Measurements of the refractive index of polymethylmethacrylate behind the front of a shock wave excited by a high-current electron beam. *Zhurnal tekhnicheskoi fiziki*, 2010, vol. 80, no. 5, pp. 111-116. (English version of journal: *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2010, vol. 55, no. 5, pp. 703-708. DOI: [10.1134/S1063784210050166](https://doi.org/10.1134/S1063784210050166)).
14. Belov N.P., Lapshov S.N., Patyaev A.Yu., Sherstobitova A.S., Yas'kov A.D. Temperature dependence of refraction index for ethylene glycol and propylene glycol aqueous solutions. *Nauchno-tekhnicheskii vestnik informatsionnykh tekhnologii, mekhaniki i optiki = Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2012, no. 2 (78), pp. 138-139. (in Russian).
15. Ishimaru A. *Wave Propagation and Scattering in Random Media. Vol. 2. Multiple Scattering, Turbulence, Rough Surfaces, and Remote-Sensing*. N.Y., Academic Press, 1978. (Russ. ed.: Ishimaru A. *Rasprostranenie i rasseyanie voln v sluchaino-neodnorodnykh sredakh. V 2 t. T.2. Mnogokratnoe rasseyanie, turbulentnost', sherokhovatyte poverkhnosti i distantsionnoe zondirovanie*. Moscow, Mir Publ., 1981. 322 p.).