

МОДЕЛИРОВАНИЕ КАВИТАЦИОННОГО ЭФФЕКТА ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОКОРКЕ ЛЕСОМАТЕРИАЛОВ

Гаспарян Г. Д.

ФГБОУ ВПО «Братский государственный университет», Иркутская обл., г. Братск, ул. Макаренко, д.40,
gasparyan_garik@mail.ru, garik.gaparian@yandex.ru

В данной статье отображаются основные результаты теоретических исследований технологических принципов ультразвуковой окорки лесоматериалов, основанные на методах математического моделирования физических процессов. Для оптимизации параметров ультразвуковой окорки круглых лесоматериалов возникает необходимость разработки математической модели различных процессов, происходящих при реализации технологии. Ультразвуковая окорка является сложной системой процессов, происходящих при воздействии ультразвуковых волн на различные участки слоёв коры и среды окаривания. При исследовании показателей ультразвука основным принципом физического влияния на элементы коры является процесс возникновения кавитационного эффекта, позволяющего синтезировать различные процессы для отрыва коры от древесины. Учитывая это, разработаны математические модели возникновения кавитационного эффекта при ультразвуковой окорке, возникновения гидродинамических процессов, влияющих на физический отрыв коры от древесины.

Ключевые слова: окорка, ультразвуковая технология, кора, технологический процесс, лесоматериал, деревоперерабатывающее производство, кавитационный эффект, кавитация, технологические системы.

CAVITATION EFFECTS SIMULATION IN ULTRASONIC TIMBER BARKING

Gasparyan G. D.

Bratsk state university, Irkutsk reg., Bratsk city, Makarenko st.40, gasparyan_garik@mail.ru,
garik.gaparian@yandex.ru

In this article, basic theoretical research of technological principles of ultrasonic bark timber, based on the methods of mathematical modeling of physical process. To optimize the ultrasonic barking round timber is necessary to develop mathematical models of various processes in the implementation of technology. Ultrasonic barking is a complex system of processes occurring under the influence of ultrasonic waves to different parts of the layers of the cortex and the barking environment. In studying the performance of ultrasound, the basic principle of physical influence on elements of the cortex is a process of cavitation effect to synthesize the various processes for the separation of bark from timber. Given this, the mathematical models of ultrasonic cavitation effect during debarking of hydrodynamic processes affecting the physical separation of the bark from the wood.

Key words: barking, ultrasonic technology, the bark, process, timber, wood processing industries, cavitation effect, cavitation, technology systems.

Введение

Одним из факторов эффективной ультразвуковой окорки лесоматериалов являются показатели кавитационного эффекта, возникающего в области действия ультразвука. В связи с этим необходимо разработать комплексную модель возникновения кавитационного эффекта с параметризацией показателей возникающей при этом энергии.

Кавитационный эффект, возникающий в зоне разрушения элементов и слоёв коры, можно условно дифференцировать на два этапа: возникновение и динамика; рост и схлопывание кавитационного пузырька. Так как процесс ультразвуковой окорки происходит в водной среде, то при возникновении и динамике каверны формируются гидродинамические течения, а при схлопывании выделяется энергия, разрушающая слои коры [1].

Цель исследования

Целью исследований является математическое моделирование кавитационного эффекта, происходящего на границах коры и способствующего элементному разрушению коры деревьев.

Материалы и методы исследования

Исследования акустической кавитации позволяют получать наиболее адекватные результаты по воспроизводимости условий эксперимента, а также дают возможность проведения измерений физических параметров в кавитационной области. Заметим, что близкие по природе физико-химические эффекты имеют место и при целом ряде воздействий другой физической природы, таких как лазерная кавитация, гидродинамическая кавитация, электрогидравлический взрыв, ударное механическое воздействие на взвесь пузырьков в жидкости и т.п. Тем не менее, устоявшаяся акустическая терминология широко используется и в настоящее время, поэтому в работе также использовались эти общепринятые термины.

В частотном диапазоне 25–50 кГц, при котором реализуется ультразвуковая окорка лесоматериалов, используются магнестрикционные излучатели, работающие в резонансном режиме. Этому способствуют оптимальные с точки зрения конструкций излучателей геометрические размеры волноводной системы, составляющие от нескольких сантиметров до десятков сантиметров [3].

Общим для акустических способов создания кавитации является то, что кавитация возбуждается и развивается в одной выделенной области жидкости, называемой кавитационной областью или кавитационным облаком. Таким образом, воздействие на элемент объема газожидкостной среды осуществляется многократно, что приводит к постепенным изменениям ее свойств (газонасыщенность, размеры пузырьков, температура), причем эти изменения практически неконтролируемы. Изменение свойств среды, в свою очередь, приводит к изменению характера кавитационного воздействия. Поэтому исследование физической природы кавитационных явлений и изучение динамики пузырьков в составе кавитационного облака является достаточно сложным и неудобным.

Кавитация в потоке жидкости наблюдается в том случае, когда происходит быстрое изменение скорости потока. Изменение скорости влечет за собой, согласно уравнениям гидродинамики, изменение давления в жидкости, которое приводит к росту и последующему схлопыванию газовых пузырьков. Основным отличием от акустической кавитации является однократное воздействие на исходный микропузырек («зародыш» кавитации), поэтому резонансные методы накопления энергии газовым пузырьком в этом случае не реализуются. Существенно также, что в данном случае нет «облака» пузырьков, которые уносятся потоком жидкости, и, таким образом, нет процесса «развития» кавитации. Динамика кавитационного процесса не изменяется и однозначно определяется свойствами жидкости и характером

течения. Тем не менее, изучение подобных процессов достаточно сложно, в первую очередь, из-за сложностей воспроизводимости состава и структуры кавитационных зародышей в жидкости, а также стохастических турбулентных пульсаций потока. Техническое применение в различных областях промышленности нашли кавитационные устройства в виде сужающихся трубок и гидродинамических свистков.

Высокая плотность энергии в кавитационном пузырьке объясняется, в первую очередь, очень малым объемом вещества в момент достижения пузырьком минимального радиуса. По данным разных авторов, радиус пузырька при ультразвуковой (УЗ) кавитации в конце сжатия R_{\min} , как правило, находится в пределах 10^{-10} м при равновесном (начальном) радиусе $R_0 = (1-10) \cdot 10^{-6}$ м. Таким образом, изменение объема пузырька (и плотности газа) составляет не менее 1000, что и вызывает экстремальную концентрацию первоначально запасенной пузырьком энергии.

Энергия запасается при расширении пузырька от равновесного радиуса R до максимального радиуса R_{\max} под воздействием растягивающих сил, возникающих в жидкости в фазе разрежения акустической волны. Величину запасенной энергии можно оценить как $W = \Delta V \cdot P_0$, где ΔV – изменение объема пузырька при уменьшении его радиуса с R_{\max} до R_{\min} , P_0 – давление в окружающей жидкости, которое при акустической кавитации можно принять равным статическому давлению. Если принять условие, $R_{\max} \gg R_{\min}$, что обычно имеет место при кавитации, то для энергии получим:

$$W = \frac{3}{4} \pi R_{\max}^3 \cdot P_0. \quad (1)$$

Оценки по (1) для характерных при УЗ кавитации максимальных размерах пузырька $R_{\max} = 100$ мкм, и $P_0 = 0.1$ МПа дают $W = 4 \cdot 10^{-7}$ Дж. При сжатии такого пузырька до $R_{\min} = 0.1$ мкм плотность энергии составит 10 Дж/м, что при адиабатическом нагреве идеального газа соответствует температуре более 45 000К. С учетом того, что при обычных для УЗ кавитации интенсивностях звуковых волн около $I = 50-100$ Вт/см, что соответствует плотности акустической энергии порядка $B = I/c = 500$ Дж/м, значение кумуляции энергии будет составлять $10^{15} / 500 = 2 \cdot 10^{12}$.

Явление кумуляции энергии кавитационным пузырьком на качественном уровне легко объяснимо. Эффект заключается в том, что первоначально запасенная энергия преобразуется вначале в кинетическую энергию жидкости, сферически-симметричное движение которой по направлению к центру пузырька обуславливает бесконечное (для вакуумного пузырька) увеличение скорости сжатия, что выражается в появлении сингулярностей в решениях гидродинамических уравнений. Разумеется, физически бесконечные скорости сжатия не реализуются, чему препятствуют множество факторов, важнейшими из которых являются

нарушение сферичности движения, тепломассообмен между газом и жидкостью, эндотермические химические реакции в содержимом пузырька, излучение фотонов и т.д.

Тем не менее, термодинамические параметры среды в момент коллапса пузырька достигают чрезвычайно высоких значений. По-видимому, следует считать экспериментально доказанным, что температура в пузырьке может достигать, по меньшей мере, 20 тысяч градусов [2–7].

Несмотря на то, что экспериментальное получение высокоэнергетичных кавитационных эффектов не представляет больших трудностей, а имеющийся экспериментальный материал весьма обширен, до настоящего времени не создано полностью адекватной физической модели процессов, сопровождающих пульсации кавитационного пузырька. Трудности интерпретации во многом связаны с чрезвычайно широким диапазоном изменений объема пузырька, плотности и температуры газа, а также малыми характерными интервалами времени (доли наносекунд).

Можно предположить, что в этих условиях практически невозможно описать весь комплекс происходящих процессов в рамках какой-либо одной модели. Так, например, уравнения гидродинамики становятся малоприспособными для описания конечной стадии сжатия пузырька, поскольку минимальный размер пузырька близок к размерам кластеров молекул жидкости, и условие сплошности среды становятся неприменимо.

Уравнение состояния газа при плотности, превышающей плотность жидкости, и при температуре в десятки тысяч градусов также не может быть описано с точностью, достаточной для количественных оценок термодинамических параметров газа в конце сжатия. Положение еще более осложняется, если принять во внимание процессы тепломассообмена между газом и жидкостью, а также сжимаемость жидкости, которая приводит к потерям энергии пузырьком с ударными волнами.

Впервые математическое описание процесса сжатия кавитационного пузырька получил Рэлей. Он исследовал динамику пустого (вакуумного) пузырька, причем его модель учитывала только инерциальные силы и пренебрегала вязкостью, поверхностным натяжением жидкости и давлением парогазовой смеси внутри пузырька и имела вид:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = -\frac{P_0}{\rho}. \quad (2)$$

при начальных условиях:

$$R(t) = R_0; \quad \dot{R}(t) = \dot{R}_0$$

где $R(t)$ – текущий радиус пузырька, а точки обозначают производные по времени t , P_0 – статическое давление в жидкости, ρ – плотность жидкости.

Интегрируя уравнение один раз, получим закон нарастания скорости при схлопывании пузырька:

$$\dot{R}^2(t) = \frac{2P_0}{3\rho} \left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right). \quad (3)$$

Интегрирование уравнения (3) дает время τ схлопывания пузырька:

$$\tau = 0.915R_0 \sqrt{\frac{\rho}{P_0}}. \quad (4)$$

Учет давления газа в пузырьке и изменяющегося давления в жидкости, а также вязкости и поверхностного натяжения, позволяет получить более универсальное уравнение динамики кавитационного пузырька, называемое уравнением Рэлея-Плессета:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left(P_g - P_0 - P(t) - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} \right) = 0, \quad (5)$$

где P_g – давление газовой смеси в пузырьке, $P(t)$ – внешнее переменное давление, μ – коэффициент вязкости жидкости, σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Уравнение (5) не решается в квадратурах, однако его численное решение не представляет больших сложностей. Для этого необходимо задать вид функций P_g и $P(t)$ и начальные условия, например, в форме (2).

Процесс сжатия обычно считается адиабатическим с показателем адиабаты γ и это находит хорошее совпадение с результатами экспериментов. В этом случае P_g вычисляется по соотношению:

$$P_g = P_S + \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma}. \quad (6)$$

Внешнее переменное давление $P(t)$ может быть произвольной функцией. Например, с функцией вида $P(t) = P_m \sin(\omega t)$ уравнение (5) описывает акустическую кавитацию с частотой колебаний давления и амплитудой звукового давления P_m . В более общем виде внешнее давление можно представить в виде: $P(t) = P_m \varphi(t)$, где $\varphi(t)$ – безразмерная функция времени.

При непериодических нагрузках, например, при ударе, фронт и спад ударного импульса описываются экспоненциальными функциями вида: $\varphi(t) = 1 - e^{-t/\tau_\phi}$ и $\varphi(t) = e^{-(t_0-t)/\tau_c}$ соответственно, где характерные времена τ_ϕ и τ_c определяют скорость нарастания фронта и спада импульса давления.

На рис. 1 показаны результаты расчетов для одиночного стабильно пульсирующего пузырька (SBSL) в воде. В верхней части графика на горизонтальной линии цифрами от 1 до 10 отмечены характерные интервалы, на которых используется своя физическая модель

сжатия согласно [6]. Справа вверху более детально показана динамика заключительной стадии сжатия (последние 60 нс).

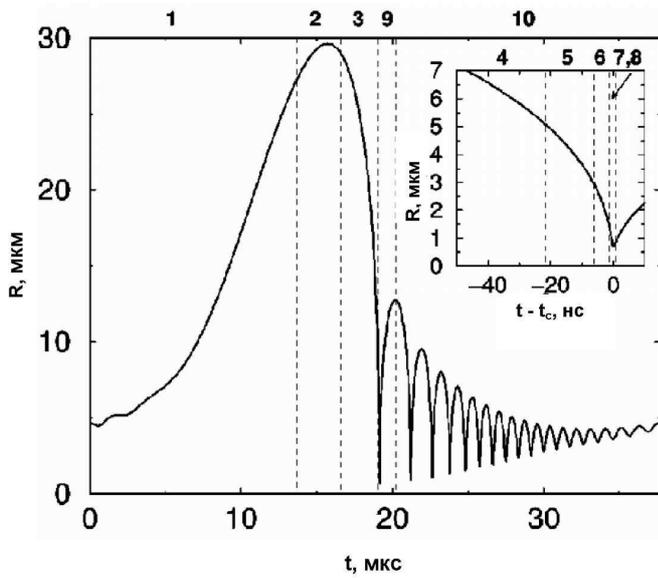


Рис. 1. Один цикл колебаний кавитационного пузырька при $R_0=4,5\text{ мкм}$, $P_r=1,2\text{ бар}$, $f=26\text{ кГц}$. Вверху справа показана заключительная стадия сжатия

жидкости, находящейся под данным давлением, т. е. при заданных ρ , μ и P_0 , можно говорить критическом радиусе пузырька R^* . При $R_0 < R^*$ кумуляция полностью устраняется вязкостью. Реально, критический радиус чрезвычайно мал; например, для воды $R^* \approx 0,8\text{ мкм}$.

Большинство численных оценок параметров динамики кавитационных пузырьков получено с использованием уравнения Рэлея-Плессета и его модификаций. Тем не менее, следует упомянуть и более сложные модели, позволяющие учитывать сжимаемость жидкости. Одна из них описывается уравнением Херринга-Флинна [2] (7). Уравнение (7) более точно описывает динамику кавитационного пузырька с учетом сжимаемости, но только до скоростей движения, сравнимых со скоростью звука в жидкости c_0 :

$$\begin{aligned}
 & R \left(1 - \frac{2}{c_0} \dot{R} \right) \ddot{R} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{3}{4c_0} \dot{R} \right) \dot{R}^2 + \\
 & + \frac{1}{\rho} \left[P_0 - P_s - P_m \sin \omega \cdot t + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\mu\dot{R}}{R} - \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] + \\
 & + \frac{1}{\rho c_0} R \dot{R} \left(1 - \frac{1}{c_0} \dot{R} \right) \frac{dP(R)}{dR} = 0.
 \end{aligned} \tag{7}$$

На конечной стадии захлопывания пузырька скорость стенки пузырька может превышать c_0 . В этом случае применяется уравнение Кирквуда-Бете [6], выведенное с

Согласно [6] весь цикл пульсации пузырька состоит из 10 интервалов, в течение которых протекают характерные термодинамические процессы (рис. 1). Для определенности взят пример колебаний аргонового пузырька в режиме SBSL [5, 6] при $R_0=4.5\text{ мкм}$, $f=26.5\text{ кГц}$ и $P_a=1.2\text{ бар}$. При температуре жидкости $22\text{ }^\circ\text{C}$ пузырек содержит приблизительно 10^{10} атомов аргона и приблизительно 2–10 молекул воды.

Численное интегрирование уравнений динамики пузырька дает для критического числа Рейнольдса значение $Re^* = 8.4$. Для данной

допущением о сферичности волн конечной амплитуды, образующихся при схлопывании полости:

$$R\left(1 - \frac{2}{c_0}\dot{R}\right)\ddot{R} + \frac{3}{2}\left(1 - \frac{3}{4c_0}\dot{R}\right)\dot{R}^2 + R\left(1 + \frac{1}{c_0}\dot{R}\right)H - \frac{1}{c_0}\dot{R}\left(1 - \frac{1}{c_0}\dot{R}\right)R\frac{dH}{dR} = 0, \quad (8)$$

где

$$H = \int_{P_\infty}^{P(R)} \frac{dP}{\rho} = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{A^n}{\rho} \left\{ \left[\left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \cdot \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} + B \right]^{\frac{n-1}{n}} - \left(P_0 - P_m \sin \omega \cdot t + B \right)^{\frac{n-1}{n}} \right\};$$

$$c = \left[c_0^2 + (n-1)H \right]^{\frac{1}{2}}$$

где A , B , n – постоянные коэффициенты, значения которых для воды $A = 300$ МПа, $B = 300$ МПа, $n = 7$.

Существует также много модификаций (например, [2]) уравнений (7) и (8). На наш взгляд, усложнение модели не способствует её точности, т.к. оно предполагает введение априорных допущений и полуэмпирических зависимостей, которые далеко не всегда с достаточной точностью описывают процессы, происходящие при коллапсе газового пузырька.

Заключение

Таким образом, в результате выполненных работ была построена математическая модель процесса схлопывания кавитационных полостей для определения выделяющейся в этом процессе энергии, позволяющих разрушить части коры и связи между корой и древесиной. Это позволит разработать комплекс рекомендаций по формированию условия работы технологического комплекса для окорки лесоматериалов ультразвуком.

Список литературы

1. Гаспарян Г. Д. Разработка и обоснование параметров установки для окорки лесоматериалов ультразвуком: Дис. ... канд. техн. наук / Гаспарян Гарик Давидович; науч. рук. Г. Л. Козин; Братский государственный университет. – Братск, 2005. – 160 с.
2. Закиров К. Р. Численное моделирование роста и схлопывания пузырьков в сжимаемой жидкости: Дис. ... канд. физ.-мат. наук / Закиров Камиль Рависович; науч. рук. И. Ш. Ахатов; Уфимский научный центр. Институт механики. – Уфа, 2005. – 105 с.

3. Brenner M. P., Hilgenfeldt S. and Lohse D.(2002). Single-bubble sonoluminescence // *Rev. Mod. Phys.* – 2002. – V. 74. – P. 425–483.

4. Flannigan D. J. and Suslick K. S. (2005). Molecular and atomic emission during single-bubble cavitation in concentrated sulfuric acid *Acoustics //Research Letters Online.* – 2005. –V 6. – № 3. – P. 157–161.

5. Hopkins S. D., Putterman S. J., Kappus B. A. et. al. (2005). Dynamics of a Sonoluminescing Bubble in Sulfuric Acid // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – V. 95. – P. 254–301.

6. Kirkwood J. G. and Bethe H. A. The pressure wave produced by an underwater explosion // *OSRD report 558–1942.*

7. Toegel R., Lohse D. Phase diagrams for sonoluminescing bubbles: A comparison between experiment and theory // *J. Chem. Phys.* –2003. – V. 118. – 14. – P. 1863–1875.

Рецензенты:

Огар Пётр Михайлович, д-р техн. наук, профессор, проректор по научной деятельности ФГБОУ ВПО «Братский государственный университет», г. Братск.

Мамаев Леонид Алексеевич, д-р техн. наук, профессор, проректор по учебной работе ФГБОУ ВПО «Братский государственный университет», г. Братск.