

## АНАЛИЗ МЕХАНИЗМА РАЗРУШЕНИЯ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ПРОЦЕССАХ КАВИТАЦИИ

Иваницкий Г.К.

*Институт технической теплофизики НАН Украины, г. Киев, Украина*

*Проведено численное моделирование динамики паровых пузырьков в явлениях кавитации. Рассматриваются условия возникновения термической неустойчивости поверхности сферического пузырька, приводящей к его необратимому разрушению. Предполагается, что пузырек разрушается, когда температура его поверхности превышает критическое значение. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов исследования поведения пузырька в процессах гидродинамической, акустической и паровой кавитации подтверждает правомочность этой гипотезы.*

### Ключевые слова

Паровой пузырек, кавитация, ультразвук, критическая температура, термическая неустойчивость, разрушение пузырьков, моделирование.

### Условные обозначения

$p$  – давление, Па;  $R$  – радиус, мм;  $T$  – температура, К;  $\tau$  – время, с; *Индексы*: 0 – начальное значение; *ac* – акустический; *boil* – кипение; *cr* – критический; *l* – жидкость. *max* – максимальный; *s* – поверхность; *sat* – насыщенный; *v* – пар.

### Вступление.

Интерес к изучению динамики пузырьков в явлениях кавитации связан с решением важных практических задач в ракетной и криогенной технике, а также в энергетике, в частности, с целью прогнозирования аварийных ситуаций на АЭС. Актуальной остается проблема противодействия эрозионному разрушению гребных винтов, водяных турбин, насосов и другого гидравлического оборудования. Вместе с тем мощные динамические эффекты кавитации сегодня полезно используются во многих областях производства для интенсификации технологических процессов [1-3].

Одной из нерешенных до настоящего времени задач является выяснение физического механизма разрушения пузырьков в процессе их схлопывания. Проблема устойчивости формы кавитационных пузырьков рассматривалась в работах различных исследователей [4-6]. Линейная теория устойчивости предсказывает, что в процессе интенсивного сжатия сферического пузырька его поверхность при определенных размерах пузырька ( $R < 0,2R_0$ ) начинает терять устойчивость. Дальнейшее уменьшение размера ведет к резкому возрастанию амплитуды возмущения поверхности и, как следствие, к разрушению пузырька. В большинстве случаев такой механизм разрушения противоречит наблюдаемым в опытах закономерностям схлопывания пузырьков. Обычно завершающему смыканию пузырька предшествуют колебания его объема, причем в процессе этих колебаний выполнение условия  $R \ll 0,2R_0$ , как показывает эксперимент, не приводит к потере сферической формы пузырька. [6,7]

В докладе рассматривается альтернативный механизм разрушения пузырьков в явлениях гидродинамической, акустической и паровой кавитации. Анализ выполнен с применением математической модели динамики единичного пузырька (модель ДЕП), которая адекватно описывает поведение паровых пузырьков в явлениях кипения и кавитации во всем температурном интервале существования жидкой фазы [8].

## Критерий разрушения кавитационных пузырьков.

На стадии максимального сжатия, когда характерные размеры пузырька оцениваются в масштабе 1 мкм, а длительность процессов - в масштабе наносекунд, в пределах локального элемента, включающего пузырек и прилегающий слой жидкости, возникают неординарные эффекты и явления, недоступные пока прямому наблюдению в опытах. Экспериментально доказано, что при максимальном сжатии кавитационного пузырька температура пара в пузырьке достигает 5000 К, давление пара - 500 МПа, а скорость нагрева или охлаждения пузырька превышает  $10^9$  К/с [9]. Таким образом, температура и давление в объеме перегретого элемента могут существенно превышать критические значения этих параметров (для воды  $T_{cr}=647$  К и  $p_{cr}=22,5$  МПа).

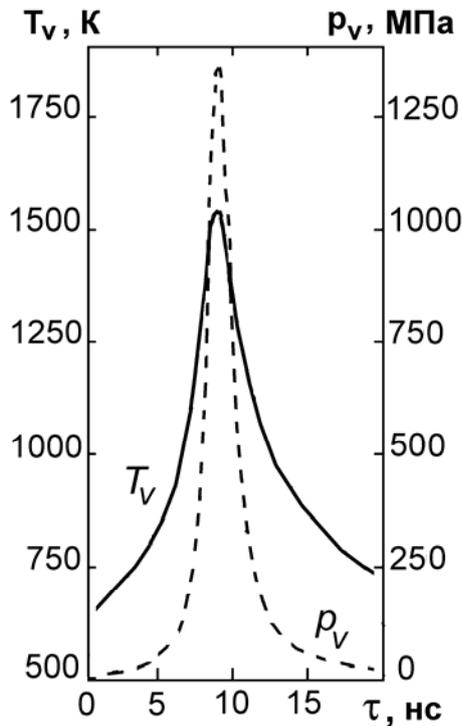


Рис.1. Изменение давления и температуры пара в пузырьке на стадии его максимального сжатия в процессе паровой кавитации. Расчет по модели ДЕП при условиях:  $T_{l0}=293$  К;  $T_{v0}=403$  К;  $p_{l0}=0,1$  МПа,  $R_0=100$  мкм,  $R_{min}=0,8$  мкм.

Когда температура на границе раздела фаз  $T_s \rightarrow T_{cr}$ , коэффициент межфазного натяжения и скрытая теплота испарения стремятся к нулевому значению. Это означает, что на стадии максимального сжатия капиллярные эффекты отсутствуют, а фазовые переходы осуществляются без выделения или поглощения тепла, что должно оказывать влияние на характер тепло- и массопереноса внутри рассматриваемого элемента. Кроме того, при  $T_s \geq T_{cr}$  плотности жидкости и пара принимают одинаковое значение, что также следует учитывать при рассмотрении процессов кавитации.

Указанные эффекты в определенной степени учтены в уравнениях модели ДЕП, что позволяет более корректно описывать поведение предельно сжатого пузырька. Ни в одной из известных моделей динамики пузырька не рассматривается возможность перехода вещества в системе “пузырек-жидкость” в закритическую область.

На рис.1 представлены результаты расчета, которые показывают, что на стадии максимального сжатия пузырька температура и давление пара заходят далеко в закритическую область, а время пребывания перегретого элемента в этой области при указанных условиях не превышает 20 наносекунд. Этот временной интервал хорошо согласуется с известными экспериментальными данными [10]. При анализе явлений, сопутствующих переходу указанного элемента в закритическую область, возникают вопросы, касающиеся состояния вещества вблизи границы раздела паровой и жидкой фазы.

Если за время порядка 10 нс температура поверхности пузырька достигает 1000 К, то что представляет собой примыкающий к пузырьку слой жидкости толщиной  $\delta \propto 1$  мкм? На границе с пузырьком температура слоя  $T_l(R) \geq 1500$  К. На внешней границе - температура  $T_l(R + \delta) \approx 300$  К. Следовательно, в течение времени  $\Delta\tau \approx 10$  нс внутри слое сохраняется градиент температуры  $\nabla T \approx 10^8 \div 10^9$  К/м. В такой ситуации понятие межфазной поверхности теряет физический смысл. Внутри элемента вещество находится в однородном состоянии (ни жидкость, ни пар), и по мере удаления от центра плавно переходит к жидкому состоянию с температурой  $T_l < T_{cr}$ .

Не имея достоверной информации, можно лишь предполагать об эволюции локального элемента субстанции, пребывающей в течение нескольких наносекунд в сверхкритическом состоянии.

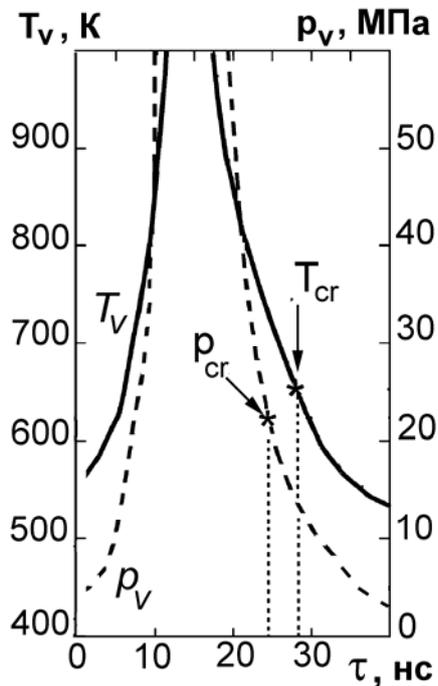


Рис.2 Характер перехода температуры и давления в докритическую область при расширении предельно сжатого пузырька. Зависимости, показанные на рис.1, представлены в увеличенном масштабе.

Возможно, при переходе элемента в закритическую область граница раздела фаз исчезает и на месте пузырька короткое время существует некая субстанция, напоминающая т.н. "термик" – небольшую локальную область перегретой жидкости, которая находится в метастабильном состоянии [9,11]. Из-за сильного перегрева жидкости при нормальном давлении внутри термика инициируется формирование и рост паровых зародышей. В отличие от обычного термика вещество внутри пузырька, нагретого до сверхкритических температур, находится под высоким давлением ( $p_{v\max} > 1000$  МПа), что препятствует образованию паровой фазы.

Не исключено, что при дальнейшем развитии элемент превратится в обычный термик, если давление внутри элемента будет снижаться намного быстрее, чем температура. В этом случае возможно образование и рост паровой фазы, что в опытах визуально фиксируется как повторное расширение предельно сжатого пузырька [6]. Как показано на рис.2, в процессе расширения предельно сжатой сверхперегретой субстанции одновременно реализуются условия  $p_v \ll p_{cr}$  и  $T_v > T_{cr}$ , что подтверждает возможность существования такого механизма.

Более вероятным, представляется другой характер развития перегретого элемента.

Высокое локальное давление внутри элемента и отсутствие капиллярных сил способствуют неустойчивости межфазной поверхности, и любое слабое воздействие или случайная флуктуация могут привести к необратимому разрушению пузырька.

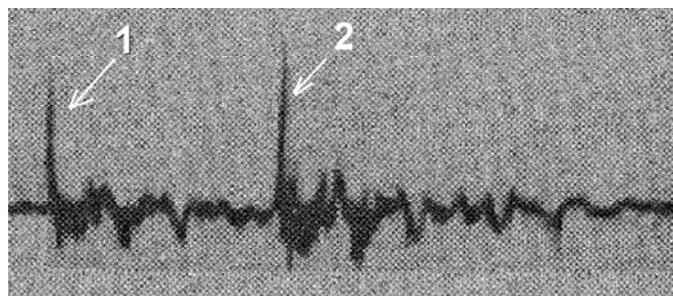


Рис.3. Регистрация на экране осциллографа импульсов давления в момент взрывного роста пузырька в результате электрического разряда в холодной воде при нормальном давлении (1) и в момент его захлопывания и разрушения (2) (по данным [6]). После разрушения пузырька регистрируются высокочастотные импульсы давления с частотой порядка 0,1 МГц.

В этом случае на месте бывшего пузырька возникает облако вторичных микропузырьков, которые, исчерпав запас тепловой энергии элемента, быстро захлопываются в холодной жидкости с выделением пакета импульсов давления.

Наличие подобных пульсаций давления уже после захлопывания кавитационного пузырька зарегистрировано в экспериментах, хотя причины их появления не анализировались (рис.3). По-видимому, в представленном на рисунке примере происходит не замыкание паровой полости вследствие конденсации пара, а ее разрушение с образованием большого количества микропузырьков.

Ниже в приближении модели ДЕП рассматриваются отдельные примеры кавитационного схлопывания паровых пузырьков в процессах кавитации, которые подтверждают правомочность использования фактора термической неустойчивости поверхности сверхперегретого пузырька в качестве основной причины его разрушения.

### Гидродинамическая кавитация.

В работе [12] приведены результаты исследования поведения пузырька в потоке воды в кавитационной трубе. Исследования проводились при скорости потока 12,2 м/с, статическом давлении  $p_{l0}=28,1$  кПа и температуре жидкости  $T_{l0}=21^\circ\text{C}$ .

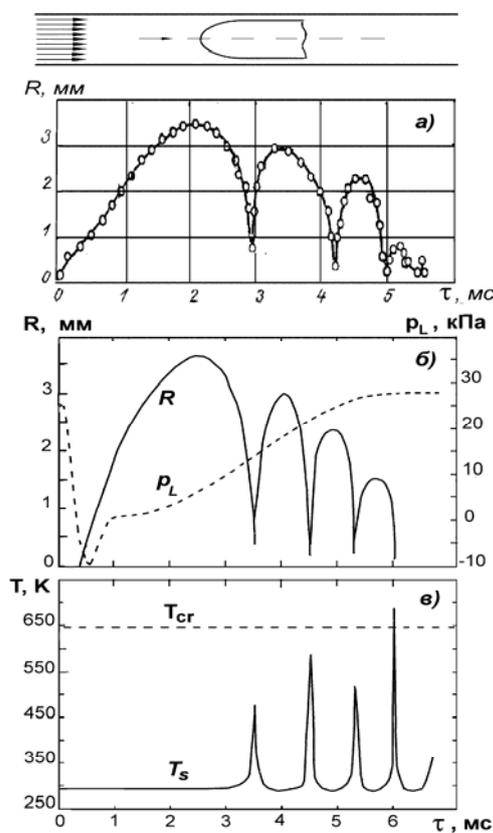


Рис.4 Теоретический анализ эксперимента [12]. а)  $R = f(\tau)$  (эксперимент); б)  $R = f(\tau)$  (расчет); в)  $T_s = f(\tau)$  (расчет);  $p_l = f(\tau)$  - аппроксимация экспериментальной зависимости изменения статического давления  $p_l$  в потоке в окрестности пузырька. Расчет по модели ДЕП по условиям эксперимента:  $p_{l0}=28,1$  кПа,  $T_{l0}=21^\circ\text{C}$ ,  $R_{\max}=3,5$  мм.

Эксперимент (а) и расчет (б) показывают, что к началу последнего периода размер пузырька еще достаточно велик ( $R_{\max} \approx 1$  мм), чтобы затухающие колебания могли

В качестве кавитатора использовался цилиндр с закругленной носовой оконечностью, что обеспечивало развитие пузырьковой формы кавитации. Скоростная киносъемка эволюции кавитационного пузырька в потоке показывает, что пузырек до полного исчезновения успевает совершить 4-6 циклов колебания.

Графики изменения диаметра пузырька и распределения давления в окрестности кавитатора по данным работы [12] приводятся в монографии [6]. Результаты теоретического анализа этого эксперимента, выполненного с применением модели ДЕП для одного из режимов, представлены на рис.4.

На рис.4(а) показана регистрируемая в эксперименте зависимость  $R = f(\tau)$ , а на рис.4(б) – соответствующая расчетная зависимость, которая с хорошей степенью точности предсказывает результаты эксперимента. На рис.4(б) приведена также аппроксимация зависимости  $p_l = f(\tau)$  - изменение статического давления  $p_l$  в потоке по длине канала. Рост пузырька обусловлен растягивающим напряжением жидкости в окрестности кавитатора ( $p_l = -10$  кПа). Пузырек исчезает лишь в четвертом периоде осцилляций - после полного восстановления давления в потоке

продолжаться и далее. Возникает вопрос - по каким причинам пузырек разрушился именно в четвертом периоде, а не в предыдущие периоды сжатия?

Как показывают приведенные на рис.4(в) результаты расчета, только в четвертом периоде колебаний температура поверхности  $T_s$  на стадии максимального сжатия впервые превысила критическое значение, что привело к разрушению пузырька из-за термической неустойчивости. Проведенные нами вычислительные эксперименты при других параметрах потока и другой форме кавитатора, - а значит, при ином распределении статического давления, показали, что пузырек до полного исчезновения совершает от 2 до 6 колебаний, что подтверждается опытными наблюдениями [12].

Зарождение и схлопывание кавитационных пузырьков можно инициировать иным образом, например, пропуская поток холодной жидкости через сопло Вентури [6,13].

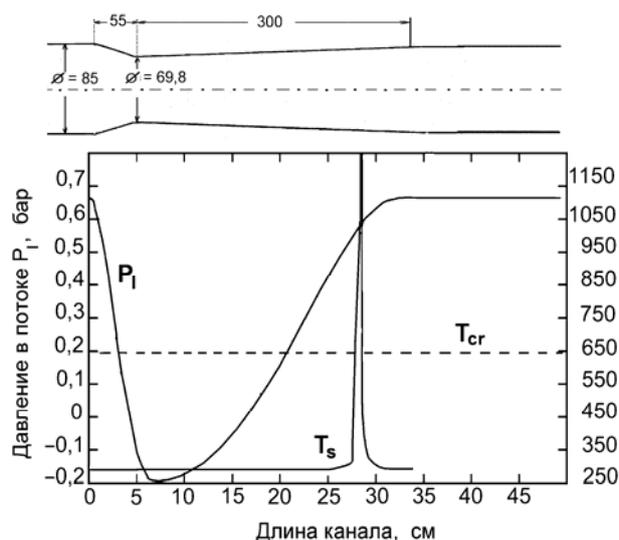


Рис.5. Анализ эксперимента [13] по росту и схлопыванию кавитационного пузырька в потоке холодной воды внутри сопла Вентури. Зависимость  $p_l = f(x)$  - измеренное в эксперименте распределение статического давления вдоль канала. Кривая  $T_s = f(x)$  - рассчитанное по модели изменение температуры поверхности кавитационного пузырька.  $T_0=292$  К;  $R_0=5$  мкм;  $R_{max}=2,73$  мм.

Расчет показывает, что при всех указанных в работе значениях статического давления (от 31,8 до 65,0 кПа) и скорости (от 8,2 до 10,88 м/с) пузырек схлопнется уже в первом периоде сжатия. В качестве примера, на рис.5 показано изменение давления в жидкости по длине канала, а также изменение температуры пара внутри пузырька по мере продвижения пузырька с потоком. Максимальное сжатие пузырька происходит на выходе пузырька из расширяющейся части сопла Вентури в трубу. В этот момент температура стенки пузырька почти вдвое превышает величину  $T_{cr}$ , что приводит к его разрушению. В эксперименте [13] отмечается, что в месте исчезновения такого пузырька в течение короткого времени наблюдается область диаметром около 1 мм, заполненная "серым туманом", который, по мнению автора, представляет собой мельчайшие паровые и газовые пузырьки. Это доказывает, что в данном случае произошло разрушение достаточно крупного пузырька из-за термической неустойчивости межфазной поверхности.

При растягивающих напряжениях в узкой части сопла наблюдается зарождение и рост отдельных паровых пузырьков. В расширяющейся части сопла пузырьки резко захлопываются с выделением импульсов давления. Пульсации размера, предваряющие захлопывание пузырька, отсутствуют, если жидкость дегазирована. В эксперименте [13], проведенном с деаэрированной холодной водой, пульсации кавитационных пузырьков не наблюдается ни при каких режимах течения. В этой работе представлен профиль используемого сопла Вентури, указаны значения статического давления и скорости на входе в сопло и в горловине сопла для каждой серии опытов. Величина и местоположения импульса давления при схлопывании пузырька регистрировалась с помощью чувствительных датчиков давления. На основе этой информации в рамках модели проведен теоретический анализ результатов данного эксперимента.

## Паровая кавитация.

Явление паровой кавитации, т.е. схлопывание пузырька с изначально перегретым паром ( $T_{v0} \gg T_{boil}(p_{l0})$ ) в недогретой жидкости ( $T_l < T_{boil}(p_{l0})$ ) подробно рассматривается в работе [14]. Отмечено, что в процессах паровой кавитации схлопыванию пузырька, как правило, предшествуют колебания его объема, причем характер этих колебаний качественно меняется с изменением степени недогрева жидкости ( $T_{boil}(p_{l0}) - T_l$ ). Если при высоких степенях недогрева пузырек захлопывается уже в 1-2 периоде колебаний с выделением мощного импульса давления, то в слабо недогретой жидкости пузырек вплоть до полного исчезновения сжимается монотонно без заметных пульсаций.

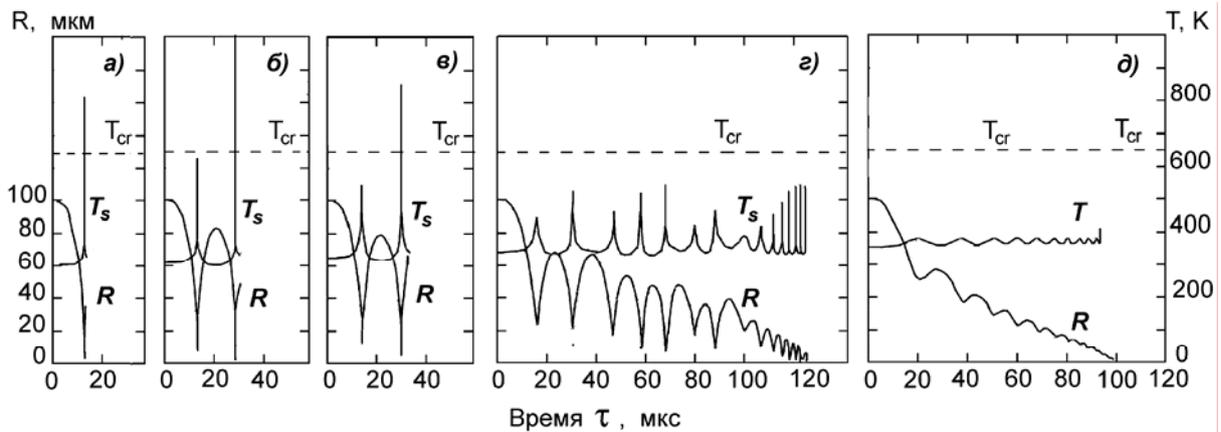


Рис.6. Изменение радиуса  $R$  и температуры поверхности  $T_s$  парового пузырька в процессе его схлопывания в воде при различных значениях  $T_{l0}$ : а) 293 К; б) 303 К; в) 318 К; г) 333 К; д) 353 К. Расчет выполнен при условиях:  $T_{v0}=403$  К;  $p_{l0}=0,1$  МПа,  $R_0=100$  мкм.

На рисунках.6(а-д) представлены расчетные зависимости  $R = f(\tau)$  и  $T_s = f(\tau)$  для пузырька с перегретым паром в процессе его схлопывания в воде при нормальном давлении при различных степенях недогрева воды. Видно, что поведение пузырька качественно меняется с изменением степени недогрева жидкости. С понижением температуры воды  $T_{l0}$  (повышением степени недогрева  $\Delta T_l$ ) пиковые значения температуры поверхности пузырька  $T_s$  увеличиваются, и при высоких степенях недогрева ( $\Delta T_l \geq 50$  К) температура поверхности пузырька  $T_s$  на стадии максимального сжатия может превысить значение  $T_{cr}$  уже в первом - третьем периоде колебаний. Сравнение зависимостей  $R(\tau)$  и  $T_s(\tau)$  на рисунках 6(а)-6(в) показывает, что именно в тот момент, когда температура поверхности пузырька превышает критическое значение, происходит разрушение пузырька из-за термической неустойчивости на границе раздела фаз. При снижении температуры воды (уменьшении недогрева  $\Delta T_l$ ) условие  $T_s > T_{cr}$  не выполняется ни в одном из периодов, и пузырек совершает слабые затухающие колебания вплоть до полной конденсации пара (рис.6(г) и 6(д)). Такое различие в поведении кавитационного пузырька в зависимости от температуры жидкости подтверждается экспериментальными данными по схлопыванию в холодной воде пузырька, рост которого инициирован лазерным импульсом большой мощности [1, 7]. Проведенный анализ дает основание утверждать, что гипотеза термической неустойчивости межфазной поверхности логично объясняет спонтанное разрушение крупных пузырьков в процессах паровой кавитации.

## Акустическая кавитация.

Как известно, в жидкости под действием ультразвукового поля возникает явление акустической кавитации – формирование, осцилляция и схлопывание большого количества пузырьков. Зародышами кавитации служат присутствующие в жидкости парогазовые микропузырьки с радиусом  $R_0 \approx 1 \div 5$  мкм, причем в холодной жидкости парциальное давление пара  $p_{v0} = p_{sat}(T_{l0})$  мало по сравнению с парциальным давлением газа. Если акустическое давление  $p_{ac}$  (интенсивность звука) невелико, эти микропузырьки могут сколь угодно долго пульсировать под действием поля без разрушения. Эти слабые пульсации сопровождаются излучением пузырьками звуковых волн с частотой поля и гармонических составляющих более высокого порядка [15].

Если амплитуда акустического давления  $p_{ac}$  превысит некоторое пороговое значение  $p_{ac}^*$ , пузырек уже в течение одного периода колебания быстро расширяется и резко схлопывается, инициируя характерные динамические эффекты у/з поля - эрозию твердых поверхностей, диспергирование, сонолюминесценцию и т.п. [9].

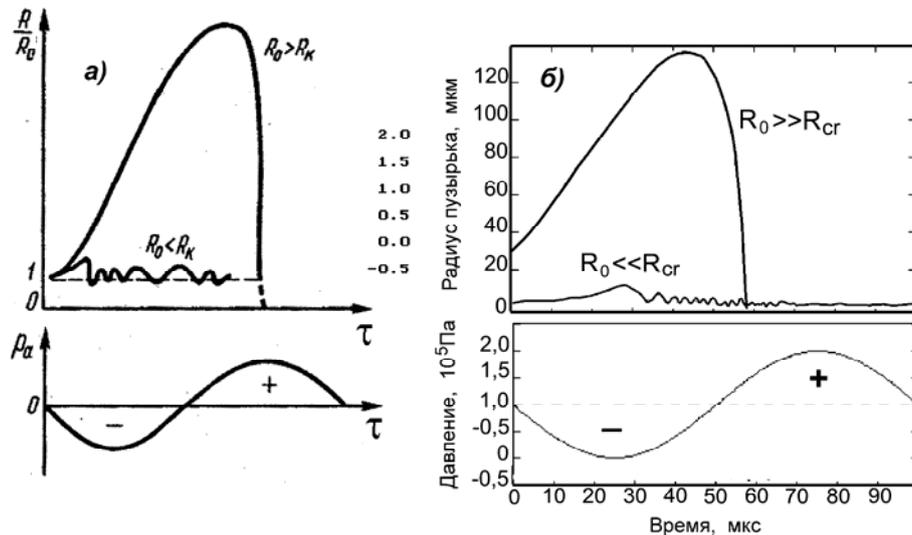


Рис.7. Характер изменения радиуса пузырька за один период колебания акустического поля при различных начальных размерах парогазового зародыша:  $R_0 < R_{cr}$  и  $R_0 > R_{cr}$ .

а) Схематическое представление зависимостей  $R = f(\tau)$  и  $p_l = f(\tau)$  по данным работы [15].

б) Расчет указанных зависимостей по модели ДЕП при условиях:  $f_0 = 10$  кГц  $p_{ac} = 50$  кПа;  $T_{l0} = 293$  К;  $p_{l0} = 100$  кПа;  $R_0 = 5$  мкм ( $R_0 \ll R_{cr}$ ) и  $R_0 = 30$  мкм ( $R_0 \gg R_{cr}$ ).

Рис.7(а), приведенный в работе [15], иллюстрирует отличие в поведении мелких и крупных парогазовых пузырьков при включении акустического поля. Представленные на этом рисунке закономерности с хорошей точностью предсказываются моделью ДЕП. Для сравнения на рис.7(б) представлены рассчитанные по модели аналогичные зависимости при заданных режимных параметрах ( $f_0, p_{ac}, R_0$ ).

Пороговое значение  $p_{ac}^*$  определяет начало т.н. развитой кавитации, которая характеризуется возникновением указанных эффектов. Если заданы частота у/з поля и начальный размер микророзародышей  $R_0$ , существует строго определенное значение  $p_{ac}^*$ , определяющее начало перехода в режим развитой кавитации при этих условиях. Хотя пороговое давление акустического поля является одной из главнейших характеристик, определяющих эффективность практической реализации у/з методов, в

настоящее время не существует надежных способов оценки параметра  $p_{ac}^*$ , а в литературе не рассматриваются причины столь резкой границы между двумя режимами кавитации. Поэтому возможность достоверной оценки этого параметра крайне важна при использовании у/з технологий для интенсификации технологических процессов.

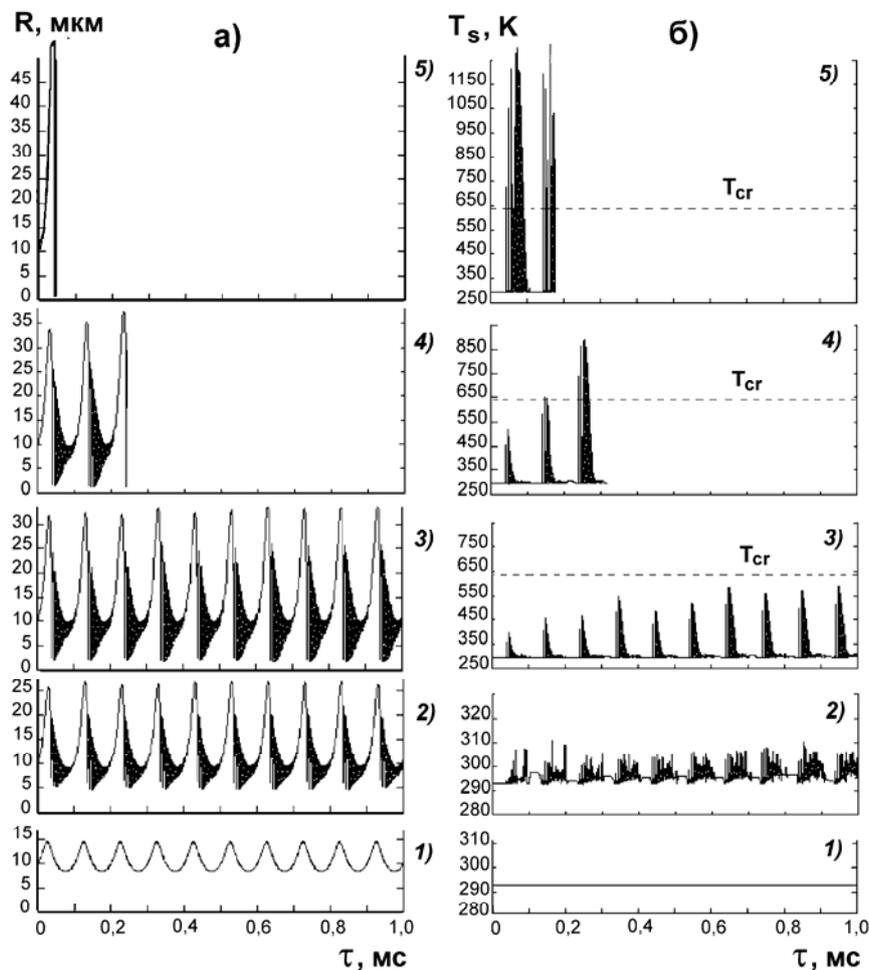


Рис.8. Изменение со временем радиуса  $R$  кавитационного пузырька, пульсирующего в воде под действием у/з поля (а), и температуры его поверхности  $T_s$  (б) при последовательном повышении величины акустического давления  $p_{ac}$ : 1 – 70 кПа; 2 – 95 кПа; 3 - 99 кПа; 4 - 100 кПа; 5 - 110 кПа. Пороговое значение  $p_{ac}^* = 99,5$  кПа соответствует условию  $T_s \geq T_{cr}$ .

Расчет выполнен при условиях:  $T_{l0} = 293$  К;  $p_{l0} = 100$  кПа,  $R_0 = 10$  мкм.

Представленные на рис.8(а) расчетные зависимости показывают, что использование уравнений модели ДЕП дает возможность прогнозировать поведение пузырька в акустическом поле и точно предсказывать пороговые значения  $p_{ac}^*$  при заданных параметрах поля. На этом же рисунке приведены результаты расчета изменения температуры стенки пузырька, осциллирующего под действием у/з поля в допороговом (кривые 1–3) и в запороговом (кривые 4, 5) режимах акустической кавитации. Оказалось, что в условиях стабильной пульсации пузырьков в допороговом режиме, когда  $p_{ac} < p_{ac}^*$ , температура пара и температура поверхности пузырька на протяжении всего процесса не превышает критическое значение ( $T_s \ll T_{cr}$ ). Переход к режиму развитой кавитации ( $p_{ac} \geq p_{ac}^*$ ) четко определяется условием  $T_s \geq T_{cr}$ .

Только при выполнении этого пузырек разрушается уже в первых периодах колебания акустического поля.

В докладе приведены лишь отдельные примеры, иллюстрирующие эффект термической неустойчивости поверхности кавитационных пузырьков. Анализ известных экспериментальных исследований по схлопыванию пузырьков в явлениях гидродинамической, акустической и паровой кавитации показывает, что выполнение условия  $T_s \geq T_{cr}$  во всех случаях может служить надежным критерием разрушения пузырька на стадии его максимального сжатия.

## Литература

- [1] Федоткин И.М., Гулый И.С., Кавитация, кавитационная техника и технология, их использование в промышленности, Ч.1, Киев: Полиграфкнига, 1997, 838 с.
- [2] Бойко Г.П., Полониченко И.Д., Рогушина Ю.В. и др. Нелинейные акустические эффекты в материало- и энергосберегающих химико-технологических процессах, Кавитация. Экотехнология и ресурсосбережение. 2002. №1. С.34-37.
- [3] Кардашев Г.А. Физические методы интенсификации процессов химической технологии. М.: Химия, 1990.- 206 с.
- [4] Кнэпп З.Т., Дейли Дж.У., Хэммитт Ф.Г., Кавитация, М.: Мир, 1974, 688 с.
- [5] Нигматулин Р.И., Динамика многофазных сред, Ч.1, М.: Наука, 1987, 464 с.
- [6] Перник А.Д., Проблемы кавитации, Л.: Судостроение, 1966, 439 с.
- [7] Vogel A., Lauterborn W., Timm R. Optical and acoustic investigations of the dynamics of laser-produced cavitation bubbles near a solid boundary. J. Fluid Mech. 1989. Vol.206, pp.299-338.
- [8] Долинский А.А., Иваницкий Г.К. Теоретическое обоснование принципа дискретно-импульсного ввода энергии. Модель динамики одиночного парового пузырька. Пром. теплотехника. 1995. Т.17, №5. С.3-28.
- [9] Suslick K.S. Sonochemistry. Science. 1990. Vol. 247, March. pp.1439-1445.
- [10] Ebeling K.J. Zum Verhalten kugelformiger lasererzeugter Kavitationsblasen in Wasser. Acustica. 1978. Vol. 40, pp. 229-239.
- [11] Сыромятникова С.Н., Павлов П.А. Неустойчивость поверхности испарения. ТВТ. 1998. Т.36, №2. С.298-303.
- [12] Knapp R.T., Hollander A. Laboratory Investigation of the Mechanism of Cavitation. Trans. ASME. 1948. Vol. 70, pp. 419-435.
- [13] Mellen R.N. An Experimental Study of the Collapse of a Spherical Cavity in Water. J. Acoust. Soc. Amer. 1980. Vol. 28, №3. pp. 434-445.
- [14] Иваницкий Г.К. Наномасштабные эффекты в процессах кавитации, I. Паровая кавитация. Пром.теплотехника. 2003. Т.25, №4. С. 15-20.
- [15] Агранат Б.А., Дубровин М.Н., Хавский Н.Н. и др., Основы физики и техники ультразвука, М.: Высшая школа, 1987, 352 с.