

УДК 542.34

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО МОДУЛИРОВАНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ РАЗВИТИЯ КАВИТАЦИОННОЙ ОБЛАСТИ И АКТИВНОСТЬ КАВИТАЦИИ

Н.В. ДЕЖКУНОВ, А.В. КОТУХОВ, В.А. СТОЛЕР, В.А. КОЛТОВИЧ, А.Л. НИКОЛАЕВ*

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь*

**Московский государственный университет
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Российская Федерация*

Поступила в редакцию 16 января 2011

Исследовалась динамика развития кавитационной области, генерируемой высокоинтенсивным фокусированным ультразвуком в непрерывных и импульсно модулированных ультразвуковых полях. Показано, что импульсное модулирование ультразвукового поля позволяет управлять динамикой развития кавитационной области и активностью кавитации в целом.

Ключевые слова: ультразвук, кавитация, звуколюминесценция, звукохимия.

Введение

Фокусированные ультразвуковые поля широко используются в медицине для целей терапии [1] и диагностики [2, 3]. Разрешающая способность диагностических аппаратов во многом определяется интенсивностью ультразвука. Однако повышение интенсивности выше порога кавитации может приводить к нежелательным воздействиям, вызывая разрушения тканей. В терапевтических применениях часто необходимо реализовать достаточно высокие интенсивности, поддерживая при этом режим озвучивания докавитационным [1, 2]. В последние годы расширяются также применения, в которых терапевтический эффект достигается за счет воздействия кавитации на физико-химические процессы в клетках и межклеточном пространстве [4–8]. В таких применениях уровень активности кавитации должен поддерживаться постоянным.

В данной работе исследовалась возможность управления активностью кавитации и динамикой развития кавитационной области путем импульсного модулирования ультразвукового поля.

Методика и установка

Схема использовавшейся экспериментальной ячейки представлена на рис. 1. Детальное описание установки и методики измерений дано в работах [9, 10].

Рабочая емкость представляет собой цилиндр из нержавеющей стали диаметром 10 см и высотой 16 см. На боковой поверхности ячейки навита медная трубка, через которую прокачивается термостатирующая жидкость. Пьезокерамический фокусирующий излучатель 4 диаметром 65 мм вмонтирован через отверстие в днище емкости с помощью тефлоновой крышки, навинчиваемой на емкость. Резонансная частота излучателя – 880 кГц. На уровне фокального пятна излучателя в боковой поверхности емкости выполнено окно, в котором, установлен световод фотоумножителя. Торец емкости, противоположный излучателю, снабжен конической

крышкой, покрытой изнутри звукопоглощающей гофрированной резиной, чем обеспечивается режим, близкий к режиму бегущей волны. Гидрофон вмонтирован через крышку емкости таким образом, что его приемный пьезокерамический элемент диаметром 2 мм и толщиной 0,25 мм находится за фокальным пятном излучателя на расстоянии 25 мм от него.

Выходные сигналы фотоумножителя L и гидрофона H (после предварительного усиления) подавались на запоминающий осциллограф и анализировались с использованием компьютера. Примеры регистрации L и H представлены на рис. 1, б.

Измерения, выполненные с использованием калиброванного гидрофона, показали, что в докавитационном режиме звуковое давление P в фокальном пятне излучателя связано с напряжением U на высокочастотном (ВЧ) излучателе следующим соотношением: $P(10^5 \text{ Па}) = k \times U(\text{В})$, а излучаемая мощность во всем исследованном диапазоне напряжений пропорциональна U^2 с точностью не ниже точности измерений. Здесь $k = 0,093 \text{ Па/В}$.

Подготовка к эксперименту включала следующие операции. Емкость заполнялась жидкостью из вспомогательного резервуара через сливную трубку в ламинарном режиме, чтобы предотвратить захват пузырьков газа в процессе заполнения. Ячейка заполнялась рабочей жидкостью и отстаивалась в течение двух суток. Затем жидкость дегазировали под действием ультразвука в течение 20 мин при напряжении на излучателе 170 В ($\approx 10 \text{ Вт/см}^2$). Газосодержание под действием ультразвука уменьшалось на 20–25 % по сравнению с равновесным [10–12]. Предварительная частичная дегазация жидкости существенно повышает воспроизводимость результатов, так как после такой обработки концентрация воздуха в жидкости под действием ультразвука при проведении эксперимента практически не меняется. После дегазации ячейку закрывали крышкой, при этом жидкость не контактировала с воздухом.

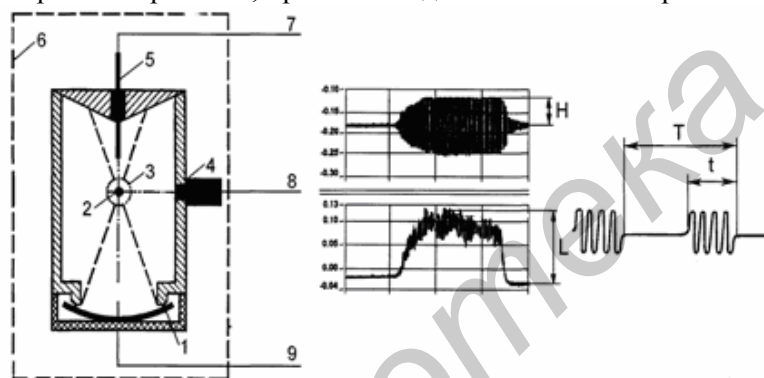


Рис. 1. Схема экспериментальной ячейки: 1 – излучатель, 2 – фокальное пятно, 3 – кавитационная область, 4 – фотоумножитель, 5 – гидрофон, 6 – светонепроницаемый короб, 7, 8 – на осциллограф, 9 – от генератора; выходные сигналы гидрофона (верхний) и фотоумножителя (нижний)

При исследовании зависимости интенсивности звуколюминесценции (ЗЛ) от периода следования импульсов T величину T меняли начиная с $T = 2000 \text{ с}$ в сторону уменьшения, т. е. слева направо (см. рис. 2 и 4). Длительность же импульса τ меняли, увеличивая τ от 0,1 мс.

Такой порядок изменения T и τ был выбран с тем, чтобы по возможности уменьшить влияние предыдущего эксперимента на результат последующего. В промежутке времени между двумя последовательными импульсами жидкость релаксирует в направлении к исходному состоянию.

Измерения производились после 10-секундной экспозиции при выбранных значениях T , τ и U . Время отстаивания между двумя измерениями – 30 с, время отстаивания после серии измерений (запись одной зависимости) – 30 м.

Напряжение увеличивалось линейно со временем. Свечение с интенсивностью выше уровня фоновых помех в приведенном на рис. 2 примере возникает на 14-й секунде после начала эксперимента. Этот момент отмечен на рисунке стрелкой Th_1 . Незадолго до возникновения ЗЛ отмечено отклонение выходного сигнала гидрофона от линейной зависимости от времени. Одновременно с возникновением ЗЛ меняется характер зависимости $H(t)$, а именно: появляется значительный разброс импульсов, регистрируемых гидрофоном.

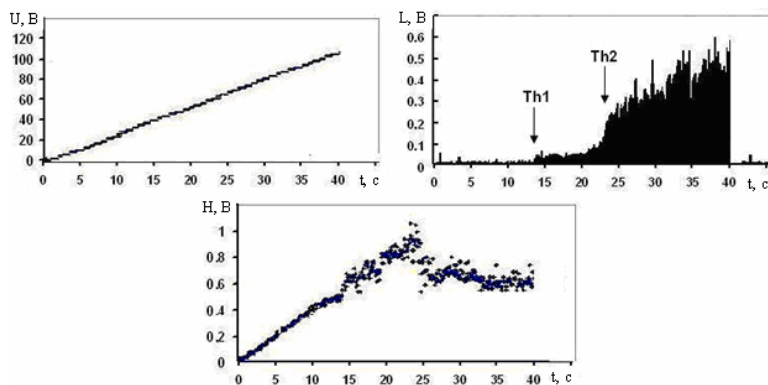


Рис. 2. Динамика развития кавитационной области при плавном увеличении напряжения на излучателе: $T = 30$ мс, $\tau = 3$ мс

зависимости $H(t)$ от прямой линии и разброс интенсивностей звуковых импульсов вызваны, очевидно, появлением пузырьков в фокальной зоне излучателя. Большие стабильно пульсирующие полости и коллапсирующие пузырьки в стадии роста снижают акустическую прозрачность фокальной зоны, что может быть причиной снижения пиковой интенсивности импульсов, регистрируемых гидрофоном. Захлопывающимися полостями генерируются ударные волны, которые являются причиной импульсов повышенной интенсивности.

На рис. 3 приведены зависимости интенсивности ЗЛ от времени при постоянном напряжении на излучателе для различных периодов T следования импульсов ультразвукового поля. Время Δt , необходимое для возникновения кавитации, т.е. пороговое время возникновения кавитации уменьшается при уменьшении T , т.е. при уменьшении скважности. Если при больших T (рис. 3,а и 3,б) интенсивность ЗЛ растет медленно после включения ультразвука, то при малых T (или больших τ) наклон $L(T)$ увеличивается, т.е. увеличивается скорость роста L .

Далее, из рис. 3 следует, что с увеличением периода следования импульсов ультразвука время задержки возникновения кавитации по отношению к началу озвучивания увеличивается. Аналогичная зависимость имеет место при уменьшении длительности импульсов. Таким образом, увеличивая T и уменьшая τ , можно обеспечить докавитационный режим озвучивания при достаточно большой интенсивности ультразвука.

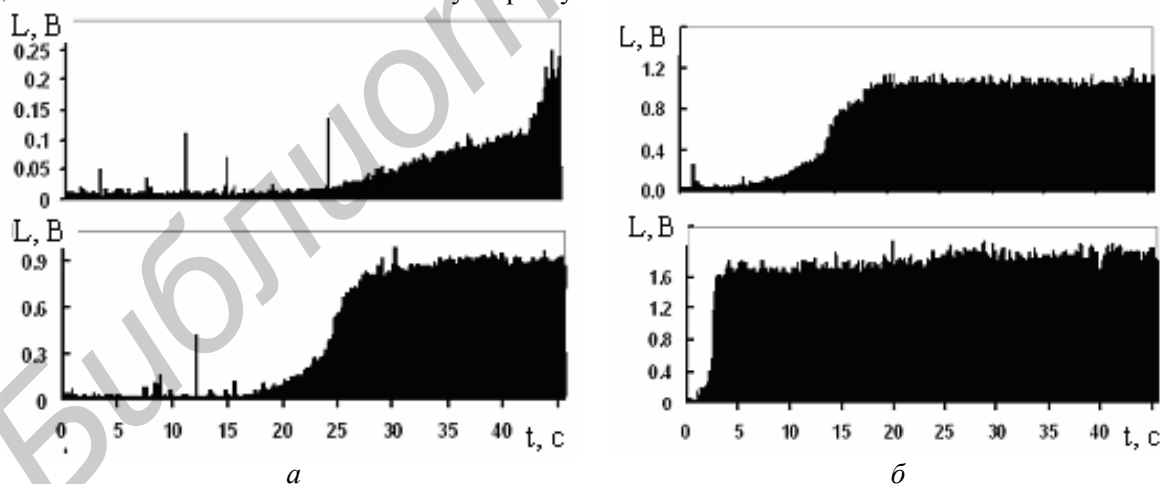


Рис. 3. Динамика развития кавитационной области при постоянном напряжении на излучателе и различных периодах следования импульсов ультразвукового поля: $U = 175$ В, $\tau = 3$ мс, (а) $T = 150$ мс (верхний), 75 мс (нижний); (б) 35 мс (верхний) и 10 мс (нижний)

На рис. 4 и 5 представлены характерные зависимости интенсивности ЗЛ (сплошные линии) и зависимости сигнала, снимаемого с гидрофона (штриховые линии), от периода следования импульсов T ультразвука и от длительности импульсов τ соответственно.

При некотором критическом значении напряжения U наклон зависимости $L(t)$ изменяется скачком, т.е. скорость роста интенсивности ЗЛ резко увеличивается. Этот момент отмечен на рисунке как Th_2 – второй порог. Быстрый рост интенсивности ЗЛ сопровождается соответствующим быстрым падением выходного сигнала гидрофона и увеличением разброса пиковых значений H . Отклонение

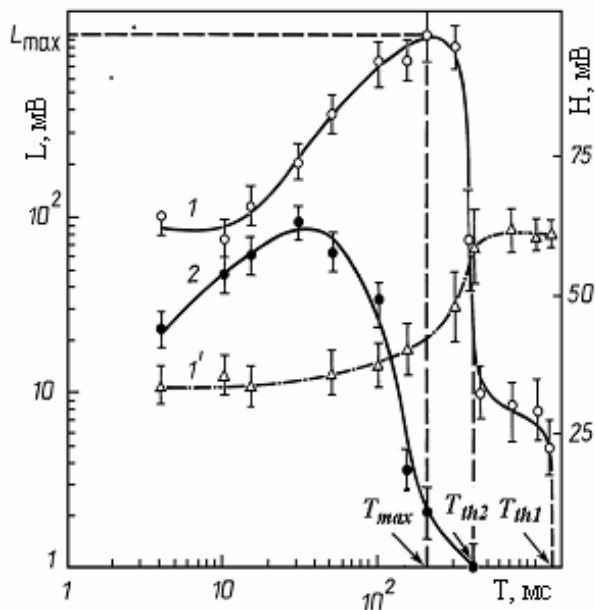


Рис. 4. Зависимости интенсивности звуколюминесценции L (кривые 1, 2) и выходного сигнала гидрофона H (кривая 1') от периода следования T импульсов ультразвукового поля: рабочая жидкость – дистиллированная вода, $t = 23^\circ\text{C}$, $\tau = 3$ мс, $U = 120$ В (1) и 55 В (2). Величины T_{th2} , T_{th1} и T_{max} показаны для кривой 1

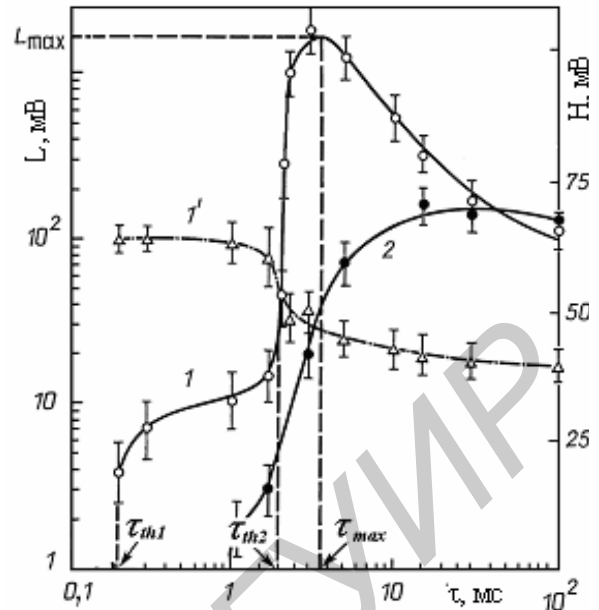


Рис. 5. Зависимости интенсивности звуколюминесценции L (кривые 1, 2) и выходного сигнала гидрофона H (кривая 1') от длительности τ импульсов ультразвукового поля: рабочая жидкость – дистиллированная вода, $t = 23^\circ\text{C}$, $\tau = 3$ мс, $U = 120$ В (1) и 55 В (2). Величины τ_{th2} , τ_{th1} и τ_{max} показаны для кривой 1

Если T достаточно велико (> 2000 мс для условий эксперимента, результаты которого представлены на рис. 4), то звуколюминесценция отсутствует. При уменьшении периода следования импульсов T (и постоянных U и τ) ЗЛ возникает при некотором пороговом $T = T_{th1}$, увеличивается вначале медленно, а затем, начиная с некоторых критических значений $T = T_{th2}$ – наблюдается значительное увеличение наклона зависимости $L(T)$. Интенсивность ЗЛ достигает максимума и начинает уменьшаться, стремясь к некоторому предельному значению. При больших интенсивностях ультразвука (кривая 1, рис. 4) увеличение интенсивности ЗЛ при $T = T_{th2}$ носит явно выраженный скачкообразный (пороговый) характер, при котором уменьшение T на 15–20% приводит к увеличению L почти на два порядка.

Таким образом, и в данном случае можно выделить два порога кавитации: первый (T_{th1}) соответствует возникновению звуколюминесценции, второй (T_{th2}) – резкому увеличению ее интенсивности (или изменению наклона зависимости $L(T)$). Отметим, что впервые этот эффект наблюдался нами в работе [11]. Интенсивность сигнала, принимаемого гидрофоном (штриховая линия, рис. 4), с уменьшением периода вначале меняется незначительно, точнее – в пределах ошибки измерений. При $T = T_{th2}$ наблюдается быстрое падение выходного сигнала гидрофона, что указывает на соответствующее увеличение поглощения ультразвука.

Аналогичным же образом изменяется величина L с ростом длительности импульсов τ при постоянных T и U (рис. 5). Как и в первом случае, можно выделить два порога τ_{th1} и τ_{th2} . При $\tau = \tau_{th1}$ звуколюминесценция возникает, при $\tau = \tau_{th2}$ наблюдается резкое изменение наклона зависимости $L(\tau)$ (кривая 1, рис. 5) и увеличение поглощения ультразвука в кавитационной области (кривая 2, рис. 5).

Обсуждение результатов

Как видно из рис. 2, можно выделить следующие стадии развития кавитационной области в импульсно модулированном ультразвуковом поле.

1. Первая стадия, вероятно, связана с возникновением нелинейно пульсирующих кавитационных пузырьков. Поглощение ультразвука на этой стадии практически не увеличивается

по сравнению с поглощением в жидкости без пузырьков. Это указывает на то, что объемная доля пузырьков незначительна. Вероятно, существенно вырастают пузырьки резонансного размера или близкого к резонансному.

2. На второй стадии развития кавитационной области возникает звуколюминесценция, что сопровождается незначительным увеличением поглощения ультразвука. Интересно, что в этом режиме в импульсно модулированных ультразвуковых полях интенсивность ЗЛ мало меняется при увеличении интенсивности ультразвука в довольно широком диапазоне интенсивностей. Увеличение поглощения ультразвука может быть вызвано увеличением числа и размеров больших пульсирующих кавитационных пузырьков, поглощающих и рассеивающих ультразвуковые колебания. Эти пузырьки являются стабильными, не захлопываются и не генерируют звуколюминесценции, а, следовательно, не могут оказывать сколько-нибудь существенного воздействия на звукохимические реакции и другие процессы в жидкостях.

3. Переход к третьей стадии развития кавитационной области сопровождается быстрым увеличением интенсивности звуколюминесценции и поглощения ультразвука в кавитационной области, что указывает на увеличение числа кавитационных пузырьков и эффективности их захлопывания. Отметим, что переход от режима 2 к режиму 3 может происходить и произвольно, при постоянном напряжении на излучателе (рис. 3). При этом интенсивность звуколюминесценции в некоторых случаях увеличивается более, чем в 10 раз, а поглощение ультразвука – в несколько раз.

Увеличение времени задержки начала кавитации по отношению к моменту включения колебаний с ростом периода следования импульсов ультразвука T (рис. 4) обусловлено тем, что в исходной жидкости отсутствуют микропузырьки, которые могли бы кавитировать при данной интенсивности ультразвука. Под действием ультразвука имеющиеся зародыши начинают расти за счет выпрямленной диффузии. В промежутке времени $T - \tau$ между двумя последовательными импульсами размер пузырьков уменьшается за счет диффузии газа из пузырька в жидкость под действием давления поверхностного натяжения. С ростом T этот промежуток также увеличивается, что и приводит к результирующему снижению скорости роста пузырьков, соответственно увеличивается время экспозиции.

Наличие порогового τ (первый порог, рис. 5) при заданной интенсивности ультразвука может быть объяснено следующим образом. В момент включения ультразвука в фокальном пятне излучателя отсутствуют пузырьки с размером порядка резонансного, которые могли бы кавитировать при данной интенсивности ультразвука. Под действием ультразвуковых колебаний зародыши кавитации начинают увеличиваться в размерах вследствие выпрямленной диффузии. Время роста равно длительности импульса τ . В промежутке времени $T - \tau$ между двумя импульсами размеры пузырьков уменьшаются. Если за время $T - \tau$ характерный размер пузырьков успевает уменьшиться до исходного R_0 , то за достаточно большой промежуток времени ($t \gg T$) в среднем не наблюдается увеличения размеров зародышей. Следовательно, в этом случае τ ниже порогового τ_{th1} .

Если же τ достаточно велико, то диаметр пузырька не успевает уменьшиться до исходного за время $T - \tau$. В результате за время $t \gg T$ будет наблюдаться рост размеров пузырька, и за принятое время наблюдения он может вырасти до резонансного размера, при котором начинается интенсивное захлопывание, сопровождающееся характерными эффектами: генерированием ударных волн и звуколюминесценцией. Таким образом, в этом случае τ равно или больше, чем τ_{th1} . При увеличении интенсивности ультразвука, очевидно, увеличивается и скорость роста кавитационных пузырьков.

Резкое увеличение скорости роста L при $\tau = \tau_{th2}$ связано с началом быстрого размножения кавитационных пузырьков по механизму цепной реакции, предложенному в работе.

Рассмотрим теперь возможные причины, по которым $L(\tau)$ уменьшается после достижения максимума. Как отмечено в [10, 11], уменьшение интенсивности ЗЛ после достижения некоторой максимальной величины L может быть обусловлено следующими факторами: а) усилением взаимодействий пузырьков вследствие увеличения их концентрации, что может быть одной из причин уменьшения эффективности захлопывания; б) экранированием кавитационной области пузырьками, находящимися на ее периферии; в) увеличением концентрации больших неэффективных пузырьков, которые пульсируют не захлопываясь и, следовательно, практически не воздействуют на физико-химические процессы в жидкостях, поглощая

при этом значительную долю акустической мощности; г) образованием кластеров кавитационных полостей. Ясно, что при большей длительности импульсов ультразвука (и постоянном периоде T) с течением времени быстрее растет как концентрация пузырьков, так и их размеры. Следовательно, быстрее растут и размеры кавитационных кластеров. Поэтому роль всех перечисленных выше факторов (снижающих эффективность преобразования и концентрации энергии кавитационными полостями) усиливается с ростом τ , что и вызывает снижение активности кавитации.

Таким образом, наличие максимума на зависимости интенсивности звуколюминесценции от длительности импульсов τ (рис. 3, рис. 5) обусловлено конкурирующим влиянием двух факторов, связанных с увеличением концентрации кавитационных полостей и их размеров в кавитационной области: это – увеличение числа кавитационных событий (коллоидов) в единицу времени, с одной стороны, и уменьшение эффективности концентрации энергии пузырьками при захлопывании – с другой. При $\tau < \tau_{\max}$ преобладающим фактором является рост числа кавитационных событий; интенсивность ЗЛ растет с ростом τ в этом диапазоне τ . При $\tau > \tau_{\max}$ преобладающим становится второй фактор – уменьшение эффективности преобразования и концентрации энергии пузырьками при их захлопывании, что приводит к уменьшению интенсивности ЗЛ с ростом τ в данном диапазоне τ . Аналогичными же причинами обусловлено уменьшение активности кавитации после достижения максимума с уменьшением периода следования T импульсов ультразвука.

Заключение

Показано, что импульсное модулирование ультразвукового поля позволяет управлять динамикой развития кавитационной области и активностью кавитации в целом. Выделено три стадии развития кавитационной области, характеризующиеся различным уровнем активности кавитации и концентрацией кавитационных полостей.

Установлено, что зависимости активности кавитации от периода следования и длительности импульсов ультразвукового поля имеют вид кривой с максимумом. При оптимальных параметрах импульсов интенсивность звуколюминесценции в импульсно модулированном ультразвуковом поле может превосходить ее величину в непрерывном поле более, чем на порядок.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований и Российского фонда фундаментальных исследований.

THE INFLUENCE OF PULSE MODULATION OF AN ULTRASOUND FIELD ON THE DYNAMICS OF CAVITATION ZONE DEVELOPMENT AND ON CAVITATION ACTIVITY

N.V. DEZHKUNOV, A.V. KOTUKHOV, V.A. STOLER, V.A. KOLTOVICH, A.L. NIKOLAEV

Abstract

The dynamics of the cavitation zone development has been studied. Cavitation zone was generated by high intensity focused ultrasound (HIFU) in pulsed mode. Three stages of the process were identified. Sonoluminescence (SL) is absent at the first stage. The output signal of the hydrophone which is placed above the focal point of the transducer is constant if the voltage applied to the transducer is constant. It is increased linearly if the ultrasound intensity is increased linearly. The sonoluminescence is appeared at the second stage. Its intensity is increased slowly at this stage.

Список литературы

1. Улащик В.С., Чиркин А.А. Ультразвуковая терапия, Минск, 1983.
2. Щупакова А.Н., Литвяков А.М. Клиническая ультразвуковая диагностика: учебн. пособие для студентов вузов по специальности. Мн., 2004.
3. Волков Н.В. Основы ультразвуковой диагностики: учебно-методическое пособие для студентов по специальности лечебное дело. Гродно, 2005.
4. Самосюк И.З., Шимков Г.Е., Чухраев Н.В. и др. Терапия ультразвуковыми волнами. Киев, 2003.
5. Николаев А.Л., Гопин А.В., Божевольнов В.Е. и др. // Акустический журнал. Т. 55, № 4–5. 2009. С. 565–574.
6. Douglas L. Miller, Chunyan Dou. // Induction of Apoptosis in Sonoporation and Ultrasonic Gene Transfer. *Ultrasound in Medicine & Biology*. 2009. Vol. 35. P. 144–154.
7. Rui Li, Hui Zhong. Effects of Ultrasonic Cavitation on Migration of Tumor Cells. *Ultrasound in Medicine & Biology*. 2009. Vol. 35. P. S235–S236.
8. Raffi Karshafian, Peter D. Bevan, Ross Williams et al. // *Ultrasound in Medicine & Biology*. 2009. Vol. 35. P. 847–860.
9. Дежкунов Н.В. Письма в Журнал технической физики. 2008. Вып. 8. С. 59–67.
10. Дежкунов Н.В. Инженерно-физический журнал. 2003. Т. 76, № 1. С. 120–127.
11. Dezhkunov N.V., Francescutto A., Ciuti P. et al. // *Ultrasonics Sonochemistry*. 2000. №7. P. 19–24.
12. Dezhkunov N.V., Francescutto A., Nikolaev A.L. et al. // Book of abstracts of 12th meeting of the European society of sonochemistry. Greece. 30 May–03 June. 2010. P. 108.