

КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПРОЦЕССАХ БАРБОТАЖА И КИПЕНИЯ

И. Г. Маленков

(Новосибирск)

Гидродинамическая гипотеза кризисов в механизме кипения, предложенная С. С. Кутателадзе [1], позволяет с точностью до экспериментальной постоянной рассчитать величину критического теплового потока, при котором возникает пленочное кипение однородной жидкости.

В дальнейшем, опираясь на эту гипотезу и введя некоторые дополнительные допущения, Н. Зубер [2] вычислил эту постоянную для невязкой жидкости.

Уоллесом [3] была сделана попытка прямой экспериментальной проверки гидродинамической теории кризисов кипения. Однако эта работа имеет чисто качественный характер.

Ниже излагаются результаты опытов, имевших целью установить не только качественное, но и количественное соответствие между гидродинамикой при кипении и барботаже.

1. Эксперименты проводились на установке, имитирующей барботажем процесс кипения в большом объеме при свободной конвекции. Схема установки представлена на фиг. 1, где 1 — прямоугольная камера, 2 — рабочий участок, 3 — коллектор, 4 — фильтр, 5 — увлажнитель, 6 — реометр, 7 — дифманометр, 8 — клапан, 9 и 10 — манометры, 11 — нипель, 12 — баллон, 13 — редуктор.

Рабочий участок, представляющий собой цилиндрическую коробку высотой 30 мм и диаметром 60 мм, наверху которой при помощи накидной гайки зажималась пористая пластина, имевшая длину 30 и ширину 3 мм.

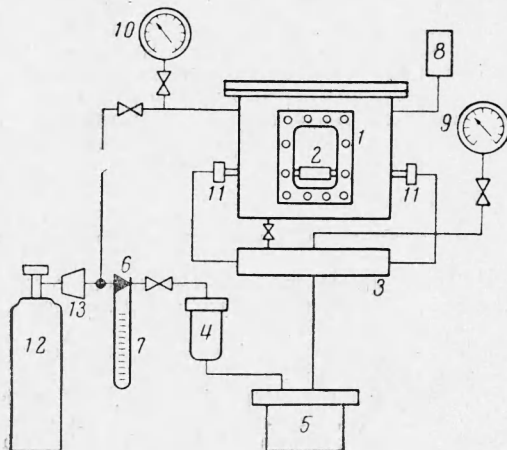
Под пористую пластику по двум каналам, снабженным нипелями, подавался предварительно очищенный от примесей газ.

Рабочий участок помещен в 6-литровую прямоугольную камеру 1, в которую заливалась исследуемая жидкость.

Определение момента начала структурных изменений в двухфазном граничном слое производилось тремя различными способами.

В первом способе определялась зависимость величины электрического сопротивления двухфазного слоя от насыщенности его газом.

Датчик представлял собой тонкий зонд, который помещался над пористой пластиной на высоте 1—1.5 мм. Воспринимающая часть



Фиг. 1

зонда представляла полосу длиной 25 и шириной 0.3 мм. Напряжение подавалось на зонд и на пористую пластину.

Во втором способе определялась зависимость емкости датчика-конденсатора от величины диэлектрической постоянной, которая зависит от газосодержания потока. К датчику подводилось высокочастотное напряжение от генератора сигналов.

Было установлено, что вначале с ростом интенсивности парообразования в однородной жидкости сила тока существенно уменьшается, проходит некоторый минимум, и, далее, наблюдается слабый максимум, который соответствует возникновению устойчивого пленочного кипения.

В опытах с барботажем были получены совершенно аналогичные характеристики.

Третьим, косвенным, способом определения критической величины скорости барботажа является построение графика зависимости расхода газа G , $м^3/см$, от перепада давления на пластине ΔP , $кг/см^2$.

Установлено, что точка перехода к линейной характеристике соответствует началу структурных изменений в двухфазном слое. По этой точке определялась величина G_* и по известной площади пористой пластины вычислялась нормальная к поверхности скорость газа.

2. Непосредственные наблюдения за развитием процесса барботажа через пористую пластину показали, что это развитие аналогично соответствующим стадиям развития процесса кипения. Хорошо различаются три основных вида структуры двухфазного граничного слоя.

При малых скоростях барботажа газ проходит через жидкость отдельными обособленными пузырями (пузырьковое «кипение»). С увеличением расхода газа отдельные пузыри начинают сливаться и образуют большие клубы газа, — наступает переходный режим, являющийся предельной формой пузырькового режима.

При дальнейшем увеличении нагрузки отдельные клубы газа сливаются, и возникает пленочный режим.

На фиг. 2, 3 и 4 даны фотографии пузырькового $W=0.09$ м/сек, переходного $W=0.68$ м/сек и пленочного $W_*=0.76$ м/сек режимов, которые были получены при барботаже через пористую пластину; эти фотографии показывают качественное родство процессов, происходящих в пограничном слое в случаях парообразования и барботажа жидкости газом.

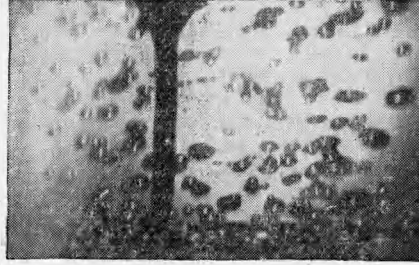
Особенностью процесса барботажа через пористую поверхность является резко выраженная направленность движения газа, вытекающего из пор в жидкость.

При небольших расходах газа скорость истечения невелика и заметного влияния на характер движения пузырей не оказывает. С увеличением скорости истечения она начинает воздействовать на образующиеся пузыри, способствуя их более быстрому отрыву от поверхности пластины. Вероятно, этим обстоятельством объясняется образование увеличенного числа пузырей при барботаже по сравнению с кипением, наблюдавшееся также Уоллесом.

Дальнейшее увеличение скорости барботажа приводит к образованию струек газа, в силу чего возникновение сплошного пузыря (в пленочном режиме) происходит на некотором удалении от пористой пластины, что можно увидеть на фото фиг. 4.

При кипении генерация пара происходит со всей поверхности пузыря, и в этом случае движение пузыря определяется только соотношением силы поверхностного натяжения и подъемной силы.

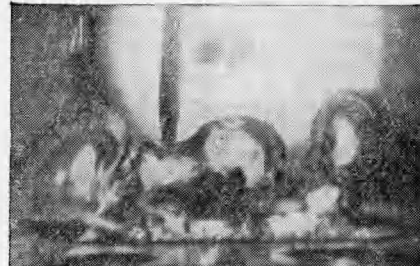
Поэтому при достижении на данном участке поверхности критической скорости парообразования сплошная пленка пара образуется непосредственно на самой тепловыделяющей поверхности.



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Таким образом, хотя между процессами барботажа через пористую поверхность и процессом кипения имеет место качественная аналогия, существует и некоторое различие.

3. Измерениям на модели предшествовали измерения при помощи конденсатора в жидкостях при кипении. Были получены зависимости (фиг. 5) изменения тока I [ма] датчика от величины теплового потока q [10^3 ккал/м².час]; кризис кипения (спирта) наступал при максимуме зависимости $I = f(q)$.

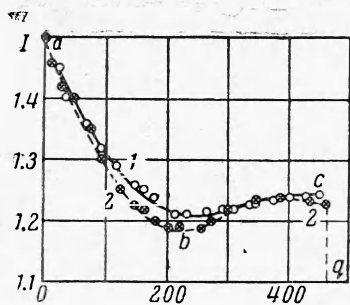
На фиг. 6 (кривые 1 и 2) показаны зависимости изменения тока I [ма], в датчике от перепада давления Δp [кг/см²], которые были получены на модели при барботаже дистиллированной воды азотом; кривая 1 — методом электропроводности, 2 — методом емкости, кривая 3 получена по изменению расхода G [10^5 м³/сек].

Отчетливо видно, что кривые, изображенные на фиг. 5 и 6, качественно одинаковы. Характер изменения этих кривых отражает три стадии развития процесса в двухфазном слое.

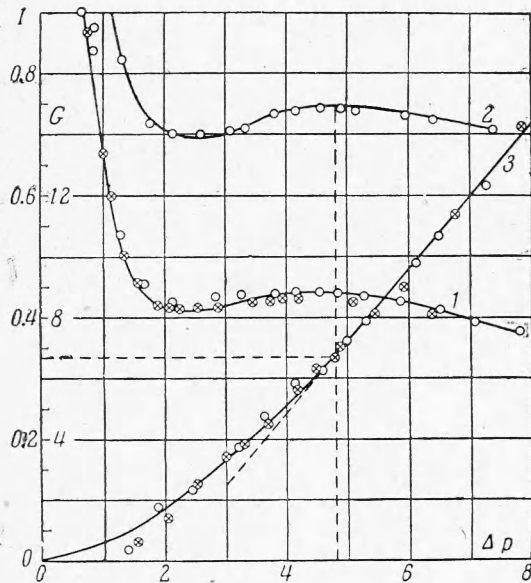
Ниспадающая ветвь ab (фиг. 5) соответствует пузырьковому кипению в его развитии. Падение тока в конденсаторе указывает на то, что между его обкладками постепен-

но увеличивается газосодержание за счет возрастающего количества и частоты прохождения пузырей. Участок *bc*, где наблюдается некоторый рост электрического тока, соответствует переходному режиму. В переходном режиме пузырей образуется так много, что они начинают сливаться, образуя большие грибообразные клубы пара. Скорость подъема таких образований пара выше, чем у отдельных пузырьков, поэтому доля сечения двухфазного потока, занятая жидкостью, несколько увеличивается.

Однако при дальнейшем росте скорости парообразования усиливается динамическое воздействие на жидкие прослойки, которые начинают постепенно разрушаться. В точке *c* двухфазный граничный слой окончательно теряет устойчивость и в нем возникают глубокие структурные изменения, которые влекут за собой тепловой кризис.

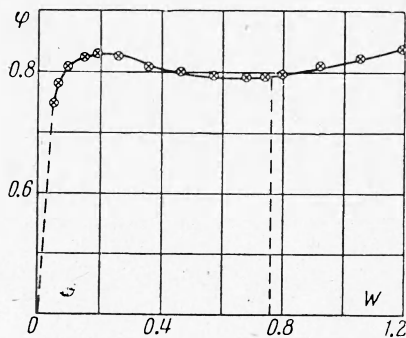


Фиг. 5



Фиг. 6

Тарировка датчика-конденсатора по известному количеству дистиллированной воды между его обкладками позволила оценить зависимость объемного газосодержания в граничном слое от нормальной к пластине скорости, которая определялась из опытов на модели (фиг. 7).



Фиг. 7

По результатам опытов для ряда жидкостей, было вычислено значение *k*, соответствующее критической скорости барботажа

$$k = \frac{W_* \sqrt{\gamma''}}{g^{25} (\gamma' - \gamma'')^{1/4}}$$

Вычисления дали (первое значение при кипении, второе при барботаже) для дистиллированной воды $k = 0.165$ и 0.160 , для этилового спирта $k = 0.145$ и 0.142 , для бензола $k = 0.176$ и 0.169 .

Как видно, значения критерия устойчивости двухфазного слоя, полученные из опытов для обоих процессов, оказались весьма близкими.

Этот график, на наш взгляд, отчетливо показывает, что структурные кризисы двухфазного слоя при барботаже и кипении связаны с потерей устойчивости жидких прослоек.

В самом деле, критическому значению W_* соответствует $\phi \approx 80\%$. Но такое же и даже большее газосодержание существовало ранее при скоростях значительно меньших, но к кризису процесса это не привело. Следовательно, наступление критических явлений в двухфазном слое решающим образом определяется величиной скорости газа или пара.

После обработки методики были проведены опыты на модели. Поверхность нагрева имитировалась пористой пластиной, имевшей живое сечение 52% и диаметр пор $d = 55 \mu$. Через эту пластину в жидкость вдувался азот.

Из графиков на фиг. 6, подобных построен-

Автор искренне благодарит С. С. Кутателадзе за предложенную тему и за ценные советы при выполнении работы.

Поступила 23 III 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. К у т а т е л а д з е С. С. Гидродинамическая теория изменения режима кипения жидкости при свободной конвекции. Изв. АН СССР, ОТИ, 1951, № 4.
2. Z u b e r N. Stability of boiling heat transfer. Trans. ASME, 1958, vol. 80.
3. W o l l i s G. B. Some hydrodynamic aspects of two-phase flow and boiling. International developments in heat transfer, part II, 1961.

ТЕМПЕРАТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ ТОНКОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

В. С. Зарубин (Москва)

Рассматривается тонкая непрозрачная сферическая оболочка, среда в полости которой диатермична. Излучение внутренней поверхности принимается серым, диффузным. Извне оболочка поглощает переменный по поверхности удельный тепловой поток $q(\vartheta, \psi)$, причем ϑ и ψ — угловые координаты точки (фиг. 1) сферы ($0 \leq \vartheta \leq \pi$, $0 \leq \psi \leq 2\pi$). Температура по толщине оболочки считается неизменной, а передачей тепла теплопроводностью вдоль оболочки пренебрегается.

К подобной расчетной схеме может быть сведена задача по определению установившегося температурного состояния тонкой непрозрачной оболочки искусственного спутника Земли, используемого в качестве пассивного ретранслятора радиосигналов, метеорологического шара — зонда в разреженных слоях атмосферы и т. п.

Для единичной площадки сферы с координатами ϑ, ψ запишем выражение баланса удельных тепловых потоков на внутренней поверхности

$$q^*(\vartheta, \psi) = \varepsilon' q_0(\vartheta, \psi) + R' q^\circ \quad (1)$$

$$(R' = 1 - \varepsilon', \quad q_0(\vartheta, \psi) = \sigma_0 T^4(\vartheta, \psi))$$

Здесь ε' — степень черноты внутренней поверхности оболочки, $q^*(\vartheta, \psi)$ и q° — эффективный и падающий удельные лучистые тепловые потоки, σ_0 — коэффициент излучения абсолютно черного тела, $T(\vartheta, \psi)$ — температура оболочки, в общем случае переменная по ее поверхности.

Особенность геометрии сферы состоит в том, что q° при принятых выше предположениях не зависит от координат и постоянно для любой точки внутренней поверхности. Чтобы в этом убедиться, рассмотрим элементарную площадку $dS = r^2 \sin \alpha \, d\alpha \, d\beta$. Здесь r — радиус сферы, α и β — углы, отсчет которых аналогичен углам ϑ и ψ . Эта площадка посылает на единичную площадку с координатами ϑ и ψ лучистый поток

$$dq^\circ(\alpha, \beta) = q^*(\alpha, \beta) \, d\varphi$$

где $d\varphi$ — элементарный угловой коэффициент [1] двух элементарных площадок с координатами α, β и ϑ, ψ . Проведя через точки A и B с этими координатами дугу большого круга (фиг. 2), получим, что

$$d\varphi = \frac{\cos^2 \gamma}{\pi (AB)^2} \, dS = \frac{\sin \alpha}{4\pi} \, d\alpha \, d\beta$$

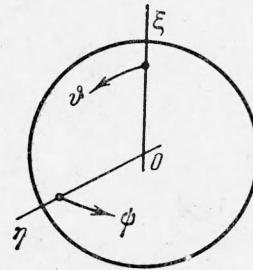
Вся внутренняя поверхность сферы посылает на единичную площадку с координатами ϑ, ψ удельный поток

$$q^\circ = \int_S q^*(\alpha, \beta) \, d\varphi = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} q^*(\alpha, \beta) \frac{\sin \alpha}{4\pi} \, d\alpha \, d\beta = \text{const} \quad (2)$$

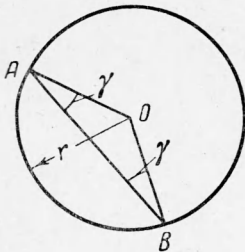
который не зависит от координат площадки.

Для дальнейшего решения задачи выразим $q^*(\vartheta, \psi)$ через результирующий удельный тепловой поток $q^+(\vartheta, \psi)$; получим [2]

$$q^*(\vartheta, \psi) = q_0(\vartheta, \psi) - \frac{R'}{\varepsilon'} q^+(\vartheta, \psi) \quad (3)$$



Фиг. 1



Фиг. 2