

УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ПУЗЫРЬКОВЫЕ КАМЕРЫ

В. А. Ануличев

Акустический институт АН СССР, Москва

В. А. Жуков, Л. Г. Ткачев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований проблемы создания ультразвуковых пузырьковых камер (УЗПК). Излагаются основные факты и представления, накопленные к настоящему времени.

The results of the theoretical and experimental investigations of the ultrasonic bubble chamber (USBC) problem are given. The principal facts and representations available at present are outlined.

ВВЕДЕНИЕ

Один из основных приборов в физике высоких энергий — пузырьковая камера — обладает двумя существенными недостатками: во-первых, это медленно действующий прибор, в результате чего эффективно используется только незначительная часть времени экспонирования камеры в пучке частиц; во-вторых, в пузырьковой камере нельзя осуществить отбор представляющих интерес событий с помощью электронных систем из-за чрезвычайно малого времени жизни зародышевых пузырьков. Если устранение второго недостатка практически невозможно, поскольку он обусловлен физическими причинами, то увеличение быстродействия камер до десятков и сотен циклов в 1 сек за счет расширительных систем, построенных на основе новых принципов, представляет в настоящее время технически осуществимую задачу.

Интерес к быстродействующим камерам в последнее время значительно возрос в связи с развитием методики так называемых «гибридных» установок [1], предназначенных для экспериментов на мощных ускорителях. Гибридные установки включают в себя одну или несколько пузырьковых камер, а также системы электронных детекторов, работающих совместно с ЭВМ. Эффективность использования таких установок в значительной мере определяется тем, насколько высокоцикличны входящие в их состав пузырьковые камеры.

Быстродействующую пузырьковую камеру можно построить, например, по типу резонансной камеры [2], где компоненты системы расширения и сама жидкость образуют резонансную систему, или по типу камеры с электродинамической системой расширения [3], в которой силовой элемент имеет помещенную в магнитное поле и возбуждаемую переменным током катушку.

Имеется еще одна возможность увеличения быстродействия пузырьковой камеры. В некоторых работах была обнаружена и исследована чувствительность различных жидкостей к ионизирующему излучению при воздействии на них ультразвуковым полем. Далее пытались использовать ультразвук для регистрации следов ионизирующих частиц, положительные результаты были получены только в последнее время. Экспериментальные данные доказали принципиальную возможность создания быстродействующей ультразвуковой пузырьковой камеры, а выполненные теоретические исследования дали богатый материал для понимания механизмов роста пузырьков, инициированных в жидкости ионизирующим излучением при воздействии ультразвукового поля.

1. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЖИДКОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПОЛЯ

Зародыши кавитации и кавитационная прочность жидкостей. В жидкостях, не подвергнутых специальной очистке, всегда присутствуют фазовые включения, ослабляющие их прочность на разрыв, которые принято называть зародышами новой фазы или зародышами кавитации. Они могут быть в виде газовых пузырьков, твердых несмачиваемых частиц или паровых пузырьков, порожденных локальными источниками тепла при нагревании жидкостей до температур близких к точке кипения. Паровые пузырьки могут возникать также в результате взаимодействия ионизирующих частиц с жидкостью. Однако их характерные размеры слишком малы ($10^{-6} - 10^{-7}$ см) [4] по сравнению с размерами зародышевых пузырьков от примесей ($10^{-3} - 10^{-4}$ см), которые и определяют прочность таких жидкостей на разрыв, в то время как влияние ионизирующего излучения незначительно [5—7].

Рабочие жидкости, используемые в пузырьковых камерах, как правило, подвергаются тщательной очистке от твердых и газовых примесей, так что их прочность на разрыв определяется главным образом паровыми зародышами кавитации. Особой чистотой отличаются криогенные жидкости. Например, в жидком водороде в неконденсированном газообразном состоянии может быть только гелий, концентрация которого обычно сводится до ничтожного значения. В жидком гелии принципиально не могут существовать какие-либо несконденсировавшиеся растворенные газы и связанные с ними газовые зародыши кавитации.

Согласно представлениям, развитым Зейтцем [4], образование ионизирующими частицами зародышевых пузырьков в жидкостях в условиях работы пузырьковых камер происходит в результате вторичной ионизации, вызванной δ -электронами. В результате преобразования потерь энергии δ -электронов в тепло оказывается нагретым некоторый объем жидкости с характерным радиусом R_H , который после испарения превращается в паровой пузырек радиуса R_0 [8]:

$$R_0 \approx R_H (\rho/\rho')^{1/3}, \quad (1)$$

где ρ — плотность жидкости; ρ' — плотность пара в пузырьке. Далее пузырек будет расти и может достигнуть видимого размера, если R_0 больше некоторого критического размера R_K , в противном случае он захлопывается. Время роста пузырька до критического размера определяется диффузией тепла из его полости и по оценкам составляет около 10^{-10} сек [4, 9]. Кавитационный разрыв жидкости всегда отождествляется с образованием пузырьков критического размера R_K , который определяется из условия

$$p'(R, T) = p_K + 2\sigma/R_K, \quad (2)$$

где σ — поверхностное натяжение жидкости; p' — давление пара внутри пузырька, зависящее от его радиуса R и температуры жидкости T ; p_K — пороговое давление в жидкости, начиная с которого пузырек растет. Используя связь между $p'(R, T)$ и давлением насыщенных паров $p'_\sigma(T)$ на плоской границе жидкость — пар, выражаемую в виде

$$p'(R, T) = p'_\sigma(T) - \frac{2\sigma}{R} \frac{\rho'}{\rho - \rho'}, \quad (3)$$

можно преобразовать равенство (2) к наиболее удобной форме, где значение критического радиуса R_K определяется давлением паров над плоской поверхностью пар — жидкость $p'_\sigma(T) = p_\sigma(T)$ и давлением в жидкости p_K :

$$R_K = 2\sigma / [(p_\sigma - p_K)(1 - \rho'/\rho)]. \quad (4)$$

Энергию, необходимую для образования парового пузырька критического радиуса R_K , можно выразить в виде [8]

$$E_K = E'_K + E''_K, \quad (5)$$

где E'_K характеризует обратимые затраты энергии; E''_K — необратимые. Величина E'_K определяется затратами энергии на испарение, а также минимальной работой образования полости, обусловленной поверхностной и объемной энергиями:

$$E'_K = (4/3) \pi R_K^3 \rho' L + 4\pi R_K^2 (\sigma - T d\sigma/dT) - (p_\sigma - p_K) (4/3) \pi R_K^3 (1 - \rho'/\rho), \quad (6)$$

где L — теплота парообразования. Величина E'_K определяется необратимыми затратами энергии при росте полости до критического размера, связанными с инерцией жидкости, вязкостью и теплопроводностью, которые трудно учесть точно. Однако обычно E'_K существенно больше E_K [8], поэтому всю энергию E_K можно оценить по формуле (6). Как показывают оценки [4, 8, 9], чтобы в жидкостях образовались пузырьки критического размера при характерных режимах пузырьковых камер, необходимо локальное выделение энергии от десятков до сотен эв.

Для некоторых режимов (T , $p_\sigma - p_K$) работы водородной, гелиевой и пропановой пузырьковых камер в табл. 1 приведены

Таблица 1

Рабочие параметры некоторых жидкостей, используемых в пузырьковых камерах, и характеристики ультразвукового поля

Параметры жидкости, характеристики ультразвукового поля	Водород	Гелий	Пропан	Параметры жидкости, характеристики ультразвукового поля	Водород	Гелий	Пропан
T_0 , К	27	4,2	333	R_K , 10^{-6} см	0,8	0,57	0,72
p_σ , атм	4,8	1,0	22,0	E_K , 10^{-12} эрг	51	2,6	305
$p_\sigma - p_K$, атм	2,0	0,25	10,0	E_K , эв	32	1,6	190
ρ , г/см ³	0,06	0,125	0,44	c , 10^5 см/сек	0,86	0,19	1,9
ρ' , г/см ³	0,006	0,016	0,04	ρc , 10^5 г/(см ² ·сек)	0,05	0,025	0,83
σ , дин/см	0,8	0,1	3,6	p_m , атм	3,0	0,3	10
L , 10^{-9} эрг/г	3,8	0,2	4,7	W , вт/см ²	90	1,8	60

значения критических радиусов R_K и энергий E_K , рассчитанные по (4) — (6) с использованием табличных [10] значений термодинамических параметров, соответствующих указанным температурам.

Каждому значению радиуса парового пузырька в жидкости R_0 соответствует минимальное значение сброса давления ($p_\sigma - p_K$), при котором будет наблюдаться рост пузырька до видимых размеров. При этом величину $\Delta p_K = p_\sigma - p_K$ принято называть прочностью на разрыв или кавитационной прочностью жидкости. Зависимость Δp_K от температуры при различных значениях радиуса R_0 для водорода, гелия и пропана [11, 12] приведена на рис. 1—3.

Эти результаты относятся к статическим растяжениям жидкостей с характерным временем около 10^{-2} сек, которое значительно превышает время роста пузырьков до критического размера ($\sim 10^{-10}$ сек). В ультразвуковом поле с частотой порядка десятков

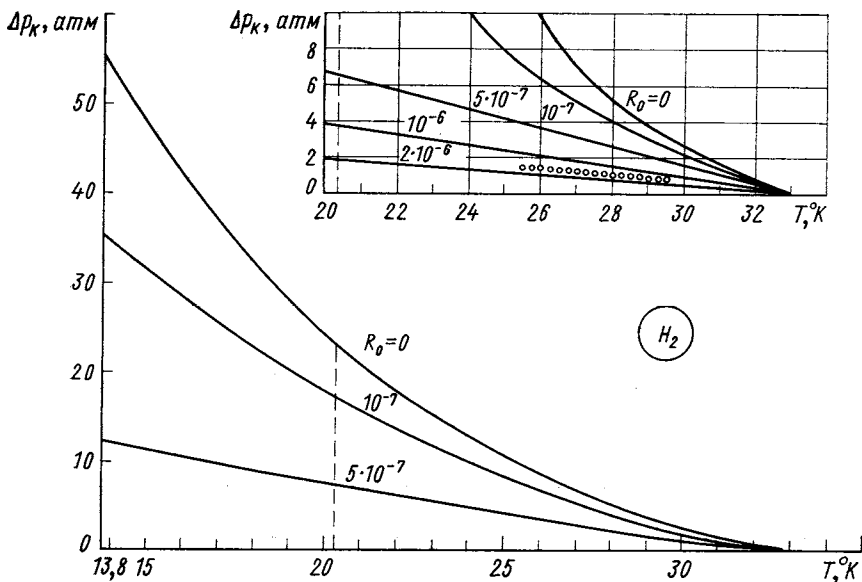


Рис. 1. Зависимость прочности на разрыв жидкого водорода от температуры при различных значениях радиусов паровых пузырьков [11]:

○ — граница зоны чувствительности к ионизирующему излучению [8]

и сотен кгц характерные времена растяжения также оказываются достаточно большими — около 10^{-4} — 10^{-5} сек. Поэтому пороговую амплитуду давления ультразвукового поля p_{mk} в УЗПК можно оценить таким же образом, как и величину сброса давления в обычных камерах, т. е.

$$p_{mk} \approx \Delta p_k + \Delta p_0,$$

где Δp_k — кавитационная прочность жидкости при статическом растяжении, введенная выше; Δp_0 — статическое пережатие жидкости, характеризующее превышение статического давления p_0 над давлением насыщенных паров p_s . Значения характерных акустических параметров ультразвуковых полей и жидкостей для УЗПК приведены в табл. 1.

Исследование влияния ионизирующего излучения на кавитацию в ультразвуковом поле. Поскольку ионизирующее излучение

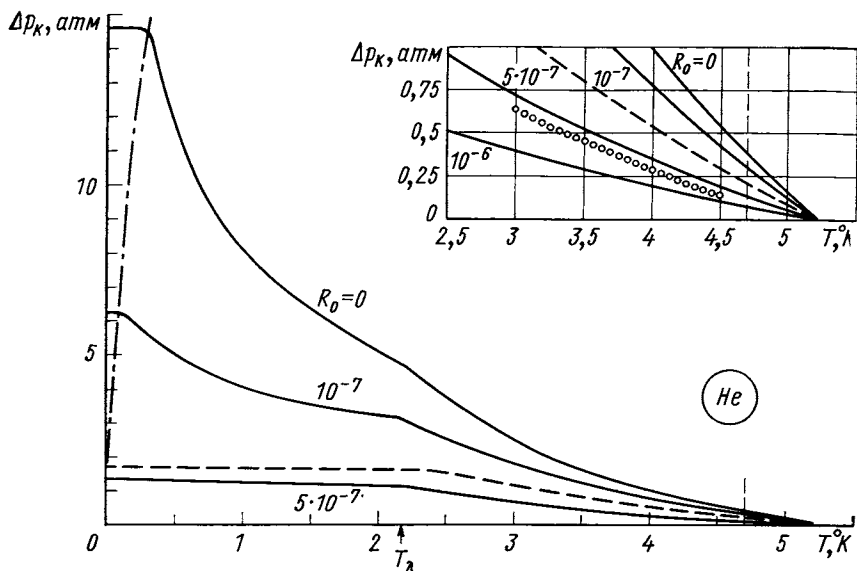


Рис. 2. Зависимость прочности на разрыв жидкого гелия от температуры при различных значениях радиусов паровых пузырьков [12]:

○ — граница зоны чувствительности к ионизирующему излучению [8]; — — — прочность на разрыв, определяемая «электронными пузырьками»; — . — — граница области квантовых гетерофазных флуктуаций

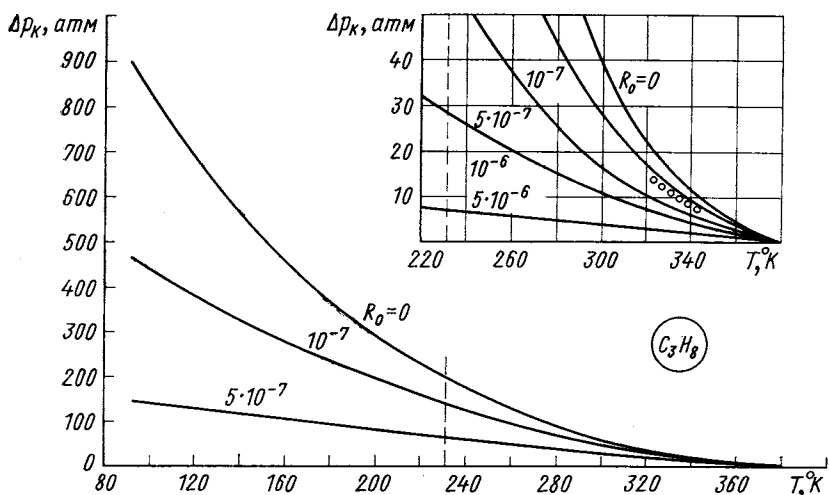


Рис. 3. Зависимость прочности на разрыв пропана от температуры при различных значениях радиусов паровых пузырьков:

○ — граница зоны чувствительности к ионизирующему излучению [8]

способно создать в жидкости зародышевые паровые пузырьки, естественно предполагать, что это повлияет на возникновение и развитие кавитации в мощных ультразвуковых полях. Первые доказательства влияния ионизирующего излучения на ультразвуковую кавитацию получены в работах [13, 14].

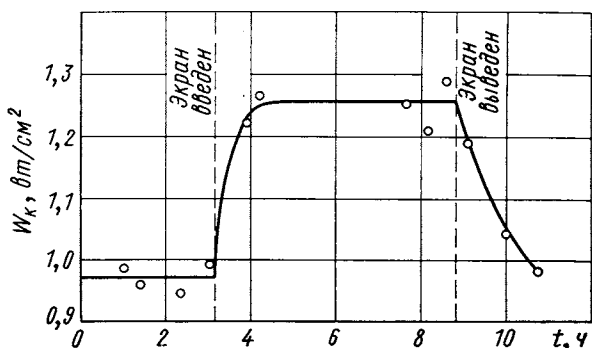
Либерман экспериментально показал [13], что воздействие нейтронов от (Po — Be)-источника на пентан и ацетон приводило к существенному уменьшению пороговых амплитуд давления ультразвукового поля $p_{тк}$, при которых возникает кавитация. В то же время при облучении этих жидкостей позитронами такого эффекта не наблюдалось. В этих исследованиях кавитация возбуждалась в дегазированных жидкостях в стеклянном резонаторе объемом 12 л. В результате дегазации жидкостей возбуждение в центре резонатора ультразвукового поля с амплитудой давления более 22 атм не приводило к возникновению кавитации в отсутствие радиоактивного источника. При облучении нейтронами кавитационная прочность снижалась настолько, что в пентане кавитация возникала при амплитуде ультразвукового поля 3,5 атм, а в ацетоне — при 6,5 атм. Автором работы [13] было высказано предположение, что зародыши кавитации образуются в результате столкновений нейтронов с ядрами углерода (в случае пентана) или кислорода (в случае ацетона) и возникновения вследствие этого ядер отдачи, взаимодействующих с веществом согласно модели Зейтца [4].

Сетте и др. [14, 15] экспериментально обнаружили, что в воде пороговая амплитуда ультразвукового поля может повыситься, если воду закрыть свинцовым или парафиновым экраном. Это позволило предположить, что образование зародышей при ультразвуковой кавитации в воде связано с космическим фоном. В этих экспериментах кавитация возбуждалась в воде, насыщенной растворенным воздухом при комнатной температуре, и наблюдалась визуально в небольшой области ~ 1 см³, где фокусировались ультразвуковые колебания с частотой 1 Мгц от кварцевого излучателя. Пороговая интенсивность * ультразвукового поля при этой частоте была примерно равна 1 вт/см². Один из характерных результатов, полученный в работе [14], приведен на рис. 4. Здесь показана зависимость пороговой интенсивности ультразвукового поля W_k от времени измерений при использовании свинцового экрана толщиной 15 мм. Как видно из рисунка, после введения экрана кавитационная прочность начинает медленно повышаться до значения, которое больше исходного приблизительно на 30%. Удаление экрана приводит к постепенному снижению кавитационной прочности до исходного значения. Введение источника ней-

* Интенсивность ультразвукового поля W связана с амплитудой давления p_m в ультразвуковой волне соотношением $W = p_m^2/2\rho c$, где c — скорость звука в среде.

тронов в объем с водой, окруженный свинцовым экраном, также приводит к постепенному понижению кавитационной прочности до исходного значения. Характерное время изменения кавитационной прочности составляло около 1000 сек. В отличие от предыдущих экспериментов, выполненных с ацетоном и пентаном, где время жизни зародышевых пузырьков было мало, так что не удавалось наблюдать кавитацию без одновременного воздействия

Рис. 4. Влияние свинцового экрана на пороговую интенсивность ультразвукового поля в воде [14]



на жидкость ионизирующего излучения и ультразвука, в эксперименте с водой запаздывающее действие экрана и источника свидетельствует о том, что зародыши кавитации здесь возникают без звукового поля и растут до видимых размеров только тогда, когда прилагается адекватное звуковое поле. В результате анализа экспериментальных данных авторами высказывалось предположение, что возникновение зародышей кавитации в воде обусловлено ядрами отдачи кислорода, возникающими в результате взаимодействия с быстрыми нейтронами (~ 10 Мэв), или от нейтронного источника, или от космических лучей. В дальнейшем Сетте и др. [16] показали, что введение в дистиллированную воду солей урана приводит к понижению порога ультразвуковой кавитации почти в два раза.

В противоположность исследованиям Сетте, в которых использовалась вода с растворенным в ней воздухом, Финч [17] провел подобные эксперименты с дегазированной водой. Кавитация возбуждалась в сферическом стеклянном резонаторе объемом 2 л на частоте ультразвукового поля 25 кгц. Дегазация воды существенно повышала пороговую амплитуду p_{mk} : от значения 5—6 атм без свинцового экрана до 13 атм со свинцовым экраном толщиной 10 мм. При более тщательной дегазации воды ее кавитационную прочность без экрана удалось повысить до 7—8 атм. При облучении такой воды нейтронами с энергией ~ 14 Мэв величина p_{mk} понижалась до значений меньших 5 атм (рис. 5). При этом характерное время изменения кавитационной прочности было порядка нескольких часов.

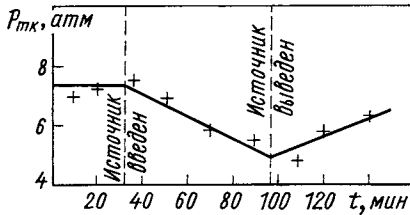


Рис. 5. Изменение порогового давления ультразвуковой кавитации в воде при действии нейтронов с энергией 14 Мэв [17]

фреона, для которого получено пороговое давление кавитации $p_k \approx -5$ атм при облучении α -частицами и нейтронами и $p_k \approx -52$ атм при облучении γ -квантами. В отсутствие радиоактивных источников оказалось, что $p_k \approx -120$ атм.

В экспериментах Гана и др. [19] кавитация возбуждалась ультразвуковым полем на частоте 25 кгц во фреоне и изопентане (в присутствии нейтронного источника), а также в метилацетате (с растворенной в нем солью урана). Пузырьки во фреоне наблюдались при амплитуде ультразвукового поля $p_m = 5$ атм, а в метилацетате — при $p_m = 2$ атм. Детальное исследование развития кавитации во фреоне показало, что пузырьки образуются в пучностях давления стоячих ультразвуковых волн. При этом они вырастают до видимых размеров ($\sim 10^{-2}$ см) в течение одного периода ($\sim 10^{-5}$ сек), а исчезают за время, соответствующее десяткам периодов ультразвукового поля. Наблюдалась также звуколюминесценция в виде коротких импульсов света, сопровождающих возникновение кавитационных полостей.

Необходимо отметить, что экспериментальные результаты, полученные в работах [13—17, 19], не были удовлетворительно объяснены с физической точки зрения. В первую очередь это относится к экспериментам с водой, где наблюдаемая пороговая амплитуда p_{mk} обусловлена достаточно большими зародышами кавитации $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ см. Если вода не дегазирована, то такие зародыши в ней всегда присутствуют [7]. Поэтому предположение [13—17] о том, что зародыши кавитации образуются быстрыми нейтронами (~ 10 Мэв) через ядра отдачи, взаимодействующие с жидкостью согласно механизму Зейтца [4], наталкивается на ряд трудностей. Оценки показывают, что такие ядра не способны выделить необ-

которое создается при быстром вращении капилляра вокруг оси, перпендикулярной его длине. Обнаружено, что прочность на разрыв исследуемых жидкостей, среди которых находились фреон, изопентан, гексан, ацетон и др. (всего 28 жидкостей), значительно уменьшается при воздействии на них α -частицами, нейтронами и γ -квантами. Типичный результат этих измерений можно продемонстрировать на примере

ходимую для образования зародышей энергию (6) на длине пути $10^{-3} - 10^{-4}$ см. В связи с этим в работе [20] было сделано предположение о коалесценции маленьких пузырьков, рожденных δ -электронами, в большой пузырек, конкурирующий по своим размерам с присутствовавшими до этого в воде газовыми пузырьками. Не совсем ясным является также механизм стабильного существования такого пузырька в течение многих часов, который наблюдался в воде [14].

Попытки создания ультразвуковых детекторов ионизирующего излучения. Экспериментальное доказательство влияния ионизирующего излучения на ультразвуковую кавитацию в жидкостях стимулировало поиски путей создания детектора быстрых частиц на основе этого эффекта.

Хьюз [21] пытался создать чувствительность изопентана к потоку нейтронов с помощью ультразвукового поля на частоте 31 кгц при амплитуде примерно 2 атм, возбуждаемой цилиндрическим излучателем из пьезокерамики титаната бария. Кавитационные пузырьки в жидкости появлялись как при облучении нейтронами с энергией от 10 до 23 Мэв, так и в их отсутствие. С источником нейтронов кавитация возникала через 10 мсек, а без него — только через 100 мсек, однако треков не наблюдалось.

В. К. Ляпидевский и др. [22] исследовали влияние ультразвука на время жизни зародышевых пузырьков во фреоновой пузырьковой камере при облучении ее γ -квантами от источника ^{60}Co . Ультразвуковое поле возбуждалось магнитострикционным излучателем на частоте 25 кгц, однако амплитуда ультразвука (~ 5 атм) оказалась недостаточной для создания чувствительности жидкости к ионизирующему излучению.

Ю. А. Александров и др. [23] рассматривали возможность создания чувствительности пропановой камеры при возбуждении звука частотой от 50 до 500 гц.

Вест [24] предложил и испытал детектор нейтронов с дегазированным тетрахлорэтиленом. Чувствительность жидкости к ионизирующему излучению создавалась ультразвуковым полем, возбуждаемым цилиндрическим излучателем в стеклянном резонаторе на частоте 21 кгц. Предполагалось, что кавитационные пузырьки можно обнаружить по импульсам ударных волн, возникающих при их захлопывании. Информация снималась двумя микрофонами, поскольку время запаздывания прихода звукового сигнала к ним могло дать представление о пространственном положении пузырьков. В эксперименте с нейтронным источником удалось зафиксировать звуковые импульсы, которые повторялись в течение многих периодов, свидетельствуя тем самым о продолжительном существовании пузырьков в ультразвуковом поле.

В работах [25, 26] предлагалось использовать изменение порогов ультразвуковой кавитации в зависимости от интенсивности

и энергии излучения для определения очень малых потоков нейтронов ($E > 10 \text{ Мэв}$) или для обнаружения в жидкостях долгоживущих спонтанно делящихся веществ.

Некоторые выводы из результатов экспериментов по зависимости ультразвуковой кавитации от ионизирующего излучения. В рассмотренных выше работах убедительно показана связь ультразвуковых кавитационных явлений в различных жидкостях с ионизирующим излучением. Как правило, в этих экспериментах использовались жидкости в условиях далеких от критических. Поэтому доступные средства для создания ультразвуковых полей позволяли вырастить до видимых размеров только сравнительно большие зародыши ($\sim 10^{-4} \text{ см}$), которые, как предполагалось, образовывались или непосредственно в жидкости — фрагментами деления, или косвенно — быстрыми нейтронами ($> 10 \text{ Мэв}$) через ядра отдачи. В то же время анализ экспериментальных данных показал, что быстрые заряженные частицы (например, протоны) при достигнутых интенсивностях ультразвукового поля неспособны образовывать пузырьки необходимого радиуса. Облучение позитронами и γ -квантами также не оказывало никакого влияния на ультразвуковую кавитацию в жидкостях.

Данные по кавитационной прочности жидкостей при облучении их γ -квантами дают представление об амплитудах ультразвукового давления, необходимых для создания чувствительности к частицам с минимальной ионизацией. Например, кавитационная прочность фреона, находящегося при атмосферном давлении, при воздействии на него электронами, образованными γ -квантами, составляет около 50 атм . Создать ультразвуковое поле такой амплитуды давления в значительном объеме жидкости с помощью известных в настоящее время ультразвуковых систем достаточно трудно. Поэтому все попытки сделать ультразвуковой трековый детектор быстрых частиц не увенчались успехом.

Чтобы решить вопрос о принципиальной возможности регистрации частиц с минимальной ионизацией в ультразвуковом поле, все последующие исследования, которые приведены ниже, проводились при следующих условиях:

во-первых, было сконцентрировано внимание на криогенных жидкостях, которые свободны от посторонних центров образования зародышей кавитации. При этом основная задача заключалась в создании чувствительности к ионизирующему излучению жидкого водорода. В то же время определенная роль отводилась жидкому гелию как среде, способной чувствовать ионизирующее излучение при малых перегревах;

во-вторых, для обеспечения формирования пузырьков с малыми зародышами кавитации рабочая температура жидкостей выбиралась в области нормальной работы обычной пузырьковой камеры;

в-третьих, было обращено внимание на возможность вырастить зародышевые пузырьки до видимых размеров в течение многих периодов ультразвукового поля.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ УЗПК

Принцип действия УЗПК. Представление о формировании треков ионизирующих частиц в УЗПК можно получить из рис. 6, где показано распределение давления в поле плоской стоячей

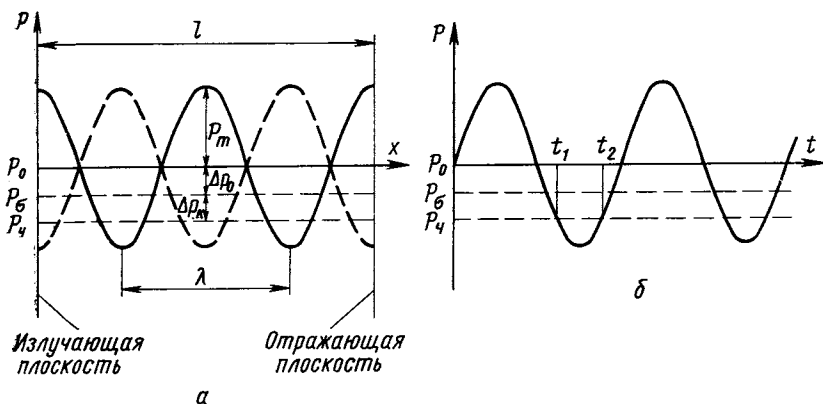


Рис. 6. Распределение давления в пространстве (а) и во времени (б) в поле стоячей ультразвуковой волны

ультразвуковой волны. В определенный момент времени, соответствующий максимальным значениям давления в пучностях стоячей волны, картина распределения давления в пространстве будет соответствовать сплошной линии на рис. 6, а (p_4 обозначено давление пороговой чувствительности камеры, а все остальные обозначения были введены выше). Очевидно, что в зонах, в которых давление в жидкости ниже p_4 , можно ожидать чувствительность жидкости к ионизирующему излучению. В каждый данный момент времени трек частицы будет состоять из периодически в пространстве групп пузырьков, расстояние между которыми равно длине волны λ . При этом соседние зоны, отстоящие на $\lambda/2$ от зон чувствительности, оказываются нечувствительными к ионизирующему излучению. Через время $1/2 f$, где f — частота ультразвукового поля, распределение давления будет соответствовать пунктирной линии на рис. 6, а, и в этих зонах возможна регистрация треков. Таким образом, группы пузырьков, которые образуют треки двух частиц, попавших в камеру последовательно чере

интервал времени $1/2f$, будут сдвинуты в пространстве по отношению друг к другу на $\lambda/2$.

Распределение давления во времени в зоне, соответствующей пучности стоячей волны, приведено на рис. 6, б. Частица, пересекающая эту зону в течение интервала времени $\Delta t = t_2 - t_1$, может образовать на своем пути пузырьки критического радиуса. Таким образом, доля времени, в течение которого УЗПК чувствительна к ионизирующему излучению, составляет $2\Delta t f$.

В зависимости от амплитуды ультразвукового поля p_m возможны два режима работы в УЗПК. При амплитудах p_m , значительно превышающих пороговое значение p_{mk} , реализуется так называемый многопериодный режим. В этом случае в рабочую среду камеры ультразвуковые колебания вводятся импульсно, т. е. в виде цуга волн длительностью, соответствующей нескольким десяткам колебаний. Критический зародышевый пузырек, образованный в отрицательный полупериод, не успевает полностью захлопнуться, а только сокращается до некоторого размера. В последующем пузырек вырастает до видимых размеров за несколько периодов ультразвукового поля. Физическая картина такого роста зародышевого пузырька будет подробно рассмотрена ниже. Когда ультразвуковое поле убирается, пузырек полностью захлопывается со скоростью, определяемой статическим пережатием Δp_0 . Другого режима работы УЗПК, однопериодного, можно достигнуть при больших амплитудах ультразвукового поля p_m , значительно превышающих p_{mk} , что трудно реализовать во многих жидкостях. В этом случае пузырек должен вырасти до видимых размеров в течение отрицательного полупериода ультразвуковой волны и захлопнуться в следующий за ним положительный полупериод. Осуществление такого режима позволило бы создать высокоциклическую УЗПК.

Формирование мощных ультразвуковых полей. Приведем некоторые соотношения и характеристики, относящиеся к ультразвуковым преобразователям и создаваемым ими полям [27, 28]. Преобразователь, работающий в режиме излучения ультразвуковой энергии в окружающую среду, принято называть ультразвуковым излучателем.

Важная характеристика ультразвукового излучателя — коэффициент электромеханической связи, характеризующий отношение его механической энергии к подводимой электрической. Наиболее высоким коэффициентом электромеханической связи обладают пьезокерамические материалы титаната бария и титаната-цирконата свинца (ЦТС), которые за рубежом обозначаются как PZT. Именно они наиболее эффективны при создании ультразвуковых излучателей для УЗПК.

Другой характеристикой излучателя является электроакустический коэффициент полезного действия $\eta_{э.а.}$, определяющий отно-

шение выходной акустической энергии к подводимой электрической энергии. Его можно представить как $\eta_{э.а} = \eta_{э.м}\eta_{м.э}$, где $\eta_{э.м}$ — электромеханический КПД; $\eta_{м.э}$ — механоакустический КПД. Электромеханический КПД для пьезокерамики близок к единице, поскольку диэлектрические потери в ней малы. Поэтому КПД пьезоэлектрического преобразователя в основном определяется механическими потерями в активном материале и конструктивных элементах при механоакустическом преобразовании энергии, т. е. механоакустическим КПД.

При возбуждении излучателя на его поверхность действует реакция со стороны рабочей среды. Если размер излучающей поверхности больше, чем длина звуковой волны в окружающей среде, то входной импеданс на поверхности излучателя Z (сопротивление излучения) может рассматриваться как чисто активная величина и в случае бегущих волн $Z = \rho cS$ (S — площадь излучающей поверхности). Для эффективного излучения акустической энергии необходимо, чтобы излучатель был оптимально согласован со средой. В противном случае при повышении электрического напряжения V произойдет его механическое разрушение раньше, чем будет достигнута необходимая амплитуда акустического давления. Чтобы повысить входной импеданс на поверхности излучателя в УЗПК, обычно используются ультразвуковые системы, состоящие из двух плоских излучателей. Расстояние l между излучателями должно быть кратно целому числу длин волн ультразвука в среде. В этом случае формируется поле плоских стоячих волн, и входной импеданс каждого излучателя можно выразить в виде $Z = 2\rho cS/\alpha l$, где α — коэффициент поглощения звука в среде. Приведенная формула для Z справедлива при малых значениях α , когда $\alpha l \ll 1$, что обычно выполняется в УЗПК при частотах ультразвука порядка десятков *кГц*. В таких ультразвуковых системах вместо одного из излучателей можно использовать плоскую отражающую стенку.

В зависимости от типа рабочей жидкости и термодинамических условий в УЗПК в каждом конкретном случае решение задачи получения мощного ультразвукового поля имеет свои особенности. Параметры ультразвукового поля, необходимого для создания в некоторых жидкостях чувствительности к ионизирующему излучению, приведены в табл. 1. Рассмотрим ультразвуковые излучающие системы, которые можно использовать в УЗПК.

Простые резонансные элементы из пьезокерамики. Они могут успешно применяться в средах, в которых для создания чувствительности требуются сравнительно небольшие интенсивности ультразвука. Из табл. 1 видно, что такой средой является жидкий гелий. Поэтому в жидком гелии удалось сравнительно легко получить треки ионизирующих частиц [29—31], применяя в качестве ультразвуковых излучателей простые резонансные элементы

Продолжение табл. 2

Режим работы камеры	Рабочая жидкость в камере	Частицы, источник (энергия или импульс)	Параметры ультразвуковых систем					Иститут, литература	
			Тип систем, пьезоэрамика	Размер излучателя, мм	Рабочая зона, мм (λ)	f, кГц	V, %		T _{пл} , атм
Комбинированное действие расширительной системы и ультразвукового поля	Водород	γ-Кванты, источник ⁶⁰ Co л-Мезоны (340 Мэв)	Цилиндрическая фокусирующая система (титанат бария)	Внешн. ∅ 115, внутр. ∅ 70, высота 60	∅ 70 (~λ)	14	1,2	~1,0	ОИЯИ, Акуст. ин-т [32]
	Водород	γ-Кванты, имп. источник ⁶⁰ Co	Система плоских простых парных излучателей (PZT-4)	∅ 50, толщина 6	60 (25 λ)	360	0,9	0,9	ЦЕРН [34]
	Водород	л-Мезоны (340 Мэв)	Система плоских составных армированных парных излучателей (ЦТС-23)	∅ 50	58 (2 λ)	30	1,2	1,75	ОИЯИ, Акуст. ин-т [33]
	Гелий	л-Мезоны и протоны (1 Гэв/c)	Система плоских простых парных излучателей (PZT-4)	∅ 70	50	110	0,7	>0,45	ЦЕРН [29]
Действие только ультразвукового поля (режим УЗНК)	Водород	л-Мезоны (340 Мэв)	Система плоских составных армированных парных излучателей (ЦТС-23)	∅ 70	40	97	0,7	>0,35	ЦЕРН [30]
	Водород	γ-Кванты, источник ⁶⁰ Co	Система плоских парных излучателей с переходным слоем (PZT-4)	∅ 70	60 (20 λ)	300	1,2	>2,8	ЦЕРН [33]
	Водород	γ-Кванты, источник ⁶⁰ Co Электроны (300 Мэв)	Система плоского излучателя с отражателем (NEPEC)	∅ 40, толщина 6	28 (10 λ)	340	1-1,6	1-1,6	Токийский университет [41]

из пьезокерамики. Используемая в этих работах ультразвуковая система состояла из двух пьезокерамических дисков, создающих поле плоских стоячих волн. Параметры этой системы и создаваемого поля приведены в табл. 2.

Армированные составные излучатели. Наиболее сложная задача — излучение ультразвуковой энергии в жидкий водород [32].

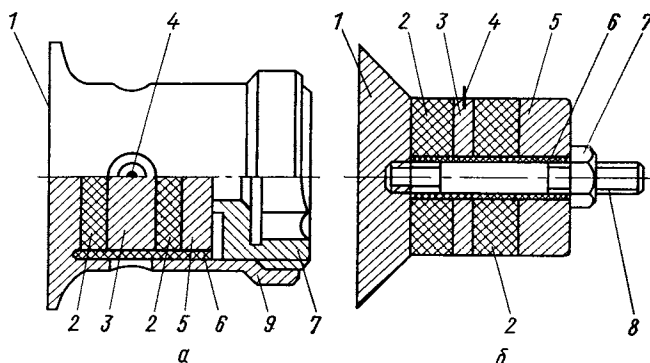


Рис. 7. Составные армированные излучатели ультразвука для жидкого водорода [33, 35]:

a — излучатель, армированный в стакане; *b* — излучатель, армированный на стержне; 1 — излучающая поверхность; 2 — пьезокерамические шайбы; 3 и 5 — металлические шайбы; 4 — клемма; 6 — тефлоновый изолятор; 7 — армирующая гайка; 8 — силовой армирующий стержень; 9 — стакан

Из табл. 1 видно, что для этого требуется реализовать большие амплитуды давления и интенсивности ультразвука при малом акустическом сопротивлении среды ρc .

В работах [33, 34] было показано, что применение в жидководородных УЗПК простых элементов из пьезокерамики, составленных даже в виде парных систем, не позволяет достигать желаемого эффекта — пьезоэлементы разрушаются раньше, чем в жидком водороде достигается необходимая для формирования треков интенсивность ультразвука.

Упрочнения керамики можно добиться ее армированием. Конструкции составных армированных излучателей, специально разработанных для использования в криогенных жидкостях [33, 35], приведены на рис. 7. При их создании учитывался опыт разработки армированных ультразвуковых излучателей, предназначенных для обычных жидкостей [36]. Как видно из рисунка, пьезокерамические элементы размещаются между металлическими пластинками, что позволяет создать с помощью армирующей гайки статическое напряжение сжатия. При сборке пьезоэлементы сжимались с напряжением $\sim 200 \text{ кг/см}^2$, что существенно увеличивало механическую прочность излучателей. Применяя в конструкции металлические

элементы с температурным коэффициентом расширения, близким к температурным коэффициентам пьезокерамики (например, титановые сплавы), можно добиться сохранения статического напряжения при низких температурах. Для обеспечения акустического контакта между пьезокерамикой и металлом помещали прокладку из индия. Как видно из рис. 7, у преобразователя излучающая поверхность больше, чем у самих пьезоэлементов. Такая конструкция выбрана для того, чтобы обеспечить более высокий входной импеданс. Кроме того, сами активные элементы вынесены из центральной зоны, где деформации и внутренние потери максимальны [37]. Все это в совокупности приводит к увеличению акустико-механического КПД, который по измерениям в условиях излучения бегущей волны в жидком водороде близок к 0,35. На резонансной частоте 38,4 кгц и при электрическом напряжении 1,5 кв с помощью таких излучателей удалось в жидком водороде создать ультразвуковое поле с амплитудой ~ 3 атм [35].

Составные излучатели с согласующими переходными слоями. При работе на высоких частотах разрушение парных излучателей может произойти в результате рассогласования резонансной полости, которое возникает при изменении температуры жидкости или при развитии кавитационных явлений на поверхности излучателей, вследствие чего изменяется скорость звука. Например, в случае жидкого водорода при излучении ультразвука частоты 300 кгц в резонансную полость длиной 25 л для ее рассогласования на $\lambda/4$ достаточно изменения скорости звука всего на 1%, что может произойти при изменении температуры на $0,1^\circ$ К [38]. В результате этого на поверхности излучателя вместо пучности будет узел давления и эффективный входной импеданс его резко упадет. Для наилучшего согласования импедансов жидкости и пьезокерамики между ними можно ввести четвертьволновую пластинку с волновым сопротивлением $(\rho c)_n$, промежуточным между волновыми сопротивлениями пьезокерамики и рабочей среды. Два типа излучателей, содержащих четвертьволновой согласующий слой, показаны на рис. 8. Такие излучатели позволили получить на частоте 300 кгц амплитуду давления в жидком водороде $\sim 2,8$ атм [39].

Фокусирующие ультразвуковые системы. Очевидно, что при использовании фокусирующих систем можно получить достаточно большие интенсивности ультразвука в некоторой области рабочего объема УЗПК. При этом сама пьезокерамика может находиться под небольшим электрическим напряжением.

В работе [32] был применен излучатель, выполненный из пьезокерамических секций титаната бария, образующих кольцевой слой. Этот слой стягивался металлическим кольцом, надетым на цилиндр методом горячей посадки. Внутренний диаметр излучателя составлял 7 см. С помощью такого излучателя на резо-

нансной частоте 14 кГц при электрическом напряжении $V \approx 1,2$ кВ было получено давление $p_m \approx 1$ атм в значительной части объема, заключенного внутри цилиндра.

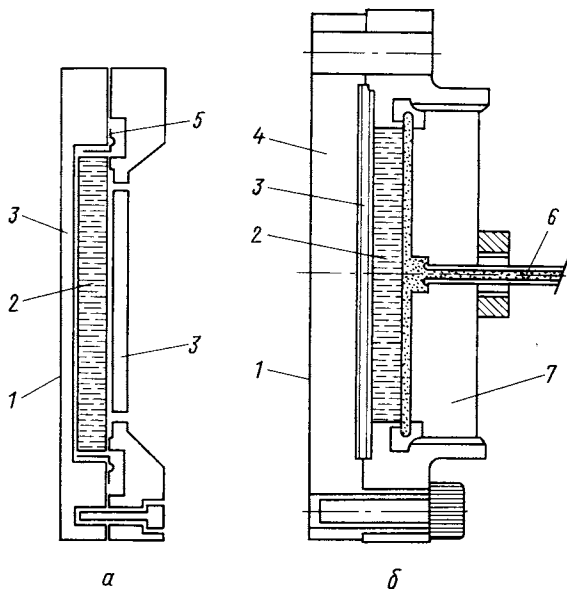


Рис. 8. Излучатели с согласующими переходными слоями для жидкого водорода [39]:

a — излучатель со склеенными шайбами (клей — смесь изопентана и триметилбутана); *б* — излучатель с шайбами, сжатыми газообразным гелием при 50 атм; 1 — излучающая поверхность; 2 — пьезокерамическая шайба; 3 — плексиглазовый согласующий переходной слой толщиной $\lambda/4$; 4 — алюминиевая шайба толщиной $\lambda/2$; 5 — майларовое кольцо, приклеенное аральдитом; 6 — трубка для газообразного гелия; 7 — стальная шайба толщиной $3\lambda/4$

Гелиевая УЗПК. Применение плоских излучателей. Впервые треки частиц с минимальной ионизацией удалось зарегистрировать в гелиевой УЗПК [29], созданной в ЦЕРНе.

Камера представляла собой стеклянный цилиндр, внутри которого размещались два излучателя из пьезокерамики титаната-цирконата свинца (PZT-4). Диаметр излучателей составлял 7 см, расстояние l между ними менялось в пределах от 5 до 25 см с помощью внешнего механического устройства. Общий вид ультразвуковой системы дан на рис. 9. В данном эксперименте расстояние l было равно 5 см, что соответствовало 25 длинам ультразвуковых волн, возбуждаемых в жидкости излучателями на резонансной частоте 110 кГц. Камера работала в температурном интервале от 3,4 до 3,65 К при давлении, соответствующем давлению насыщен-

ного пара, т. е. при $\Delta p_0 = 0$. При этих условиях удалось получить треки пионов и протонов с минимальной ионизацией. Пузырьки в треках вырастали до видимых размеров ($\sim 10^{-2}$ см) в течение 0,6 мсек, что соответствовало 50—60 циклам ультразвукового поля. Плотность пузырьков вдоль треков составляла 8—10 см⁻¹. При сравнении числа зарегистрированных треков с интенсивностью

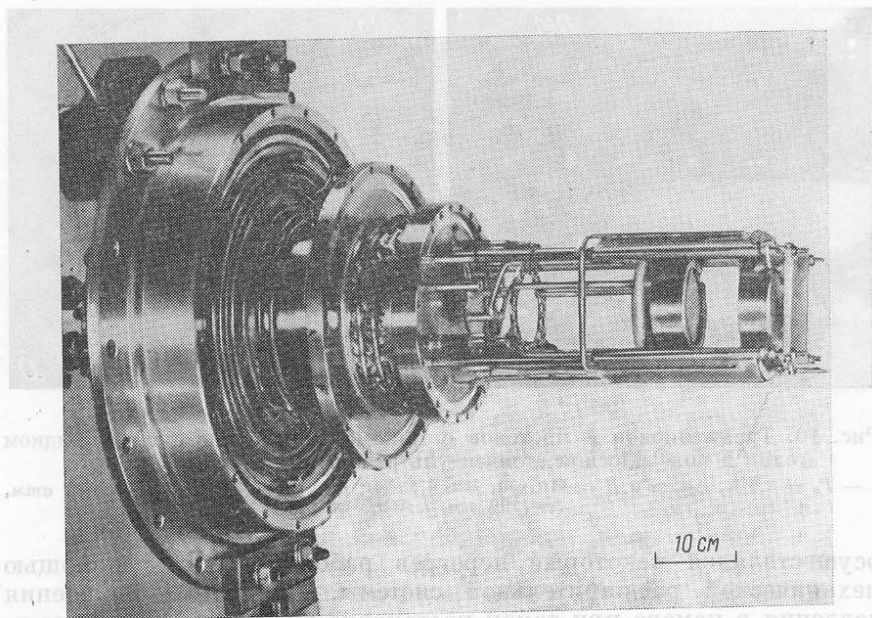


Рис. 9. Система ультразвуковых излучателей для гелиевой УЗПК [29]

пучка частиц оказалось, что доля времени чувствительности камеры составляла 50%. По оценкам амплитуда ультразвукового давления была не менее 0,45 атм.

В других экспериментах [30], проведенных в условиях, когда в рабочем объеме камеры было создано пережатие $\Delta p_0 \approx 0,2$ атм, предотвращающее спонтанное вскипание жидкости, удалось оценить практически достижимую скорость срабатывания гелиевой УЗПК (~ 100 цикл/сек).

Треки частиц высоких энергий (пучок пионов и протонов с импульсом 1 Гэв/с), полученные в гелиевой УЗПК, даны на рис. 10. Условия, в которых проводились эксперименты, представлены в табл. 2.

Жидководородная УЗПК. Применение фокусирующих ультразвуковых систем и плоских излучателей. В связи с отмечен-

ными выше трудностями получения мощных ультразвуковых полей в жидком водороде первые эксперименты [32—34] по созданию чувствительности этой жидкости к ионизирующему излучению проводились в обычных жидководородных пузырьковых камерах, где одновременно с возбуждением ультразвуковых колебаний

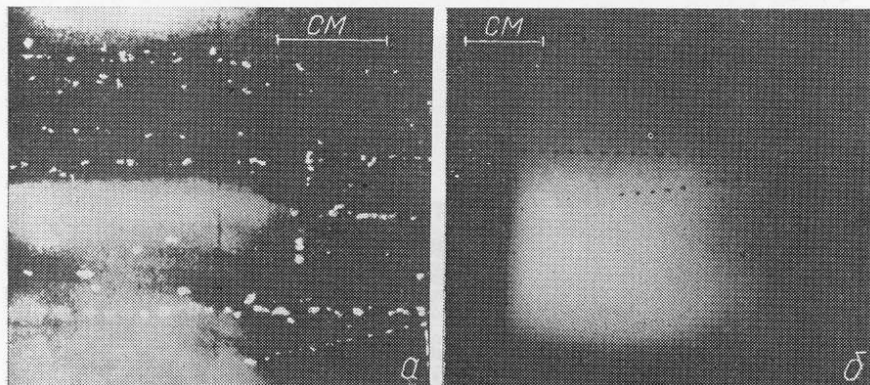


Рис. 10. Треки пионов и протонов с минимальной ионизацией в жидком гелии в поле плоской стоячей ультразвуковой волны [29, 39]:
 а — $T_0 = 3,5 \text{ К}$, $\Delta p_0 \approx 0$, $f = 110 \text{ кгц}$, $\lambda \approx 0,15 \text{ см}$; б — $T_0 = 3,2 \text{ К}$, $\Delta p_0 = 0,04 \text{ атм}$,
 $f = 100 \text{ кгц}$, $\lambda \approx 0,2 \text{ см}$

осуществлялся некоторый перегрев рабочей среды с помощью механической расширительной системы. Диаграмма изменения давления в камере при такой постановке эксперимента представлена на рис. 11. Из рисунка видно, что давление p_0 , которое при работе в режиме УЗПК действует постоянно на жидкость (см. рис. 6), в данном случае создавалось только на короткий период, когда вводился ультразвуковой импульс. Величина p_0 менялась в процессе эксперимента в зависимости от выбора степени расширения рабочего объема камеры и могла достигать исходного статического давления p'_0 . В случае использования импульсных пучков частиц момент прохождения частиц через рабочий объем камеры строго синхронизировался с включением механической расширительной системы, введением ультразвукового импульса в жидкость и моментом фотосъемки. Структурная схема аппаратуры, примененной в одном из таких экспериментов [33], представлена на рис. 12.

Впервые комбинированная система, включающая расширительное устройство и ультразвуковые излучатели, использовалась в работе [32], выполненной в ОИЯИ совместно с Акустическим институтом. Эксперимент проводили с помощью 25-сантиметровой жидководородной пузырьковой камеры [40], в рабочий объем кото-

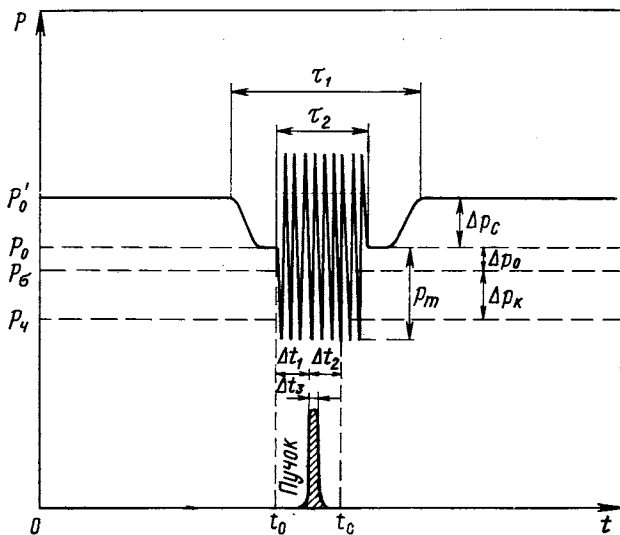


Рис. 11. Диаграмма изменения давления во времени в рабочем объеме пузырьковой камеры при совместном действии ультразвука и механической расширительной системы:

p_0' — исходное статическое давление; p_σ — давление насыщенных паров; p_0 — статическое давление, создаваемое расширительной системой; $p_ч$ — давление пороговой чувствительности; p_m — амплитуда давления ультразвукового поля; Δp_0 — статическое пережатие; $\Delta p_к$ — порог кавитации; Δp_σ — изменение давления, создаваемое расширительной системой; τ_1 — длительность импульса механического расширения; τ_2 — длительность импульса ультразвука; Δt_1 — задержка пучка частиц после начала ультразвукового импульса; Δt_2 — задержка фотосъемки после ввода пучка частиц (время роста пузырьков); Δt_3 — длительность импульса пучка частиц; t_0 — начало ультразвукового импульса; t_c — начало фотосъемки

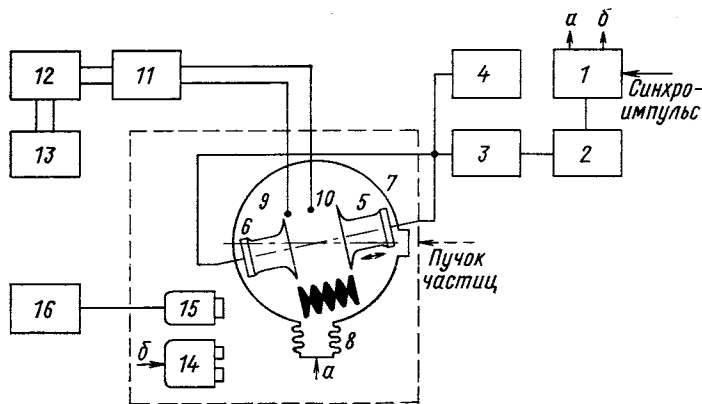


Рис. 12. Структурная схема экспериментальной аппаратуры при исследованиях влияния ультразвука на формирование треков ионизирующих частиц в жидководородной пузырьковой камере [33]:

1 — блок синхронизации; 2 — задающий генератор серии колебаний; 3 — усилитель мощности; 4 — импульсный вольтметр; 5 и 6 — ультразвуковые излучатели; 7 — жидководородная пузырьковая камера; 8 — механическая расширительная система; 9 и 10 — миниатюрные ультразвуковые приемники; 11 — усилители; 12 — осциллограф; 13 — вольтметр; 14 — стереофотоаппарат; 15 — передающая телекамера; 16 — приемная телекамера

рой помещали цилиндрический фокусирующий излучатель (рис. 13), работающий на резонансной частоте 14 кэц. Радиальное распре-

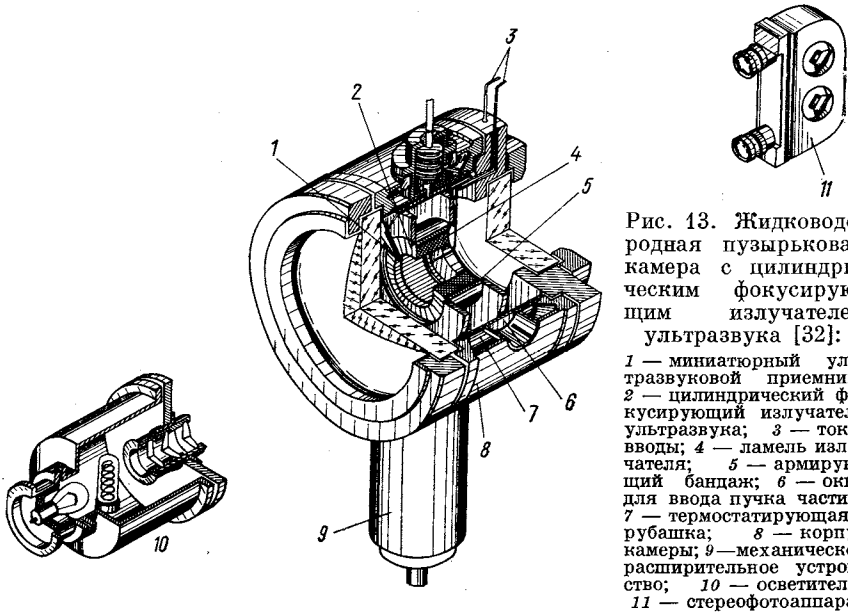


Рис. 13. Жидководородная пузырьковая камера с цилиндрическим фокусирующим излучателем ультразвука [32]:

1 — миниатюрный ультразвуковой приемник; 2 — цилиндрический фокусирующий излучатель ультразвука; 3 — токовводы; 4 — ламель излучателя; 5 — армирующий бандаж; 6 — окно для ввода пучка частиц; 7 — термостатирующая рубашка; 8 — корпус камеры; 9 — механическое расширительное устройство; 10 — осветитель; 11 — стереофотоаппарат

ление звукового давления, создаваемого этим излучателем в четыреххлористом углероде, скорость звука в котором близка к скорости звука в жидком водороде при $T_0 = 27$ К, приведено на рис. 14.

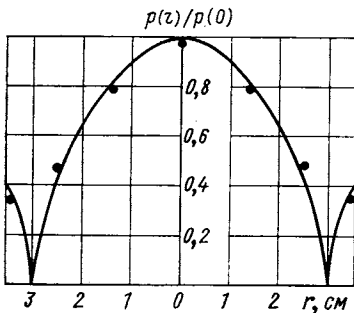


Рис. 14. Радиальное распределение давления ультразвука в цилиндрическом фокусирующем излучателе [32]:

$p(r)/p(0)$ — отношение давления в точке с координатой r к максимальному давлению на оси цилиндра

Для образования треков ионизирующих частиц использовали или γ -кванты от радиоактивного источника ^{60}Co , или пучок π^- -мезонов с энергией 340 Мэв от синхротронного ускорителя ОИЯИ. Длительность ультразвукового импульса τ_2 , подаваемого на излучатель, составляла 15 мсек и была несколько больше длительности импульса расширения камеры τ_1 , равной 10 мсек. Треки отрицательных

пионов, которые получены в этом эксперименте при расширении, создаваемом механической системой, соответствующем минимальной чувствительности камеры, даны на рис. 15.

Результаты этого эксперимента свидетельствуют о принципиальной возможности полной замены расширительного устройства

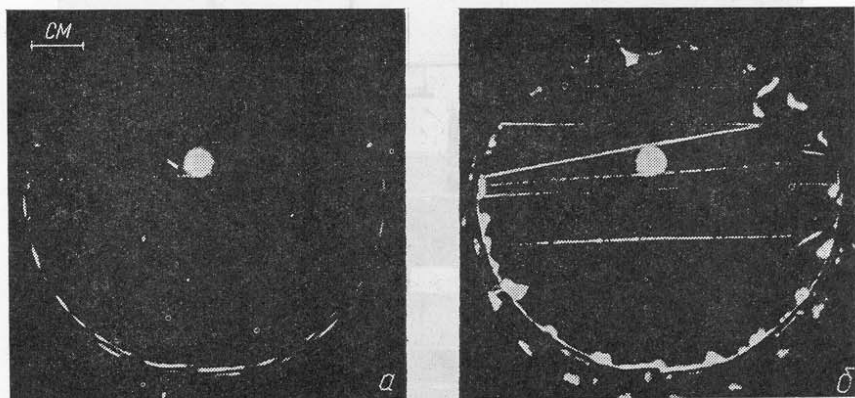


Рис. 15. Треки отрицательных пионов с энергией 340 Мэв в жидководородной пузырьковой камере при комбинированном действии ультразвука и механического расширения, соответствующего минимальной чувствительности камеры [32] при $T_0 = 27 \text{ К}$, $f = 14 \text{ кгц}$, $V = 1,2 \text{ кв}$, $\tau_1 = 10 \text{ мсек}$, $\tau_2 = 15 \text{ мсек}$:

a — без ультразвука; *b* — с ультразвуком

жидководородной пузырьковой камеры ультразвуковой колебательной системой. Поэтому в последующих экспериментах были предприняты шаги к существенному улучшению параметров применяемых ультразвуковых систем с целью постепенного отхода от использования расширительного устройства. При этом значительное внимание уделялось ограничению паразитного кипения (кавитации) на поверхности излучателей (светлый ореол на рисунке 15, б). Оказалось, что сокращение длительности ультразвуковых импульсов, использование излучателей с высоким КПД, тщательная полировка излучающих поверхностей существенно уменьшили эффект кавитационных явлений.

В работе [33] с помощью парных плоских армированных составных излучателей (см. рис. 7, а), работающих на резонансной частоте $f \approx 30 \text{ кгц}$, были созданы в жидком водороде стоячие волны сравнительно большой амплитуды и получены треки π^- -мезонов (340 Мэв) в 25-сантиметровой жидководородной пузырьковой камере при статическом давлении, соответствующем давлению насыщенных паров. Общий вид ультразвукового устройства, использо-

ванного в этом эксперименте, дан на рис. 16. В процессе эксперимента статическое пережатие Δp_0 менялось в пределах от $-0,3 \text{ атм}$ до 0 с помощью механической расширительной системы; интервал времени между фотосъемкой и вводом пучка частиц составлял

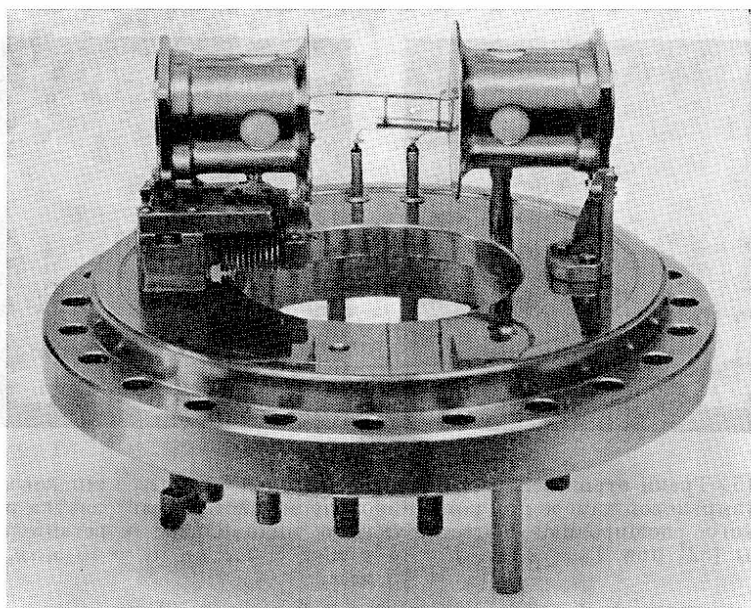


Рис. 16. Система ультразвуковых излучателей для жидководородной УЗПК [33]

около 2 мсек, что соответствовало 60 периодам ультразвукового поля. При напряжении на излучателях $V = 1 \text{ кв}$ амплитуда давления p_m достигала $\sim 1,5 \text{ атм}$. Фотографии треков, полученные при различных значениях Δp_0 и V , даны на рис. 17.

Экспериментальные данные о формировании треков заряженных частиц в жидководородной пузырьковой камере при одновременном действии расширительной и ультразвуковой систем получены также в работе [34], выполненной в ЦЕРНе. Эксперимент проводился на метровой модели Большой Европейской пузырьковой камеры, в рабочий объем которой помещались два простых излучателя из пьезокерамики PZT-4.

Дальнейшее совершенствование ультразвуковых систем позволило полностью отказаться от использования механического расширительного устройства в жидководородных пузырьковых камерах. В экспериментах [39], которые были выполнены в ЦЕРНе в широком диапазоне температур (21—28 К) с помощью только

одного ультразвукового поля (300 гц), создаваемого излучателями с согласующими переходными слоями, была продемонстрирована чувствительность жидкого водорода к комптоновским электронам

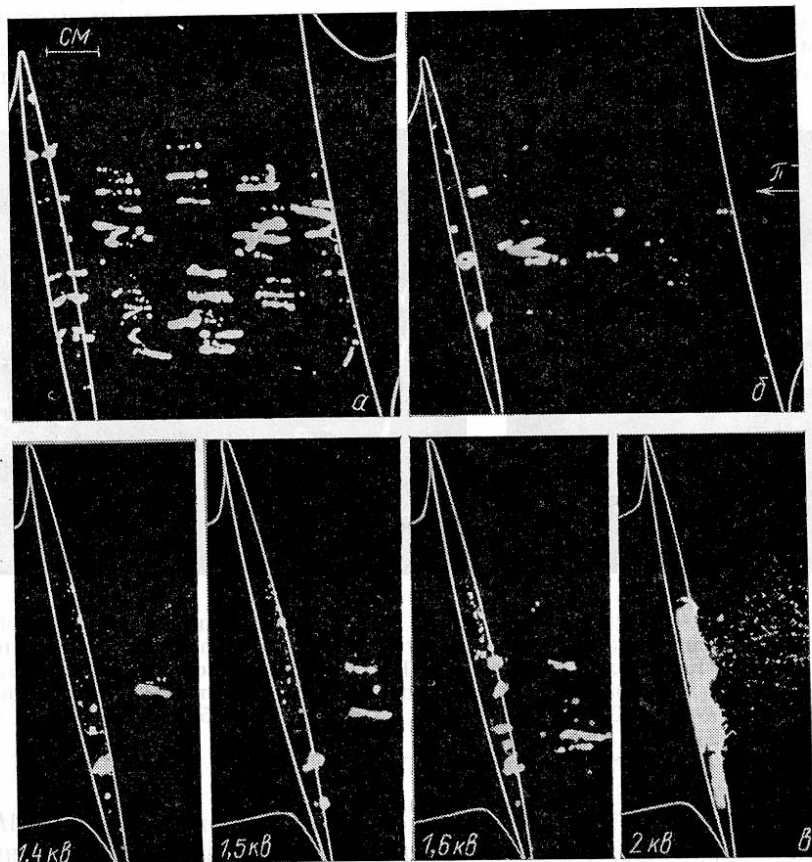


Рис. 17. Треки отрицательных пионов с энергией 340 Мэв в жидководородной пузырьковой камере при действии поля плоской стоячей ультразвуковой волны [33] при $T_0 = 27$ К ($p_0 = 4,8$ атм), $p'_0 = 5,2$ атм, $f = 30$ кгц, $\tau_2 = 10$ мсек, $\Delta t_1 = 5$ мсек, $\Delta t_2 = 2$ мсек:

а — $p_0 = 4,5$ атм, $\Delta p_0 = -0,3$ атм, $V = 1,0$ кв; б — $p_0 = 4,65$ атм, $\Delta p_0 = -0,15$ атм, $V = 1,0$ кв; в — $p_0 = 4,8$ атм, $\Delta p_0 = 0$ (при различных напряжениях)

от γ -квантов источника ^{60}Co при пережатии $\Delta p_0 = 0,15 \div 0,4$ атм (рис. 18). В работе [35], выполненной в ОИЯИ, также в жидком водороде при пережатии $\Delta p_0 = 0,35$ атм с помощью одного ультразвукового поля (38,4 кгц), создаваемого армированными излучателями (см. рис. 7, б), были получены треки π^- -мезонов с энер-

гией 340 Мэв (рис. 19). Поставленные позднее в Токийском университете эксперименты [41] показали, что комптоновские электроны от γ -квантов от источника ^{60}Co легко образуют кавитационные пузырьки в жидком водороде при воздействии ультразвукового поля частотой 300 кГц, которое создавалось одиночным пьезокерамическим диском, излучающим акустическую энергию в направлении отражающей стенки. В этих же экспериментах при

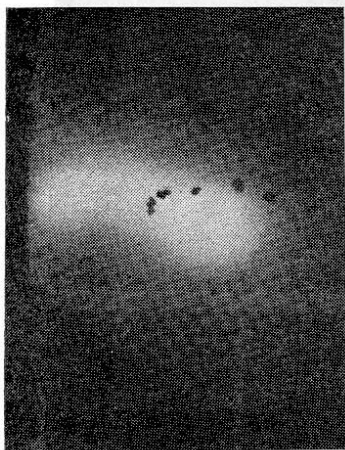


Рис. 18. Треки комптоновских электронов в жидководородной УЗПК с полем плоской стоячей ультразвуковой волны частоты 300 кГц [39] при: $T_0 = 24,6 \text{ К}$, $\Delta p_0 = 0,4 \text{ атм}$, $V = 1,5 \text{ кв}$, $\tau_2 = 2,5 \text{ мсек}$

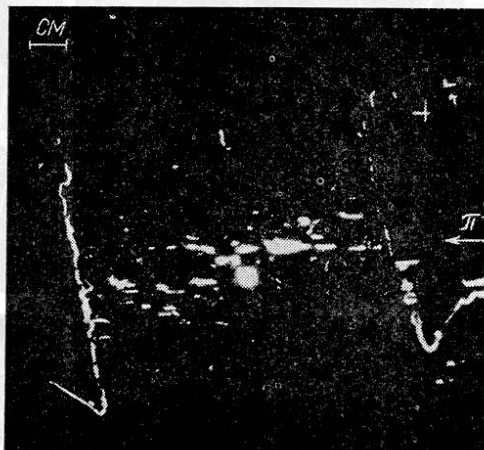


Рис. 19. Треки отрицательных пионов с энергией 340 Мэв в жидководородной УЗПК с полем плоской стоячей ультразвуковой волны частоты 38,4 кГц [35] при $T_0 = 27 \text{ К}$, $\Delta p_0 = 0,35 \text{ атм}$, $V = 1,5 \text{ кв}$, $\tau_2 = 4,5 \text{ мсек}$, $\Delta t_2 = 2 \text{ мсек}$

облучении жидкого водорода электронами с энергией 300 Мэв были обнаружены не очень отчетливые треки на фоне беспорядочно возникающих пузырьков паразитного кипения.

Полная сводка всех экспериментов по возбуждению чувствительности к ионизирующему излучению в жидком водороде под действием ультразвука приведена в табл. 2.

Наиболее важные экспериментальные результаты исследования работы УЗПК. Амплитуда давления в ультразвуковой волне и факторы, приводящие к ее ограничению. Как показывают эксперименты, амплитуда давления ультразвукового поля p_m ограничивается главным образом кавитационными явлениями на поверхности излучателей. При возникновении кавитации происходит уменьшение входного импеданса на их поверхности [42] за счет падения плотности среды и скорости звука в ней [43]. Следствием

этого является уменьшение КПД излучателей и амплитуды давления ультразвукового поля p_m . Изменение скорости звука приводит также к расстройке резонансного размера l (см. рис. 6), для которого может нарушиться условие кратности длины волны λ . Вследствие этого поле стоячих волн в рабочем объеме УЗПК «разрушается».

Несомненно, что в отсутствие кавитации поглощение ультразвука в среде, которое обусловлено вязкими потерями, релаксационными потерями и затратами энергии на рост паровых пузырьков, составляющих треки, также уменьшает амплитуду давления. Однако, как показывают оценки [35, 42], выполненные для случая жидкого водорода при частотах порядка десятков *кГц*, влияние этих

факторов незначительно для тех концентраций паровых пузырьков в рабочем объеме УЗПК и тех ее размеров, которые были реализованы в эксперименте.

Непосредственные измерения показывают, что при данном пережатии Δp_0 линейная зависимость амплитуды давления от электрического напряжения на излучателях наблюдается только до определенных напряжений. Такая зависимость, измеренная в жидком водороде с помощью миниатюрного акустического приемника в пучности давления [33], приведена на рис. 20. Из рисунка видно, что при возникновении кавитации амплитуда ультразвукового поля достигает насыщения, а затем начинает уменьшаться. Такой же эффект отмечался в работе [30], где измерение амплитуды p_m проводилось с помощью одного из парных плоских излучателей, работающего в режиме приема ультразвука.

Измерения размеров пузырьков, составляющих треки, и пузырьков на поверхности излучателей при различных электрических напряжениях для случая жидкого водорода [33] показывает, что с повышением напряжения пузырьки треков растут только до определенного предела, в то время как пузырьки паразитного кипения продолжают увеличиваться. При больших электрических мощностях треки полностью подавляются, а кавитация на поверхности излучателей становится доминирующей (см. рис. 17, *в*, при $V = 2,0$ *кВ*).

Необходимо отметить, что точное измерение амплитуды давления ультразвукового поля при кавитации представляет собой

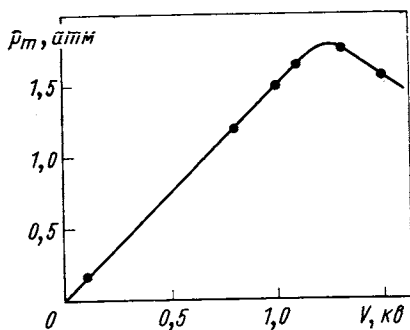


Рис. 20. Зависимость амплитуды давления ультразвукового поля p_m от электрического напряжения на ультразвуковых излучателях V [33]

довольно сложную задачу. Так, при использовании приемников ультразвука осложнения возникают из-за появления кавитации на их собственных поверхностях. Поэтому во многих случаях приводятся не очень точные данные, полученные иногда косвенным путем. В работах [34, 39] амплитуда ультразвукового давления оценивалась на основании измерения плотности пузырьков вдоль треков частиц в предположении, что зависимость плотности пузырьков от давления расширения и температуры в УЗПК такая же, как и в обычной пузырьковой камере.

Время роста и размеры пузырьков в УЗПК. Имеющиеся данные о скорости роста и размерах пузырьков в УЗПК — довольно приближенные, поскольку они получены в условиях, исключающих точное слежение во времени за поведением пузырьков в ультразвуковом поле. Данные относятся только к сравнительно большим пузырькам ($\sim 10^{-2}$ см), которые можно фотографировать с помощью оптических систем, применяемых в обычных пузырьковых камерах. Значительные неопределенности связаны с невозможностью точного контроля момента возникновения зародышевого пузырька. Некоторые эксперименты проводились в условиях облучения УЗПК постоянным источником γ -квантов, для которых характерно статистическое распределение интенсивности во времени. Даже при работе УЗПК в пучках ускорителей или в пучке импульсного источника γ -квантов, когда возможна синхронизация начала импульса ультразвука, пучка частиц и момента фотосъемки, наблюдается большой разброс пузырьков по размерам. Его можно связать со следующими причинами: во-первых, вследствие большой длительности импульсов использованных пучков, значительно превышающих период ультразвукового поля, зародышевые пузырьки могут начать свой рост в различных фазах ультразвукового давления; во-вторых, из-за соизмеримости длительности пучков частиц с интервалом времени между началом импульса пучка и моментом фотосъемки время роста для пузырьков, созданных отдельными частицами, может быть различным.

Во всех экспериментальных работах отмечается, что в ультразвуковом поле пузырьки растут очень быстро до видимых размеров. Однако в силу приведенных выше неопределенностей трудно установить нижний предел времени их роста. Как следует из эксперимента с гелиевой УЗПК [29], уже при длительности ультразвукового импульса $\sim 0,6$ мсек (что соответствует 50—60 периодам на частоте 110 кгц) появляются видимые пузырьки ($\sim 10^{-2}$ см). Если к тому же учесть время установления ультразвукового поля между излучателями, то время роста может быть меньше 0,6 мсек. Указывается также высокая скорость роста пузырьков в жидководородных УЗПК. В работе [39], где использовалось ультразвуковое поле частотой 300 кгц, отмечается, что требуется менее 1 мсек для получения пузырьков диаметром 0,1 см. При частоте

ультразвука 38,4 кгц были получены [35] пузырьки диаметром 0,02—0,1 см за время ~ 2 мсек, что соответствовало 80 периодам ультразвукового поля.

Для последнего случая характерно то, что наряду с маленькими пузырьками наблюдается значительное количество больших пузырьков, возникших, по-видимому, за более продолжительное время. Появление больших пузырьков можно связать с особенностями их роста в ультразвуковом поле [44]. В экспериментах, где использовалась комбинация механической и ультразвуковой систем [34], отмечается, что, как только величина $(\Delta p_c + p_m)$ превышает уровень чувствительности при задержках светового импульса Δt_2 , больших 1 мсек, диаметр пузырьков, полученных с ультразвуковым полем, превышает более чем в 5 раз диаметр пузырьков, сформированных только при действии одной расширительной системы. Здесь же отмечается и качественное различие между пузырьками, сформированными обычной расширительной системой и ультразвуком в сочетании с расширительной системой. Если первые выглядят, как прозрачные сферы, то последние, когда их диаметр превышает 0,02 см, представляют собой непрозрачные скопления многих пузырьков. Возникновение таких скоплений отмечается и в других работах [29, 41]. Из приведенных примеров следует, что при достаточных временах роста в ультразвуковом поле может сказываться взаимодействие пузырьков друг с другом, приводящее к их объединению.

Быстродействие УЗПК. Время рекомпрессии пузырьков. Частота, с которой УЗПК может работать в условиях многопериодного режима, теоретически определяется временем установления и спада ультразвукового поля в ее рабочем объеме [45]. Практически быстродействие УЗПК, как и в обычной пузырьковой камере, зависит от времени рекомпрессии всех образовавшихся в рабочем объеме пузырьков. При этом определяющее значение приобретает время рекомпрессии пузырьков паразитного кипения на поверхности механических деталей. В случае УЗПК пузырьки паразитного кипения в первую очередь возникают на поверхности излучателей и крепящих деталей вследствие выделения тепла. Время рекомпрессии пузырьков будет зависеть от их размера и статического пережатия Δp_0 в жидкости. В некоторых экспериментах оценивалось достижимое на практике быстродействие УЗПК. В гелиевой УЗПК [30] время рекомпрессии пузырьков определялось следующим образом. Излучатели возбуждаются двумя ультразвуковыми импульсами (длительностью 1—1,5 мсек), задержанными на некоторый изменяемый интервал времени Δt . В конце каждого импульса производится фотографирование рабочего объема. Время рекомпрессии определяется по исчезновению пузырьков на каждой последующей фотографии от предыдущего возбуждения ультразвуком. В результате экспериментов найдено, что при $T_0 = 3,23$ К

($p_{\sigma} \approx 0,33$ атм), $\Delta p_0 \approx 0,13$ атм и $\Delta t = 25$ мсек рекомпрессия была полная. Это означает, что камера в указанных условиях может работать с частотой ~ 40 гц. При $T_0 = 3,26$ К ($p_{\sigma} \approx 0,35$ атм), $\Delta p_0 \approx 0,2$ атм полная рекомпрессия наблюдалась при $\Delta t = 10$ мсек, что соответствует работе камеры с частотой ~ 100 гц.

Для водородной УЗПК в работах [39, 45] отмечалось, что при $T_0 = 25$ К ($p_{\sigma} = 3,2$ атм), $\Delta p_0 = 0,6$ атм и $p_m > 2,8$ атм исчезновение пузырьков происходило в течение времени, не превышающего 15 мсек, что указывает на возможность работы с частотой 50—100 гц.

Продолжительность работы УЗПК с такими частотами повторения зависит от устойчивости ее температурного режима, определяемого тепловыделением в излучателях. Как показал эксперимент, в гелиевой УЗПК [30] при частоте повторения 50 гц и пережатии $\Delta p_0 \approx 0,12$ атм кипение на поверхности излучателей не наблюдалось в течение 10 мин, т. е. в течение 30 000 импульсов ультразвука. Более серьезные осложнения могут возникнуть в жидководородной УЗПК, где требуются более мощные ультразвуковые поля.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ

Система уравнений, описывающая пульсации паровых пузырьков в ультразвуковом поле. Динамика паровых пузырьков в УЗПК существенно связана с процессами теплообмена на их поверхности под влиянием ультразвукового поля. Система уравнений, которая описывает изменение во времени радиуса парового пузырька в жидкости, подверженной статическому растяжению, впервые сформулирована в работе [46] при некоторых ограничениях и упрощениях. В дальнейшем [47—50] эта система бралась за основу и ее использовали для описания динамики паровых пузырьков в жидкости, подверженной воздействию ультразвукового поля. Сотрудники ОИЯИ и Акустического института [48—50] теоретически рассмотрели нестационарный рост пульсирующих паровых пузырьков от микроскопических до видимых размеров. При этом было изучено новое физическое явление выпрямленной теплопередачи, обуславливающее рост паровых пузырьков в ультразвуковом поле конечных амплитуд.

Приведем наиболее полную систему уравнений, которая включает уравнения динамики жидкости и пара, а также уравнения переноса массы и тепла. В случае, когда жидкость предполагается несжимаемой, уравнения динамики жидкости приводятся к уравнениям

$$\dot{U}R + 2UR - U^2/2 + [p_{\infty}(t) - p'_R + 2\sigma(1 - \rho'/\rho)^{-1}/R]/\rho = 0; \quad (7)$$

$$u(r, t) = UR^2/r^2; \quad r \geq R, \quad (8)$$

где R — радиус пузырька, являющийся функцией времени t ; $p_\infty(t)$ — давление в жидкости, определяемое статическим давлением p_0 и давлением ультразвукового поля с амплитудой p_m и частотой $\omega = 2\pi f$, так что $p_\infty(t) = p_0 - p_m \sin \omega t$; p'_R — давление пара на поверхности пузырька; σ — поверхностное натяжение жидкости; ρ' и ρ — плотности пара и жидкости. (Штрихи везде означают, что соответствующие параметры относятся к пару.) Фазовые превращения на поверхности пузырька приводят к различию между скоростью поверхности \dot{R} и скоростью частичек жидкости U и пара U' на этой поверхности, так что поток испаряющегося или конденсирующегося вещества на поверхности

$$j = (d\mathcal{M}'/dt)/(4\pi R^2) = \rho(\dot{R} - U) = \rho'(\dot{R} - U'), \quad (9)$$

где \mathcal{M}' — масса пара в пузырьке. Давление пара p'_R определяется температурой жидкости на границе пузырька T_R . Если предположить, что фазовые превращения равновесны, то между p'_R и T_R можно легко найти связь

$$p'_R = p_\sigma(T_R), \quad (10)$$

которую можно выразить аналитически в виде уравнения Клаузиуса — Клапейрона или получить экспериментально. (Индекс σ указывает, что соответствующая функция берется при фазовом равновесии жидкости и пара.)

Чтобы определить температуру в жидкости и на границе пузырька, необходимо решить уравнение теплопроводности

$$\partial T/\partial t + (\mathbf{u}\nabla)T = \nabla(\kappa\nabla T)/\rho c_p, \quad r \geq R, \quad (11)$$

где c_p — теплоемкость жидкости; κ — коэффициент теплопроводности жидкости; \mathbf{u} — скорость жидкости в точке r .

Внутри пузырька для пара с учетом его сжимаемости справедливы следующие уравнения:

$$\partial \mathbf{u}'/\partial t + (\mathbf{u}'\nabla)\mathbf{u}' = -\nabla p'/\rho', \quad r < R; \quad (12)$$

$$\partial \rho'/\partial t + (\mathbf{u}'\nabla)\rho'\mathbf{u}' = 0, \quad r < R; \quad (13)$$

$$\partial s'/\partial t + (\mathbf{u}'\nabla)s' = \nabla(\kappa'\nabla T')/\rho'T', \quad r < R; \quad (14)$$

где s' — удельная энтропия пара. Граничные условия для уравнений (10) и (13) можно задать в следующей форме: $T_R = \doteq T(R, t) = T'(R, t)$, $T(\infty, t) = T_0$. Кроме этого необходимо задать уравнение баланса энергии при испарении и конденсации на движущейся границе пузырька

$$jL = \kappa(\nabla T)_R - \kappa'(\nabla T')_R - \frac{T_R}{R^2} \frac{d}{dt} \left(R^2 \frac{d\sigma}{dT} \right). \quad (15)$$

Если записать уравнение состояния пара в пузырьке

$$p' = p'(\rho', T'), \quad (16)$$

то система уравнений (7) — (16) будет замкнута.

Приведенную систему уравнений можно упростить, если пренебречь неоднородностью температуры внутри пузырька, что справедливо при радиусах пузырька R , много меньших длины термодиффузионного слоя в паре $(2D'/\omega)^{1/2}$, где D' — коэффициент температуропроводности пара. Для пузырьков в жидком водороде при $T_0 = 27$ К и частотах ультразвукового поля около 40 кгц это условие выполняется при радиусах $R < 10^{-4}$ см, т. е. на начальном этапе роста зародышевых пузырьков. При этом справедливо также условие гомобаричности внутри пузырька. Тогда отпадает необходимость решения задачи при $r < R$, т. е. из системы (7) — (16) можно исключить уравнения (12) — (14), а уравнение (15) преобразовать к виду

$$jL = \kappa (\nabla T)_R - \frac{c'_\sigma \mathcal{M}'}{4\pi R^2} \frac{dT_R}{dt} - \frac{T_R}{R^2} \frac{d}{dt} \left(R^2 \frac{d\sigma}{dT} \right), \quad (17)$$

где c'_σ — теплоемкость пара вдоль кривой фазового равновесия; $\mathcal{M}' = (4/3) \pi R^3 \rho'$.

Таким образом, упрощенная система уравнений, характеризующая динамику температурно-однородного парового пузырька, включает в себя уравнения (7) — (11), (16) и (17). Эта система впервые исследована применительно к проблемам ультразвуковых пузырьков камер в работах [48—50], а в дальнейшем — в работах [51—60]. Следует сказать, что даже при таком упрощении системы уравнений получить ее общее аналитическое решение весьма затруднительно и систему можно решить или численно, или приближенно. Более общая система (7) — (16) сформулирована и исследована в работах [61, 62].

Аналитические решения. Рост пузырьков вследствие выпрямленной теплопередачи в ультразвуковом поле. Аналитические решения полной системы уравнений (7) — (16) удается получить приближенно в рамках теории возмущений. Допустим, что давление в жидкости на бесконечности и на поверхности пузырька изменяется во времени как

$$p_\infty(t) = p_0 + p_m \exp(i\omega t). \quad (18)$$

Решение для радиуса пузырька ищем тогда в виде суммы медленно меняющейся и быстро меняющейся функций времени [61, 62]:

$$R(t) = \overline{R(t)} + R_m(t) \exp(i\omega t) \quad (19)$$

при условии, что выполняется неравенство $|R_m| < \overline{R}$, где $\overline{R(t)}$ — среднее за период поля значение радиуса; $R_m(t)$ —

амплитуда пульсаций радиуса с частотой ультразвукового поля ω . Полагаем также, что массу пара в пузырьке $\mathcal{M}'(t)$, его плотность $\rho'(r, t)$, температуру $T(r, t)$ и другие изменяющиеся во времени параметры можно записать в виде аналогичном (19), т. е.

$$\mathcal{M}'(t) = \overline{\mathcal{M}'(t)} + \mathcal{M}'_m(t) \exp(i\omega t); \quad (20)$$

$$\rho'(r, t) = \overline{\rho'(r, t)} + \rho'_m(r, t) \exp(i\omega t); \quad (21)$$

$$T(r, t) = \overline{T(r, t)} + T_m(r, t) \exp(i\omega t). \quad (22)$$

В линейном приближении можно найти следующие выражения для R_m и T_m :

$$R_m = -p_m K \bar{R} / 3Q; \quad (23)$$

$$T_m = (p_m / Q) (dT/dP)_\sigma, \quad (24)$$

где Q — множитель, учитывающий резонансные характеристики пузырька; K — сжимаемость пузырька. Таким образом, амплитуда пульсаций пузырька R_m линейно зависит от среднего радиуса \bar{R} , амплитуды давления ультразвукового поля p_m и сжимаемости пузырька K , но обратно пропорциональна множителю Q . Величина T_m также линейно зависит от p_m и обратно пропорциональна Q .

Выражение для K в наиболее общей форме имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} K = \frac{1}{R} \left(\frac{dT}{dP} \right)_\sigma \left\{ -\frac{3c'_p}{\omega^2 \alpha' T} \left(1 + i \frac{D'}{\omega} w_1^2 + i \frac{\omega \alpha' T D'}{L} \right) \times \right. \\ \times \left(\frac{1}{2} + C \right) \frac{1}{R} f(w_1 \bar{R}) - \\ \left. - \frac{3c'_p}{\omega^2 \alpha' T} \left(1 + i \frac{D'}{\omega} w_2^2 + i \frac{\omega \alpha' T D'}{L} \right) \left(\frac{1}{2} - C \right) \frac{1}{R} f(w_2 \bar{R}) + \right. \\ \left. + \frac{3}{2} \frac{\rho c_p}{\rho' L} \left(\frac{2D}{\omega} \right)^{1/2} \left[1 - i - i \frac{(2D/\omega)^{1/2}}{R} \right] \right\}, \quad (25) \end{aligned}$$

где w_1 и w_2 связаны с длинами температурной волны (имеющей порядок $\sqrt{2D'/\omega}$) и звуковой волны λ_{II} в паре соотношениями:

$$w_1 \approx \frac{1+i}{\sqrt{2D'/\omega}} \left[1 + i\pi(\gamma-1) \frac{2D'/\omega}{\lambda_{II}^2} \right], \quad w_2 \approx i2\pi/\lambda_a; \quad (26)$$

c'_p — теплоемкость пара; α' — коэффициент температурного расширения пара; D — коэффициент температуропроводности жидкости. Функция

$$f(w\bar{R}) = w\bar{R} \operatorname{cth}(w\bar{R}) - 1, \quad (27)$$

а постоянную C можно выразить в следующем виде: $C \approx$

$\approx (c'_p/c'_p - 1/2)$ при условии $\sqrt{2D'/\omega} < \lambda_{п}$, которое обычно выполняется при частотах $f \ll 10^{12}$ гц.

Множитель Q можно выразить в виде [55]

$$Q = 1 - (\rho\omega^2\bar{R}^2 + 2\sigma/\bar{R})(K/3). \quad (28)$$

Функция Q является комплексной величиной. При определенной частоте акустического поля $\omega = \omega_0$ величина $|Q|$ минимальна, и в этом случае ω_0 определяет частоту резонансных пульсаций парового пузырька. Частота резонансных пульсаций радиуса пузырька в общем случае может отличаться от собственной частоты и определяться из условия максимума отношения $|R_m|/\bar{R}$. Поэтому согласно (23) резонансная частота ω_0 в общем виде определяется выражением

$$\frac{d}{d\omega} (|K/Q|)_{\omega=\omega_0} = 0. \quad (29)$$

Обычно частота собственных пульсаций ω_c очень близка к резонансной частоте ω_0 . В том случае, когда $\text{Re } K$ слабо зависит от частоты ω , резонансная частота парового пузырька совпадает

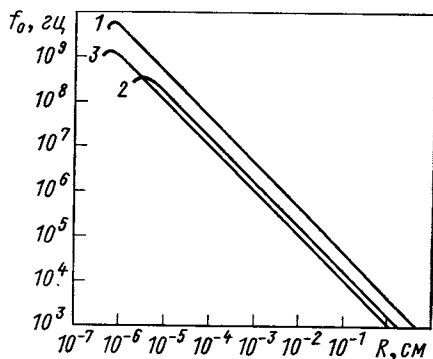


Рис. 21. Зависимость резонансных частот паровых пузырьков от радиусов для различных жидкостей [54, 63]:

1 — жидкий водород при 27 К; 2 — при 20,3 К; 3 — жидкий гелий при 4,2 К

с собственной частотой и ее можно определить из условия $\text{Re } Q \approx 0$. Тогда для резонансной частоты можно получить следующее выражение [54, 55]:

$$\omega_0^2 = (3/\text{Re } K - 2\sigma/\bar{R})/\rho\bar{R}^2. \quad (30)$$

Зависимости резонансных частот от радиусов паровых пузырьков в жидком водороде и жидком гелии даны на рис. 21.

Следует указать, что при частотах ультразвукового поля ω , существенно меньших резонансной частоты ω_0 , величина $Q \rightarrow 1$. В этом случае упрощается теоретическое рассмотрение динамики паровых пузырьков. В проведенных экспериментах [34, 35, 39] наблюдаются пузырьки с размерами меньшими и большими резонансных. В работе [35] при возбуждении жидкого водорода ульт-

тразвуковым полем с частотой ~ 40 кГц пузырьки вырастают до размеров порядка 10^{-2} см, т. е. они не достигают резонансного размера, примерно равного 10^{-1} см для данной частоты. В других экспериментах [34, 39] частота ультразвукового поля составляет ~ 300 кГц и превышает резонансные частоты наблюдаемых пузырьков. Отметим, что в последнем случае может существенно возрасти поглощение ультразвука в жидкости, а также возможно более интенсивное взаимодействие отдельных пузырьков, приводящее к их объединению.

Чтобы определить средний радиус растущего пузырька $\overline{R}(t)$, необходимо решить нестационарную задачу динамики пузырька в ультразвуковом поле. В квадратичном приближении в рамках теории возмущений решение для скорости изменения среднего радиуса во времени имеет следующий вид [60—62]:

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{R}}{dt} = & \frac{\kappa}{\rho' L \overline{R}} \left\{ -\frac{P_m^2}{4|Q|^2} \left(\frac{d^2 T}{dp^2} \right)_\sigma - \frac{|T_m|^2}{4\kappa} \left(\frac{d\kappa}{dT} \right)_\sigma - \right. \\ & - 2 \operatorname{Re} \left[\frac{T_m R_m^*}{\overline{R}} (1 - 3F_5) \right] + \omega \frac{\operatorname{Im}(\mathcal{M}'_m T_m^*)}{8\pi\kappa\overline{R}} \times \\ & \times \left[-c'_\sigma + \left(\frac{dL}{dT} \right)_\sigma \right] + \frac{\omega c_p}{8\pi\kappa\overline{R}} \operatorname{Im}[\mathcal{M}'_m T_m^* (1 - F_3^*)] - \\ & \left. - \frac{P_m^2}{|Q|^2} \frac{\rho\omega^2}{36} \overline{R}^2 |K|^2 \left(\frac{dT}{dp} \right)_\sigma - \left(\Delta p_0 + \frac{2\sigma}{\overline{R}} \right) \left(\frac{dT}{dp} \right)_\sigma \right\}, \quad (31) \end{aligned}$$

где Δp_0 — статическое пережатие жидкости, определяемое как $\Delta p_0 = p_0 - p_\sigma(T_0)$; F_3 и F_5 — функции, определяемые выражением

$$F_n = F_n(y) = \int_0^\infty \frac{\exp[-(1+i)zy]}{(1+z)^n} dz; \quad y = \frac{\overline{R}}{\sqrt{2D/\omega}}. \quad (32)$$

Если выражение в фигурных скобках (31) больше нуля, то средний радиус $\overline{R}(t)$ растет во времени вследствие нелинейных механизмов в ультразвуковом поле, определяющих новое явление при пульсациях паровых пузырьков [48—63]. Это явление, получившее название *выпрямленной теплопередачи* [62, 66], характеризует рост парового пузырька вследствие среднего во времени потока тепла к нему от жидкости. Оно имеет некоторую аналогию с явлением выпрямленной газовой диффузии, обуславливающим рост газовых пузырьков в воде при воздействии ультразвукового поля [64, 65].

Рассмотрим физические механизмы, определяющие рост паровых пузырьков в ультразвуковом поле вследствие выпрямленной

теплопередачи. Прежде всего отметим, что при выполнении условий фазового равновесия на поверхности пузырька температура изменяется согласно (22) и (24) в соответствии с изменением давления (18). В ультразвуковом поле при расширении пузырька температура на его поверхности $T_1 < T_0$, а при сжатии $T_2 > T_0$. Разности $(T_0 - T_1)$ и $(T_0 - T_2)$ определяют градиенты температуры на поверхности пузырька. Поток тепла к пузырьку и от него связан с величиной и направлением этих градиентов, а также с площадью поверхности пузырька.

Первое слагаемое в фигурных скобках (31) обуславливает рост парового пузырька за счет нелинейности кривой фазового равновесия, поскольку $(d^2T/dp^2)_\sigma < 0$. Физически это приводит к тому, что в фазе расширения пузырька, когда поток тепла направлен от жидкости, градиент температуры по абсолютной величине больше, чем в фазе сжатия, когда поток тепла направлен к жидкости. Вследствие этого возникает средний за период ультразвукового поля поток тепла от жидкости к пузырьку, который приводит к испарению жидкости на поверхности и увеличению его среднего размера $\bar{R}(t)$. Второе слагаемое учитывает зависимость κ от T , однако его влияние на рост пузырька незначительно. Третье слагаемое определяет рост пузырька за счет различия потоков тепла через его поверхность в фазах растяжения и сжатия, которое обусловлено тем, что в фазе расширения поверхность пузырька в среднем больше, чем в фазе сжатия. Этот механизм аналогичен тому, который наблюдается для газовых пузырьков в ультразвуковом поле, растущих вследствие явления выпрямленной газовой диффузии [64, 65]. Следующие слагаемые также характеризуют рост парового пузырька. Механизм этого роста связан с выделением в среднем тепла в паровом пузырьке за счет работы, производимой над ним ультразвуковым полем. Препятствуют росту парового пузырька механизмы, описываемые двумя последними слагаемыми в фигурных скобках (31). Предпоследнее слагаемое учитывает влияние инерционных членов уравнения движения и определяет динамическое пережатие жидкости, препятствующее росту пузырька в ультразвуковом поле. Это существенно при больших скоростях пульсаций парового пузырька, которые имеют место, например, при размерах пузырьков, близких к резонансным. Последнее слагаемое учитывает статическое пережатие пузырька $(\Delta p_0 + 2\sigma/\bar{R})$, которое является основным препятствием для его роста. Легко заметить, что это слагаемое не зависит от амплитуды давления ультразвукового поля p_m . Поэтому с увеличением амплитуды p_m всегда можно достичь такого режима, когда механизмы роста будут преобладать над механизмами захлопывания, обусловленного статическими эффектами пережатия пузырька.

Уравнение (31) в случае малого статического пережатия можно упростить и его решение представить в виде кратких соотношений. Для маленьких паровых пузырьков, когда в фигурных скобках (31) существенными являются первые три члена, можно зависимость радиуса пузырька от времени записать в виде

$$\bar{R}(t) \sim A_1 t^{1/2}, \quad (33)$$

где A_1 — постоянная величина. Для случая жидкого водорода (33) справедлива при $\bar{R} < 7 \cdot 10^{-4}$ см. Для больших пузырьков существенны остальные члены, тогда

$$\bar{R}(t) \sim A_2 t, \quad (34)$$

где A_2 — постоянная величина. Величины A_1 и A_2 связаны с амплитудой и частотой ультразвукового поля, а также с термодинамическими параметрами жидкости. Их можно выразить в виде $A_1 = C_1 p_m$, $A_2 = C_2 \sqrt{\omega p_m^2}$, где в случае жидкого водорода при $T_0 = 27$ К константы $C_1 \approx 0,3 \cdot 10^{-7}$ см³/(дин · сек^{1/2}), $C_2 \approx 0,7 \cdot 10^{-15}$ см⁵/(дин² · сек) [61].

При радиусах пузырьков \bar{R} , превышающих резонансные значения, величины R_m , T_m и M'_m уменьшаются за счет роста множителя Q , поэтому начиная с некоторых размеров пузырьков эффекты выпрямленной теплопередачи уменьшаются, сравниваются с эффектами, обусловленными пережатием, и пузырек перестает дальше расти, достигнув некоторого асимптотического радиуса \bar{R} .

Численные решения. Зависимость динамики пузырьков от параметров жидкости и ультразвукового поля. Аналитическое и численное решения, характеризующие рост пузырька в жидком водороде, даны на рис. 22. Здесь представлены зависимости относительных радиусов R/R_0 от числа периодов ультразвукового поля $\omega t/2\pi$, где R_0 — начальный радиус пузырька. Аналитическое решение построено в соответствии с (23) и (31), численное решение получено на ЭВМ для исходной системы уравнений (13) — (22). Из приведенных результатов видно, что в численных решениях кроме пульсационной составляющей частоты ультразвукового поля появляются пульсационные составляющие более высокой частоты, близкой к резонансной для пузырька данного радиуса.

В процессе роста пузырька резонансная частота понижается и может приблизиться к частоте ультразвукового поля ω . При этом амплитуда пульсаций резко увеличивается и пузырек прекращает свой рост. Все сказанное выше хорошо иллюстрируется на рис. 23, где представлены численные решения системы уравнений (13) — (17), (23), (24) для парового пузырька в ультразвуковом поле различных амплитуд для случая жидкого азота [59]. Для частоты ультразвукового поля 50 кГц в жидком азоте резо-

нансный размер парового пузырька равен $\sim 10^{-2}$ см, что при начальном радиусе $R_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ см соответствует $\bar{R}/R_0 = 20$. На рис. 23 хорошо видно, что по достижении резонансного размера рост парового пузырька в ультразвуковом поле прекращается.

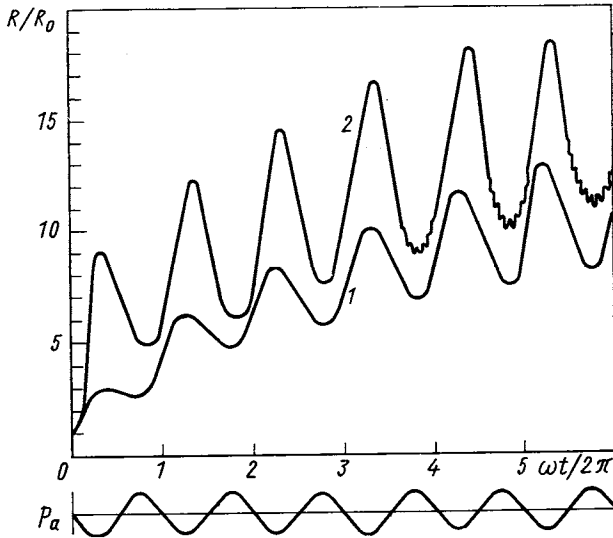


Рис. 22. Сравнение аналитического и численного решений для пульсаций пузырька в жидком водороде в ультразвуковом поле с частотой 50 кГц [62] при $T_0 = 27$ К, $p_0 = 5,0$ атм, $\Delta p_0 \approx 0,2$ атм, $R_0 = 5 \cdot 10^{-5}$ см, $p_m = 3,0$ атм:

1 — аналитическое решение; 2 — численное решение

С ростом амплитуды давления ультразвукового поля p_m увеличивается скорость роста среднего радиуса, что соответствует приведенным выше аналитическим решениям. Численные решения, характеризующие увеличение во времени среднего радиуса парового пузырька $\bar{R}(t)$ в жидком водороде при воздействии ультразвукового поля частоты 40 кГц [51], даны на рис. 24. Из приведенных результатов хорошо видно, что с увеличением амплитуды давления ультразвукового поля растет скорость увеличения среднего радиуса пузырька $d\bar{R}/dt$.

Численные решения, полученные на какой-либо одной частоте ультразвукового поля, удается обобщить для случая других частот, используя автомодельность решений [56], поскольку функция

$$F(\omega t/2\pi) = f\bar{R}^2(\omega t/2\pi) \quad (35)$$

имеет универсальный вид, который не зависит от частоты f в некотором диапазоне аргумента $\omega t/2\pi$, определяющего число периодов ультразвукового поля. Численные решения для парового

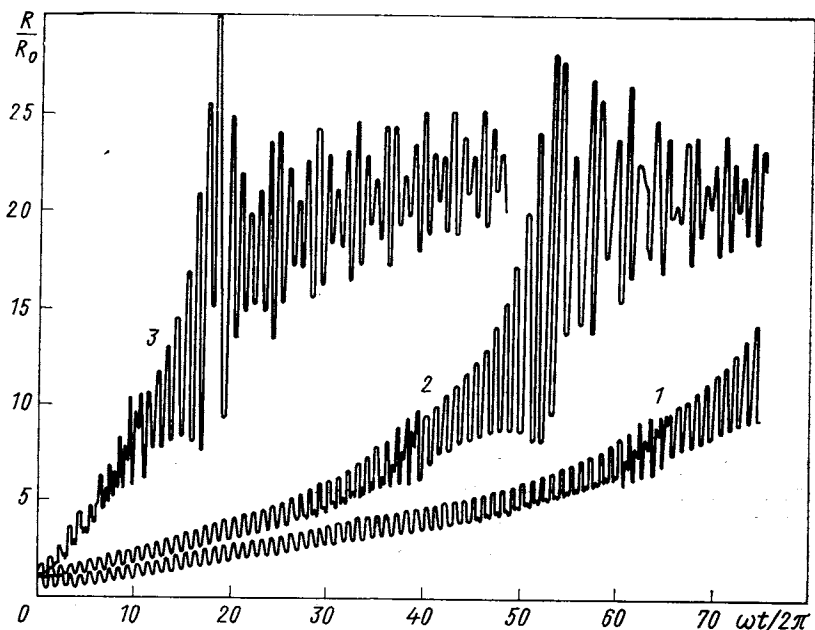


Рис. 23. Пульсации парового пузырька в жидком азоте в ультразвуковом поле различных амплитуд на частоте 50 кгц [62] при $T_0 = 77,35$ К, $p_0 = 1,2$ атм, $\Delta p_0 = 0,2$ атм, $R_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ см:

1 — $p_m = 0,35$ атм, 2 — $p_m = 0,4$ атм, 3 — $p_m = 0,5$ атм

пузырька в жидком водороде при одних и тех же термодинамических параметрах, одной и той же амплитуде давления ультразвукового поля $p_m = 2,0$ атм, но различных частотах f приведены на рис. 25. Видно, что если представить решения в виде функций (35), то начальные участки роста совпадают вплоть до сотен периодов ультразвукового поля при различных частотах от 10 до 400 кгц. Различие, которое можно характеризовать мерой нарушения автомодельности функций (35), наступает вследствие влияния инерционных членов уравнения движения, которое проявляется в возбуждении собственных (резонансных) пульсаций парового пузырька. С повышением частоты ультразвукового поля уменьшаются соответствующие резонансные радиусы пузырьков и как следствие этого уменьшаются предельные радиусы, до которых может вырасти паровой пузырек вследствие выпрямленной теплопередачи. В этой связи представляют интерес численные

решения, приведенные на рис. 26 и 27 [63]. Из них следует, что собственные пульсации пузырьков одного и того же размера ($8 \cdot 10^{-3}$ см) возрастают с увеличением амплитуды давления ультразвукового поля и с уменьшением статического пережатия.

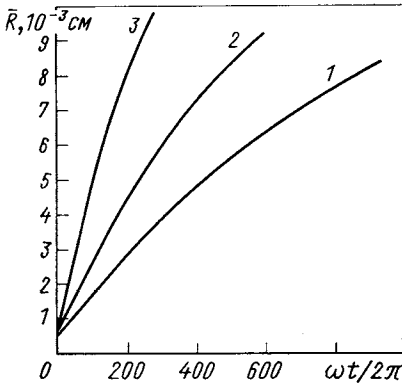
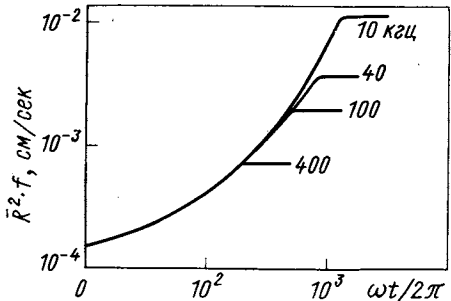


Рис. 24. Увеличение среднего радиуса парового пузырька в жидком водороде в ультразвуковом поле различных амплитуд [51] при $T_0 = 26,15$ К, $p_0 = 4,6$ атм, $\Delta p_0 = 0,5$ атм, $f = 40$ кГц, $R_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ см:
 1 — $p_m = 2,0$ атм; 2 — $p_m = 2,4$ атм;
 3 — $p_m = 3,0$ атм

Отсюда следует вывод о том, что увеличение статического пережатия жидкости Δp_0 и уменьшение амплитуды p_m могут привести к росту асимптотического радиуса, которого достигает паровой пузырек в ультразвуковом поле. При этом, естественно,

Рис. 25. Рост паровых пузырьков в жидком водороде при различных частотах ультразвукового поля [56] при $T_0 = 26,15$ К, $p_0 = 4,6$ атм, $\Delta p_0 = 0,5$ атм, $p_m = 2,0$ атм



будет уменьшаться скорость увеличения среднего радиуса парового пузырька $d\bar{R}/dt$, что необходимо учитывать при выборе режимов работы ультразвуковых пузырьковых камер.

Как отмечалось выше, рост парового пузырька в ультразвуковом поле происходит вследствие выпрямленной теплопередачи, характеризуемой средним во времени потоком тепла от жидкости к пузырьку, который определяется градиентом температуры на его поверхности. Распределения температуры в жидкости около пузырька в различные моменты времени t_n , отстоящие на оди-

наковые интервалы, равные $1/10$ периода ультразвукового поля, так что вся совокупность распределений характеризует изменение температуры за один период ультразвукового поля, даны на

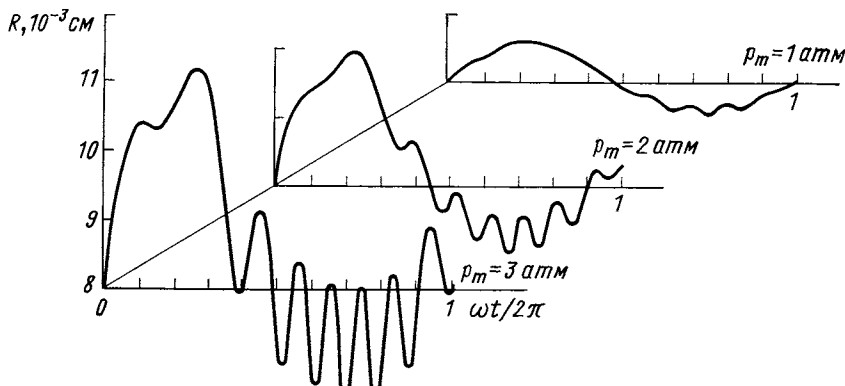


Рис. 26. Пульсации парового пузырька в жидком водороде при различных амплитудах ультразвукового поля с частотой 40 кГц [63] при $T_0 = 26,15$ К, $p_0 = 4,6$ атм, $\Delta p_0 = 0,5$ атм

рис. 28 [63]. Вверху слева на этом рисунке показано соответствующее изменение радиуса пузырька в течение этого периода.

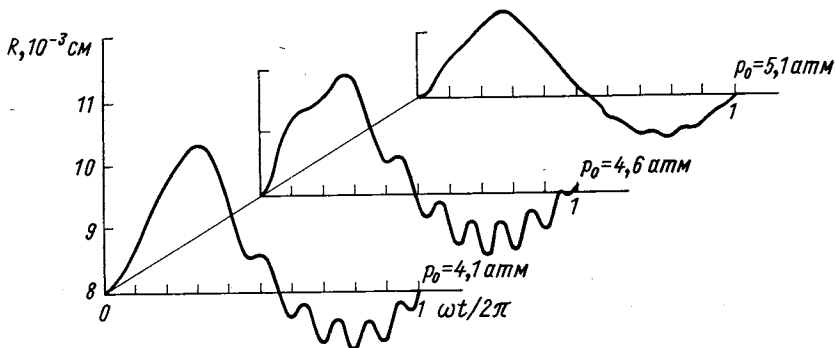


Рис. 27. Пульсации парового пузырька в жидком водороде в ультразвуковом поле с частотой 40 кГц при различных статических пережатиях [63] при $T_0 = 26,15$ К, $p_\sigma = 4,1$ атм, $p_m = 2,0$ атм

Рассматриваемый случай характеризуется очень развитыми собственными пульсациями парового пузырька, которые по порядку величины приближаются к значениям вынужденных пульсаций. Как видно из рис. 28, в распределении температуры вблизи пузырька также начинают проявляться ее собственные пульсации.

В некоторые моменты времени градиенты температуры могут полностью определяться собственными пульсациями пузырька при изменении теплового потока на его поверхности.

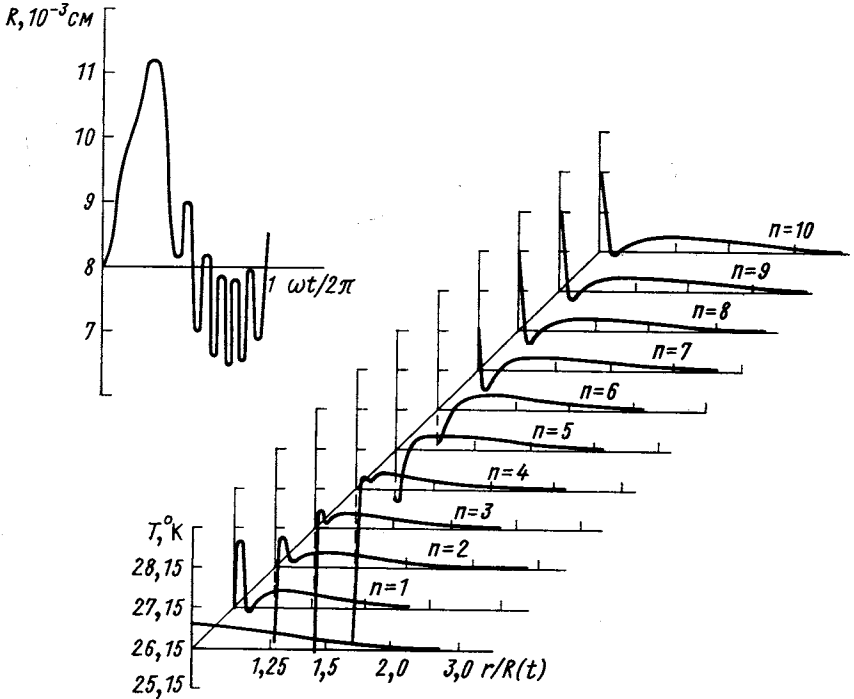


Рис. 28. Распределение температуры в жидком водороде вблизи пульсирующего пузырька в различные моменты времени в течение одного периода ультразвукового поля [63] при $T_0 = 26,15$ К, $p_0 = 4,6$ атм, $\Delta p_0 = 0,5$ атм, $f = 40$ кГц, $p_m = 3,0$ атм, $R_0 = 8 \cdot 10^{-3}$ см

Показанное на рис. 28 начальное распределение температуры соответствует пузырьку, нагретому на 0,5 К по отношению к жидкости, что обусловлено выбором начального температурного условия на его поверхности, приводящего к устойчивым численным решениям. Устойчивость численных решений зависит также от начальных условий, связанных с фазой ультразвукового поля. Найденные выше численные решения были получены при давлении ультразвукового поля вида

$$p_a = -p_m \sin \omega t. \quad (36)$$

Если задать это давление с различной начальной фазой φ

$$p_a = -p_m \sin(\omega t + \varphi), \quad (37)$$

то решения окажутся структурно-неустойчивыми в некоторых областях изменения φ . Различные численные решения для парового пузырька в жидком водороде при воздействии ультразвукового поля с различной начальной фазой даны на рис. 29 [67]. Пузырек не растет, если начальная фаза φ заключена в интервале

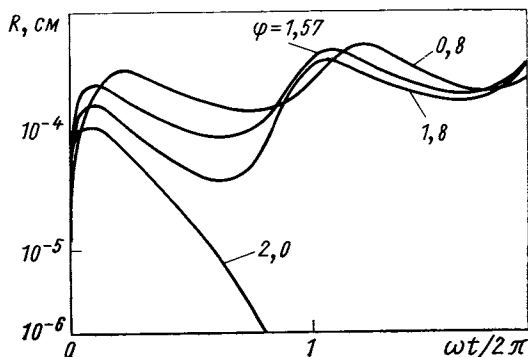


Рис. 29. Изменение во времени радиуса парового пузырька в жидком водороде при различных начальных фазах ультразвукового поля (в радианах) [67] при $T_0 = 24,6$ К, $p_0 = 3,4$ атм, $\Delta p_0 = 0,4$ атм, $f = 300$ кГц, $p_m = 2,5$ атм, $R_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ см

от 0 до 0,8, так как он растворяется быстрее, чем успевает за это время подействовать уменьшение давления в ультразвуковом поле. При изменении фазы от 2 до π рад также слишком малы понижения давления в жидкости, необходимые для расширения пузырька, а при изменении ее от π до 2π рад давление ультразвукового поля сжимает жидкость и, естественно, пузырек не растет. Для указанного на рис. 29 случая рост пузырька происходит при начальной фазе ультразвукового поля, заключенной в интервале от 0,8 до 1,8 рад. Естественно, что с ростом амплитуды давления ультразвукового поля этот интервал расширяется, но в пределе он не может быть больше π .

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов.
О дальнейших исследованиях динамики пузырьков в УЗПК.
 Имеющиеся экспериментальные данные о поведении пузырьков в УЗПК еще недостаточны для детального сравнения с развитыми к настоящему времени теоретическими представлениями, тем не менее интересно провести некоторые сопоставления. Результаты расчета роста радиуса пузырька в жидководородной УЗПК при рабочих параметрах, соответствующих условиям, когда были зарегистрированы следы ионизирующих частиц, приведены на рис. 30 [35]. Расчеты проводились по (31). Они представлены в виде зависимости среднего радиуса, нормированного к длине термодиффузионного слоя $(2D/\omega)^{1/2}$ в водороде, от числа периодов ультразвукового поля. Укажем, что для водорода при $T_0 = 27$ К величина $(2D/\omega)^{1/2}$ на частоте 38,4 кГц равна $\sim 10^{-4}$ см.

В экспериментах треки ионизирующих частиц наблюдались через два характерных интервала времени Δt_2 (см. рис. 11), которые соответствовали 68 и 80 периодам ультразвукового поля. В табл. 3

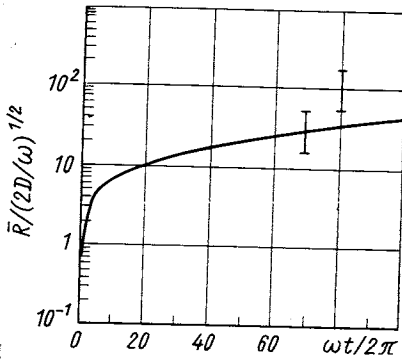


Рис. 30. Сравнение расчетов с экспериментальными результатами для жидководородной УЗПК при $T_0 = 27$ К, $p_0 \approx 5,2$ атм, $\Delta p_0 = 0,35$ атм, $f = 38,4$ кГц, $p_m = 3,0$ атм $(2D/\omega)^{1/2} \approx 10^{-4}$ см

приведены значения размеров пузырьков, а также их плотностей на треках, соответствующие указанным интервалам роста. Из таблицы видно, что с ростом в ультразвуковом поле пузырьки объединяются, так что с течением времени их плотность уменьшается. Подобная картина наблюдается также в обычных пузырьковых камерах [68], однако в ультразвуковом поле процессы объединения протекают более интенсивно, так как в этом случае существует целый ряд специфических механизмов объединения, связанных, например, с силами Бьеркнесса, Кенига и др. [27].

Поскольку развитые к настоящему времени теоретические представления соответствуют пульсациям одиночных пузырьков в ультразвуковом поле и не учитывают их взаимодействия, представляет интерес экспериментально и теоретически более детально изучить эффекты такого взаимодействия.

Другую требующую дальнейшего исследования проблему динамики паровых пузырьков в ультразвуковом поле можно связать с тем, что кроме радиально-симметричных пульсаций пузырьки могут совершать осцилляции, что может привести к нарушению их сферической симметрии. Такие осцилляции могут быть причиной создания вблизи пузырьков микропотоков, приводящих к интенсивному теплообмену с жидкостью. По аналогии с влиянием этих эффектов на рост газовых пузырьков в ультразвуковом

Таблица 3

Размеры и плотность пузырьков на треках ионизирующих частиц при различных интервалах времени роста в ультразвуковом поле

Интервал роста времени		Радиус \bar{R} , 10^{-2} см	Плотность пузырьков, см ⁻¹
мсек	число периодов ультразвукового поля		
1,77	68	0,2 ÷ 0,5	30—40
2,08	80	0,5 ÷ 3,0	7—18

поле [69] они могут существенно сказаться на динамике паровых пузырьков, увеличив в среднем скорость их роста.

В случае использования в УЗПК высоких частот ультразвукового поля (более 200—300 *кГц*) размеры оптически наблюдаемых пузырьков будут соответствовать резонансным размерам или превышать их. Скорость движения поверхности пульсирующих в таких условиях пузырьков может быть настолько велика, что это приведет к сильному влиянию сжимаемости и вязкости жидкости, а также к сильному проявлению взаимодействия пузырьков. При этом вследствие коалесценции пузырьков их плотность на треках может снизиться до одного пузырька на длину волны, что и наблюдалось в экспериментах [29, 39, 41].

4. ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПОСТРОЕНИЯ УЗПК И ВОЗМОЖНОСТЯХ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

Формирование ультразвуковых полей в УЗПК. Выше были рассмотрены два способа создания ультразвукового поля в УЗПК — с помощью фокусирующей ультразвуковой системы и с помощью плоских ультразвуковых излучателей. Как видно из рис. 14, ультразвуковое поле, создаваемое фокусирующей системой, характеризуется пространственной неоднородностью, которая приводит к различию в плотности треков по длине (см. рис. 15). В некоторых случаях, например при использовании УЗПК в качестве мишени-детектора, такая неоднородность не играет существенной роли. Однако для высококачественной регистрации треков, по-видимому, целесообразно формировать ультразвуковое поле с помощью плоских излучателей. Опыт показывает [35, 45], что даже в этом случае трудно получить требуемую однородность ультразвукового поля. Если амплитуда ультразвукового давления p_m всего лишь незначительно превышает пороговую величину p_{mk} (как, например, в случае жидкого водорода), то большая часть рабочего объема УЗПК оказывается нечувствительной к ионизирующему излучению. Это хорошо видно в эксперименте [35], результаты которого представлены на рис. 19. Пучок пионов от ускорителя перед входом в пузырьковую камеру имеет сечение с характерным размером около 6 см, однако в ультразвуковом поле область, чувствительная к пучку частиц, имеет размер всего лишь 2—3 см. Регистрируется только часть частиц, проходящих вблизи осевой линии излучающей системы, где максимальна амплитуда давления ультразвукового поля. В связи с этим, по-видимому, целесообразно в УЗПК формировать поля плоских стоячих волн с помощью антенных систем, составленных из многих отдельных излучателей, на поверхности которых можно выравнивать амплитуду давления, подавая различные электрические напряжения.

Поле плоских стоячих волн имеет недостаток, связанный с тем, что в поперечном направлении вдоль плоскостей узлов стоячих волн имеются зоны, не обладающие чувствительностью к ионизирующему излучению. Если длина ультразвуковой волны порядка нескольких см, то характерный размер такой зоны будет достаточно велик и частицы, двигающиеся вдоль нее, не будут регистрироваться в камере. В этом случае можно использовать комбинированные ультразвуковые антенные системы, создающие поля стоячих волн во взаимно перпендикулярных направлениях. Их полезно применять в больших УЗПК, где, по-видимому, необходимо использовать не очень высокие частоты излучения, чтобы избежать значительного поглощения ультразвука при его распространении.

Обеспечение быстродействия УЗПК. Термостатирование. Как отмечалось выше, для УЗПК, работающей в многопериодном импульсном режиме, было практически достигнуто быстродействие около 50—100 *цикл/сек* в течение времени ~ 10 мин. В настоящее время нет никаких экспериментальных данных о работе в однопериодном режиме, когда рост зародышевых пузырьков до видимых размеров и их полное захлопывание происходили бы в течение только одного периода ультразвукового поля. В таком режиме возможно достижение максимального быстродействия УЗПК (например, до 10^6 *цикл/сек*), определяемого только частотой ультразвука. Однако, как показывают расчеты [45, 63], для работы в однопериодном режиме требуются значительные амплитуды давления ультразвукового поля, превышающие 1 атм для жидкого гелия и достигающие 7—10 атм для жидкого водорода. Если в случае жидкого гелия решение такой задачи возможно, то для жидкого водорода получение амплитуд давления порядка 10 атм в поле плоских стоячих волн в настоящее время очень сложно.

Чтобы обеспечить устойчивую работу УЗПК в условиях максимально достижимого быстродействия, важно иметь эффективную систему термостатирования. Поскольку основное выделение тепла происходит внутри ультразвуковых излучателей, его отвод играет важную роль. В этой связи заслуживает внимания конструкция УЗПК, предложенная в работе [71], где ультразвуковой излучатель предлагается размещать в отделенной от рабочего объема термостатирующей рубашке, заполненной средой с высоким порогом кавитации.

Очевидно, что наиболее трудно осуществить отвод тепла в УЗПК с большими размерами (более 1 м), где для возбуждения ультразвуковых систем необходимо применять ультразвуковые генераторы большой мощности. В этом случае, по-видимому, единственным способом работы УЗПК является импульсный режим.

УЗПК с памятью. О возможности осуществления «управляемого» режима. Как показывают теоретические исследования (см., например, рис. 24), скорость роста пузырьков за счет выпрямленной теплопередачи в ультразвуковом поле тем меньше, чем меньше амплитуда давления p_m . Можно предполагать, что при возбуждении ультразвукового поля с амплитудой давления p_m , незначительно превышающей пороговую величину p_{mk} , зародышевые пузырьки будут расти с очень малой скоростью. При некоторой амплитуде $p_m \approx p_{mk}$ пузырьки могут пульсировать в ультразвуковом поле продолжительное время, не достигая видимых размеров [50, 51], т.е. при этой амплитуде УЗПК может «запомнить» треки ионизирующих частиц. Такой режим интересен с точки зрения отбора полезных событий. В какой-то мере он аналогичен управляемому режиму с той лишь разницей, что в этом случае камера работает в ждущем режиме с некоторой малой амплитудой давления ультразвукового поля, которая должна увеличиться в необходимый момент, а после регистрации представляющего интерес события — снова уменьшиться до исходного значения.

В работе [22] пытались выяснить осуществимость такого «управляемого» режима; во фреоновой пузырьковой камере при рабочих условиях ($T_0 = 26^\circ\text{C}$, $p'_0 \approx p_\sigma = 23 \text{ атм}$) создавалось ультразвуковое поле частоты 25 кГц с амплитудой $p_m \approx 5 \text{ атм}$. В этих условиях при воздействии ультразвука и γ -квантов от источника ^{60}Co осуществлялось механическое растяжение жидкости в камере и фотографирование рабочего объема, затем эта же процедура повторялась без ультразвука. Если ультразвуковое поле может привести к увеличению времени существования зародышевых пузырьков, то в первом режиме должно было наблюдаться большее количество пузырьков, чем во втором. Однако в эксперименте это не наблюдалось, что можно объяснить тем, что амплитуда давления p_m была почти в два раза меньше порогового значения p_m для фреона при этих условиях.

О возможности применения УЗПК в составе «гибридных» установок. Выше указывалось, что в последнее время значительное развитие в физике высоких энергий получили гибридные установки, которые сочетают в себе преимущества, даваемые пузырьковыми камерами и быстродействующими электронными методами регистрации.

В гибридной установке пузырьковая камера используется как чувствительная мишень, позволяющая с высокой точностью определять координаты вершины взаимодействия, а также углы вылета и импульсы вторичных частиц с короткими пробегами. Остальную часть установки составляют искровые, проволочные, дрейфовые камеры, черенковские спектрометры и т.п., которые должны провести предварительный анализ и отбраковку регистри-

руемых событий, а затем выдать команду на фотографирование событий, представляющих интерес, и произвести измерение энергетических и кинематических параметров вторичных высокоэнергетических частиц.

Как указано в работе [38], пузырьковые камеры в составе гибридных установок должны иметь быстродействие не ниже 50 *цикл/сек*, а характерные размеры рабочего объема должны быть более десяти сантиметров. Кроме того, стенки камеры в направлении выхода вторичных частиц должны иметь малую толщину. Из представленных выше результатов следует, что УЗПК уже на современной стадии их разработки могут удовлетворять требованиям, которые предъявляются к камерам, входящим в состав гибридных установок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании приведенных в обзоре результатов исследований можно говорить о принципиальной возможности создания ультразвуковых пузырьковых камер. Для того чтобы УЗПК стали рабочими приборами, необходимо решить целый ряд технических задач и проблем, которые по-видимому, не носят принципиального характера в настоящее время. Их решение во многом зависит от развития ультразвуковой техники, перед которой можно поставить такие задачи, как разработка новых высокоэффективных пьезокерамических материалов для низкотемпературных жидкостей, отработка технологии изготовления составных излучателей для УЗПК, создание ультразвуковых систем с равномерным распределением амплитуды излучаемого поля на поверхности и др.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить В. Г. Гребинника, А. Ю. Дидыка, А. П. Маныча, А. Ф. Писарева, А. И. Филиппова, В. Д. Шестакова из Объединенного института ядерных исследований, В. Н. Алексеева, В. А. Буланова, Л. Р. Гаврилова, А. М. Копову, В. А. Красильникова, Л. М. Лямшева, Л. О. Макарова, К. А. Наугольных, М. Г. Сиротюка, В. П. Юшина из Акустического института, Г. И. Селиванова из Института физики высоких энергий, а также В. К. Ляпидевского из Московского инженерно-физического института за неоднократное обсуждение изложенных выше результатов и представлений. Авторы признательны В. П. Джелепову и Б. М. Понтекорво за внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Trilling G. H.** In.: Proc. Intern. Conf. Bubble Chamber Technology, Argonne Natl. Lab., 1970, p. 1173; **Fisher C. M.** In: Intern. Conf. Instrum. for High Energy Physics. Frascati, Italy, 1973, p. 21.

2. Budagov Yu. A. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1963, v. 20, p. 128; Watt R. D. In: Intern. Conf. Instrum. for High Energy Physics. Frascati, 1973, p. 44.
3. Rogers A. In: Proc. Intern. Conf. Bubble Chamber Technology. Argonne Natl. Lab., 1970, p. 346; Богач В. А. и др. Авт. свид. № 241551. Бюлл. изобретений, 1969, № 14.
4. Seitz F. «Phys. Fluids», 1958, v. 1, p. 2.
5. Рой Н. А. «Акуст. журн.», 1957, т. 3, с. 3.
6. Сиротюк М. Г. «Акуст. журн.», 1962, т. 8, с. 255.
7. Акуличев В. А., Сиротюк М. Г. «Тр. Акустического ин-та», 1967, т. 3, с. 80.
8. Александров Ю. А. и др. Пузырьковые камеры. М., Госатомиздат, 1963.
9. Tenner A. G. «Nucl. Instrum. and Methods», 1963, v. 22, p. 1.
10. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., «Наука», 1972.
11. Акуличев В. А., Буланов В. А. «ЖЭТФ», 1973, т. 65, с. 668.
12. Акуличев В. А., Буланов В. А. «Акуст. журн.», 1974, т. 20, с. 817.
13. Liberman D. V. «Phys. Fluids», 1959, v. 2, p. 466.
14. Sette D., Wanderling F. «Phys. Rev.», 1962, v. 125, p. 409.
15. Messino D., Sette D., Wanderling F. «J. Acoust. Soc. Amer.», 1963, v. 35, p. 1575.
16. Messino D., Sette D., Wanderling F. «J. Acoust. Soc. Amer.», 1963, v. 35, p. 926.
17. Finch R. D. «J. Acoust. Soc. Amer.», 1964, v. 36, p. 2287.
18. Hahn V. «Nuovo cimento», 1961, v. 22, p. 650.
19. Hahn V., Peacock R. N. «Nuovo cimento», 1963, v. 28, p. 334.
20. Bertolotti M., Sette D. «Nuovo cimento», 1964, v. 32, p. 1182.
21. Hughes A. L. In: Proc. Intern. Conf. Instrum. for High Energy Physics. Berkeley, 1960, p. 99.
22. Ляпидевский В. К., Суляев Р. М., Фаломкин И. В. Препринт ОИЯИ, № 884, 1962.
23. Александров Ю. А., Воронов Г. С., Делоне Н. Б. «ЖЭТФ», 1962, т. 43, с. 1552.
24. West C. «Nucl. Instrum. and Methods», 1965, v. 33, p. 361.
25. Bertolotti M., Sette D., Wanderling F. «Nucl. Instrum. and Methods», 1965, v. 35, p. 109.
26. De Santis P., Sette D., Wanderling F. «Nucl. Instrum. and Methods», 1967, v. 55, p. 189.
27. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. Пер. с немецк. М., Изд-во иностр. лит. 1957.
28. Ультразвуковые преобразователи. Под ред. Е. Кикучи. Пер. с англ. М., «Мир», 1972.
29. Brown R. C. A., Hilke H. J., Jarman P. «Nature», 1968, v. 220, p. 1177.
30. Brown R. C. A., Hilke H. J., Jarman P. Preprint CERN, D. Ph. 11/USBC 70-2, 1970.
31. Brown R. C. A. e.a. In: Proc. Intern. Conf. Bubble Chamber Technology. Argonne Natl. Lab., 1970, p. 376.
32. Акуличев В. А. и др. «Докл. АН СССР», 1969, т. 189, с. 973; «Акуст. журн.», 1969, т. 15, с. 505.
33. Акуличев В. А. и др. Сообщение ОИЯИ, P13-6513, 1972; «Акуст. журн.», 1973, т. 19 с. 486.
34. Brown R. C. A., Harigel G., Hilke H. J. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 82, p. 327.
35. Акуличев В. А. и др. Сообщение ОИЯИ, P13-7474, 1973; «Докл. АН СССР», 1974, т. 216, с. 517.
36. Физическая акустика. Под. ред. У. Мэзона. Пер. с англ. Т. IА, М., «Мир», 1966.

37. Makarov L. O. In: 7th Intern. Congress on Acoustics. Rep. 23E6, Budapest, 1971.
38. Brown R. C. A., Hilke H. J. «Phys. Bull.», 1972, v. 23, p. 215.
39. Brown R. C. A., Hilke H. J., Jarman P. D. «Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 106, p. 573.
40. Блохинцева Т. Д. и др. «ПТЭ» 1962, т. 5, с. 51.
41. Ishihara N. e.a. «Japan J. Appl. Phys.», 1975, v. 14, p. 101.
42. Акуличев В. А., Копова А. М. В кн.: VIII Всесоюзная Акустическая конференция. М., Акустический ин-т, 1973.
43. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Физматгиз, 1954.
44. Akulich V. A. e.a. In: Intern. Conf. Instrum. for High Energy Physics. Frascati, Italy, 1973, p. 41.
45. Brown R. C. A., Hilke H. J., Jarman P. D. In: Intern. Conf. Instrum. for High Energy Physics. Frascati, Italy, 1973, p. 38.
46. Plesset M. S., Zwick S. A. «J. Appl. Phys.», 1954, v. 25, p. 493.
47. Trammell G. T. «J. Appl. Phys.», 1962, v. 33, p. 1660.
48. Акуличев В. А. и др. Сообщение ОИЯИ, P13-5327, 1970.
49. Акуличев В. А., Алексеев В. Н., Наугольных К. А. «Акуст. журн.», 1971, т. 17, с. 356.
50. Ткачев Л. Г., Шестаков В. Д. «Акуст. журн.», 1972, т. 18, с. 433.
51. Ткачев Л. Г., Шестаков В. Д. «Акуст. журн.», 1973, т. 19, с. 257.
52. Акуличев В. А., Алексеев В. Н. В кн.: Отчет Акустического ин-та. М., 1973.
53. Алексеев В. Н. В кн.: VIII Всесоюзная Акустическая конференция. М., Акустический ин-т, 1973.
54. Акуличев В. А. «Акуст. журн.», 1975, т. 21, с. 351.
55. Алексеев В. Н. «Акуст. журн.», 1975, т. 21, с. 497.
56. Shestakov V. D., Tkachev L. G. «Intern. J. Heat Mass Transfer.», 1975, v. 18, p. 685.
57. Ткачев Л. Г., Шестаков В. Д. В кн.: VI Междунар. симпозиум по нелинейной акустике. М., Изд-во МГУ, 1975, с. 282.
58. Дидык А. Ю., Ткачев Л. Г., Шестаков В. Д. В кн.: Симпозиум по физике акустико-гидродинамических явлений (Сухуми). М., «Наука», 1975, с. 107.
59. Акуличев В. А., Алексеев В. Н., Юшин В. П. В кн.: Симпозиум по физике акустико-гидродинамических явлений (Сухуми). М., «Наука», 1975, с. 80.
60. Алексеев В. Н. «Акуст. журн.», 1976, т. 22, с. 185.
61. Акуличев В. А., Алексеев В. Н., Юшин В. П. В кн.: Отчет Акустического ин-та. М., 1975.
62. Акуличев В. А., Алексеев В. Н., Юшин В. П. В кн.: VI Междунар. симпозиум по нелинейной акустике. М., Изд-во МГУ, 1975, с. 262.
63. Дидык А. Ю., Ткачев Л. Г., Шестаков В. Д. Сообщение ОИЯИ, P13-9458, Дубна, 1976.
64. Plesset M. S., Hsieh D.-Y. «Phys. Fluids», 1960, v. 3, p. 882.
65. Eller A., Flynn H. G. «J. Acoust. Soc. Amer.», 1965, v. 37, p. 493.
66. Wang T. «J. Acoust. Soc. Amer.», 1974, v. 56, p. 1131.
67. Ткачев Л. Г., Шестаков В. Д. Сообщение ОИЯИ P13-7206, 1973.
68. Narigel G., Horlitz G., Wolff S. Report DESY, 72/16, Hamburg, 1972.
69. Капустина О. А., Статников Ю. Г. «Акуст. журн.», 1967, т. 13, с. 383.
70. Turner L. R. Report at Meet. on USBC. Rutherford High Energy Labor., 1971.
71. Акуличев В. А. и др. Авт. свид. № 275243. Бюлл. изобр., 1974, № 29.