

## Л и т е р а т у р а

- Г. Д а в ы д о в В.Я., Ф и л и п п о в Г.В. О равновесии газожидкостных систем в слабых силовых полях. - В междвуз. сб.: Гидрогазодинамика. КуАИ, 1974, вып.2, с.44-49.

УДК 54.1:522.582

Р.Х. С а н д т,  
Г.В. Ф и л и п п о в

### О РАВНОВЕСИИ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТЕНКЕ

Одним из частных вопросов при изучении механизма кипения жидкости и способов его интенсификации является определение размеров паровых пузырей, отрывающихся от поверхности нагрева. Большое количество статей, критический обзор которых можно найти в [1], посвящено исследованию отрыва пузырей под действием архимедовой силы и вынужденной конвекции жидкости.

Ниже приводятся результаты по определению отрывного диаметра пузыря, находящегося под действием активных сил, как массовых, так и поверхностных. Исследование ограничено случаем коллинеарности активных сил, что соответствует случаю вертикальной стенки. Углы смачивания предполагаются малыми и, следовательно, форма пузырька близкой к сфере.

Рассмотрим основные силы, действующие на газовый пузырь - архимедова сила при плотности газа значительно меньшей плотности жидкости записывается следующим образом:

$$F_a = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_f g.$$

Поверхностную силу примем пропорциональной площади поперечного сечения пузыря и зависящей от координаты, отсчитываемой вдоль стенки

$$F_n = k \pi r_0^2 \varphi(x).$$

При движении жидкости вдоль стенки на газовый пузырь будет действовать сила гидродинамического сопротивления, коэффициент которой в широком диапазоне чисел Рейнольдса определяется формулой

$$C_x = \frac{11,5}{Re^{2/3}}.$$

Эта сила равна

$$x = 5,75 \pi \rho V^{4/3} \nu^{2/3} z_0^{4/3}$$

Вычислим силу, удерживающую пузырь на стенке. При перемещении пузыря вдоль стенки происходит изменение удельной энергии системы, так как меняется характер контакта

$$\Delta \sigma = \sigma_{гжс} + \sigma_{гжс} - \sigma_{гг}$$

Если пузырь соприкасается с твердой поверхностью по кругу радиуса  $z_k$ , то при перемещении пузыря на расстояние  $x$  будет выполнена работа

$$A = 2z_k \Delta \sigma x$$

Силу определим как частное от деления работы на величину перемещения  $x$ , следовательно:

$$F_k = 2z_k \Delta \sigma$$

что с учетом (4) и введения понятия контактного угла  $\theta$

$$\cos \theta = \frac{\sigma_{гг} - \sigma_{гжс}}{\sigma_{гжс}}$$

может быть записано в виде

$$F_k = 2z_k \sigma_{гжс} (1 - \cos \theta)$$

Так как углы  $\theta$  приняты малыми, ограничимся квадратичным членом при разложении косинуса в ряд

$$\cos \theta = 1 - \frac{\theta^2}{2} + \frac{\theta^4}{24} \dots$$

Учитывая, что радиус контактного пятна

$$z_k = z_0 \sin \theta = z_0 \theta$$

получим окончательно

$$F_k = z_0 \sigma \theta^3$$

Условие отрыва запишем в виде равенства удерживающей силы и суммы активных сил

$$\frac{4}{3} \pi z_0^3 \rho g n + \kappa \pi z_0^2 \varphi(x) + 5,75 \pi \rho V^{4/3} \nu^{2/3} z_0^{4/3} = z_0 \sigma \theta^3 \quad (I)$$

Уравнение (I) является трансцендентным уравнением для определения радиуса отрывного пузыря. Скорость установившегося скольжения пузыря вдоль стенки определится уравнением, аналогичным (I). Следует лишь вместо скорости потока  $V$  ввести разность скорости потока и скорости скольжения ( $V - V_{ск}$ ). Если вынужденная конвекция в жидкости отсутствует (или пренебрежимо мала), то уравнение (I) решается относительно радиуса отрывного пузыря

$$z_0 = \frac{3}{8} \frac{\kappa \varphi(x)}{\rho g} \left[ \sqrt{1 + \frac{16}{3\pi} \frac{\rho g \sigma \theta^3}{\kappa^2 \varphi^2(x)}} - 1 \right]$$

## Л и т е р а т у р а

Г. Н е с и с Е.И. Кипение жидкостей - УФН, 87, 1965, вып.4, с.615-653.

УДК 533.9.08

А.И. Ф е д о с о в, О.А. Ж у р а в л е в

### ПРИМЕНЕНИЕ МЕХАНОТРОННЫХ ДАТЧИКОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СИЛЫ РЕАКЦИИ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

Одной из характеристик плазменных ускорителей непрерывного действия является сила реакции истекающей струи. Для измерения силы реакции плазменной струи применяются стационарные устройства, подобные описанному в работе [1]. Сложность такого устройства, трудности его применения, значительные габаритные размеры приводят к необходимости создания простого и малогабаритного датчика, с помощью которого можно проводить оценочные измерения силы реакции струи. При проносе такого датчика через струю можно получить еще одну важную характеристику - распределение скоростного напора  $\frac{\rho v^2}{2}$  струи по радиусу  $z$  ( $\rho$  и  $v$  - соответственно плотность и скорость струи).

Характеристики приемников полного напора (трубок Пито) в режимах течения с  $\lambda \gg d$  ( $\lambda$  - длина свободного пробега частиц,  $d$  - диаметр зонда), при больших градиентах температуры, существовании рекомбинационных процессов и наличии адсорбционных слоев изучены недостаточно. В таких условиях отклонения величин от соотношений, полученных для сплошной среды, могут достигать нескольких порядков.

Для измерения  $\frac{\rho v^2}{2}(z)$  используются устройства, у которых в плазменную струю вводится лишь приемный элемент (ловушка). Силовое воздействие струи на ловушку определяется по показаниям термостатируемого тензометрического датчика, соединяемого с усилителем и потенциометром. Однако применение тензометрических датчиков связано с известными трудностями.

Характеристики измерительного устройства в целом (например, чувствительность) определяются не только параметрами самого тензодатчика, но и свойствами базовой поверхности устройства, применяя -