

УДК 66.069.832:534-8

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕХАНИЗМА УЛЬТРАЗВУКОВОГО ОБЕЗВОЖИВАНИЯ МАТЕРИАЛОВ БЕЗ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ЖИДКОСТИ В ПАР

© 2023 г. В. Н. Хмелев^{а, *}, А. В. Шалунов^а, Р. Н. Голых^а, С. А. Терентьев^а, В. А. Нестеров^а

^аБийский технологический институт (филиал) ФГБОУ ВО «Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова», г. Бийск, Россия

*e-mail: grn@bti.secna.ru

Поступила в редакцию 11.07.2022 г.

После доработки 11.10.2022 г.

Принята к публикации 25.10.2022 г.

В статье теоретически обоснована способность ультразвуковых колебаний обезвоживать капиллярно-пористые материалы за счет диспергирования влаги из капилляров и пор материала под действием ударных волн, формируемых кавитационными пузырьками. Представлена феноменологическая модель, основанная на анализе медленного роста кавитационного пузырька искаженной цилиндрической формы при учете влияния ограничивающих его колебания цилиндрических стенок капилляра. Выявлен оптимальный диапазон (150–170 дБ) уровней ультразвукового давления, при котором реализуется механизм кавитационного диспергирования влаги. Установлено, что оптимальные условия воздействия ультразвуковых колебаний на высушиваемый материал реализуются при соответствии размеров или толщин слоя высушиваемого материала длине ультразвуковых колебаний в воздухе.

DOI: 10.31857/S0040357123010062, EDN: CBIACU

ВВЕДЕНИЕ

Значительное количество всех вырабатываемых энергоресурсов расходуется на реализацию процессов сушки в различных отраслях промышленного производства. И, согласно приводимым прогнозам, затраты энергетических ресурсов на сушку будут только возрастать.

Это обуславливает актуальность и значительный интерес к научным исследованиям, направленным на разработку новых, малоэнергос затратных и низкотемпературных способов сушки разнообразных материалов с различной внутренней структурой.

Одним из наиболее перспективных вариантов повышения эффективности традиционных способов сушки является сушка в ультразвуковых полях высокой интенсивности, интерес к которой значительно возрос в последние 10 лет, как со стороны научного сообщества, так и со стороны научных фондов и профильных министерств США, Японии, Китайской народной республики, Южной Кореи, Румынии и России.

Об актуальности и необходимости реализации такой сушки свидетельствует экспериментально подтвержденная способность ультразвуковых колебаний [1–5] не только ускорять процесс сушки, но и снижать потери витаминов (на примере яб-

лок, клубники, папайя и др.) на 8.7–21.2%. В дальнейшем, эта способность ультразвуковых колебаний максимально сохранять полезные свойства высушиваемых продуктов была многократно подтверждена зарубежными (на примере продуктов растительного происхождения; для ультразвук + СВЧ сушки; для ультразвук + инфракрасной сушки и др.) [6–10] и российскими учеными (на примере подготовки продуктов питания для полярных экспедиций [11]).

Кроме того, применение ультразвуковых колебаний позволяет, при прочих равных условиях реализации процесса сушки, получать продукты с более низким остаточным содержанием влаги. Все это дает возможность позиционировать ультразвуковой способ сушки как уникальную технологию, позволяющую получать продукты длительного хранения с качественными характеристиками, недостижимыми при прочих способах сушки.

Это обусловлено следующими достоинствами ультразвукового способа сушки:

1) возможностью значительно увеличивать коэффициент массопереноса внутри и уменьшать толщину пограничного слоя на поверхности высушиваемого материала;

2) способностью существенного снижения энергозатрат за счет удаления влаги без перевода ее в газообразное состояние, путем ее механического удаления из пор высушиваемого материала за счет обратного звукокапиллярного эффекта и распыления с поверхности в виде тонкодисперсного аэрозоля за счет формирования поверхностных капиллярных волн;

3) малым нагревом высушиваемого продукта (удаление влаги при низких температурах, или принципиально без повышения температуры), за счет интенсификации процессов извлечения жидкости из и испарения жидкой фазы с поверхности твердого вещества.

Однако, несмотря на перечисленные достоинства, реальные возможности ультразвукового воздействия, еще весьма далеки от полного понимания и эффективного практического использования из-за следующих основных проблем:

- отсутствия данных о режимах и условиях формирования ультразвукового поля на поверхности, обеспечивающих максимально эффективное протекание процесса сушки;

- реализации процесса в режиме полного фазового перехода удаляемой влаги (что не позволяет получить ускорение процесса более чем на 20–30%) без исследования условий ультразвукового воздействия, обеспечивающих удаление влаги без перевода ее в пар, за счет инициирования в высушиваемом материале и на его поверхности нелинейных эффектов, таких как: кавитационное распыление влаги, диффузия влаги под действием звукокапиллярного эффекта и т.д.

Поэтому выявление оптимальных режимов и условий процесса сушки представляет собой актуальную задачу.

Очевидно, что удаление влаги с полным фазовым переходом оказывается энергетически невыгодным даже при достижении предельной скорости испарения за счет увеличения межфазной поверхности и наложения акустических потоков, что связано с высоким значением удельной теплоты парообразования единицы массы влаги.

На сегодняшний день многими учеными показано, что в зависимости от уровня создаваемого звукового давления меняется структура потребления энергии в процессе ультразвуковой сушки. Так, начиная с определенного уровня звукового давления, возникает ультразвуковое диспергирование, которое является на несколько порядков энергетически более выгодным, чем удаление влаги путем перевода в пар.

Сам процесс ультразвукового диспергирования хорошо изучен многими исследователями и однозначно связывается с явлением кавитации, при котором захлопывающиеся пузырьки распыляют жидкость. Однако применение теории и механизмов ультразвуковой кавитации для процес-

са сушки имеет ряд особенностей. В частности, высушиваемый материал, в большинстве случаев не имеет на поверхности влагу в виде даже тонкой пленки (которая достаточно быстро испаряется путем естественной конвекции).

Поскольку свободная влага с физико-механической связью располагается в капиллярах и мелких порах, то она вполне может быть удалена путем диспергирования за счет кавитации. Соответственно, можно считать, что диаметр поверхности диспергирования со стороны каждого капилляра, равен диаметру капилляра, т.е. в телах с крупными капиллярами составляет около 20 мкм.

Поэтому для исследования и анализа процесса удаления влаги без фазового перехода предложено построить феноменологическую модель возникновения кавитации и извлечения влаги из капилляра высушиваемого материала, проанализировать физический механизм процессов и теоретически выявить режимы и условия ультразвукового воздействия, обеспечивающие реализацию этого механизма.

ОБОСНОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКОГО МЕХАНИЗМА ВОЗНИКНОВЕНИЯ КАВИТАЦИИ В ПОРИСТОМ МАТЕРИАЛЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЧЕРЕЗ ГАЗОВЫЙ ПРОМЕЖУТОК

Согласно общепринятым теориям возникновения кавитации в бесконечном объеме сплошной жидкой фазы кавитационный зародыш, имеющий изначально сферическую форму, в полупериод разрежения ультразвуковых колебаний расширяется до крупных размеров (20–100 мкм), затем в полупериод сжатия схлопывается [12, 13].

Для оценки возможности применения существующих теоретических положений, описывающих динамику сферического кавитационного пузырька к капиллярно-пористым материалам при ультразвуковом воздействии через газовый промежуток проведен расчет интенсивности колебаний в жидкости для уровня звукового давления 160 дБ. Амплитуда P_A звукового давления при 160 дБ составляет:

$$P_A = \sqrt{2} \times 20 \times 10^{-6} \times 10^{\frac{160}{20}} = 2820 \text{ Па.}$$

Соответствующая данной амплитуде звукового давления интенсивность равна

$$I = \frac{P_A^2}{2\rho c} = 2.6 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} = 0.00026 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2},$$

где ρ — плотность воды, кг/м³; c — скорость звука в воде, м/с.

При этом, согласно [14, 15], развитая кавитация в жидкости возникает при интенсивности не менее 0.2–0.5 Вт/см². Таким образом, необходи-

мо исследовать альтернативные механизмы возникновения кавитации при гораздо более низких амплитудах звукового давления.

В связи с этим предпринята попытка объяснения возникновения кавитации в течение очень большого числа периодов колебаний (>1000). Для этого рассмотрен механизм выпрямленной диффузии, как единственно известный на данный момент [16] (более современных публикаций, посвященных данному вопросу, в открытых источниках не имеется). Проверка возможности роста пузырька до больших размеров за счет выпрямленной диффузии показала, что и этот механизм является не состоятельным, поскольку, согласно уравнению выпрямленной диффузии:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\frac{8}{3} \pi D C_0 R_0 \left(\frac{p_m}{p_0} \right)^2}{(1 - \xi^2(R_0))^2 + \xi^2(R_0) d^2(R_0)} - 4 \pi D_r C_0 R_0;$$

где m – масса газа внутри пузырька, кг; D – коэффициент прямой диффузии растворенного газа в жидкости, $\text{м}^2/\text{с}$; D_r – коэффициент обратной диффузии растворенного газа в жидкости, $\text{м}^2/\text{с}$; R_0 – начальный радиус пузырька, м; p_m – амплитуда звукового давления в жидкости, Па; C_0 – начальная концентрация нерастворенного газа в жидкости; ξ – безразмерная частота;

$\xi(R_0) = \left(\frac{\omega}{\omega_0(R_0)} \right)^2$; $d(R_0) = \frac{1}{Q(R_0)} = \frac{\omega \eta}{K_c(R_0)}$; η – вязкость жидкости; p_0 – статическое давление в жидкости, Па; ω – круговая частота акустического воздействия, с^{-1} ; ω_0 – резонансная частота кавитационного пузырька, с^{-1} , определяемая по

формуле Миннаерта $\omega_0 = \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{3\gamma}{\rho} \left(\frac{2\sigma}{R_0} + p_0 \right)}$ (для кавитационных зародышей радиусом менее 1 мкм

$\omega_0 \approx \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{3\gamma 2\sigma}{\rho}}$); K_c – коэффициент сжимаемости ка-

витационного пузырька, равный $K_c = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} = \frac{1}{\gamma p_0}$ и следующего из него выражения для радиуса пузырька [17] в зависимости от времени

$R_0(\tau) = \sqrt[8]{R_0^8(0) + \frac{384 I D C_0 \sigma^2}{\rho^2 p_0^4 \omega^6 \eta^2} \tau}$ пузырек до радиуса не менее 20 мкм [17], необходимого для формирования ударной волны, достаточной для образования капель, вырастает за 10^6 периодов колебаний и больше, что тоже не объясняет явление диспергирования.

Поэтому, для выявления других механизмов возможного возникновения кавитации, был произведен учет отклонения формы пузырька от сфе-

рической, поскольку пузырек находится в объеме капилляра, ограниченного боковыми стенками, и радиус капилляра оказывается сопоставимым с размером пузырька, минимально необходимым для схлопывания с образованием ударной волны [14].

Для оценки формы кавитационного пузырька была сформулирована краевая задача движения жидкости в окрестности кавитационного пузырька, заключенной в стенки капилляра. Движение объема жидкости описывается уравнением Лапласа относительно потенциала скорости:

$$\Delta \varphi = 0.$$

На поверхности цилиндрического капилляра справедливо кинематическое граничное условие:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{dR_{cyl}}{dt}.$$

На стенке кавитационного пузырька справедливо динамическое

$$p_0 - \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \rho \frac{|\nabla \varphi|^2}{2} =$$

$$= p_{b0} \left(\frac{2R_0^3}{\int_{-1}^1 R^2(\cos \theta, t) d(\cos \theta)} \right)^\gamma - 2\sigma \kappa$$

и кинематическое условие

$$\frac{\partial R}{\partial t}(\cos \theta, t) = \left(1 + \frac{\frac{\partial R}{\partial \tau} \cos \theta}{R(\cos \theta, t)} \right) \times$$

$$\times \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \sin \theta + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \cos \theta \right) - \frac{\partial R}{\partial \tau} \frac{\frac{\partial \varphi}{\partial z}}{R(\cos \theta, t)}.$$

При движении жидкости в цилиндрическом капилляре, стенки которого совершают колебания, в отсутствие кавитационного пузырька потенциал скорости определяется согласно следующему выражению:

$$\varphi_{no\ bub} = \frac{1}{R_{cyl}} \frac{dR_{cyl}}{dt} \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right).$$

Далее задача сводится к эквивалентной задаче движения пузырька в неограниченной области, в которой влияние стенки капилляра заменено на эквивалентные силы, действующие вблизи стенки пузырька, т.е. учитывается в граничных условиях. Для этого потенциал скорости представляется в виде выражения:

$$\varphi = \varphi_{bub} + \varphi_{no\ bub}.$$

В этом случае при рассмотрении развития пузырька в начальной стадии (когда еще пузырек мал по сравнению с размером капилляра) φ_{bub} стремится к нулю на больших расстояниях от пузырька, а граничные условия для φ_{bub} на стенке пузырька представляются следующим образом:

$$\begin{aligned} p_0 - \rho \frac{\partial \varphi_{bub}}{\partial t} - \rho \frac{|\nabla \varphi_{bub}|^2}{2} = \\ = \rho \frac{\partial \varphi_{no\ bub}}{\partial t} + \rho \frac{|\nabla \varphi_{no\ bub}|^2}{2} + \\ + \rho (\nabla \varphi_{no\ bub}, \nabla \varphi_{bub}) + \\ + p_{b0} \left(\frac{2R_0^3}{\int_{-1}^1 R^2(\cos \theta, t) d(\cos \theta)} \right)^\gamma - 2\sigma\kappa, \\ \frac{\partial R}{\partial t}(\cos \theta, t) = \left(1 + \frac{\frac{\partial R}{\partial \tau} \cos \theta}{R(\cos \theta, t)} \right) \times \\ \times \left(\frac{\partial \varphi_{bub}}{\partial r} \sin \theta + \frac{\partial \varphi_{bub}}{\partial z} \cos \theta \right) - \frac{\partial R}{\partial \tau} \frac{\frac{\partial \varphi_{bub}}{\partial z}}{R(\cos \theta, t)} + \\ + \left(1 + \frac{\frac{\partial R}{\partial \tau} \cos \theta}{R(\cos \theta, t)} \right) \times \\ \times \left(\frac{\partial \varphi_{no\ bub}}{\partial r} \sin \theta + \frac{\partial \varphi_{no\ bub}}{\partial z} \cos \theta \right) - \frac{\partial R}{\partial \tau} \frac{\frac{\partial \varphi_{no\ bub}}{\partial z}}{R(\cos \theta, t)}. \end{aligned}$$

Поскольку за один период колебаний пузырек не возрастает до крупных размеров, проведено усреднение граничных условий по достаточно большому числу периодов колебаний:

$$\begin{aligned} \left\langle p_0 - \rho \frac{\partial \varphi_{bub}}{\partial t} - \rho \frac{|\nabla \varphi_{bub}|^2}{2} \right\rangle = \rho \left\langle \frac{|\nabla \varphi_{no\ bub}|^2}{2} \right\rangle + \\ + \rho \langle (\nabla \varphi_{no\ bub}, \nabla \varphi_{bub}) \rangle + \\ + \left\langle p_{b0} \left(\frac{2R_0^3}{\int_{-1}^1 R^2(\cos \theta, t) d(\cos \theta)} \right)^\gamma - 2\sigma\kappa \right\rangle, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial R}{\partial t}(\cos \theta, t) \right\rangle = \left\langle \left(1 + \frac{\frac{\partial R}{\partial \tau} \cos \theta}{R(\cos \theta, t)} \right) \times \right. \\ \times \left(\frac{\partial \varphi_{bub}}{\partial r} \sin \theta + \frac{\partial \varphi_{bub}}{\partial z} \cos \theta \right) - \frac{\partial R}{\partial \tau} \frac{\frac{\partial \varphi_{bub}}{\partial z}}{R(\cos \theta, t)} \left. \right\rangle + \\ + \frac{3}{R_{cyl}} \frac{dR_{cyl}}{dt} \frac{\partial R}{\partial \tau} \sin^2 \theta \cos \theta. \end{aligned}$$

На начальной стадии развития пузырька, когда величина φ_{bub} достаточно мала и пузырек еще близок к сферической форме, граничные условия преобразуются к следующему виду:

$$\begin{aligned} \left\langle p_0 - \rho \frac{\partial \varphi_{bub}}{\partial t} - \rho \frac{|\nabla \varphi_{bub}|^2}{2} \right\rangle = \\ = \rho \left\langle \frac{\partial \varphi_{no\ bub}}{\partial t} + \frac{|\nabla \varphi_{no\ bub}|^2}{2} \right\rangle + \\ + \left\langle p_{b0} \left(\frac{2R_0^3}{\int_{-1}^1 R^2(\cos \theta, t) d(\cos \theta)} \right)^\gamma - 2\sigma\kappa \right\rangle, \\ \left\langle \frac{\partial R}{\partial t}(\cos \theta, t) \right\rangle = \left\langle \left(1 + \frac{\frac{\partial R}{\partial \tau} \cos \theta}{R(\cos \theta, t)} \right) \times \right. \\ \times \left(\frac{\partial \varphi_{bub}}{\partial r} \sin \theta + \frac{\partial \varphi_{bub}}{\partial z} \cos \theta \right) - \frac{\partial R}{\partial \tau} \frac{\frac{\partial \varphi_{bub}}{\partial z}}{R(\cos \theta, t)} \left. \right\rangle. \end{aligned}$$

Т.е. вблизи стенок пузырька действует эквивалентная добавочная сила давления

$$\begin{aligned} \rho \left\langle \frac{\partial \varphi_{no\ bub}}{\partial t} + \frac{|\nabla \varphi_{no\ bub}|^2}{2} \right\rangle = \\ = \rho \left\langle \frac{1}{R_{cyl}} \frac{d^2 R_{cyl}}{dt^2} \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) - \left(\frac{1}{R_{cyl}} \frac{dR_{cyl}}{dt} \right) \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) + \right. \\ + \left. \left(\frac{1}{R_{cyl}} \frac{dR_{cyl}}{dt} \right)^2 \frac{(r^2 + (2z)^2)}{2} \right\rangle = \\ = \rho \left\langle \frac{1}{R_{cyl}} \frac{d^2 R_{cyl}}{dt^2} \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) + 3z^2 \left(\frac{1}{R_{cyl}} \frac{dR_{cyl}}{dt} \right)^2 \right\rangle \approx \\ \approx 3z^2 \rho \left\langle \left(\frac{1}{R_{cyl}} \frac{dR_{cyl}}{dt} \right)^2 \right\rangle. \end{aligned}$$

Т.е. при $z \neq 0$ возникает эквивалентное избыточное давление, которое стремится “вытянуть” кавитационный пузырек вдоль оси z . Поскольку

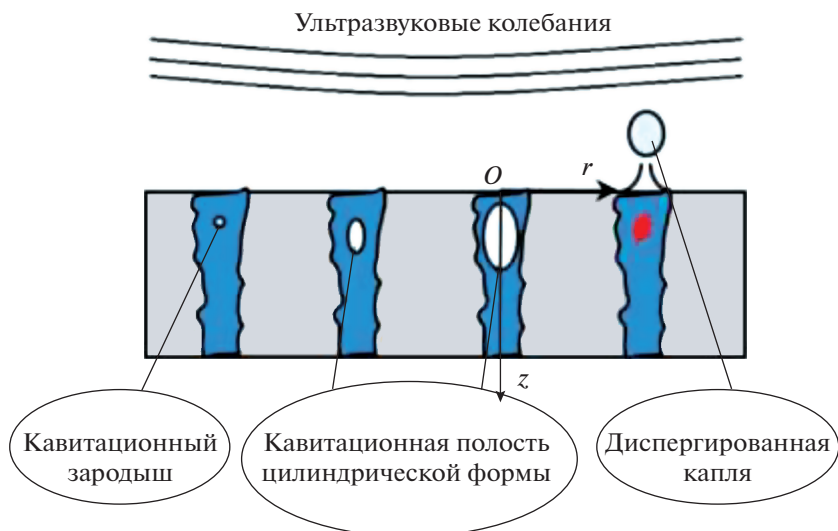


Рис. 1. Схема предполагаемого роста кавитационной полости цилиндрической формы.

величина добавочного давления пропорциональна квадрату z , то “вытягивание” пузырька происходит лавинообразно. Таким образом, форму пузырька можно аппроксимировать цилиндрической поверхностью (рис. 1).

Используя уравнение неразрывности и сохранения импульса [1] математическая постановка задачи колебаний кавитационной полости цилиндрической формы в объеме капилляра выглядит следующим образом (в цилиндрической системе координат r — расстояние от оси симметрии кавитационной полости цилиндрической формы, м; z — координата вдоль оси симметрии кавитационной полости, м):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial u}{\partial z} &= 0, \\ \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial r}, \\ \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial z}, \end{aligned}$$

где u, v — компоненты скорости движения жидкости, окружающей полость, вдоль оси r и вдоль оси z соответственно, м/с; p — давление жидкости, Па; ρ — плотность жидкости, кг/м³.

Предполагается, что течение жидкости является потенциальным, и задача сводится к уравнению Лапласа для потенциала скорости движения жидкости:

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial r}; \quad v = \frac{\partial \phi}{\partial z}; \quad \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0.$$

Предлагается следующий вид для решения уравнения Лапласа:

$$\phi(r, z, t) = F_0(r, t) + F_1(r, t)G_1(z, t). \quad (1)$$

В соответствии с предложенным представлением решения граничные условия на стенке кавитационной полости цилиндрической формы и на стенке капилляра выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{\partial F_0}{\partial r}(R(t), t) + \frac{\partial F_1}{\partial r}(R(t), t)G_1(z, t) = \frac{dR}{dt};$$

$$\frac{\partial F_1}{\partial r}(R(t), t) = 0;$$

$$\frac{\partial F_0}{\partial r}(R(t), t) = \frac{dR}{dt};$$

$$\frac{\partial F_1}{\partial r}(R_{cyl}, t) = 0;$$

$$\frac{\partial F_0}{\partial r}(R_{cyl}, t) = \frac{dR_{cyl}}{dt}.$$

где R — радиус кавитационной полости, м; R_{cyl} — радиус стенок капилляра, м.

Подставляя уравнение (1) в уравнения сохранения массы-импульса с учетом граничных условий получим соотношения для функций F_0, F_1, G_1 :

$$\frac{\partial^2 F_0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_0}{\partial r} + B = 0;$$

$$F_1 = 1;$$

$$\frac{\partial^2 F_0}{\partial r^2} + G_1 \frac{\partial^2 F_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_0}{\partial r} + G_1 \frac{1}{r} \frac{\partial F_1}{\partial r} + F_1 \frac{\partial^2 G_1}{\partial z^2} = 0;$$

$$G_1 = \frac{Bz^2}{2} + Dz + E;$$

где B – константа градиента скорости жидкости по координатам, D – константа продольной составляющей скорости жидкости вдоль оси z , E – константа постоянной составляющей давления.

Далее, произведен расчет зависимости радиуса кавитационной полости цилиндрической формы от времени. Граничные условия для скорости на стенках цилиндра:

$$u = \frac{\partial F_0}{\partial r}; \quad u(R(t), t) = \frac{dR}{dt}; \quad u(R_{cyl}, t) = \frac{dR_{cyl}}{dt},$$

вид решения: $u = -\frac{Br}{2} + \frac{C}{r}$, где C – константа потока жидкости (объем жидкости в секунду с единицы длины капилляра),

подставляется в граничные условия на стенке пузырька и на стенке капилляра:

$$-\frac{BR}{2} + \frac{C}{R} = \frac{dR}{dt}; \quad -\frac{BR R_{cyl}}{2} + \frac{R}{R_{cyl}} \frac{C}{R} = \frac{dR_{cyl}}{dt},$$

решая систему линейных уравнений, находим:

$$B = 2 \frac{R \frac{dR}{dt} - R_{cyl} \frac{dR_{cyl}}{dt}}{R_{cyl}^2 - R^2};$$

$$C = RR_{cyl} \frac{R_{cyl} \frac{dR}{dt} - R \frac{dR_{cyl}}{dt}}{R_{cyl}^2 - R^2}.$$

Общий вид потенциала скорости, который удовлетворяет уравнению сохранения массы:

$$\varphi = -\frac{Br^2}{4} + C \ln r + \frac{Bz^2}{2} + Dz + E,$$

подставляя в уравнение сохранения импульса:

$$p = p_0 - \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{Br^2}{4} + C \ln r + \frac{Bz^2}{2} + Dz + E \right) - \rho \frac{\left(-\frac{Br}{2} + \frac{C}{r} \right)^2 + (B^2 z^2 + 2DBz + D^2)}{2};$$

$$B = \frac{1}{t + t_0};$$

$$\frac{dD}{dt} = -\frac{2}{t + t_0} D, \quad D = \frac{D_0}{(t + t_0)^2};$$

$$\frac{1}{t + t_0} = -\frac{d}{dt} \frac{(R_{cyl}^2 - R^2)}{R_{cyl}^2 - R^2};$$

$$t_0 = -\frac{(R_{cyl0} + R_{cylA} \sin(\omega t_{start}))^2 - R_0^2}{2\omega(R_{cyl0} + R_{cylA} \sin(\omega t_{start})) R_{cylA} \cos(\omega t_{start})} - t_{start};$$

$$-\frac{(R_{cyl0} + R_{cylA} \sin(\omega t_{start}))^2 - R_0^2}{2\omega(R_{cyl0} + R_{cylA} \sin(\omega t_{start})) R_{cylA} \cos(\omega t_{start})} (R_{cyl}^2 - R_0^2) = S_{rel}.$$

Выражаем радиус кавитационной полости:

$$R^2 = (R_{cyl0} + R_{cylA} \sin(\omega t))^2 + \frac{\frac{((R_{cyl0} + R_{cylA} \sin(\omega t_{start}))^2 - R_0^2)^2}{2\omega(R_{cyl0} + R_{cylA} \sin(\omega t_{start})) R_{cylA} \cos(\omega t_{start})}}{t - \frac{(R_{cyl0} + R_{cylA} \sin(\omega t_{start}))^2 - R_0^2}{2\omega(R_{cyl0} + R_{cylA} \sin(\omega t_{start})) R_{cylA} \cos(\omega t_{start})} - t_{start}},$$

где t_{start} – время начала ультразвукового воздействия, с; R_{cyl0} – начальный радиус капилляра, м; R_{cylA} – амплитуда колебаний радиуса капилляра, м.

Пример зависимости радиуса кавитационной полости цилиндрической формы от времени представлен на рис. 2 (в различных масштабах).

Из полученных уравнений следует, что для расширения пузырька до размера, достаточного для его схлопывания, необходимо не менее 10000 периодов колебаний.

С учетом полученных результатов далее представлена подмодель для определения производи-

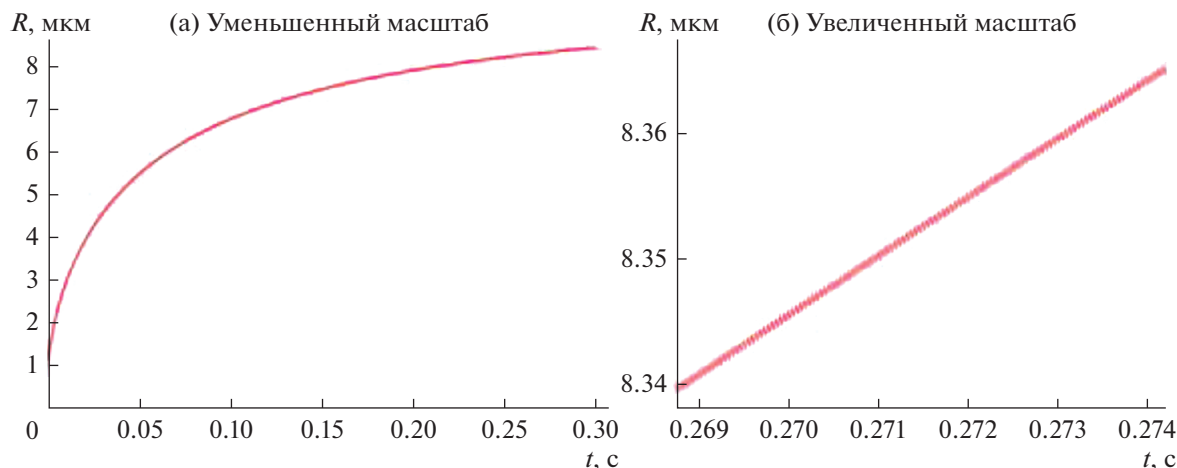


Рис. 2. Зависимость радиуса кавитационной полости цилиндрической формы от времени.

тельности диспергирования жидкости с единицы площади поверхности высушиваемого материала.

ПОДМОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ С ЕДИНИЦЫ ПЛОЩАДИ ПОВЕРХНОСТИ

Подмодель формирования ударной волны и определения производительности диспергирования на единицу площади поверхности предполагает, что кавитационная полость цилиндрической формы, формируемая в результате расширения, оказывается неустойчивой. При этом протекание процесса носит случайный характер (возмущения скорости и давления жидкости), который приводит к схлопыванию полости из-за того, что внутри нее создается разрежение.

Производительность диспергирования ($\text{м}^3/(\text{м}^2 \text{с}) = \text{м/с}$) как объем диспергированной жидкости за 1 секунду с 1 м^2 площади поверхности определяется согласно следующему выражению:

$$\Pi = \frac{\pi d^3}{6} \frac{E}{\sigma \pi d^2 \tau} w V n_{cap};$$

где E — энергия ударной волны при схлопывании кавитационной полости, Дж; d — диаметр капли, м; τ — среднее время, необходимое для возникновения схлопывания полости; n_{cap} — количество срезов капилляров на единице площади поверхности, м^{-2} ; V — объем жидкости, вытекающей за время τ из капилляра под действием акустического давления, м^3 ; w — вероятность образования кавитационной полости в единице объема, м^{-3} .

Диаметр формируемой капли после схлопывания определяется согласно теории распада струй Рэлея (неустойчивость Рэлея—Плато). По

данной теории наиболее неустойчивая длина волны возмущения равна $L = \frac{2\pi R}{0.697}$ (R — радиус струи). В соответствии с этим объем отделяемой

капли равен $V = \frac{2\pi^2 R^3}{0.697}$, а диаметр капли —

$$d = 2 \sqrt{\frac{2\pi D^3}{8 \frac{4}{3}}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3\pi}{4}} D \approx 0.91 D \quad (D — \text{диаметр струи, м}).$$

Энергия ударной волны определяется согласно выражению:

$$E = 4\pi R_{\min}^2 \tau_{sh} \frac{P_{\max}^2}{2\rho c};$$

где $R_{\min}$ — минимальный радиус полости в стадии схлопывания, м; τ_{sh} — длительность схлопывания кавитационной полости, с; $P_{\max}$ — максимальное давление ударной волны в стадии схлопывания, Па.

Максимальное давление ударной волны и длительность схлопывания кавитационной полости определяются исходя из уравнения Гилмора:

$$R \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} \left(1 - \frac{\partial R}{\partial t} \frac{1}{c} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\partial R}{\partial t} \right)^2 \left(1 - \frac{\partial R}{\partial t} \frac{1}{3c} \right) = H \left(1 + \frac{\partial R}{\partial t} \frac{1}{c} \right) + \frac{\partial H}{\partial t} \frac{R}{c} \left(1 - \frac{\partial R}{\partial t} \frac{1}{c} \right);$$

где R — мгновенный радиус кавитационной полости, м, H — энтальпия жидкости, $\text{м}^2/\text{с}^2$, c — локальная скорость звука в жидкой фазе, м/с.

В свою очередь вероятность образования кавитационной полости в единице объема пропор-

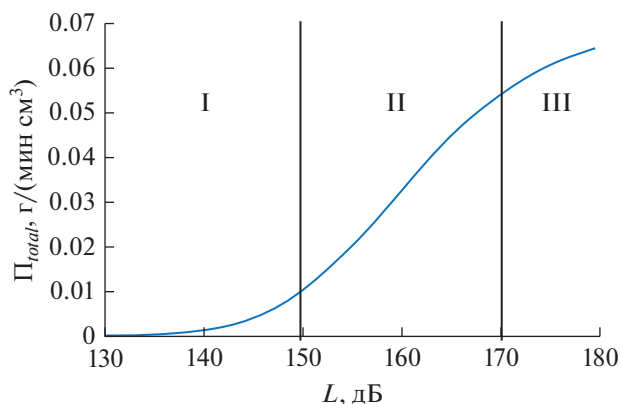


Рис. 3. Зависимость производительности диспергирования от уровня звукового давления для образца размером $15.6 \times 15.6 \times 15.6$ мм при частоте ультразвуковых колебаний 22 кГц.

циональна концентрации кавитационных зародышей в жидкости.

Поскольку размеры капилляров малы (менее 1 мм), то необходима модификация ранее известной модели [15, 18] для определения концентрации кавитационных полостей.

Согласно предлагаемой модели, вероятность наличия n полостей в объеме V в начальный момент времени определяется в соответствии с выражением:

$$\begin{aligned} w_n &= C_N^n \left(\frac{\Delta V}{V} \right)^n \left(1 - \frac{\Delta V}{V} \right)^{N-n} \approx \\ &\approx \frac{N!}{n!(N-n)!} \left(\frac{n_{bub0} \Delta V}{N} \right)^n (1 - n_{bub0} \Delta V) \approx \\ &\approx \frac{(n_{bub0} \Delta V)^n}{n!}; \end{aligned}$$

где n_{bub0} — концентрация полостей в начальный момент времени, м^{-3} ; N — количество пузырьков в объеме ΔV , шт.

В расчетах полагается, что поверхность материала имеет развитую структуру капилляров в виде сот с размером 20 мкм и все они заполнены водой.

Согласно представленному выражению в малом объеме капилляра наиболее вероятно наличие в начальный момент времени ровно одной полости. При этом вероятность наличия двух и более полостей одновременно в одном капилляре очень мала. При этом, поскольку вероятность наличия ровно одной полости в начальный момент времени много меньше единицы, кавитационные зародыши будут присутствовать не во всех капиллярах. Представленное выражение позволяет определить количественную долю капилляров во всем образце обезвоживаемого материала,

в которой будут присутствовать кавитационные полости.

Найденное выражение для вероятности используется для расчета производительности диспергирования с единицы площади поверхности. Далее произведен расчет производительности диспергирования — скорости удаления влаги с единицы объема материала.

Подмодель удаления влаги за счет диспергирования в материале кубической формы основана на расчете распределения акустического поля в объеме образца согласно теории линейной акустики:

$$\Delta P + k^2 P = 0;$$

$$P = P_{out}(x, y, z);$$

— на поверхности образца S .

Где P — комплексная амплитуда звукового давления внутри образца, Па; P_{out} — комплексная амплитуда звукового давления в воздушной среде вблизи поверхности образца, Па; k — волновое число материала образца, м^{-1} и вычислении интегральной производительности диспергирования по всей поверхности образца S , деленной на объем образца V (вычисляется удельная производительность диспергирования):

$$\Pi_{total} = \frac{1}{V} \rho \int_S P dS.$$

Далее представлены зависимости производительности диспергирования от режимов ультразвукового воздействия и размеров образца.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ — УДАЛЕНИЯ ВЛАГИ

Полученная зависимость производительности диспергирования от уровня звукового давления для образца кубической формы (сторона равна 15.6 мм) представлена на рис. 3.

На представленной зависимости можно выделить 3 диапазона производительностей сушки в зависимости от уровней звукового давления:

I (до 150 дБ) — слабый рост производительности диспергирования при увеличении уровня звукового давления;

II (от 150 до 170 дБ) — резкий рост производительности диспергирования с ростом уровня звукового давления;

III (выше 170 дБ) — замедление роста производительности диспергирования при росте энергетических затрат на создание УЗ колебаний.

Сушка в I диапазоне не является эффективной, поскольку удаление жидкости путем диспер-

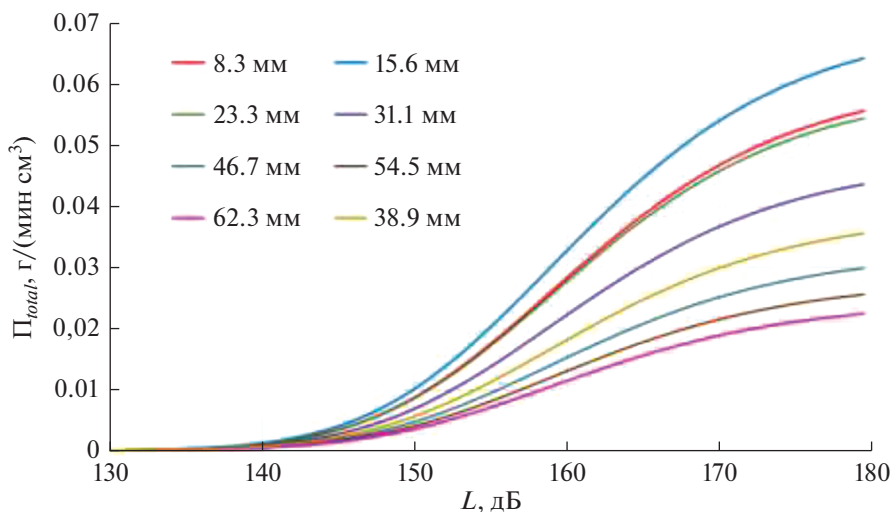


Рис. 4. Зависимости производительности диспергирования от уровня звукового давления для образцов с размером, кратным половине длины волны ультразвуковых колебаний.

гирования не значительное и, следовательно, процесс слабо отличается от конвективной сушки.

Во II диапазоне удаление влаги без фазового перехода происходит более интенсивно, достигая максимума при уровне 165–170 дБ.

В III диапазоне происходит замедление роста производительности диспергирования, что связано с уменьшением диффузии влаги по капиллярам на поверхность материала, а также достижением кавитационным пузырьком максимального размера, равного диаметру капилляра. При этом энергетические затраты на создание таких уровней звукового давления существенно возрастают, а их достижение технически трудно реализуемо. Поэтому диапазон уровней звукового давления 150–170 дБ является оптимальным для обезвоживания капиллярно-пористых тел с резонансными размерами образцов.

Производительности диспергирования для других значений размеров образцов представлены на рис. 4.

Согласно представленным зависимостям, для образцов материала с размерами, кратными половине длины волны УЗ-колебаний форма зависимостей одинаковая для каждого из 3-х обозначенных выше диапазонов уровней звукового давления. С определенного уровня звукового давления (145–150 дБ для всех размеров) начинается существенный рост производительности. Эту величину и следует считать “порогом”, при котором эффективность ультразвуковой сушки резко возрастает и применение ультразвукового воздействия становится эффективным. Воздействовать с уровнем звукового давления выше 170 дБ нецелесообразно, поскольку снижается КПД процесса обезвоживания.

Таким образом, ход зависимости скорости диспергирования от уровня звукового давления сохраняется для образцов, различных размеров или толщин. Но абсолютные значения скорости диспергирования зависят от размера (толщины) высушиваемого образца. Поэтому далее была проанализирована производительность диспергирования от размеров материала при различных уровнях звукового давления (рис. 5).

Согласно представленным зависимостям существуют локальные оптимумы размера высушиваемого материала при всех уровнях звукового давления, при котором скорость диспергирования имеет локальный максимум.

Однако наибольшего значения скорость диспергирования достигает при соответствии размеров или толщин слоя материала длине УЗ колебаний в воздухе. При размерах меньших или больших длины волны в воздухе скорость процесса снижается.

Таким образом, из полученных результатов следует, что из материала с размерами образца, равными или близкими длине волны ультразвуковых колебаний λ в воздухе кавитационное диспергирование наиболее эффективно.

Однако при толщине материала 2λ начинает сказываться поглощение колебаний, следовательно, градиент давления увеличивается, что приводит к резкому снижению эффективности диспергирования по сравнению с сыпучим материалом с размером кубика 2λ . Дальнейшее увеличение толщины материала протяженной формы приведет к нивелированию механизма диспергирования.

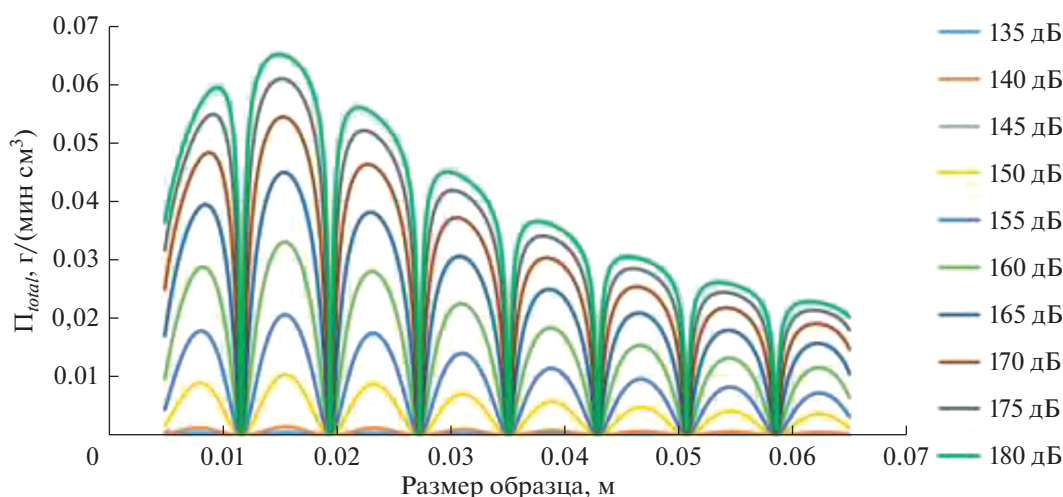


Рис. 5. Зависимости производительности диспергирования от размеров образцов при различных уровнях звукового давления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Теоретически показана способность ультразвуковых колебаний обеспечивать удаление влаги без фазового перехода за счет ее диспергирования из капилляров и пор материала под действием ударных волн, формируемых кавитационными пузырьками искаженной цилиндрической формы. Обоснован наиболее вероятный механизм роста кавитационных пузырьков.

2. Разработана математическая модель, описывающая процесс удаления жидкости без фазового перехода, включающая в себя рассмотрение следующих стадий диспергирования жидкости из капилляров и пор материала: фазу роста радиуса кавитационной полости цилиндрической формы, фазу образование ударной волны, диспергирование жидкости.

3. Путем численного анализа модели выявлен оптимальный диапазон (150–170 дБ) уровней ультразвукового воздействия, в котором нижняя граница определяется возникновением и развитием кавитационного диспергирования жидкости, а верхняя — энергетической эффективностью процесса диспергирования, при превышении которой, энергетические затраты на создание ультразвуковых колебаний превышают эффект от ультразвукового диспергирования.

4. Установлено, что оптимальные условия воздействия ультразвуковых колебаний на высушиваемый материал реализуются при соответствии размеров или толщин слоя материала длине ультразвуковых колебаний в воздухе. При размерах меньших или больших размерах эффективность процесса сушки снижается.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке ультразвуковых сушилок,

обеспечивающих необходимые режимы и условия ультразвукового воздействия.

Исследование поддержано Российским научным фондом в рамках проекта № 21-79-10359 “Влияние характеристик ультразвукового поля на условия низкотемпературного удаления влаги из капиллярно-пористых материалов”.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

c	скорость звука, м/с
C_0	начальная концентрация нерастворенного газа в жидкости
D	коэффициент прямой диффузии растворенного газа в жидкости, м ² /с
d	диаметр капли, м
D_r	коэффициент обратной диффузии растворенного газа в жидкости, м ² /с
E	энергия ударной волны при схлопывании кавитационной полости, Дж
I	интенсивность колебаний, Вт/м ²
K_c	коэффициент сжимаемости кавитационного пузырька, Па
m	масса газа внутри пузырька, кг
n_{cap}	количество срезов капилляров на единице площади поверхности, м ⁻²
p	давление в жидкости, Па
p_0	статическое давление в жидкости, Па
p_A	амплитуда звукового давления, Па
p_m	амплитуда звукового давления в жидкости, Па
R	радиус кавитационного пузырька, м

r	координата по оси r в цилиндрической системе координат, м
R_0	начальный радиус пузырька, м
R_{cyl}	радиус цилиндрического капилляра, м
t	время, с
u	компонента скорости движения жидкости по оси r , м/с
V	объем жидкости, вытекающей за время τ из капилляра под действием акустического давления, м ³
v	компонента скорости движения жидкости по оси z , м/с
z	координата по оси z в цилиндрической системе координат, м
ξ	безразмерная частота
η	вязкость жидкости
ω	круговая частота акустического воздействия, с ⁻¹
ω_0	резонансная частота кавитационного пузырька, с ⁻¹
Π	производительность диспергирования, м/с
τ	среднее время, необходимое для возникновения схлопывания полости — вероятность образования кавитационной полости в единице объема, м ⁻³
ρ	плотность, кг/м ³
φ	потенциал скорости движения жидкости, м ² /с
$\varphi_{no\ bub}$	потенциал скорости движения жидкости в отсутствие кавитационного пузырька, м ² /с

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tsai S.C., Song Y.L., Tsai C.S., Yang C.C., Chiu W.Y., Lin H.M. Ultrasonic spray pyrolysis for nanoparticles synthesis // J. Mater. Sci. 2004. V. 39. P. 3647.
2. Boucher R. Drying by airborne ultrasonics // Ultrason. News. 1959. 3. P. 8–9.
3. Legay M., Gondrexon N., Person S.L., Bontemps A. Enhancement of Heat Transfer by Ultrasound: Review and Recent Advances // Int. J. Chem. Eng. V. 17. 2011.
4. Musielak G., Mierzwa D., Kroehnke J. Food Drying Enhancement by Ultrasound — A Review // Trends Food Sci. Technol. 2016. V. 56. P. 126–141.
5. Carcel J.A., Garcia-Perez J.V., Riera E. et al. Ultrasonically Assisted Drying. In Ultrasound in Food Processing: Recent Advances // Chichester, UK: John Wiley and Sons. 2017. P. 371–391.
6. Rodriguez O., Eim V., Rossello C. et al. Application of Power Ultrasound on the Convective Drying of Fruits and Vegetables: Effects on Quality // J. Sci. Food Agric. 2018. Vol. 98. P. 1660–1673.
7. Onwude D.I., Hashim N., Janius R. et al. Non-Thermal Hybrid Drying of Fruits and Vegetables: A Review of Current Technologies // Food Sci. Emerg. Technol. 2017. V. 43. P. 223–238.
8. Carcel J.A., Garcia-Perez J.V., Riera E. et al. Ultrasonically Assisted Drying. In Ultrasound in Food Processing: Recent Advances // Chichester, UK: John Wiley and Sons. 2017. P. 371–391.
9. Baslar M., Toker O.S., Karasu S., Tekin Z.H., Biranger Yildirim H. Ultrasonic applications for food dehydration #41 // Handbook of Ultrasonics and Sonochemistry. 2016. P. 1247–1270.
10. Szadzinska J., Mierzwa D., Pawłowski A., Musielak G., Pashminehazar R., Kharaghani A. Ultrasound- and microwave-assisted intermittent drying of red beetroot // Drying Technology. 2020. V. 38:1-2. P. 93–107.
11. Beck S.M., Sabarez H., Gaukel V., Knoerzer K. Enhancement of convective drying by application of airborne ultrasound — A response surface approach // Ultrason. Sonochem. 2014. V. 21. P. 2144–2150.
12. Николук О.И. Влияние ультразвукового способа сушки на качество макаронных изделий с печенью // Вестник Воронежского государственного университета инженерных технологий. 2016. № 3. С. 189–194.
13. Bhangu S., Ashokkumar M. Theory of Sonochemistry // Topics in Current Chemistry. 2016. P. 374.
14. Хмелев В.Н., Шалунов А.В., Хмелев С.С., Цыганок С.Н. Ультразвук. Аппараты и технологии: монография. Бийск: Изд-во Алт. гос. техн. ун-та, 2015.
15. Розенберг Л.Д. Физика и техника мощного ультразвука. В 3 т. т. 2. Мощные ультразвуковые поля / под ред. Л.Д. Розенберга. М.: Наука, 1968.
16. Margulis M.A. Sonochemistry and Cavitation. London: Gordon and Breach Publishers, 1995.
17. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984.
18. Голых Р.Н. Повышение эффективности воздействия ультразвуковыми колебаниями на процессы в системах с жидкой фазой: дис. докт. техн. наук 05.17.08 [Текст] / Голых Роман Николаевич. 2021 [Место защиты: ФГБОУ ВПО «Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова»].