

ДВИЖЕНИЕ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ В НЕОДНОРОДНО НАГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

Ю. К. БРАТУХИН, О. А. ЕВДОКИМОВА, А. Ф. ПШЕНИЧНИКОВ

(Пермь)

Экспериментально изучен термокапиллярный дрейф пузырей воздуха в воде. Подтверждена предсказываемая теорией линейная связь между скоростью дрейфа и градиентом температуры. Проведено сравнение экспериментальных и теоретических результатов.

1. Пузырек воздуха при отсутствии силы тяжести движется в неоднородно нагретой жидкости по направлению градиента температуры [1]. Скорость u этого дрейфа при малых значениях безразмерного параметра μ равна

$$(1.1) \quad u = \frac{1}{2} \frac{\eta}{a\rho} \mu = \frac{a}{2\eta} \frac{d\sigma}{dT} \nabla T \quad \left(\mu = \frac{a^2 \rho}{\eta^2} \frac{d\sigma}{dT} \nabla T \right)$$

Здесь a — радиус пузырька, ∇T — модуль градиента температуры T в жидкости, ρ и η — плотность и динамический коэффициент вязкости жидкости, σ — коэффициент поверхностного натяжения.

Целью настоящей работы было экспериментальное обнаружение термокапиллярного дрейфа и проверка теоретической формулы (1.1).

Обнаружение термокапиллярного дрейфа пузырей воздуха в условиях наземного эксперимента наталкивается на две основные трудности. Во-первых, согласно расчетам [1] скорость дрейфа должна составлять в лучшем случае несколько *см/сек* и, следовательно, должна быть существенно меньше скорости поднятия пузырей за счет архимедовой силы. Во-вторых, наличие свободной конвекции искажает траектории движения пузырьков как в результате их непосредственного увлечения потоком жидкости, так и в результате появления «подъемной силы». Эти особенности и определили в основном конструкцию модели и методику проведения опытов. Для исключения непосредственного воздействия силы тяжести на термодрейф опыты проводились в узком вертикальном слое жидкости с боковым подогревом. При таких условиях и не слишком больших числах Рэлея распределение температуры поперек слоя практически не отличается от линейного [2]. Для уменьшения влияния конвекции в качестве рабочей жидкости использовалась вода при температурах, близких к 4°С. Это позволяет уменьшить амплитуду конвективного движения в несколько десятков раз по сравнению с другими жидкостями.

2. Установка представляла собой две латунные пластины размером 100×220×7 мм, между которыми зажималась U-образная плексигласовая скоба. Расстояние между пластинами составляло 6.7 мм. В образованную таким способом вертикальную кювету заливалась прокипяченная дистиллированная вода. Одна из пластин охлаждалась талой водой, другая нагревалась с помощью электронагревателя так, что ее температура могла устанавливаться в интервале от 4 до 20°С.

Сверху в кювету опускалась изогнутая *L*-образная стеклянная трубка внешним диаметром 3 мм с оттянутым вверх кончиком. Внешний диаметр кончика обеспечивал образование пузырьков воздуха диаметром 0,2–0,4 мм. Такие пузырьки поднимаются в воде со скоростями порядка 10 см/сек строго вертикально, не колеблясь. (Случайные отклонения пузырьков от прямолинейного движения не превышают 0,2 мм.) К верхнему концу трубки присоединялся медицинский шприц с хорошо притертым поршнем. Поршень шприца перемещался с постоянной скоростью с помощью винтового механизма, приводимого в движение синхронным двигателем. Воздух из шприца проталкивался, таким образом, через оттянутый кончик трубки, так что от последнего периодически отрывались пузырьки воздуха.

Известно (например, [3]), что поверхность воды в реальных условиях очень быстро загрязняется даже в том случае, если используется многократно дистиллированная вода. Загрязнение поверхности приводит к подавлению термокапиллярной конвекции и делает невозможным обнаружение термокапиллярного дрейфа. Поэтому в настоящей работе особое внимание обращалось на время образования пузырька на кончике трубки. Это время определялось формой среза кончика и толщиной капилляра. Поскольку форма среза получалась случайным образом при разрыве трубки над пламенем спиртовки, то было изготовлено ~100 трубок, из которых отобрали четыре нужных экземпляра. Время образования пузырьков для этих трубок не превышало десятых долей секунды. Кончик трубки располагался вблизи холодной стенки.

Перепад температур измерялся с помощью дифференциальной медьконстантановой термопары, спаи которой вставлялись в глубокие узкие сверления в латунных пластинах.

Поднимающиеся пузырьки воздуха фотографировались с торца кюветы в стробоскопическом освещении при различных значениях горизонтального градиента температуры. Полученные негативы обрабатывались на большом инструментальном микроскопе. Скорость движения пузырьков определялась по расстоянию между треками на негативе, при этом горизонтальная составляющая скорости давала непосредственно скорость термокапиллярного дрейфа, а вертикальная составляющая позволяла найти радиус пузырька. Последний вычислялся по формуле Рибчинского [4]. Для контроля этих данных несколько кадров было снято в крупном масштабе, что позволило измерить радиусы пузырьков непосредственно. Заметим, что расхождение между радиусами пузырьков, определенных в одних и тех же условиях двумя независимыми способами, не превышало 4–5%. Этот факт может служить косвенным доказательством достаточной чистоты поверхности пузырьков. В случае загрязненной поверхности более точные результаты должна была бы давать формула Стокса, соответствующая твердой границе, а не формула Рибчинского.

3. Проведенные опыты подтвердили существование термокапиллярного дрейфа. Если в изотермической модели пузырьки воздуха поднимались строго вертикально, то наличие горизонтального градиента температуры привело к появлению постоянной горизонтальной составляющей. При малых градиентах температуры траектории движения пузырьков представляли собой практически прямые линии, наклоненные к вертикали. Заметное искривление траекторий наблюдалось только в непосредственной близости от нагретой стенки.

По данным опытов был построен график зависимости скорости дрейфа, отнесенной к радиусу пузырька, от разности температур ΔT между боковыми границами слоя жидкости. Это позволило нанести на одну кривую результаты, полученные с разными трубками. На графике (фигура) прямая линия проведена по формуле (1.1), а точками отмечены дрейфовые скорости, измеренные экспериментально. Каждая точка получена в результате усреднения данных нескольких опытов. Значения η и ds/dT взяты из таблиц [3]. Видно, что при $\Delta T \leq 10^\circ$ вблизи 4°C разброс экспериментальных точек невелик, и они лежат вблизи теоретической кривой. С увеличением интенсивности конвективного движения разброс растет и экспериментальные результаты уходят в сторону от теоретической кривой. Данные, полученные при $\Delta T > 14^\circ\text{C}$, на график не нанесены, все они лежат значительно ниже теоретических значений. Такое поведение экспериментальных данных связано, по-видимому, с усилением действия подъемной силы при увеличении скорости конвективного дви-

жения. При быстром всплывании пузырька (скорость ~ 20 см/сек) в конвективном потоке возникают силы, направленные к середине медленно опускающихся слоев жидкости. (Эти силы, которые всегда возникают при обтекании тел градиентным потоком, здесь и называются подъемными силами.) В опытах с $\Delta T < 5^\circ\text{C}$ (температура холодильника 1°C , нагревателя $\leq 6^\circ\text{C}$) подъемные силы направлены в средней части жидкого слоя к нагретой стенке, т. е. в ту же сторону, что и термокапиллярный дрейф. То обстоятельство, что в этой области температур экспериментальные данные по термодрейфу совпадают с теоретическими, говорит о несущественности действия подъемных сил. С увеличением ΔT ($\Delta T \sim 8^\circ\text{C}$) жидкость поднимается у обеих стенок и опускается в центре. Интенсивность конвективного движения изменяется несущественно. Это приводит к тому, что подъемные силы остаются еще достаточно малыми. Они вначале по мере движения пузырька от холодной стенки к нагретой немного увеличивают скорость пузырька, а потом немного уменьшают ее.

При дальнейшем увеличении ΔT интенсивность конвективного движения растет пропорционально ΔT^2 [°] и увеличивается размер области, соответствующий тормозящему действию подъемных сил.

Все это и приводит, по-видимому, к увеличению разброса экспериментальных данных и получению заниженных значений скорости дрейфа. Непосредственное увлечение пузырька конвективным потоком приводит только к небольшой погрешности ($\leq 3-4\%$) при вычислении вертикальной составляющей скорости и не может объяснить большое расхождение между экспериментальными и теоретическими результатами при $\Delta T > 14^\circ\text{C}$.

В заключение отметим, что опыты, проведенные с капиллярами, для которых время образования пузырьков превышало 0.5 сек, дали сильно заниженные результаты. Это обстоятельство связано, по-видимому, с тем, что за время роста пузырька на кончике трубочки его поверхность успевает загрязниться.

Авторы благодарят М. Т. Шарова за помощь при монтаже установки.

Поступила 19 VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Брагухин Ю. К. Термокапиллярный дрейф капельки вязкой жидкости. Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 5.
2. Гершуни Г. З., Жуговицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., «Наука», 1972.
3. Евдокимова О. А., Петухова В. Г. Теплоотдача тонкой проволоки, расположенной на поверхности текущей воды. Уч. зап. Пермск. гос. ун-та, 1975, № 327.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
5. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., «Наука», 1972.
6. Пшеничников А. Ф. Свободная конвекция воды между вертикальными плоскостями при температурах, близких к 4°C . Уч. зап. Пермск. гос. ун-та, 1971, № 248.