

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



P13 - 7206

С 344.1g  
T-484  
4035/2-73  
Л.Г.Ткачев, В.Д.Шестаков

ДИНАМИКА ПАРОВОГО ПУЗЫРЬКА  
В ГЕЛИЕВОЙ И ВОДОРОДНОЙ  
УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ

**1973**

**ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ**

Динамика парового пузырька в гелиевой и водородной  
ультразвуковых пузырьковых камерах

Приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований формирования треков в жидководородной камере в ультразвуковом поле. Рассматриваются различные явления, характеризующие динамику паровых полостей.

Исследовано влияние начальной фазы и поверхностного натяжения на динамику зародышевого пузырька. Определены кавитационный и диффузионный пороги.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований  
Дубна, 1973

Tkachev L.G., Shestakov V.D.

P13 - 7206

Dynamics of Vapor Bubble in Helium and  
Hydrogen Ultrasonic Chambers

The results are presented of experimental and theoretical investigations of track formation in a liquid-hydrogen bubble chamber in the ultrasonic field. Different physical phenomena are considered characterising the dynamics of the vapor pockets.

The dynamics of the nucleating bubble is studied: cavitation and diffusion thresholds are determined as well as the dependence on the initial phase and surface tension.

P13 - 7206

Л.Г.Ткачев, В.Д.Шестаков

ДИНАМИКА ПАРОВОГО ПУЗЫРЬКА  
В ГЕЛИЕВОЙ И ВОДОРОДНОЙ  
УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ

В результате проведенных экспериментов с гелиевой /1-2/ и водородной /3-4/ ультразвуковыми пузырьковыми камерами было показано, что зародышевый пузырек, инициированный заряженной частицей, вырастет до видимых размеров  $\approx 10^{-2}$  см/ в течение 60-100 периодов ультразвукового поля.

В работах /5-7/ теоретически исследовалась динамика парового пузырька в жидком водороде. Теоретические расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными о поведении пузырька в обычной пузырьковой камере /8/. Что касается ультразвуковых камер, то было показано, что в результате выпрямленной тепловой диффузии пульсирующий в неперегретой жидкости пузырек вырастает до асимптотического размера, величина которого определяется амплитудой  $P_1$  и частотой  $f$  ультразвукового поля, а также статическим давлением в жидкости  $P_0$  и ее температурой  $T_\infty$ . В настоящее время получены количественные экспериментальные данные о размерах пузырька в ультразвуковых камерах.

В первой части данного сообщения обсуждаются результаты численного решения сформулированной в работах /5-7/ системы уравнений для начальных и граничных условий, соответствующих тем значениям термодинамических и акустических параметров, которые реализовывались в экспериментах /1,3/. Во второй части рассматривается динамика зародышевого пузырька в жидком водороде.

Как и в работах [5-7], считается, что система пузырек-жидкость обладает сферической симметрией, пар в пузырьке однородный и находится в термодинамическом равновесии с поверхностным слоем жидкости. Предположение об однородности пара означает, что его параметры зависят только от времени и не зависят от пространственных координат.

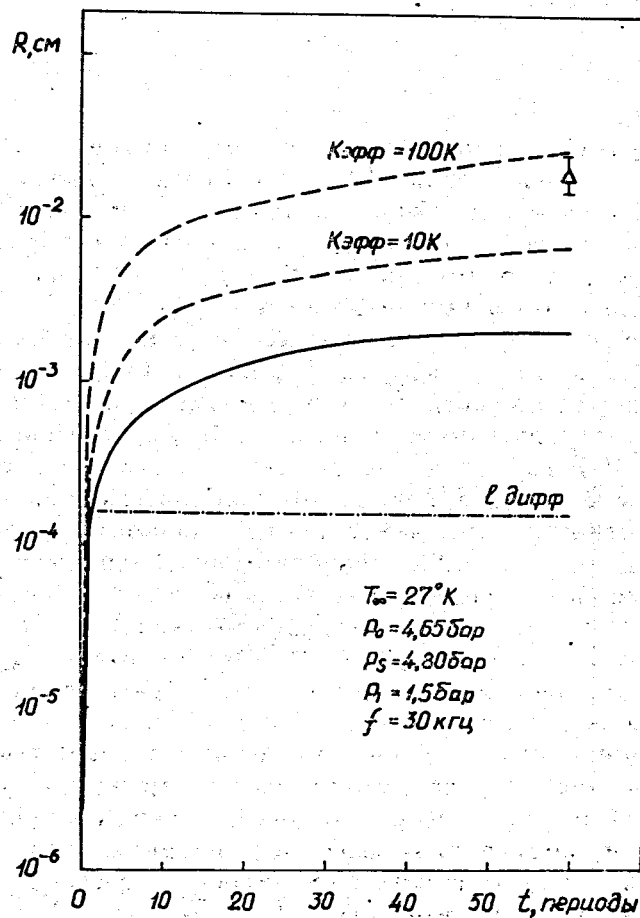


Рис. 1. Зависимость среднего радиуса пузырька от времени в жидководородной ультразвуковой пузырьковой камере.

На рис. 1 и 2 сплошными линиями нанесены теоретические зависимости от времени среднего за период радиуса пузырька в водороде и гелии, а также приведено экспериментальное значение его размера, полученное в ультразвуковой камере по истечении  $\approx 60$  циклов.

Имеется несколько причин расхождения между теорией и экспериментом.

Во-первых, теоретические кривые относятся к отдельному пузырьку, в то время как экспериментальные

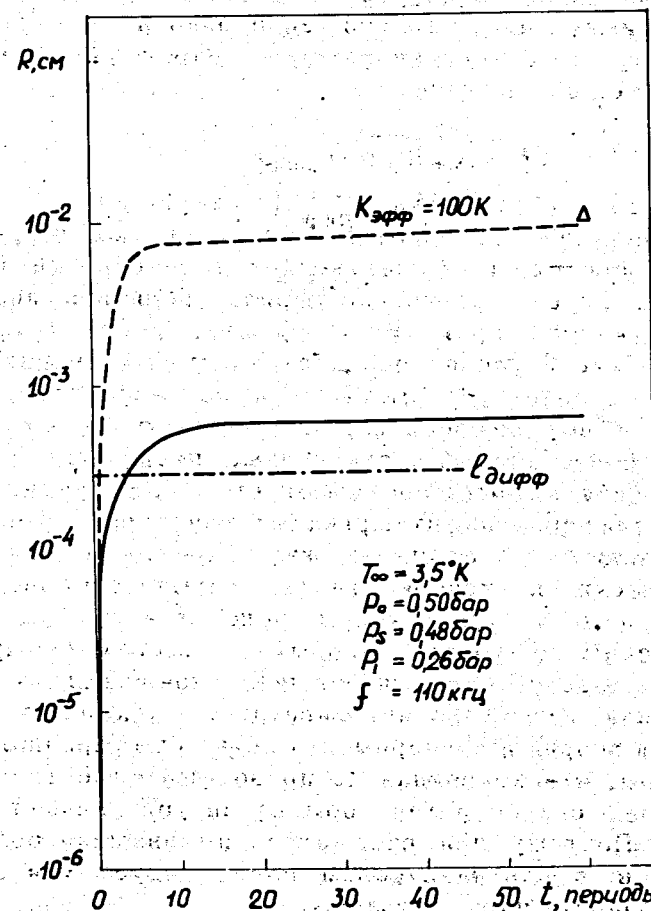


Рис. 2. Зависимость среднего радиуса пузырька от времени в гелиевой ультразвуковой пузырьковой камере.

данные могут соответствовать размеру группы близко расположенных пузырьков, возникших в результате дробления исходного пузырька в процессе его пульсаций в ультразвуковом поле.

Во-вторых, данное описание динамики пузырьков справедливо до тех пор, пока пар в пузырьке можно считать однородным, а это, в свою очередь, зависит от характера тепловых процессов в паре. Как известно, механизмами передачи тепла в сплошной среде являются теплопроводность и конвекция. Если внутри пузырька имеет место только теплопроводность, то предположение об однородности пара справедливо, когда выполняется соотношение

$$R \leq \sqrt{2D'\tau} = l_{\text{дифф}}, \quad /1/$$

где  $R$  - радиус пузырька,  $l_{\text{дифф}}$  - диффузионная длина,  $D'$  - температуропроводность пара,  $\tau$  - время, в течение которого происходит существенное изменение температуры в пузырьке, равное по порядку величины периоду ультразвукового поля. Если по мере роста пузырька в дополнение к теплопроводности возникает конвекция, которая способствует уменьшению неоднородностей, то появляется возможность рассматривать в рамках этого подхода более крупные однородные пузырьки, чем те, которые определяются соотношением /1/. Теоретическая оценка роли конвекции пузырька затруднительна. Косвенные указания на этот счет можно получить из сравнения теоретических и экспериментальных данных о поведении пузырьков в ультразвуковом поле, так как размеры наблюдаемых в ультразвуковых камерах пузырьков  $/10^{-2}\text{см}/$  заведомо превышают диффузионную длину в паровой фазе. Одной из интерпретаций имеющегося расхождения теории и эксперимента может быть предположение о том, что конвекция не приводит к существенному увеличению скорости теплообмена внутри большого пузырька. Поэтому при рассмотрении динамики больших пузырьков в ультразвуковом поле следует учитывать неоднородность пара в пузырьке.

В-третьих, вокруг пульсирующего под действием ультразвука пузырька могут возникать микропотоки жид-

кости /9/, которые должны существенно усилить выпрямленную тепловую диффузию, приводящую к росту парового пузырька. Теоретическое рассмотрение не учитывает действия микропотоков.

Микропотоки приводят к эффективному увеличению теплопередачи в жидкости примерно в десять раз /9/. Следствием неоднородности пара является то, что в тепло- и массообмене с окружающей жидкостью участвует только та часть объема пара, которая составляет от всего объема величину  $\frac{l_{\text{дифф}}}{R} \approx 10^{-1} \div 10^{-2}$ .

Роль обоих этих факторов может быть оценена путем замены коэффициента теплопроводности жидкости  $K$  на величину  $K_{\text{эфф}} = 10 \div 100/K$ . На рис. 1 и 2 соответствующие кривые проведены пунктиром. Из характера кривых видно, что указанная грубая оценка позволяет описать имеющиеся экспериментальные данные. Из этого следует, что неоднородность пузырька и наличие микропотоков в жидкости оказывают существенное влияние на динамику асимптотических паровых пузырьков и должны быть рассмотрены более последовательно.

Однако для более точного выяснения роли микропотоков и неоднородности пузырька необходима более полная экспериментальная информация о росте пузырька от зародышевого до асимптотического размеров.

## II

В работах /5,6/ было показано, что радиус пузырька увеличивается при пульсациях в результате действия выпрямленной тепловой диффузии. Однако существует пороговое значение амплитуды  $P_{\text{дифф}}$ , такое, что при  $P_1 < P_{\text{дифф}}$  выпрямленной диффузии недостаточно и начальный пузырек захлопывается. При амплитудах  $P_1 > P_{\text{кав}}$ , где  $P_{\text{кав}}$  - кавитационный порог, пульсации пузырька имеют настолько большую амплитуду, что он захлопывается в фазе сжатия из-за поверхностного натяжения.



Ультразвуковая пузырьковая камера принципиально осуществима лишь в том случае, когда  $P_{\text{дифф}} < P_{\text{кав}}$  для всего диапазона радиусов пузырька от зародышевого до видимого размера. Для случая жидкого водорода  $T_{\infty} = 27^{\circ}\text{K}$ ,  $P_0 = 5,0$  бар,  $R(0) = 2 \times 10^{-6}$  см /  $P_{\text{дифф}}$  и  $P_{\text{кав}}$  были численно рассчитаны для частот от 30 до 400 кгц. Величины диффузионного и кавитационного порогов постоянны:  $P_{\text{дифф}} = 1,8$  бар,  $P_{\text{кав}} = 4,4$  бар. Отсутствие зависимости от частоты можно объяснить тем, что собственная частота пульсаций зародышевого пузырька находится далеко за пределами исследуемого диапазона. При  $P_{\text{дифф}} < P_1 < P_{\text{кав}}$  зародышевый пузырек вырастет вплоть до асимптотических размеров, т.е. для  $R > 2 \times 10^{-6}$  см интервал допустимых значений  $P_1$  может только увеличиться.

В отличие от обычных пузырьковых камер, где чувствительность к ионизирующему излучению достигается во всем объеме одновременно, в ультразвуковой

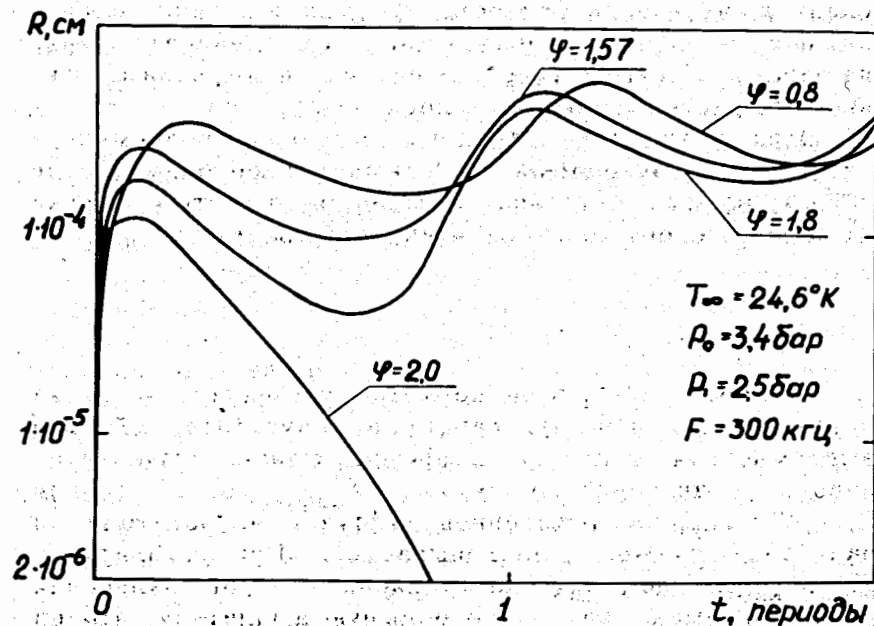


Рис. 3. Зависимость радиуса зародышевого пузырька от времени при различных фазах ультразвукового поля.

камере жидкость чувствительна в тех участках, которые характеризуются определенными значениями фазы ультразвуковой волны, поэтому в ультразвуковых камерах треки прерывисты. Представляет интерес рассмотреть поведение зародышевых пузырьков, образованных при различных начальных фазах.

На рис. 3 представлена зависимость радиуса зародышевого пузырька от времени при различных начальных фазах ультразвукового поля  $T_{\infty} = 24,6^{\circ}\text{K}$ ,  $P_0 = 3,4$  бар,  $P_1 = 2,6$  бар,  $f = 300$  кгц/. Видно, что допустимый диапазон фаз составляет  $0,8 \div 2,0$  рад, что согласуется с величиной треков, наблюдаемых в эксперименте [3]. Видно также, что при благоприятных значениях фазы зародышевый пузырек в малую долю периода вырастает до размеров  $10^{-4}$  см и при последующих пульсациях не становится меньше этой величины. Поэтому определенные выше значения  $P_{\text{кав}}$  и  $P_{\text{дифф}}$  зависят фактически от поведения пузырьков радиуса  $R \approx 10^{-4}$  см, хотя интервал благоприятных фаз для них будет другим.

Естественно ожидать, что поведение зародышевого пузырька существенным образом зависит от поверхностного натяжения. Чтобы выяснить роль последнего, уместно рассмотреть эволюцию зародыша в перегретой жидкости без усложняющего влияния ультразвукового поля. На рис. 4 представлены зависимости радиуса пузырька от времени при  $R(0) = 2 \times 10^{-6}$  см,  $P_0 = 0,8$  бар,  $T_{\infty} = 24,6^{\circ}\text{K}$ , причем пунктирная кривая соответствует случаю  $\sigma = 0$ . Видно, что по мере роста пузырька обе кривые приближаются к одной и той же асимптоте, определяющей поведение пузырька в соответствии с формулой  $R \approx \sqrt{t}$ . Существующие экспериментальные данные [10] подтверждают эту зависимость для  $R > 5 \times 10^{-3}$  см. При малых радиусах пузырька влияние поверхностных членов приводит к уменьшению эффективного перегрева жидкости и, следовательно, к меньшей скорости роста пузырька.

В заключение авторы выражают благодарность В.А.Акуличеву, В.Н.Алексееву, В.А.Жукову за обсуждение полученных результатов, а также Г.А.Розовой и В.П.Юшину за помощь при выполнении расчетов на ЭВМ.

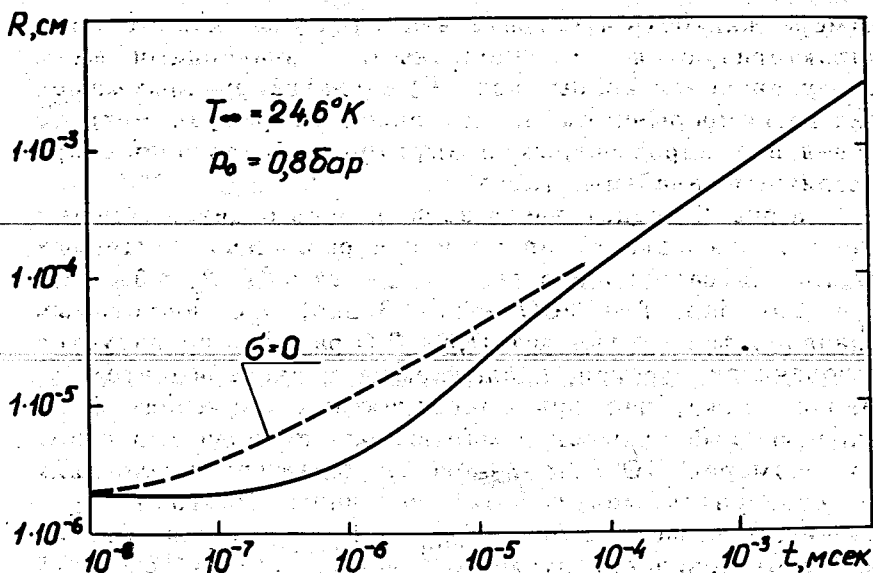


Рис. 4. Зависимости радиуса зародышевого пузырька от времени: сплошная кривая - с учетом поверхностного натяжения; пунктирная - без учета ( $\sigma = 0$ ).

#### Литература

1. R.C.A. Brown, H.J. Hilke, A.H. Rogers. *Nature*, 220, 1177 (1968).
2. R.C.A. Brown, H.J. Hilke, P.D. Jarman. *Nucl. Instr. Meth.*, 106, 573 (1973).
3. В.А. Акуличев, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, В.А. Кра-  
сильников, А.П. Маныч, Г.И. Селиванов. ОИЯИ,  
P13-6513, Дубна, 1972.
4. R.C.A. Brown, H.J. Hilke, P.D. Jarman. *CERN (D.Ph. II/UCBC) 70-2*.
5. Л.Г. Ткачев, В.Д. Шестаков. *Акустический журнал*,  
19, 257 /1973/.
6. Л.Г. Ткачев, В.Д. Шестаков. *Акустический журнал*,  
18, 433 /1972/.
7. Л.Г. Ткачев, В.Д. Шестаков. ОИЯИ, P13-6037, Дубна,  
1971.
8. G. Harigel, G. Horlitz, S. Wolff. *Preprint DESY*, 673/14 (1967).
9. О.А. Капустина, Ю.Г. Статников. *Акустический журнал*,  
13, 383 /1967/.
10. G. Harigel, H.J. Hilke, A. Rogers, G. Horlitz, S. Wolff, E. Fretwurst and  
G. Lindstrom. *J. Appl. Phys.*, 40, 4962 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 мая 1973 года.