



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 97-85

ФТО

А.В. Плескач

**АНАЛИЗ НЕОБРАТИМОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ  
ЖИДКОСТНОГО РАСШИРЕНИЯ  
В БЫСТРОЦИКЛИРУЮЩЕЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ**

Направлено в *ПТЭ*

Протвино 1997

### **Аннотация**

Плескач А.В. Анализ необратимого тепловыделения жидкостного расширения в быстроциклирующей пузырьковой камере: Препринт ИФВЭ 97-85. – Протвино, 1997. – 17 с., 12 рис., 2 табл., библиогр.: 12.

Проведен анализ необратимого тепловыделения чисто жидкостного расширения при осуществлении рабочего цикла быстроциклирующей пузырьковой камеры, которое может составлять для квазичистых камер значительную часть от общего необратимого тепловыделения. Показано, что определяющую роль в структуре жидкостного необратимого тепловыделения играет рассеяние энергии колебательного движения в расширяющейся жидкости и что эта компонента существенно зависит от геометрии тракта расширения. Предложена методика оптимального профилирования тракта расширения, которая, уменьшая жидкостное необратимое тепловыделение, позволяет уменьшить и суммарную необратимость в рабочем объеме быстроциклирующей камеры, улучшив тем самым ее точностные характеристики.

### **Abstract**

Pleskach A.V. Analysis of Irreversible Heat Emission of Liquid Expansion in a Rapid Cycling Bubble Chamber: IHEP Preprint 97-85. – Protvino, 1997. – p. 17, figs. 12, tables 2, refs.: 12.

The analysis is conducted of the irreversible heat emission during a cycle of the pure liquid expansion of a rapid cycling bubble chamber which can be a significant fraction of the total heat load for a quasi-clean bubble chamber. It is shown that the main origin of the liquid irreversible heat emission consists in oscillations of the expanding liquid and that it is defined by the geometry of the expansion path. The methods of finding the optimal configuration of an expansion path are proposed, which allow one, by diminishing liquid irreversible heat emission, to decrease the total heat load of the working volume of a rapid cycling bubble chamber and thereby to improve its precision.

## Введение

В работе [1] показано, что необратимое или динамическое тепловыделение в пульсирующей метастабильной жидкости определяется жидкостным необратимым тепловыделением (далее необратимое тепловыделение будет называться необратимостью) и необратимостью, обусловленной паразитным кипением, т.е. образованием паровой фазы — паровой необратимостью. При этом жидкостная необратимость для быстроциклирующих пузырьковых камер, которые являются квазичистыми [2-4], оказывается соизмеримой, а иногда даже больше паровой необратимости. Необратимость в рабочем объеме камеры существенно влияет как на точностные характеристики быстроциклирующей камеры, так и на устойчивость ее работы в серии с глубоким заходом в метастабильную область.

Жидкостная необратимость в периодически адиабатически расширяющейся и сжимающейся пульсирующей жидкости определяется, во-первых, трением как в самой жидкости, так и жидкости о стенки [5], во-вторых, необратимым теплообменом со стенками [6], который приводит к возрастанию энтропии системы, в-третьих, градиентом давления, возникающим в движущейся с ускорением жидкости [7].

### 1. Трение в жидкости

На рис. 1 представлены поперечное и продольное (поперек направления пучка и вдоль) сечения корпуса исследуемой быстроциклирующей пузырьковой камеры [4], на которых в числе прочих элементов видны конструкция узла изменения объема и, соответственно, конструкция расширительного тракта камеры. В [1] приведена величина необратимости жидкостного расширения (для рабочего режима при температуре 29,8 К), которая равна 0,08 Дж/(л-цикл). Эта величина будет использоваться для сравнения с вкладами названных выше механизмов тепловыделения, определяемых при тех же параметрах рабочего режима.

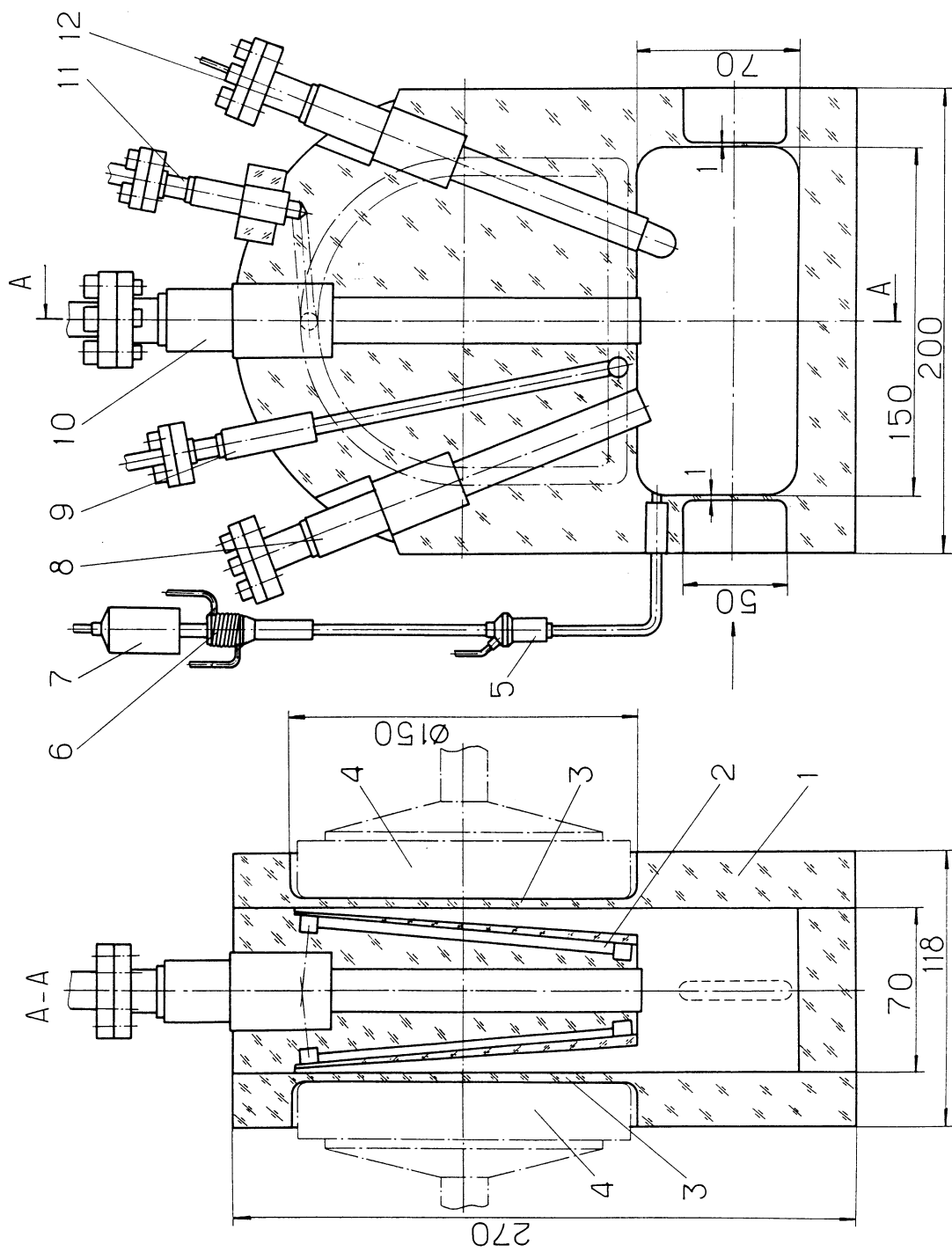


Рис. 1. Корпус рабочего объема БПК: 1 — корпус; 2 — теплообменник-вытеснитель; 3 — мембрана; 4 — поршень; 5 — бульба конденсационного термометра; 6 — теплообменник капилляра; 7 — фильтр; 8, 12 — вводы датчиков давления и температуры; 9, 11 — вход и выход теплообменника; 10 — клапан наполнения.

Тепловыделение, обусловленное вязкостным трением в жидкости при ее движении в канале постоянного сечения произвольной формы, определяется через потерю давления [8]:

$$Q = v \cdot S \cdot \Delta P \cdot \tau_u,$$

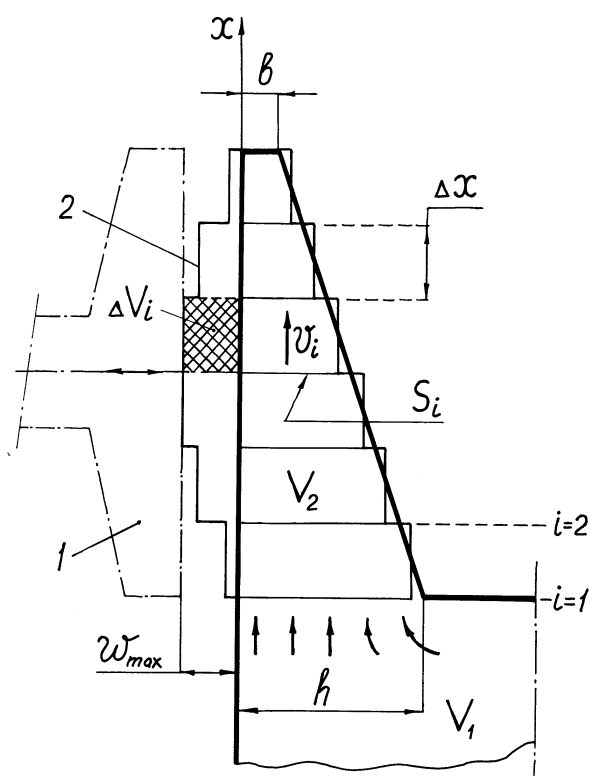
где  $v$  — скорость движения,  $S$  — поперечное сечение канала,  $\Delta P$  — потеря давления,  $\tau_u$  — длительность движения.

Потери давления при течении жидкости в каналах различной формы поперечного сечения определяются достаточно точно [9] по определяемому для каждой формы канала гидравлическому диаметру ( $d_r$ ).

Процесс расширения жидкости в камере и ее последующего сжатия приближенно можно рассматривать как безынерционное движение жидкости в канале, определяемом конфигурацией камеры, с некоторой усредненной скоростью в течение времени, равного длительности цикла камеры. Это делает полностью применимой приведенную выше формулу для нашего случая.

Для рассматриваемой конфигурации рабочего объема (РО) камеры очевидно, что определяющими будут потери на трение при движении жидкости в подмембранном объеме (ПМО) как имеющем наименьшее сечение и наибольшие скорости движения жидкости во время расширения. Расчетная схема этого объема приведена на рис. 2. Детали расчета движения жидкости в РО приведены в Приложении 1.

Рис. 2. Расчетная схема подмембранного объема: 1 — поршень; 2 — мембрана в деформированном состоянии;  $w_{max}$  — рабочий ход поршня (прогиб мембраны);  $V_1$  — половина полезного объема камеры;  $V_2$  — объем под мембраной. (Для наглядности прогиб мембраны изображен увеличенным примерно в 7 раз по отношению к  $h$ .)



Результаты расчета тепловыделения из-за трения в ПМО (практически в полном объеме камеры) представлены на рис. 3–6. Ширина нижней части ПМО исследуемой камеры составляет  $h = 15$  мм, а ширина верхней части  $b = 3$  мм. В связи с профилактической заменой мембран после каждого сеанса допускается уменьшение ширины  $b$  до 1,5 мм, после чего ширина  $b$  восстанавливается до 3 мм.

На рис. 3 представлено тепловыделение от трения в зависимости от ширины низа ПМО ( $h$ ) при ширине верха ПМО  $b = 0$ . Из графика, приведенного на этом рисунке, видно, что имеет место сильная зависимость  $Q(h)_{b=0}$ . В результате, например при увеличении  $h$  с 3,5 мм до рабочей — 15 мм,  $Q$  падает примерно в 20 раз, достигая величины  $\sim 0,003$  Дж, которая существенно меньше полной жидкостной необратимости ( $U \cdot V = 0,08 \cdot 1,1 \cong 0,09$  Дж).

На рис. 4 представлено изменение средней скорости движения жидкого водорода по высоте ( $x$ ) ПМО при нескольких значениях ширины его верхней части ( $b$ ) и постоянной ширине нижней части  $h = 15$  мм (рабочей). Видно, что с возрастанием  $b$  (даже незначительным вначале) резко уменьшается скорость движения в верхней части ПМО. Максимальная скорость под мембраной примерно в 3 раза выше скорости движения жидкого водорода перед входом в ПМО камеры.

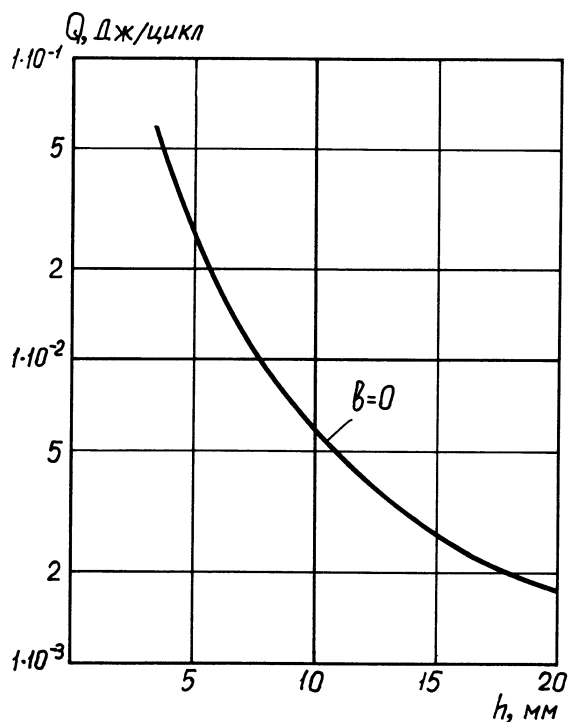


Рис. 3. Зависимость тепловыделения, вызванного трением в жидкости, от ширины входа в подмембранный объем ( $h$ ) при ширине его верха  $b = 0$ .

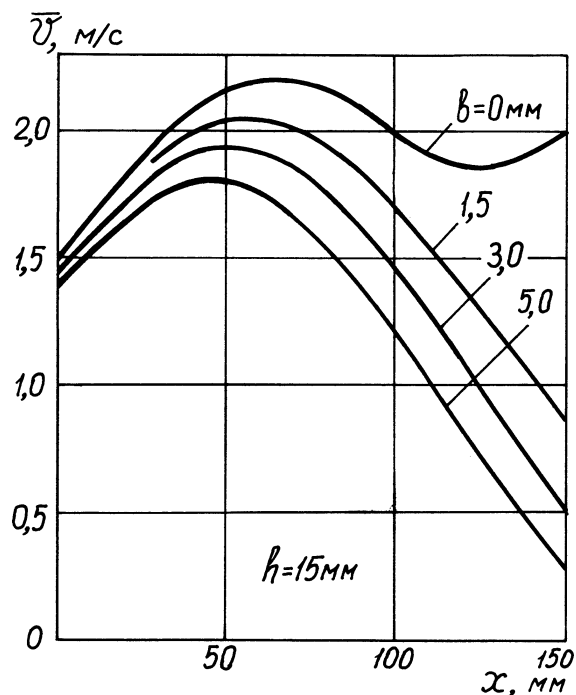


Рис. 4. Изменение средней скорости движения жидкого водорода по высоте подмембранного объема ( $x$ ) в зависимости от ширины его верха ( $b$ ) при рабочей ширине его нижней части  $h = 15$  мм.

На рис. 5 представлена зависимость тепловыделения от ширины верха ПМО ( $b$ ) при рабочей ширине низа ПМО  $h = 15$  мм. В отличие от  $Q(h)_{b=0}$ , приведенной на рис. 3, рассматриваемая зависимость  $Q(b)_{h=15 \text{ мм}}$  является более слабой и тепло трения во всем рассматриваемом диапазоне изменения  $b$  остается существенно меньше измеренной в [1] необратимости жидкостного расширения. При рабочей ширине  $b = 3$  мм тепло трения составляет  $\sim 0,002$  Дж, и, таким образом, можно заключить, что тепло трения не может являться определяющим в формировании необратимости жидкостного расширения, которая составляет 0,09 Дж.

Несмотря на относительную малость величины тепла трения, результаты расчета могут иметь практический интерес, если их представить в виде распределения местного удельного тепловыделения  $q_i = Q_i / (\Delta x \cdot S_i)$  (см. Приложение 1) по высоте ПМО. Результаты такого расчета представлены на рис. 6 в виде  $q_i(x)_{b=\text{const}}$ . Из приведенных результатов следует, что при  $b = 0$  (при наличии острого угла вверху ПМО) в верхней точке ПМО камеры имеет место значительное локальное возрастание  $q_i$  до величины 0,03 Дж/(л·цикл). Достаточно большая величина ее вместе с малой зоной ее действия осложняет эффективный теплоотвод и способствует созданию условий для перегрева верхней точки камеры, т.е. созданию “горячей точки”. При этом уже небольшое “притупление” этого угла (до  $b = 1,5$  мм) приводит к сильному падению локального удельного тепловыделения в верхней точке в 18 раз. Таким образом, с точки зрения исключения местного перегрева жидкого водорода в верхней точке камеры, необходимо иметь  $b > 0$  и практически  $b \geq 1,5$  мм.

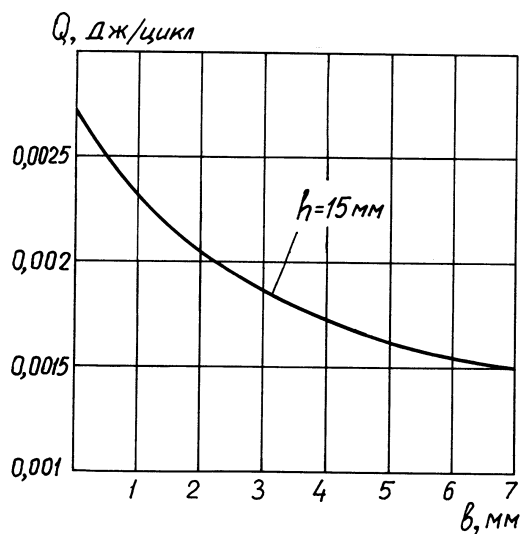


Рис. 5. Зависимость тепловыделения трения от ширины верха подмембранного объема ( $b$ ) при рабочей ширине его низа  $h = 15$  мм.

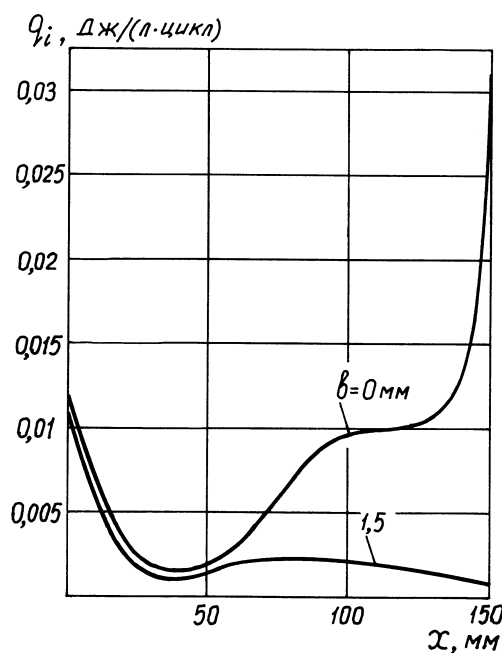


Рис. 6. Распределение удельного локального тепловыделения трения ( $q_i$ ) по высоте подмембранного объема ( $x$ ) в зависимости от ширины его верхней части ( $b$ ) при рабочей ширине нижней  $h = 15$  мм.

## 2. Необратимый теплообмен со стенками

Процесс расширения в камере в силу его кратковременности и хорошей изоляции корпуса камеры относительно окружающей среды должен носить обратимый адиабатический характер и сопровождаться понижением температуры жидкого водорода. Однако изоляция корпуса камеры относительно окружающей среды не обеспечивает равновесное протекание процесса расширения жидкости, т.к. сама жидкость не изолирована относительно теплоемких стенок, в которые она заключена. Поэтому процесс расширения, вызывая понижение температуры жидкого водорода, сопровождается подводом тепла к нему от стенок, имеющих более высокую температуру, практически равную температуре жидкости в статике (перед началом расширения). В силу того, что процесс передачи тепла, протекая при конечной разности температур, в принципе является неравновесным необратимым процессом, то по окончании цикла “расширение — сжатие” жидкость не возвращается в исходное термодинамическое состояние и энтропия системы возрастает на величину  $\delta S$ . И теперь, чтобы систему вернуть в исходное термодинамическое состояние, необходимо от нее отвести тепло в количестве  $T \cdot \delta S$ . В итоге жидкостная необратимость, обусловленная адиабатическим понижением температуры расширяющейся жидкости и ее необратимым теплообменом со стенками, может быть определена по методике, изложенной в [6] и адаптированной для наших условий (с учетом импульсного изменения давления и температуры, соответственно).

Возрастание энтропии в системе “стенка — жидкий водород” приближенно определяется по следующей формуле:

$$\delta S = \frac{8f\alpha\tau_u}{\pi(\pi\Theta^2 - 2\Theta)},$$

где  $\Theta = \frac{T_0}{\Delta T_{ад}} - 1$ ,  $T_0$  — рабочая температура водорода,  $\Delta T_{ад} = \left(\frac{T_0}{C_p} \cdot \frac{\beta}{\rho}\right)(P_с - P_n)$  — понижение температуры в процессе расширения,  $C_p$  — теплоемкость водорода,  $\rho$  — плотность водорода,  $\beta$  — коэффициент температурного расширения водорода,  $P_с$  — верхнее давление в камере,  $P_n$  — нижнее давление в камере,  $\alpha = A_{(T)}\Delta T_{ад}^{1/3}$  — коэффициент теплоотдачи в режиме естественной конвекции,  $f$  — величина внутренней поверхности камеры,  $\tau_u$  — длительность рабочего цикла камеры.

Тогда необратимость, вызванная возрастанием энтропии системы, определяется следующим образом:

$$Q = T_0\delta S.$$

Как показали расчеты для рабочих условий функционирования камеры во время измерения жидкостной необратимости ( $T_0=29,3$  К,  $P_с=8,3$  атм,  $P_n = 4,3$  атм,  $\tau_u = 5$  мс — [1]), величина необратимого тепловыделения, обусловленного теплообменом со стенками, составляет  $Q = 0,001$  Дж/цикл.



### 3. Необратимое тепловыделение от осцилляции жидкого водорода

Во время расширения (и, соответственно, последующего сжатия) внутри рабочей жидкости, как в любой упругой среде, происходит собственный колебательный процесс, который приводит к возникновению градиента давления в направлении расширения. Осцилляции давления в жидкости во время осуществления рабочего цикла камеры приводят к дополнительному нагреву, поскольку в конечном счете происходит диссипация энергии в рабочей жидкости [7].

Внешнее усилие, прилагаемое к рабочей жидкости со стороны системы расширения и вызывающее ее расширение и последующее сжатие, является по отношению к упругой жидкости вынуждающей силой, которая задает колебание системы. Очевидно, что жидкостная упругая система (столб жидкости в простейшем случае) имеет собственную частоту колебаний и в зависимости от того, насколько близка частота вынужденных колебаний к частоте собственных колебаний жидкостного объема, настолько больше градиент давления, возникающий в жидкости, и, соответственно, тепло, выделяющееся внутри рабочей жидкости во время осуществления рабочего цикла (при неизменном коэффициенте рассеяния энергии).

Поэтому для определения тепла, выделяющегося внутри жидкости из-за возникновения внутри нее осцилляции давления, нужно прежде всего провести расчеты собственного колебательного процесса в жидкостном объеме камеры.

В соответствии с конфигурацией рабочего объема камеры, изображенного на рис. 7 (приведен контур всего внутреннего объема камеры), в последнем можно выделить две полости с разными жесткостями: ПМО (два — под каждой из мембран) и полезный объем (ПО) камеры. При этом симметричное расширение относительно вертикальной плоскости симметрии позволяет рассматривать колебательный процесс для одной из частей камеры.

Жесткости ПО и ПМО камеры определяются следующим образом:

$$K_1 = B \frac{S_0^2}{V_1} \quad \text{и} \quad K_2 = B \frac{S_0^2}{V_2},$$

где  $B$  — модуль упругости (близкий к адиабатическому) рабочей жидкости (жидкого водорода),  $V_1$  — величина половины ПО камеры,  $V_2$  — величина ПМО,  $S_0$  — сечение входа в ПМО, разделяющее полости  $V_1$  и  $V_2$ .

При расчете колебательного движения в жидкостном объеме можно сделать следующие допущения: 1) пренебречь градиентом давления в объеме  $V_2$  в направлении оси расширения по сравнению с направлением вдоль мембраны (он меньше примерно на два порядка); 2) пренебречь массой в объеме  $V_1$ , т.к. скорость движения в нем существенно меньше, чем в подмембранном объеме  $V_2$ .

Расширение рассматриваемой камеры и соответствующее ему изменение объема происходят за счет прогиба каждой из мембран, опирающихся на перемещающийся во время осуществления рабочего цикла поршень [4]. Итоговое движение мембра-

ны, вызванное системой расширения, является вынуждающим по отношению к жидкостному объему.

Первое допущение позволяет расчетную схему колебательного движения жидкостной системы свести к линейной (одномерной), как это показано на рис. 7. Т.е. в ПМО основное перемещение жидкости происходит вдоль мембраны.

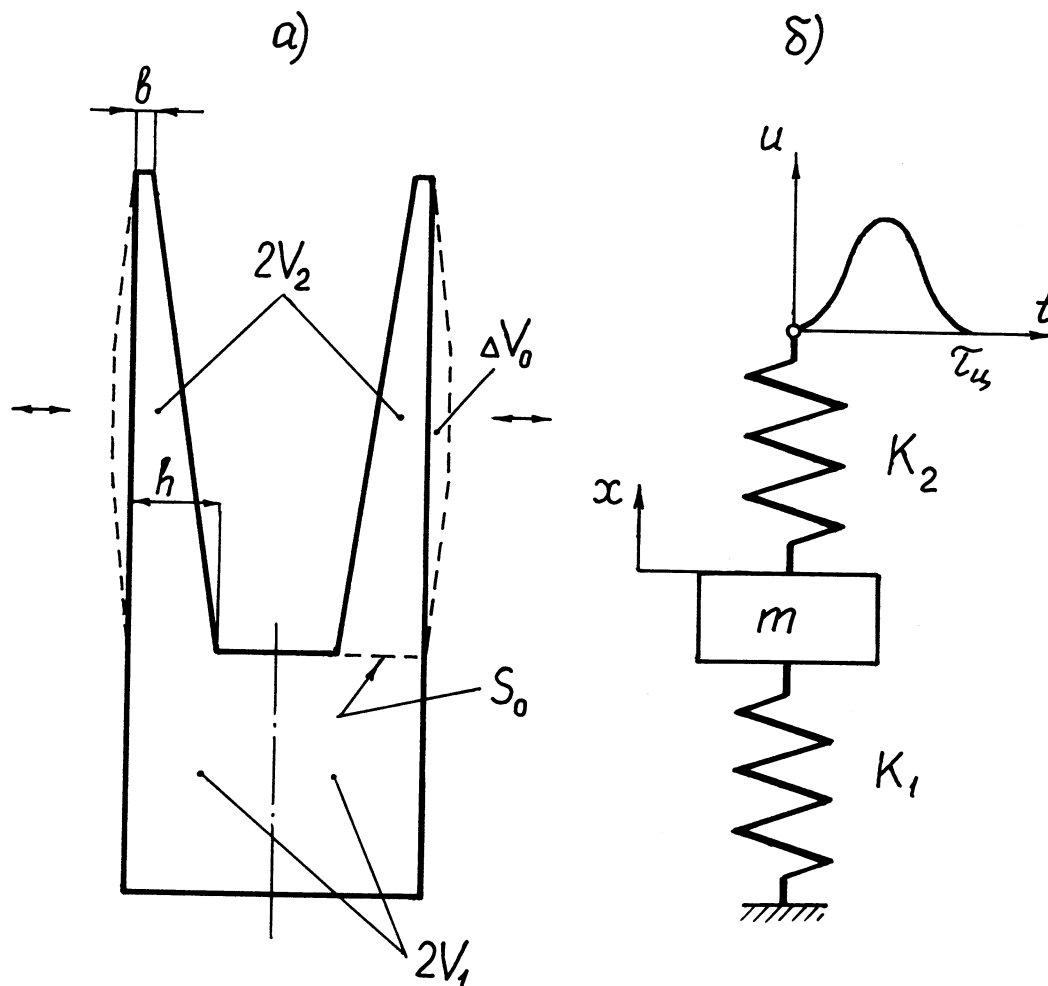


Рис. 7. Расчетная схема собственного колебательного процесса в жидкостном объеме камеры: а) контур поперечного сечения рабочего объема камеры с мембраной в прогнутом состоянии; б) схема изображения колебательного процесса в рабочем объеме камеры, где  $K_1$  — жесткость полезного объема,  $K_2$  — жесткость подмембранного объема,  $m$  — приведенная масса жидкого водорода под мембраной.

Второе допущение позволяет значительно упростить расчетную схему колебательного движения. Детали расчета колебательного движения в жидкостном объеме даны в Приложении 2.

С помощью полученных в Приложении 2 выражений были рассчитаны кривые изменения давления в РО камеры и в ПМО. На рис. 8 представлены в графическом

виде результаты такого расчета для  $b = 0$  и рабочей ширины основания ПМО ( $h=15$  мм). На рис. 9 показано поведение перепада давления (градиента) между ПМО и РО для тех же размеров ПМО ( $b = 0$ ,  $h=15$  мм). Из приведенного рис. 9 следует, что перепад давления  $\Delta P(t)$  во время осуществления рабочего цикла камеры носит переменный характер. Можно указать, что из этих рисунков следует ограничение на длительность цикла ( $> 2$  мс). В этом случае средний за время цикла ( $\tau_u$ ) перепад давления в соответствии с рис. 9 определяется из выражения

$$\bar{\Delta P} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta P_i^2}{n}},$$

где  $n$  — число амплитуд  $\Delta P$  в течение рабочего цикла.

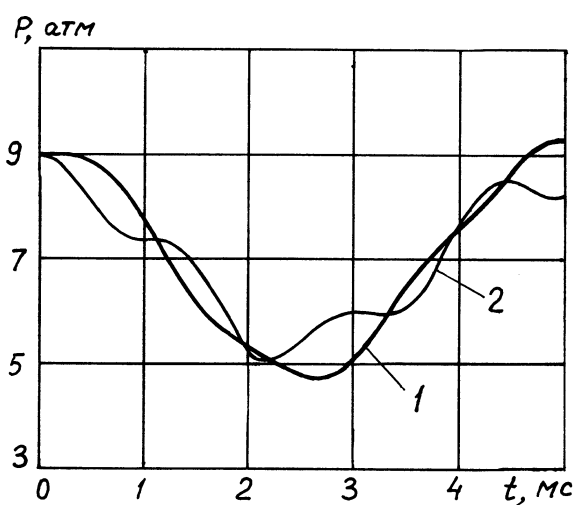


Рис. 8. Расчетные кривые изменения давления в рабочем объеме камеры в течение рабочего цикла (для  $b = 0$  и  $h = 15$  мм): 1 — изменение давления в полезном объеме камеры; 2 — изменение давления в подмембранном объеме камеры.

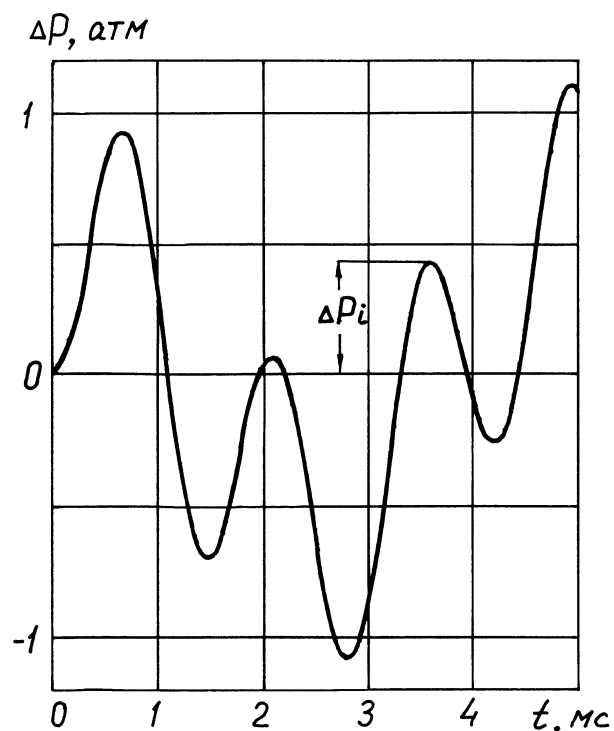


Рис. 9. Расчетное изменение перепада давления между подмембранным и полезным объемами (градиента давления в рабочем объеме) в течение рабочего цикла (для  $b = 0$  и  $h = 15$  мм).

На основании данных, полученных в результате расчета колебательного процесса в жидкостном объеме, можно определить количество тепловой энергии, рассеиваемой из-за возникновения осцилляций давления в жидкости.

Работа однократного сжатия в расчетном объеме  $\bar{V}(\bar{V} \cong V/2 = V_1 + V_2)$  определяется из следующего выражения:

$$A = \frac{1}{2}B \left( \frac{\Delta P}{B} \right)^2 \bar{V}.$$

Тепло, выделяющееся (рассеивающееся) в камере, определяется как доля потери этой работы:

$$Q = UV = \beta A,$$

где  $\beta$  — коэффициент потерь энергии,  $U$  — удельное динамическое тепловыделение,  $V = 2(V_1 + V_2)$  — полный внутренний (рабочий) объем камеры. На основании наблюдения за колебанием давления в камере после окончания рекомпрессии (окончания рабочего цикла) коэффициент ослабления амплитуды составляет  $1/3$  (т.е. вторая амплитуда уменьшается на  $1/3$ ). Принимая во внимание, что  $A \equiv (\Delta P)^2$ , получим, что коэффициент потери (рассеяния, диссипации) энергии составит  $\beta \simeq 0,5$ .

В итоге, принимая во внимание найденное значение  $\beta \simeq 0,5$  и учитывая, что за время рабочего цикла (см. рис. 9) осуществляется  $\sim 2\tau_u/\tau_{осц}$  процессов “расширения — сжатия” в расчетном объеме (циклов изменения давления), получим окончательное выражение для определения количества тепла, выделяющегося из-за наличия осцилляций в жидкости:

$$UV = 0,5B \left( \frac{\bar{\Delta P}}{B} \right)^2 (V_1 + V_2) \frac{\tau_u}{\tau_{осц}}.$$

На рис. 10 приведены результаты расчета тепловыделения, обусловленного осцилляцией жидкости, в зависимости от  $h$  при  $b = 0$ . Из приведенной зависимости видно, что при  $h = 3$  мм необратимое тепловыделение становится аномально высоким и даже превышает величину тепловыделения у “грязных” камер. При возрастании  $h$  с 3 до 15 мм  $UV$  падает в 19 раз, т.е. имеет качественно тот же характер, что и тепловыделение из-за трения.

На рис. 11 приведены результаты расчета тепловыделения из-за осцилляций в зависимости от  $b$  при  $h = 15$  мм (при рабочей ширине низа ПМО).

Из этого графика следует, что зависимость  $UV = f(b)_{h=15}$  мм гораздо слабее, чем  $UV = f(h)_{b=0}$ , приведенная на рис. 10, и первая зависимость позволяет корректировать форму тракта расширения для уже выбранной  $h$ , которая должна удовлетворять также и условию размещения (прохождения) арматуры и датчиков в оставшейся от ПМО верхней части камеры. Из рис. 10 и 11 следует, что разработанная методика определения необратимости из-за градиента давления позволяет учитывать форму тракта расширения, которая весьма существенно влияет на величину необратимости жидкостного расширения и при рабочей величине параметров ПМО ( $b = 3$  мм и  $h = 15$  мм) величина  $UV$  по порядку величины оказывается соизмеримой с измеренным динамическим тепловыделением в жидкой фазе в [1] — 0,09 Дж/цикл.

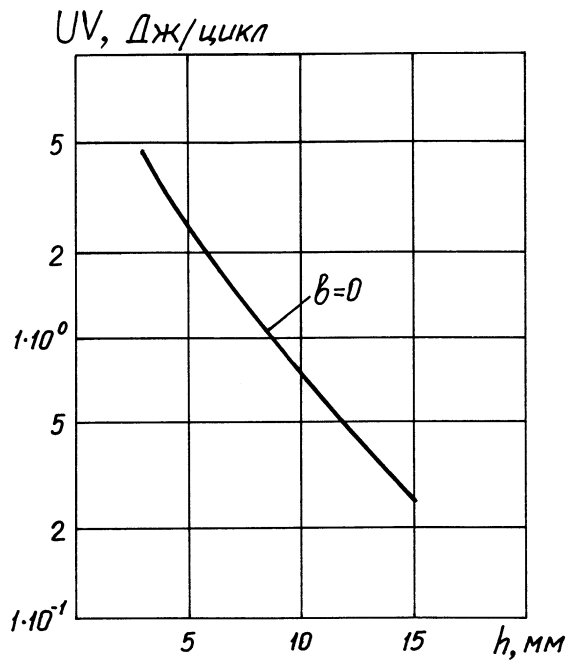


Рис. 10. Зависимость необратимости, вызванной осцилляцией жидкости, от ширины низа подмембранного объема ( $h$ ) при ширине его верха  $b = 0$ .

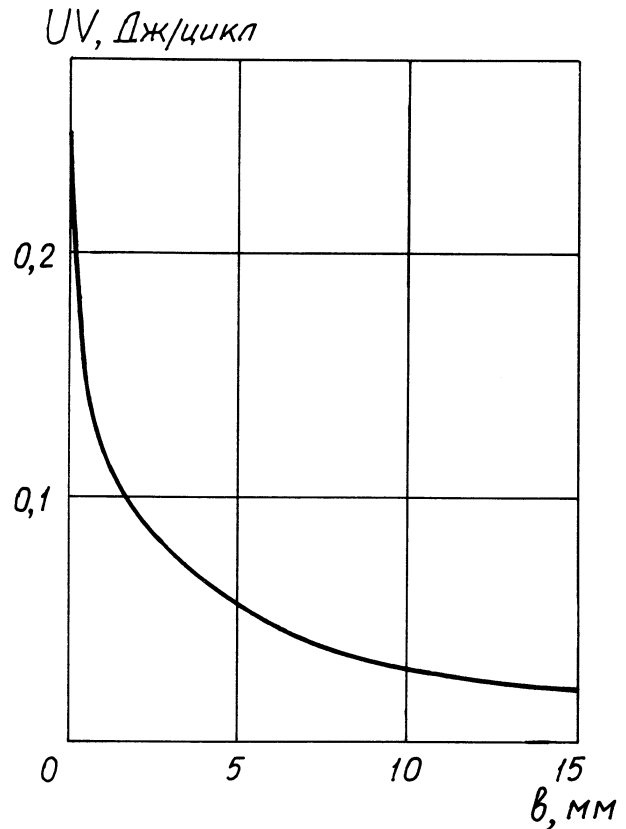


Рис. 11. Зависимость необратимости, вызванной осцилляцией жидкости, от ширины верха подмембранного объема ( $b$ ) при ширине его низа  $h = 15$  мм.

#### 4. Анализ полученных результатов

В табл. 1 приведены расчетные данные необратимости ( $UV$ ): из-за трения, из-за необратимости теплообмена со стенкой и необратимости из-за диссипации энергии, осциллирующей во время расширения жидкости при нескольких параметрах ( $b, h$ ) ПМО.

Таблица 1.

Причина тепло-выделения ( $UV$ )	$h=3,0$ мм	$h=15$ мм		
	$b = 0$	$b = 0$	$b=1,5$ мм	$b=3$ мм
Трение	0,06	0,0027	0,0022	0,0019
Теплообмен со стенкой	0,001	0,001	0,001	0,001
Осцилляции	4,7	0,25	0,1	0,08
$\Sigma$	4,761	0,254	0,103	0,083
Доля $UV$ осцилляций	98,7%	98,5%	96,9%	96,5%

Из приведенной таблицы видно, что доля необратимого тепловыделения от осцилляции (в широком диапазоне изменения  $b$  и  $h$ ) составляет в среднем  $\sim 98\%$ , т.е. она является основной составляющей динамического тепловыделения жидкостного расширения. Кроме того, в соответствии с [1] доля необратимости жидкостного расширения в общей необратимости при работе с оптимальной длительностью цикла может составлять  $75\%$  и более. Поэтому при разработке формы тракта расширения БЦПК из практических соображений можно руководствоваться только потерями из-за осцилляций внутри жидкости.

В табл. 2 приведены расчетные данные необратимости из-за осцилляции в жидком водороде при рабочей ширине входного сечения ПМО  $h = 15$  мм в зависимости от ширины ( $b$ ) верха вертикального сечения ПМО. Эти данные приведены в совокупности с параметрами камеры и мембраны, на которые оказывает влияние величина  $b$ , а именно: величиной объема под мембранами ( $2V_2$ ); суммарным внутренним объемом камеры ( $V = 2V_1 + 2V_2$ ); ходом поршня системы расширения (прогибом мембраны) ( $w_{max}$ ); максимальным напряжением ( $\sigma$ ), возникающим в мембране при этом прогибе; рабочим ресурсом мембраны ( $N$ ), который определялся из условия линейной зависимости логарифма долговечности ( $\lg N$ ) от максимального напряжения ( $\sigma$ ) при принятом на основании экспериментальных данных для  $\sigma = 451$  кг/см<sup>2</sup> базовом числе циклов  $N_\sigma = 10^7$ .

Таблица 2.

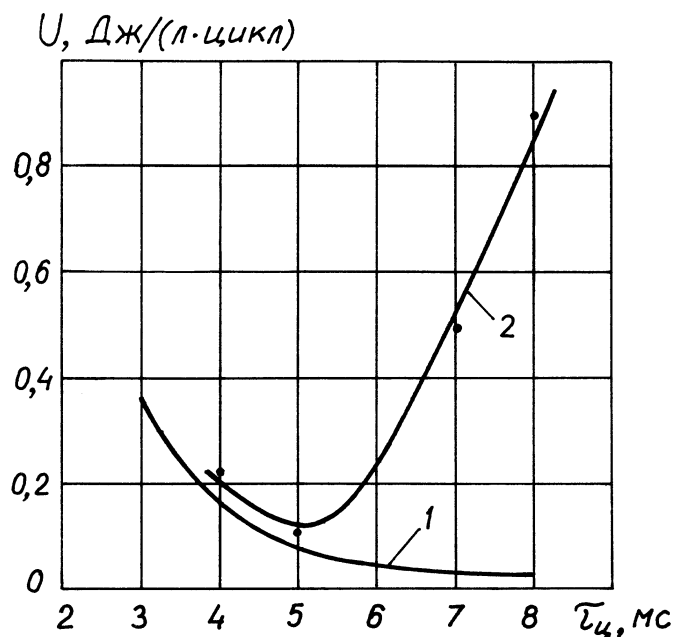
$h=15$ мм							
$b$ , мм	0	1,5	3	5	7	9	15
$UV$ , Дж/цикл	0,25	0,1	0,08	0,056	0,04	0,033	0,021
$2V_2$ , см <sup>3</sup>	330	357	384	420	457	493	602
$V = 2V_1 + 2V_2$ , см <sup>3</sup>	1065	1092	1119	1155	1192	1228	1337
$w_{max}$ , мм	1,0	1,04	1,07	1,12	1,16	1,21	1,34
$\sigma$ , кг/см <sup>2</sup>	451	459	464	473	481	491	511
$N$ , цикл	$1 \cdot 10^7$	$0,95 \cdot 10^7$	$0,9 \cdot 10^7$	$0,82 \cdot 10^7$	$0,75 \cdot 10^7$	$0,68 \cdot 10^7$	$0,54 \cdot 10^7$
$U$ , Дж/(л·цикл)	0,23	0,092	0,071	0,048	0,034	0,027	0,016

Из табл. 2 следует, что при увеличении  $b$  до 15 мм, т.е. вырождении усеченной клиновидной формы вертикального поперечного сечения ПМО в прямоугольную, значение  $UV$  уменьшается примерно в 5 раз по сравнению с  $b = 1,5$  мм, однако при этом ресурс мембраны уменьшается приблизительно на 50% по сравнению с  $b = 0$ . При  $b = 1,5$  мм ресурс мембраны уменьшается всего на 5% ( $b = 0$  позволяет иметь наименьший объем под мембраной – и с этим идеальным вариантом идет сравнение других). Таким образом, в реальности при разработке узла изменения объема и его тракта расширения приходится искать решение, которое бы удовлетворяло одновременно ряду противоречивых факторов: минимизации необратимого тепловыделения, ресурсу работы, экономичности системы.

На рис. 12 приведена зависимость жидкостной необратимости от длительности цикла ( $\tau_u$ ), рассчитанная для условий:  $\Delta V/V = 1,6\%$  и  $P_e - P_n = 4$  атм при

$P_6 = 9$  атм. При уменьшении длительности цикла до 3 мс жидкостная необратимость возрастает в 4,6 раза по сравнению с  $\tau_u = 5$  мс. На этом же графике нанесена экспериментальная величина полной необратимости в камере в той же зависимости, измеренной в [1] примерно при тех же условиях. Разница между этими кривыми  $U_{жс} = f(\tau_u)$  и  $U_{\Sigma}^{эксн} = f(\tau_u)$  эквивалентна составляющей, вызванной паровой необратимостью, и наглядно иллюстрирует наличие двух механизмов формирования необратимости в БЦПК, описанных в [10] и косвенно измеренных в [1]. Значительное возрастание паровой необратимости при  $\tau_u > 6$  мс объясняется в меньшей степени увеличением скорости роста образовавшейся паровой фазы и в большей степени интенсивным образованием новых центров кипения, связанным с увеличением длительности пребывания жидкости в метастабильном состоянии.

Рис. 12. Расчетная зависимость жидкостной необратимости от длительности рабочего цикла камеры и ее сравнение с полной необратимостью: 1 — расчетная кривая жидкостной необратимости; 2 — экспериментальная кривая полной необратимости в рабочем объеме камеры.



## 5. Выводы

1. Показано, что основной причиной жидкостной необратимости (составляющей в свою очередь до 80% от общей необратимости при оптимальном режиме работы БЦПК) является диссипация энергии собственного колебательного движения жидкости.

2. Разработана методика расчета жидкостной необратимости, которая, позволяя учитывать любую конфигурацию тракта расширения камеры, создает возможность для оптимального конструирования БЦПК для заданных условий эксперимента.

3. Показано, что даже в случае чисто жидкостного расширения следует избегать в тракте расширения острых углов.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность В.В.Максимову за помощь в проведении расчетов и профессору А.М.Моисееву за постоянное внимание к работе и ценные замечания.

## Список литературы

- [1] Моисеев А.М. и др. — Препринт ИФВЭ 96-60, Протвино, 1996.
- [2] Benichou J.L. et al.//Nucl. Instr. and Meth., 1981, v.190, № 3, p.487.
- [3] Leutz H. — Preprint CERN/PPE 93-203, Geneva,1993.
- [4] Ardashev E.N. et al.//Nucl. Instr. and Meth., 1995, v.A356, p.210.
- [5] 5. Малков М.П. и др. Справочник по физико-техническим основам криогеники. — М.: Энергия, 1985.
- [6] Архаров А.М. Низкотемпературные газовые машины (криогенераторы). — М.: Машиностроение, 1969.
- [7] Деррик М.//Приборы для научных исследований, 1970, № 6, с.128.
- [8] Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. — М.: Энергия, 1975.
- [9] Кэйс В.М., Лондон А.Л. Компактные теплообменники: Пер. с англ. — М.: Энергия, 1967.
- [10] Дьячков Е.И. — В кн: Материалы рабочего совещания по технике пузырьковых камер. — Дубна, 1969, с.93.
- [11] Пискунов Н.С. Дифференциальное и интегральное исчисления. Т.2 — М.: Наука, 1964.
- [12] Badier J. et al. Chambre a hydrogen a haut taux de repetition, Rapport CEA-R3144, Paris: CEN de Saclay — Ecole Polytechnique, 1967.

*Рукопись поступила 28 ноября 1997 г.*

## Приложение 1

В силу сложной конфигурации подмембранного объема (ПМО) (тракта расширения) последний разбивается по высоте на элементарные участки высотой  $\Delta x$  с эквивалентным постоянным сечением  $S_i$  на этой высоте, что представлено на рис. 2. При положении мембраны в расширенном состоянии (опершейся на отошедший поршень) приращение ПМО представляется как эквивалентная по описанному объему сумма цилиндров в соответствии с разбиением его на участки высотой  $\Delta x$ . При этом кривая прогиба мембраны (участок между пятном контакта с поршнем и ее периферией) описывается наклонной прямой, что упростило нахождение эквивалентных по объему цилиндров.

В соответствии с расчетной схемой, изображенной на рис. 2, движение жидкого водорода в ПМО можно приближенно рассматривать как одномерное движение в канале с переменным сечением с учетом переменного по высоте перемещения одной из его стенок.



Т.е. процесс движения (усредненный) в ПМО рассматривается как движение жидкости, расширившейся из РО и поступившей в ПМО, и движение жидкости, расширившейся непосредственно в ПМО, с учетом возрастания последнего за счет прогиба мембраны.

В соответствии с этой расчетной схемой средняя скорость в каждом элементарном участке (канале) будет определяться по следующей формуле:

$$\bar{v}_i = \frac{\varepsilon V_1 - \sum_{i=1}^{i-1} \Delta V_i + \varepsilon \Delta x \sum_{i=1}^{i-1} S_i}{S_i} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{1}{\tau_u},$$

где  $\varepsilon$  — степень расширения;  $V_1$  — половина полезного объема камеры (объем камеры без подмембранного объема);  $\Delta V_i$  — объем, описываемый (вытесняемый) мембраной на участке высотой  $\Delta x$ ;  $\Delta x$  — размер участка разбиения подмембранного объема по высоте;  $S_i$  — среднее поперечное сечение  $i$ -го участка подмембранного пространства.

Усреднение скорости проводилось из условия обеспечения идентичности потерь на трение в условиях действия постоянной средней скорости и при синусоидальном характере изменения скорости (в реальности), принимая во внимание, что  $\Delta P \equiv v^2$ .

Потеря на трение (перепад давления) для каждого элементарного участка определяется по местной средней скорости в соответствии с известной методикой [5] следующим образом:

$$\Delta P_i = \left( \bar{\xi}_i + \lambda_i \frac{\Delta x}{d_r^i} \right) \frac{\rho \bar{v}_i^2}{2g},$$

где  $\bar{\xi}_i = \frac{\xi_i^{\text{вх.}} + \xi_i^{\text{вых.}}}{2}$  — средний коэффициент местных потерь входа/выхода (при расширении и рекомпрессии соответственно);  $\lambda_i = 0,316/Re_i^{1/4}$  — коэффициент трения, определяемый по местному числу Рейнольдса ( $Re_i$ );  $\rho$  — плотность жидкого водорода;  $g$  — ускорение свободного падения;  $d_r^i = \frac{4S_i}{P_i}$  — гидравлический диаметр канала ( $P_i$  — периметр канала).

Используя найденные выражения для  $v_i$  и  $\Delta P_i$ , тепловыделение в рассматриваемом канале (подмембранном пространстве) из-за трения будем определять путем суммирования тепловыделений, найденных для каждого элементарного участка подмембранного пространства:

$$Q = 2\tau_u \sum_{i=1}^n \bar{v}_i S_i \Delta P_i.$$

Следует отметить, что из приведенного выражения вытекает, что  $Q \equiv v_i^3$ , т.е. имеет место кубичная зависимость тепловыделения из-за трения от скорости движения жидкости.

## Приложение 2

Дифференциальное уравнение движения системы, изображенной на рис. 7, записывается следующим образом:

$$m\ddot{x} + K_1 x = K_2(u - x).$$

После преобразования получим

$$\ddot{x} + \frac{K_1 + K_2}{m} x = \frac{K_2}{m} u(t),$$

$$\ddot{x} + k^2 x = \frac{K_2}{m} u(t),$$

где  $k = \sqrt{\frac{K_1 + K_2}{m}}$  — частота собственных колебаний жидкостного объема камеры;  $u(t) = \frac{\Delta V_0}{2S_0} (\cos \omega t - 1)$  — перемещение жидкости, вызванное действием вынуждающей силы;  $\omega$  — частота приложения действия вынуждающей силы;  $\Delta V_0$  — объем, описываемый одной мембраной. Подставляя  $u(t)$  в вышеприведенное уравнение, получим

$$\ddot{x} + k^2 x = \frac{K_2}{m} \frac{\Delta V_0}{2S_0} (\cos \omega t - 1).$$

Обозначая  $\frac{K_2}{m} \frac{\Delta V_0}{2S_0} = A$  и, соответственно,  $f(t) = A(\cos \omega t - 1)$ , запишем полученное уравнение колебаний в общем виде

$$\ddot{x} + k^2 x = f(t).$$

Общее решение этого уравнения [11], полученное операционным методом с использованием теоремы свертывания, выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} x(t) &= x_0 \cos kt + \frac{x'_0}{k} \sin kt + \frac{1}{k} \int_0^t f(\tau) \sin k(t - \tau) d\tau = \\ &= x_0 \cos kt + \frac{x'_0}{k} \sin kt + \frac{1}{k} \int_0^t f(t - \tau) \sin kt d\tau. \end{aligned}$$

После подстановки  $f(t) = A(\cos \omega t - 1)$  и последующего интегрирования получим для начальных условий ( $t = 0$ ,  $x_0 = 0$  и  $x'_0 = 0$ ):

$$x(t) = \frac{A}{k^2 - \omega^2} (\cos \omega t - \frac{\omega^2}{k^2} \cos kt) - \frac{A}{k^2}.$$

Величина  $x(t)$  характеризует изменение давления в полезном объеме камеры и, соответственно, последнее может быть выражено следующим образом:

$$P_1(t) = P_e - BS_0 \frac{x(t)}{V_1},$$

где  $P_e$  — верхнее (статическое) давление в камере.

Величина  $u(t) - x(t)$  характеризует изменение давления в подмембранном объеме и, соответственно, последнее определяется следующим образом:

$$P_2(t) = P_e - BS_0 \frac{u(t) - x(t)}{V_2}.$$

В итоге разность давлений между подмембранным объемом и рабочим объемом камеры (градиент давления) может быть найдена из следующего выражения:

$$\Delta P(t) = BS_0 \left( \frac{u(t) - x(t)}{V_2} - \frac{x(t)}{V_1} \right).$$

Период осцилляции жидкости:

$$\tau_{ocu} = 2\pi/k.$$

Приведенная масса ( $m$ ) жидкого водорода, движущегося в подмембранном объеме, определяется по методике, изложенной в [12], как для канала с переменным сечением:

$$m = r\rho V_2,$$

где  $r = \frac{S_0^2}{V_2^3} \int \frac{V(x)^2}{S(x)} dx$  — коэффициент приведения массы к входному сечению ( $S_0$ ) подмембранного объема,  $\rho$  — плотность жидкого водорода.

В силу сложной формы подмембранного объема получение аналитического решения для коэффициента  $r$  является весьма затруднительным, и поэтому его величина определялась численным способом:

$$r = \frac{S_1^2}{V_2^3} \left( \sum_{i=2}^{n-1} S_i + \frac{S_1 + S_n}{2} \right) \Delta x^3$$

в соответствии с разбиением ПМО на горизонтальные элементарные участки высотой  $\Delta x$  по схеме, приведенной на рис. 2.

Такая методика для нахождения приведенной массы, когда  $S = S(x)$  может быть произвольной, позволяет определить приведенную массу для любой конфигурации тракта расширения, что делает рассматриваемую методику расчета осцилляций и определения градиента давления универсальной.

А.В.Плескач

Анализ необратимого тепловыделения жидкостного расширения в быстроциклирующей пузырьковой камере.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы  $\text{\LaTeX}$ .

Редактор Л.В.Васильева.

Технический редактор Н.В.Орлова.

---

Подписано к печати 24.12.97. Формат  $60 \times 84/8$ .      Офсетная печать.

Печ.л. 2,1.    Уч.-изд.л. 1,6.    Тираж 150.    Заказ 78.    Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142284, Протвино Московской обл.

