

УДК 534.222

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ПОРОГА ВЫПРЯМЛЕННОЙ ДИФфуЗИИ

Мельников Николай Павлович¹, доцент, к.ф.-м.н.e-mail: kaf_phys@vsuwt.ru**Родионов Глеб Сергеевич**¹, студентe-mail: gleb221104gleb@mail.ru¹ Волжский государственный университет водного транспорта, Нижний Новгород, Россия

Аннотация. Явление выпрямленной диффузии характерно только для нелинейно пульсирующих кавитационных пузырьков в газонасыщенной жидкости под действием внешнего акустического поля. Рост пузырька или его растворение определяется параметрами пульсирующего пузырька и концентрацией растворенного в жидкости газа. "Небольшое" изменение параметров внешнего акустического поля приводит к изменению характера выпрямленной диффузии от растворения пузырька к его росту и наоборот.

Ключевые слова: динамика кавитационного пузырька, выпрямленная диффузия.

THIN STRUCTURE OF THE RECTIFIED DIFFUSION THRESHOLD

Nikolay P. Melnikov¹, Associate Professor, Candidate of Physical and Mathematical Sciencese-mail: kaf_phys@vsuwt.ru**Gleb S. Rodionov**¹, Studente-mail: sasha_nurkin@rambler.ru¹ Volga State University of Water Transport, Nizhny Novgorod, Russia

Abstract. The phenomenon of rectified diffusion is characteristic only of nonlinearly pulsating cavitation bubbles in a gas-saturated liquid under the influence of an external acoustic field. Bubble growth or dissolution is determined by the parameters of the pulsating bubble and the concentration of the gas dissolved in the liquid. A "small" change in the parameters of the external acoustic field leads to a change in the nature of rectified diffusion, from bubble dissolution to bubble growth and vice versa.

Keywords: dynamics of the cavitation bubble, rectified diffusion.

Одним из самых широко распространенных явлений, возникающих в жидкости, является кавитация. Кавитация возникает в жидкости при понижении в ней давления ниже некоторого критического уровня. Пульсации давления возникают в потоках текущей жидкости, при статическом воздействии на неё, например, при движении поршня, при

обтекании жидкости поверхности гребных винтов и поверхности корпуса судов или при облучении жидкости акустическим излучением. Согласно молекулярно-кинетической теории вода распадается на молекулы при достижении величины напряжения порядка 1400 кг/см^2 [1]. Реальные разрывы в жидкостях происходят при напряжениях на два три порядка ниже. Такая ситуация объясняется присутствием в жидкости некоторых «слабых мест», так называемых «зародышей кавитации». В областях пониженного давления из этих зародышей кавитации образуются мельчайшие пузырьки, поведение которых в переменных полях давления приводит к появлению многочисленных физических, физико-химических, биологических и других эффектов [2]. Такое положение дел приводит к необходимости изучать поведение пузырьков в различных полях давления. Экспериментальную информацию мы получаем путем проведения кино, фото съемок кавитационных пузырьков, приема и анализа излучения света пузырьками (сонолюминесценция) и излучения звука движущимися пузырьками. Результаты многочисленных теоретических и экспериментальных исследований кавитации убедительно показали, что возникновение, характер протекания и интенсивность кавитационных процессов в конечном итоге определяется динамикой одиночного кавитационного пузырька.

При воздействии на жидкость периодического акустического поля возникает, так называемая, акустическая кавитация. Во всех реальных жидкостях при нормальных условиях растворен газ. Поэтому все пузырьки в реальных жидкостях являются газовыми пузырьками. Под воздействием акустического поля пузырек начинает пульсировать. Даже при «не больших» амплитудах акустического поля пульсации пузырька нелинейны, то есть гармоническое акустическое поле вызывает негармонические пульсации пузырька. Именно это порождает физическое явление, которое называется «выпрямленная» или направленная диффузия растворенного в жидкости газа через границу пузырька. При некоторых параметрах пузырька, жидкости и внешнего акустического поля наблюдается рост пузырька.

Согласно закону Фика [2] поток массы газа через границу раздела сред пропорционален градиенту концентрации газа на границе раздела, коэффициенту диффузии и площади границы раздела. При этом поток массы газа направлен в сторону меньшей концентрации газа. В процессе пульсаций пузырек расширяется и сжимается. При расширении пузырька концентрация газа внутри него уменьшается и, следовательно, растворенный в жидкости газ «потечет» в пузырек, при этом его площадь увеличивается. При сжатии происходит обратный процесс: концентрация газа внутри пузырька увеличивается и газ уходит из пузырька, но площадь пузырька уменьшается. Эти два процесса при пульсациях пузырька конкурируют. В зависимости от параметров пузырька и параметров внешнего акустического поля характер пульсаций может быть очень сложным [3], и интегральный поток массы газа через границу будет определяться и градиентом концентрации газа, соотношением площадей пузырька, при которых происходит его рост и растворение, а так же временем, в течении которого газ диффундирует в пузырек и временем, в течении которого газ диффундирует из пузырька.

Следовательно, для построения модели динамики пузырька в газонасыщенной жидкости необходимо знать:

- градиент концентрации газа на границе пузырька;
- зависимость от времени величины радиуса пузырька при его пульсациях.

Зная поток массы газа в пузырек можно написать уравнение изменения его равновесного радиуса [4]. Зависимость от времени радиуса пузырька, пульсирующего в сжимаемой, вязкой жидкости, описывает уравнение Джилмора [3]. Градиент концентрации на границе раздела находится, решая уравнение диффузии [5-8]. Система уравнений, описывающих динамику пузырька, представляет собой:



- обыкновенное, нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка (зависимость радиуса пузырька от времени $R(t)$),
- обыкновенное, линейное дифференциальное уравнение первого порядка (зависимость равновесного радиуса пузырька от времени $R_o(t)$) [9].

Эти уравнения путем замены переменных приводились к безразмерному виду. Безразмерное время $T = t \cdot f$, безразмерный радиус $R = R/R_{oo}$, безразмерный равновесный радиус $R_o = R_o/R_{oo}$, безразмерная амплитуда внешнего акустического поля $\varepsilon = P_m/P_o$. Где R, R_o, R_{oo} – радиус, равновесный радиус, начальный радиус пузырька, соответственно, P_m, f – амплитуда и частота внешнего акустического поля соответственно, P_o – давление в жидкости на бесконечности. Эта система уравнений интегрировалась численно методом Рунге-Куты с использованием MATLAB R2014a. Пузырек находится в воде при нормальных условиях под действием однородного гармонического акустического поля вида $P = P_m \sin 2\pi f t$. Концентрация газа в жидкости на бесконечности равна $2.27 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^3$. Частота равна $f = 22100 \text{ Гц}$.

Крам Л.А. измерил рост и уменьшение равновесного радиуса пузырька в воде в акустическом поле с различными амплитудами и частотой равной 22.1 кГц [8]. Результаты измерений приведены на рис. 1. Фигурки означают экспериментальные значения

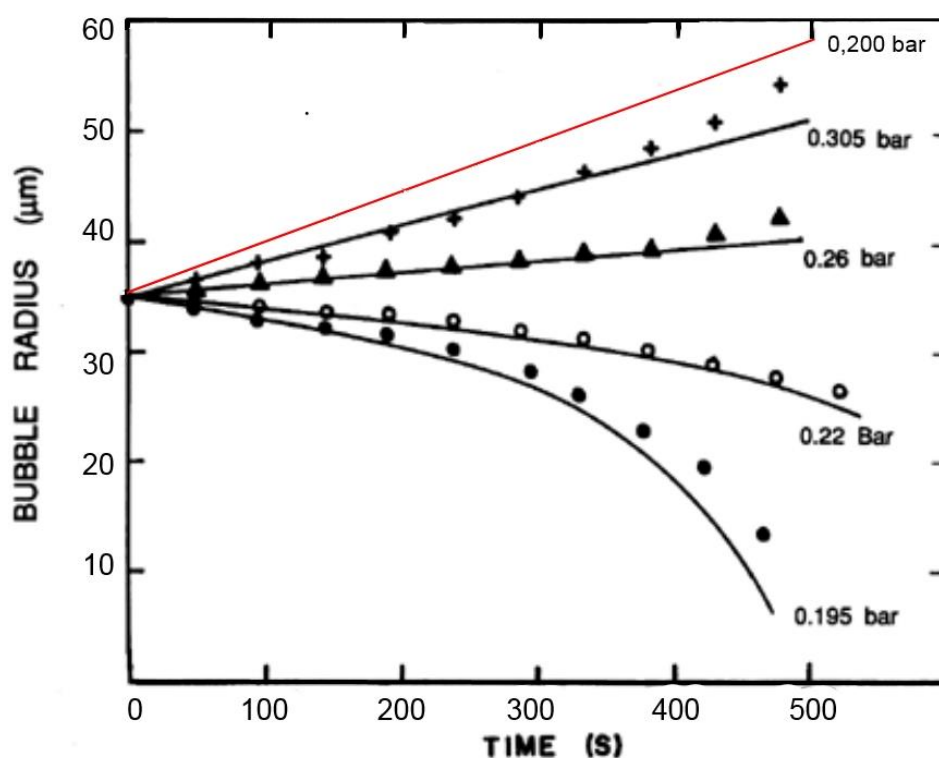


Рисунок 1 – Экспериментальные и теоретические (сплошные линии) зависимости равновесного радиуса пузырька от величины внешнего акустического поля [Crum]

равновесного радиуса, а линии – теоретические расчеты. Величина равновесного радиуса приведена в микронах, а время в секундах. Напротив каждой кривой стоит значение амплитуды акустического поля в атмосферах. Темные линии рассчитаны Крамом Л.А., а красная линия результат расчетов авторов настоящей работы. Экспериментальные

результаты и результаты расчетов Крама Л.А. показывают, что при амплитуде внешнего поля равной 0.195 bar ($0.195 \cdot 10^5$ Па), 0.220 bar ($0.220 \cdot 10^5$ Па) пузырек растворяется, а при 0.260 bar ($0.260 \cdot 10^5$ Па), 0.305 bar ($0.305 \cdot 10^5$ Па) пузырек растет. Наши расчеты показали, что и при амплитуде равной 0.200 bar ($0.200 \cdot 10^5$ Па) пузырек растет. Результат наших расчетов порогового значения внешнего поля приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Величина амплитуды внешнего акустического поля, при котором пузырек растет - ε^+ ,
Величина амплитуды внешнего поля при котором пузырек растворяется ε^-

ε^+	0.075	0.080	0.090	0.100	0.125	0.140	0.150	0.165	0.170
ε^-	0.050	0.055	0.060	0.065	0.070	0.085	0.095	0.105	0.110

ε^+	0.175	0.180	0.185	0.200	0.205	0.210	0.215	0.225 -	0.365
ε^-	0.115	0.120	0.130	0.135	0.145	1.155	0.160	0.190	0.195

ε^+	0.385	0.385	0.430 -	0.500	0.550	0.600			
ε^-	0.220	0.370	0.375	0.380	0.390 -	0.425			

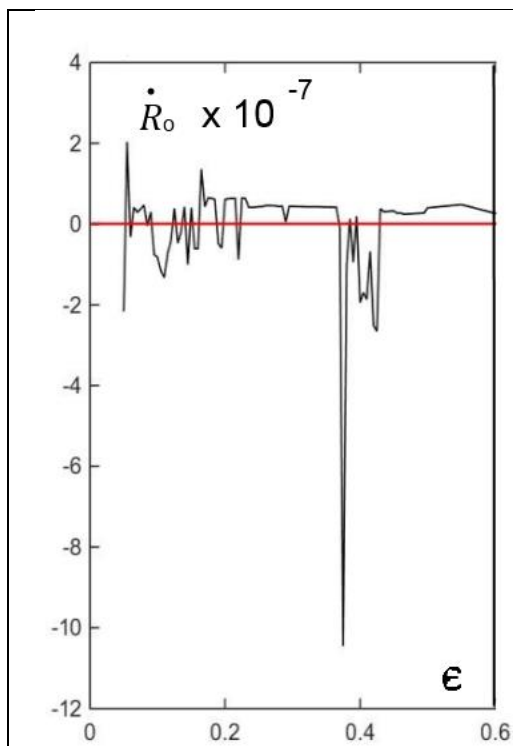


Рисунок 2 – Зависимость скорости равновесного радиуса пузырька от амплитуды акустического поля для начального радиуса $R_{00} = 3.5 \cdot 10^{-5}$ м

Расчеты динамики пузырька проводились с шагом амплитуды внешнего поля равным $\Delta\varepsilon = 0.005$. Для амплитуд внешнего поля $\varepsilon = 0.05 - 0.07$ пузырек растворяется. При увеличении амплитуды $\varepsilon = 0.075, 0.08$ пузырек растет. Далее, $\varepsilon = 0.085$ – растворяется, $\varepsilon = 0.090$ – растет, $\varepsilon = 0.095$ – растворяется, $\varepsilon = 0.100$ – растет. Далее идет интервал значений амплитуды $\varepsilon = 0.105 - 0.120$ в котором пузырек растворяется. При значении $\varepsilon = 0.125$ пузырек опять растет. Далее при $\varepsilon = 0.130, 135$ – растворяется, при $\varepsilon = 0.140$ – растет, $\varepsilon = 0.145$ – растворяется, $\varepsilon = 0.150$ – растет, $\varepsilon = 0.155, 160$ – растворяется. Далее следует большой интервал величины амплитуды $\varepsilon = 0.165 - 0.185$ в котором пузырек растет. При значениях $\varepsilon = 0.190, 0.195$ – растворяется. При значениях $\varepsilon = 0.140$ – При $\varepsilon = 0.220$ – растворяется, в интервале величины амплитуды $\varepsilon = 0.225 - 0.365$ – пузырек растет. В небольшом

интервале амплитуд $\varepsilon = 0.370 - 0.380$ наблюдается растворение пузырька. Далее рост при $\varepsilon = 0.385$. В интервале $\varepsilon = 0.390 - 0.425$ пузырек растворяется. И в интервале

$\varepsilon = 0.430 - 0.600$ пузырек растет. Таким образом, мы наблюдаем тонкую структуру порога выпрямленной (направленной) диффузии. То есть, небольшие изменения амплитуды внешнего акустического поля ε приводят к кардинальному изменению динамики равновесного радиуса пузырька R_0 . Пузырек от растворения переходит к росту и наоборот. Рис. 2 иллюстрирует данные Таблицы 1. На нем представлена зависимость

скорости равновесного радиуса пузырька $\dot{R}_0$ от амплитуды внешнего акустического поля ε . Красная линия – это нулевой рост или растворение пузырька.

С целью выявить области параметров пузырька и акустического поля в которых динамика направленной диффузии различна, были проведены расчеты динамики пузырьков с начальными радиусами от $R_{00} = 3.5 \cdot 10^{-5}$ м до $R_{00} = 14.0 \cdot 10^{-5}$ м с интервалом равным $\Delta R_{00} = 0.5 \cdot 10^{-5}$ м. То есть были получены зависимости $R(t)$, $\dot{R}(t)$, $R_0(t)$, $\dot{R}_0(t)$ пузырька при воздействии на него внешнего акустического поля с частотой $f = 22100$ Гц и амплитудами с величинами от $\varepsilon = 0.050$ до $\varepsilon = 0.500$ с интервалом $\Delta\varepsilon = 0.005$. Результаты расчетов представлены на Рис. 3 в виде изолиний скорости равновесного радиуса $\dot{R}_0$ в области параметров ε и R_{00} . На этом рисунке явно выделяются три области значений начального радиуса пузырька. В этих областях динамика пузырька различна. Область слева для $R_{00} = 3.5 \cdot 10^{-5}$ м – $8.0 \cdot 10^{-5}$ м динамика пузырька имеет сложный характер. В этой области начальный радиус пузырька значительно меньше

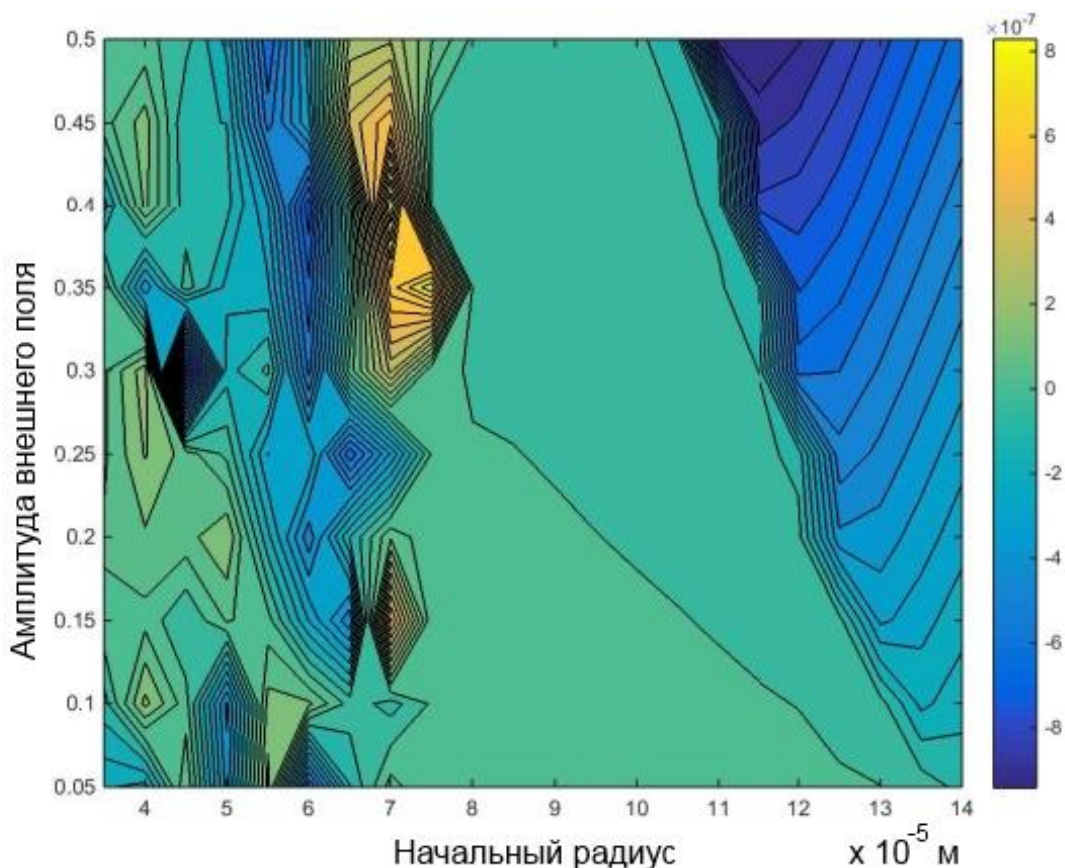


Рисунок 3 – Изолинии скорости $\dot{R}_0$ равновесного радиуса пузырька в области параметров. По оси абсцисс – величины равновесного радиуса пузырька R_0 по оси ординат – величина внешнего акустического поля ε

величины линейного резонанса. Поэтому пузырек при увеличении амплитуды внешнего акустического поля пульсирует на резонансах различных порядков – гармонических, ультрагармонических, при некоторых значениях амплитуды пульсации пузырька становятся хаотическими. Также наблюдаются при некоторых значениях амплитуды и начального радиуса резонансы. Видимо это обуславливает сложную структуру этой области. При увеличении начального радиуса пузырька. При начальных радиусах пузырька больше $R_{00} > 8 \cdot 10^{-5}$ м порядок пульсаций пузырька в основном равен гармоническому 2/1 и основному 1/1 и в этих областях не наблюдается тонкая структура порога направленной диффузии.

Таким образом, процессы роста и растворения пузырька напрямую не связаны с величиной амплитуды возбуждающего акустического поля, а зависят от соотношения величины площади поверхности пузырька, градиента концентрации растворенного газа на границе раздела и времени нахождения пузырька с «большой» или «малой» площадью поверхности.

Список литературы:

1. Акуличев В.А. Кавитация в криогенных и кипящих жидкостях // М.: Наука, 1978, 279 С.
2. Перник А.Д. Проблемы кавитации. Судостроение. Л., 1966.
3. P'yichev V.I., Koretz V.L. and Melnikov N.P Spectral characteristics of acoustic cavitation // Ultrasonics. 1989. Vol. 27. P. 357-361.
4. Кузнецов Г.Н., Щекин И.Е. Влияние коагуляции и диффузии газа на кавитационную прочность жидкости. // Акуст. журн., 1975, Т. 21, № 5, С. 751-759.
5. Hsieh D.Y. and Plesset M.S. Theory of rectified diffusion of mass into gas bubbles // J. Acoust. Soc. Am., 1961. **33**, P. 206.
6. Eller A.I. and Flynn H.G. Rectified diffusion during non-linear pulsation of cavitation bubbles // J. Acoust. Soc. Am., 1965. **37**, P. 493.
7. Eller A.I. Bubble growth by diffusion in an 11kHz sound field // J. Acoust. Soc. Am., 1972. **52**, P. 1447 - 1449.
8. Crum L.A. Measurements of the growth of air bubbles by rectified diffusion // J. Acoust. Soc. Am., 1980. **68**, P. 203.
9. Мельников Н.П. Влияние выпрямленной диффузии на резонансные свойства кавитационного пузырька. // Всероссийская научная конференция «XXXVII сессия Российского акустического общества», Москва, 20 – 24 октября 2025 г. С. 1187 -1192.

