АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2003, том 49, № 6, с. 794–798

УДК 534:536.248.2

АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ РОСТА И СХЛОПЫВАНИЯ ПУЗЫРЬКА ПАРА ПРИ КИПЕНИИ

© 2003 г. Б. М. Дорофеев, В. И. Волкова

Ставропольский государственный университет, кафедра теоретической физики

355009 Ставрополь, ул. Пушкина 1

E-mail: stavsu@stavsu.ru

Поступила в редакцию 17.07.2002 г.

Теоретически обоснован и разработан новый метод определения характеристик динамики изменения объема пузырька пара по параметрам генерируемого им звукового импульса. Расчетным путем оценена точность этого метода и на конкретном примере продемонстрировано его применение.

Известно, что максимальную (порядка сотен МВт/м^2) плотность теплового потока можно получить при поверхностном кипении недогретой жидкости, которое поэтому используется в теплообменных устройствах (в атомной технике, авиа- и ракетостроении, электронике СВЧ и др.). Однако расчет таких устройств до сих пор ведется с применением приближенных полуэмпирических формул, т.к. исследование физики кипения далеко от завершения. К числу недостаточно экспериментально изученных, имеющих принципиальное значение, относится и вопрос о динамике изменения объема пузырька пара.

Опытное исследование динамики роста и схлопывания парового пузырька ранее проводилось с использованием высокоскоростной киносъемки (например, в [1, 2] с частотой 15 и 22 тысячи кадров в секунду). Анализ таким образом полученных данных выполняется по дискретным изображениям пузырька на отдельных кадрах кинограммы. При этом остается не ясным его поведение в межкадровые промежутки времени. Следует также отметить значительную (порядка десятка процентов) погрешность и большую трудоемкость расчетов мгновенных объемов пузырька неправильной формы.

Более простым является фотометрический метод сверхскоростной непрерывной регистрации изменения линейного размера пузырька пара при помощи фотоэлектронного умножителя [3–6] (в этих опытах одновременно фиксировалось и создаваемое пузырьком звуковое давление). Определение изменения объема таким методом возможно только в случае сферической формы пузырька.

Предлагаемый в настоящей статье новый звукометрический метод определения характеристик пузырька пара и исследования динамики изменения его объема не имеет перечисленных выше недостатков. Этот метод может быть использован и на экспериментальных установках с непосредственным вводом опытных данных в компьютер для их обработки с применением современных информационных технологий.

Начнем с представления механизма роста и схлопывания пузырька пара при локальном кипении на плоской поверхности. При этом температура $T_ж$ основной массы жидкости, за исключением тонкого слоя у поверхности, ниже температуры $T_{нас}$ насыщения. В начале пузырек растет внутри этого слоя "горячей" жидкости, температура которой выше $T_{нас}$. Под действием увеличивающегося пузырька прилегающий к нему слой "горячей" жидкости приподнимается. В результате испарения толщина этого слоя над пузырьком и у его боков уменьшается, пока не становится равной нулю. С этого момента времени одновременно происходит два процесса: продолжается испарение у основания пузырька и начинается конденсация в его верхней части, а позже и у боков. По мере роста пузырька площадь его межфазной поверхности на границе контакта с "холодной" жидкостью (температура которой ниже $T_{нас}$) увеличивается, что является причиной повышения скорости $\dot{V}_-$ конденсации, приближающейся к скорости $\dot{V}_+$ испарения.

Растущий пузырек приводит в движение окружающую жидкость. После того момента, когда $\dot{V}_-$ и $\dot{V}_+$ становятся одинаковыми, его объем продолжает увеличиваться благодаря движению жидкости по инерции. Поэтому, достигнув максимального размера, пузырек оказывается механически (давление $p_п$ пара в пузырьке меньше давления $p_{ж\infty}$ в жидкости) и в тепловом отношении ($\dot{V}_- > \dot{V}_+$) неравновесным. В результате он начинает деградировать, увлекая за собой жидкость.

После того момента, когда $p_п$ и $p_{ж\infty}$ выравниваются, продолжающая двигаться по инерции жидкость сжимает пузырек. При этом $p_п$ резко возрастает, что может привести к образованию ударной волны [6]. Максимальная высота пузырька примерно на порядок больше толщины слоя "горячей" жидкости. Следовательно, в течение всего промежутка времени схлопывания преобладающая часть межфазной поверхности пузырька граничит с "холодной" жидкостью, из-за чего процесс испарения существенной роли не играет.

В соответствии с описанной выше физической моделью в [7] получена следующая формула динамики изменения радиуса сферического пузырька пара:

$$\frac{R}{R_m} = \frac{1 - \exp(-\alpha t/t_m) - (\alpha t/t_m)\exp(-\alpha)}{1 - (1 + \alpha)\exp(-\alpha)}, \quad (1)$$

где R_m и t_m – максимальные радиус и время роста пузырька, а постоянная α должна удовлетворять граничному условию

$$1 - \exp(-\alpha\tau/t_m) - (\alpha\tau/t_m)\exp(-\alpha) = 0 \quad (2)$$

(τ – время "жизни" пузырька).

В основу зависимостей (1), (2) положены: во-первых, уравнение теплового баланса (обусловленный процессами испарения и конденсации результирующий тепловой поток равен разности тепловых потоков в пузырек и из пузырька); во-вторых, найденная в [8] в результате решения уравнения нестационарной теплопроводности формула роста пузырька пара в объеме равномерно перегретой жидкости; в-третьих, выведенная в [6] формула схлопывания пузырька при постоянстве объема пара, конденсирующегося с единицы поверхности в единицу времени.

Т.к. в равенствах (1), (2) радиус и время выражены в относительных масштабах, поэтому при их получении сомножители исходных соотношений, содержащие постоянные коэффициенты, физические константы и критерии подобия, сократились. Следовательно, формулы (1), (2) должны оставаться справедливыми при кипении недогретой жидкости в различных условиях. Этот вывод в [7] подтвержден на количественном уровне результатами экспериментов, проведенных с использованием высокоскоростной киносъемки.

Известны два уравнения гидродинамического звукообразования. Первое из них уравнение Рэлея

$$p = \frac{\rho'(R^2\ddot{R} + 2R\dot{R}^2)}{r}, \quad (3)$$

где p – генерируемое переменное давление, ρ' – плотность жидкости, R – текущий радиус сферического пузырька, r – расстояние от его центра до точки определения этого давления. В [9] показано, что соотношение (3) является следствием интеграла Коши–Лагранжа и выполняется во всех точках области потенциального движения жидкости. Уравнение Рэлея часто используется в качестве основного в нелинейной акустике (как, например, в [10]). Второе уравнение [11–13 и др.]

$$p = \frac{\rho'\ddot{V}}{4\pi r} \quad (4)$$

(V – текущий объем пузырька). И (3), и (4) справедливы в пределах неволновой зоны $R \ll r \ll \lambda$ (λ – длина звуковой волны) и математически строго равносильны в случае сферического пузырька. Но оба этих уравнения можно использовать и в других случаях, т.к. форма малого по сравнению с r источника звука не влияет на создаваемое им звуковое давление [14]. При этом в (3) R – радиус эквивалентного (равного по объему) сферического пузырька.

Из (1) и (3) следует формула гидродинамического звукообразования при кипении недогретой жидкости:

$$p = \frac{K\rho' R_m^3(1 - b - ac)\lfloor 2(b - c)^2 - b(1 - b - ac)\rfloor}{rt_m^2}, \quad (5)$$

где $K = \alpha^2/[1 - (1 + \alpha)c]^3$, $a = \alpha t/t_m$, $b = \exp(-a)$ и $c = \exp(-\alpha)$.

Выполненный в [7] по формулам (1, 2) и (5) расчет парных кривых $R(t)$ и $p(t)$ показал, что они находятся в количественном согласии с данными комбинированных опытов [4–6], в ходе которых одновременно ФЭУ и гидрофоном регистрировались парные осциллограммы изменения радиуса сферического пузырька пара и генерируемого им звукового давления.

Формулы (1, 2 и 5) положены в основу предлагаемого акустического метода, при этом в соответствии с (5) решается обратная задача определения характеристик t_m, α и R_m динамики изменения радиуса пузырька (1) по параметрам возбужденного им звукового импульса.

Пузырек последовательно создает положительное, отрицательное и положительное давление с амплитудами P_{m1}, P_{m2} и P_{m3} (рис. 1). Изменение знака и окончание генерации этого давления происходит в моменты времени t_1, t_2 и τ. Перечисленные величины и представляют собой используемые соответственно амплитудные и временные параметры звукового импульса.

Специально разработанная методика сводится к применению полученных на основе соотношений (2) и (5) и расчетным путем следующих приближенных формул.

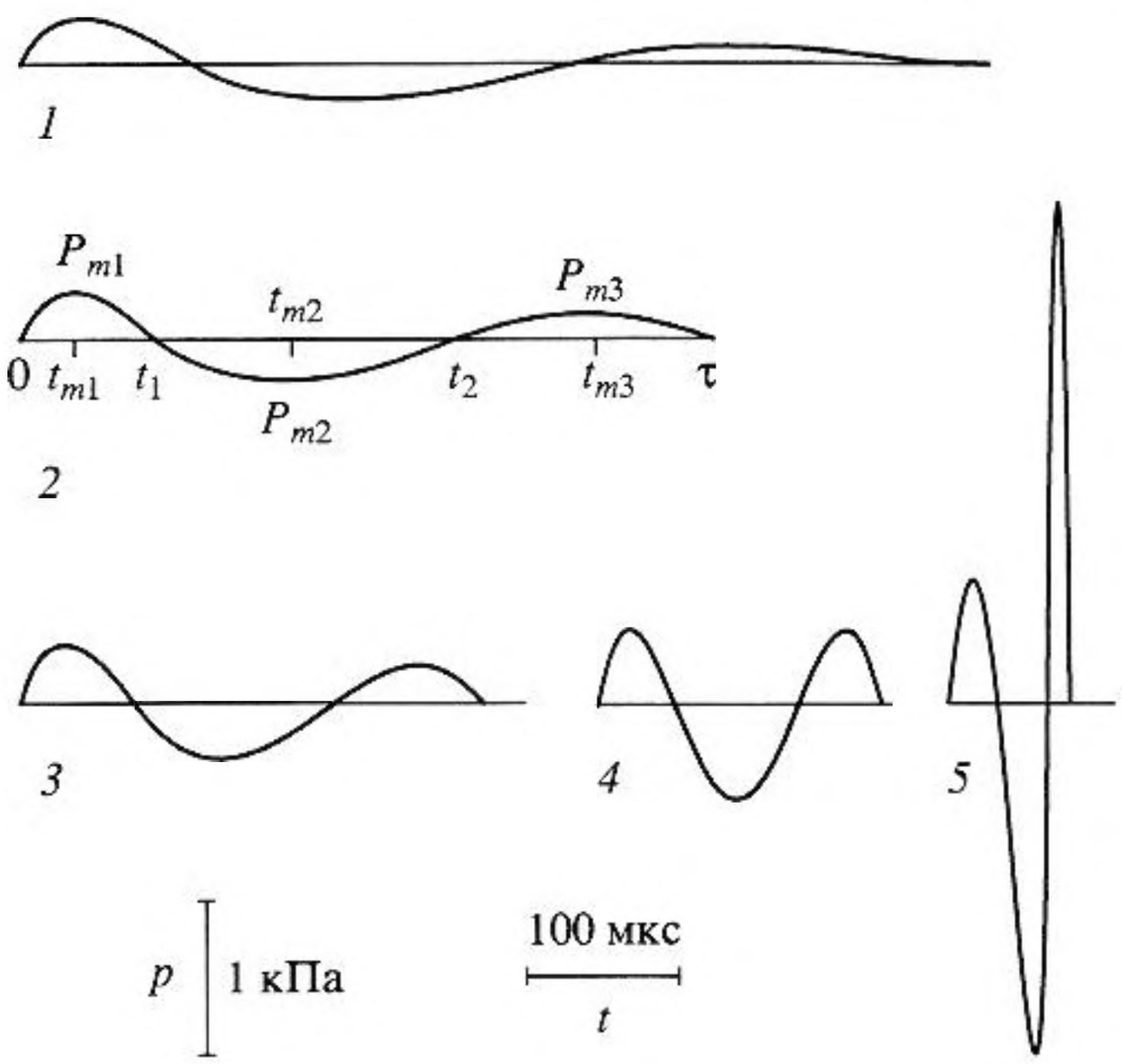

Рис. 1. Генерируемые пузырьками пара звуковые импульсы при различных недогревах жидкости (табл. 1).

1. Для вычисления времени роста пузырька

$$t_{m*} = \frac{t_1 + t_2}{2}. \quad (6)$$

2. Для нахождения численным методом постоянной α четырьмя способами (α_*, α_1, α_2 и α_{12}):

$$1 - \exp(-\alpha_*\tau/t_{m*}) - (\alpha_*\tau/t_{m*})\exp(-\alpha_*) = 0, \quad (7)$$

$$2(b_1 - c_1)^2 - b_1(1 - b_1 - a_1c_1) = 0 \quad (8)$$

($a_1 = \alpha_1 t_1/t_{m*}$, $b_1 = \exp(-a_1)$ и $c_1 = \exp(-\alpha_1)$),

$$2(b_2 - c_2)^2 - b_2(1 - b_2 - a_2c_2) = 0 \quad (9)$$

($a_2 = \alpha_2 t_2/t_{m*}$, $b_2 = \exp(-a_2)$ и $c_2 = \exp(-\alpha_2)$) и

$$\alpha_{12} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}. \quad (10)$$

3. Для расчета максимального радиуса пузырька

$$R_{m*}^3 = -\frac{rt_{m*}P_{m2}[1 + (1 + \alpha_{12})c_{12}]}{\alpha_{12}^2 c_{12}\rho'} \quad (11)$$

($c_{12} = \exp(-\alpha_{12})$).

В таблице 1 представлены взятые из работы [15] необходимые сведения, которые позволяют апробировать предложенную методику. Здесь $\Delta T_н = T_{нас} - T_ж$ и ρ' – недогрев и плотность жидкости; R_m, t_m и τ – микрохарактеристики пузырька. Постоянная α вычислена из граничного условия (2). В ней также приведены времена t_1, t_2 и амплитуда P_{m^2} создаваемого пузырьком отрицательного давления (r = 13 мм), определенные при расчете звуковых импульсов (рис. 1) по формуле (5).

Результаты оценки точности расчетных формул (6)–(11) представлены в таблицах 2 и 3, где указаны вычисленные по этим формулам величины с относительными ошибками для каждого из пяти пузырьков, а также средние значения модулей относительных погрешностей.

Анализ ошибок (табл. 2 и 3) приводит к выводу о практической пригодности предложенной методики. Погрешности формул (6) и (11) определения t_m и R_m порядка одного, а (7) и (10) расчета α – трех процентов.

Строгое решение данной задачи требует выполнения сложных вычислительных операций. При этом в соотношениях (8) и (9) t_{m*} заменяется на t_m, а α_1 и α_2 – на α. Многократное поочередное использование двух таким образом полученных зависимостей позволяет рассчитать точные значения t_m и α методом последовательных приближений. Затем в результате варьирования t в формуле (5) находится время t_{m1}, t_{m2} или t_{m3} достижения соответственно максимумов P_{m1}, P_{m2} или P_{m3} (рис. 1), чтобы по этой формуле определить точное значение R_m. В связи с достаточно малыми погрешностями описанных выше более простых расчетов, прибегать к строгому решению, как правило, нецелесообразно.

Продемонстрируем применение предложенной методики на конкретном примере. Прежде всего укажем условия проведения экспериментов [3].

Кипение дегазированной воды с температурой $T_ж$ = (300.9 ± 2.5) K происходило на нихромовой проволоке длиной 2.0 и диаметром 0.1 мм. Перед

Таблица 1

№	$\Delta T_н$, K	ρ', кг/м^3	R_m, мм	t_m, мкс	τ, мкс	α (16)	t_1, мкс	t_2, мкс	P_{m2}, Па
1	15.6	970	0.51	244	600	0.951	117	375	–248
2	32.2	980	0.44	190	450	0.812	94.0	289	–276
3	54.4	990	0.38	138	300	0.445	71.9	206	–379
4	70.2	996	0.32	90	180	0.015	49.7	130	–616
5	86.0	999	0.27	50	80	–2.028	33.2	66.2	–2350

Таблица 2

№	t_{m*}, мкс	δ_t, %	α_*, (7)	δ_*, %	α_1, (8)	δ_1, %
1	246	0.82	0.919	–3.36	1.005	5.68
2	192	1.05	0.781	–3.82	0.847	4.31
3	139	0.72	0.428	–3.82	0.471	5.84
4	89.9	–0.11	0.015	0	0.015	0
5	49.7	–0.60	–1.933	4.68	–2.142	–5.62
Ср. зн.		0.66		3.14		4.29

Таблица 3

№	α_2 (9)	δ_2, %	α_{12}, (10)	δ_{12}, %	R_m, мм	δ_R, %
1	0.840	–11.7	0.923	–2.94	0.519	1.76
2	0.691	–14.9	0.769	–5.30	0.446	1.36
3	0.385	–13.5	0.428	–3.82	0.382	0.53
4	0.015	0	0.015	0	0.320	0
5	–1.826	9.96	–1.984	2.17	0.278	2.96
Ср. зн.		10.0		2.85		1.32

началом опыта проволока в воздухе доводилась до красного каления (в результате пропускания электрического тока) и в таком состоянии погружалась в жидкость. При малом токе через проволоку на ней один за другим по одному возникали пузырьки пара (длительность пауз между образованием пузырьков была намного больше времени их "жизни").

Излучающий звук пузырек находился в центре сосуда сферической формы диаметром 306 мм. При этом не только прямая, но и однократно отраженная волны являлись сферически симметричными. Гидрофон располагался на расстоянии 6.5 мм от центра сосуда. При этом промежуток времени регистрации неискаженного отраженной волной звукового давления был равен (204 ± ± 2) мкс.

На рис. 2а показана осциллограмма возбужденного отдельным пузырьком звукового импульса. Второй луч осциллографа отображает ось времен. Включен генератор 25 микросекундных меток. Расстояния между соседними метками увеличиваются в направлении к концу осциллограммы, что свидетельствует о нелинейности развертки. Начиная с восьмой метки, импульс искажен в результате воздействия на гидрофон, кроме прямой, и однократно отраженной волны (отражение звука происходит с потерей полуволны). Несмотря на отмеченные особенности, приведенная осциллограмма достаточно информативна с точки зрения возможности применения предлагаемого акустического метода.

Из осциллограммы (рис. 2а) видно, что t_1 = = 75 мкс, t_2 = 175 мкс (соответственно третья и седьмая метки). Результаты расчетов по формулам (6), (8) и (2) ($\alpha = \alpha_1$): t_{m*} = 127 мкс, α_1 = –0.752 и τ = 225 мкс. При амплитуде отрицательного давления P_{m2} = –1.6 кПа из формулы (11) следует, что следует, что R_{m*} = 0.4 мм ($\alpha_1 = \alpha_{12}$, r = 6.5 мм, ρ' = 1000 кг/м^3).

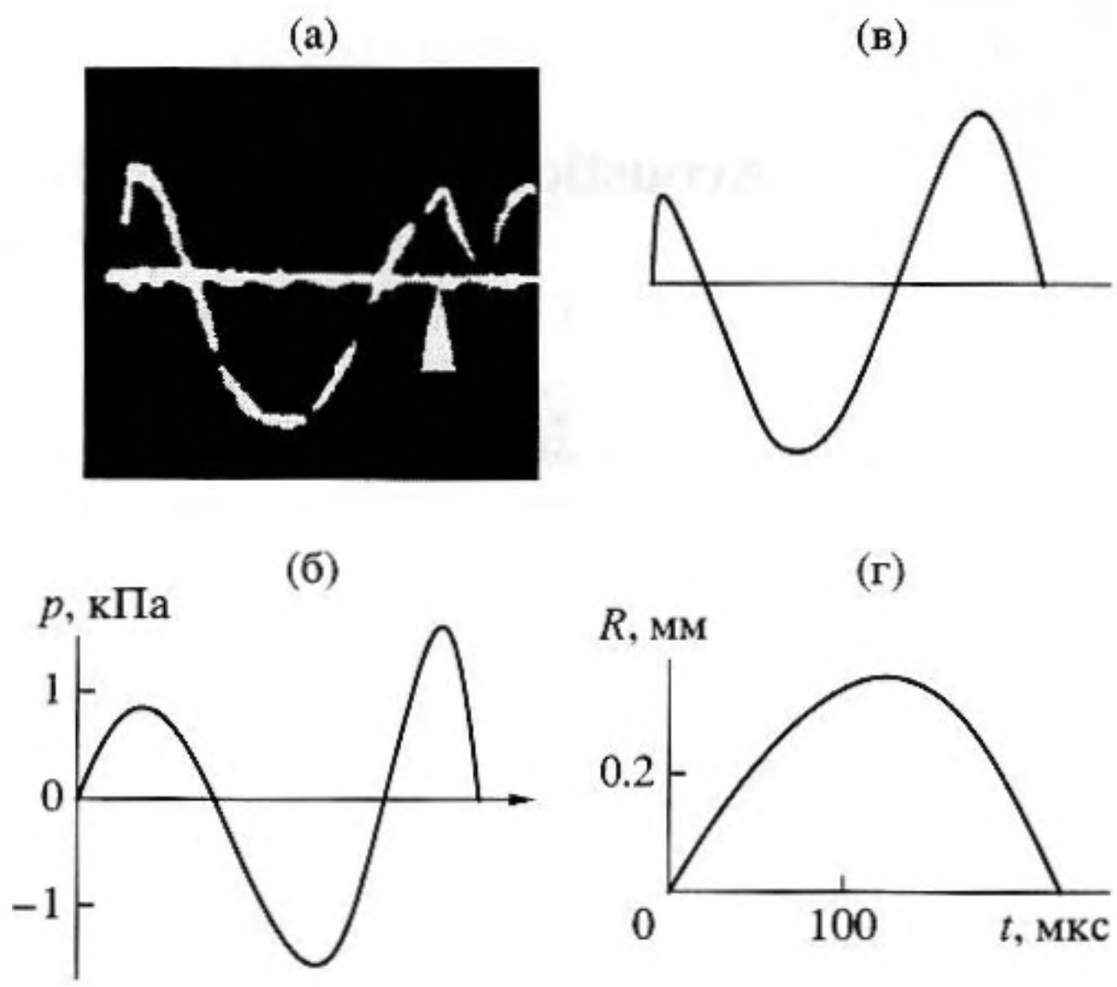

Рис. 2. Определение по возбужденному паровым пузырьком звуковому импульсу (а–в) динамики изменения радиуса пузырька (г).

На рис. 2б приведен рассчитанный по формуле (5) звуковой импульс с учетом нелинейности развертки (искаженное время в условных единицах $t_* = k_1 t + k_2 t^2$, $k_1 = 2.5 \times 10^{-2}$ ус.ед./мкс, $k_2 = 6.0 \times \times 10^{-4}$ ус.ед./мкс^2). Это сделано для удобства его сопоставления с зарегистрированным импульсом (рис. 2а), которое свидетельствует о достаточной надежности полученных результатов.

На рис. 2в, 2г показаны рассчитанные по формулам (5) и (1) неискаженное звуковое давление и изменение со временем радиуса пузырька. Таким образом по трем измеренным параметрам звукового импульса t_1, t_2 и P_{m2} удалось определить характеристики t_m, α, τ и R_m, а затем воспроизвести весь импульс целиком и представить динамику изменения радиуса пузырька пара (и то, и другое в абсолютных масштабах).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Трещев Г.Г.* Экспериментальное исследование механизма процесса поверхностного кипения // Теплообмен при высоких тепловых нагрузках и других специальных условиях. / Под ред. А.А. Арманда. М.: Госэнергоиздат. 1959. С. 51–68.
2. *Schmidt F., Robinson J., Skapura R.* Experimetnal Study of Noise Generation in Nicleate Boiling System // Proc. 4th Int. Heat Transfer Conference. 1970. V. 5. B. 1.8.
3. *Дорофеев Б.М., Сологуб И.С.* Излучение звука паровыми пузырьками при кипении недогретой жидкости // Исследования по физике кипения. Ставрополь: Изд-во Став. гос. пед. ин-та. 1975. Вып. III. С. 34–41.
4. *Дорофеев Б.М.* Звуковые явления при кипении // Темплофизика высоких температур. 1985. Т. 23. № 5. С. 586–598.
5. *Дорофеев Б.М.* Звуковые явления при кипении: Дис. … докт. физ.-мат. наук. Ставрополь. 1994. 305 с.
6. *Дорофеев Б.М., Волкова В.И.* Влияние процесса конденсации на образование ударной волны в период схлопывания пузырьков пара при кипении недогретой жидкости // Теплофизика высоких температур. 2000. Т. 38. № 5. С. 842–845.
7. *Дорофеев Б.М.* Изменение радиуса пузырька пара при кипении в объеме недогретой жидкости и генерируемые пузырьками звуковые импульсы // Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40. № 3. С. 475–480.
8. *Дорофеев Б.М., Поддубная Н.А.* Скорость роста пузырька пара при насыщенном кипении // Теплофизика высоких температур. 1999. Т. 37. № 5. С. 841–844.
9. *Седов Л.И.* Механика сплошной среды. М.: Наука. 1984. Т. 2. 560 с.
10. *Максимов А.О.* Симметрия уравнения Рэлея и анализ нелинейных пульсаций газовых пузырьков в жидкости // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 6. С. 805–812.
11. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика сплошных сред. М.: Гос. изд. техн.-теор. лит. 1954. 795 с.
12. *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука. 1973. 496 с.
13. Справочник по технической акустике: пер. с нем. / Под ред. М. Хекла и Х.А. Мюллера. Л.: Судостроение. 1980. 440 с.
14. *Скучик Е.* Основы акустики: пер. с англ. / Под ред. Л.М. Лямшева. М.: Мир. 1975. Т. 2. 542 с.
15. *Дорофеев Б.М., Волкова В.И.* Влияние недогрева жидкости на звуковые импульсы, генерируемые пузырьками пара при кипении // Акустика на пороге XXI века: Сборник трудов VI сессии Российского акустического общества. М.: Изд-во Моск. гос. горного ун-та. 1997. С. 313–316.

Acoustical Method of Studying the Growth and Collapse of a Vapor Bubble in Boiling

B. M. Dorofeev and V. I. Volkova

A new method is proposed for determining the characteristics of the dynamics of the vapor bubble volume variation from the parameters of the sound pulse generated by this bubble. The accuracy of the method is estimated, and its application is illustrated by a specific example.