

РОСТ И СХЛОПЫВАНИЕ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В КИПАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Ф. Б. Нагиев, Н. С. Хабеев

(Москва)

Приведены результаты исследования динамики и тепломассообмена паровых пузырьков в воде и криогенных жидкостях под действием ступенчатого изменения давления, что соответствует поведению пузырьков в ударной волне, когда последняя заходит в пузырьковую завесу, а также при переменном давлении.

Система основных уравнений, описывающих процессы тепломассообмена и динамику сферического гомобаричного парового пузырька в жидкости, приведена в [1]. Уравнения притока тепла, неразрывности и состояния для фаз в сферических эйлеровых координатах (r, t) имеют вид

$$(1) \quad \rho_v \left(\frac{\partial u_v}{\partial t} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_v r^2 \frac{\partial T_v}{\partial r} \right) + \frac{p_v}{\rho_v} \frac{d\rho_v}{dt},$$

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_v v_v) = 0, \quad p_v(t) = B \rho_v(r, t) T_v(r, t),$$

$$\rho_l \left(\frac{\partial u_l}{\partial t} + v_l \frac{\partial u_l}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_l r^2 \frac{\partial T_l}{\partial r} \right),$$

$$v_l = w_l R^2 / r^2, \quad u_l = c_l T_l, \quad u_v = c_v T_v, \quad \rho_l = \text{const},$$

где ρ — плотность; T — температура; p — давление; v — скорость; u — удельная внутренняя энергия; λ — коэффициент теплопроводности; R — радиус пузырька; w_l — массовая скорость жидкости на поверхности пузырька; B — газовая постоянная; c_v — удельная теплоемкость пара при постоянном объеме. Индексы l и v относятся соответственно к параметрам жидкости и пара, индекс 0 — к параметрам в невозмущенном состоянии.

Граничные условия для уравнений притока тепла имеют вид

$$(2) \quad r = 0, \quad \partial T_v / \partial r = 0,$$

$$r = \infty, \quad T_l = T_0,$$

$$r = R(t), \quad \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r} - \lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial r} = j l, \quad T_v = T_l = T_s(p_v),$$

где $T_s(p_v)$ — температура насыщения; j — скорость фазового перехода с единицы поверхности; l — удельная теплота испарения. Последнее условие определяет так называемое квазиравновесное приближение. Скорость поверхности пузырька и массовые скорости фаз на этой поверхности связаны соотношениями

$$(3) \quad \dot{R} = w_l + j / \rho_l, \quad \dot{R} = w_v + j / \rho_v(R).$$

Уравнение пульсации пузырька при наличии фазовых переходов записывается в виде [2]

$$(4) \quad R \dot{w}_l + \frac{3}{2} w_l^2 + \frac{2j w_l}{\rho_l} = \frac{p_v - p_\infty - 2\sigma/R}{\rho_l} - 4 \frac{\nu}{R} w_{ls}$$

где p_∞ — давление жидкости вдали от пузырька; σ — коэффициент поверхностного натяжения; ν — кинематический коэффициент вязкости.

При выполнении условия гомобаричности, когда размер пузырька значительно меньше длины звуковой волны в паре, имеет место интеграл

уравнения притока тепла для паровой фазы

$$(5) \quad \frac{dp_v}{dt} = \frac{3(\gamma-1)}{R} \left(\lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial r} \right)_R - \frac{3\gamma p_v}{R} w_v.$$

Условие гомобаричности позволяет также путем интегрирования уравнения неразрывности паровой фазы с учетом граничных условий $v_v(0, t) = 0$, $v_v(R, t) = w_v$ определить профиль скорости в пузырьке

$$(6) \quad v_v(r, t) = \frac{r}{R} w_v + \frac{\gamma-1}{\gamma p_v} \left[\lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial r}(r, t) - \frac{r}{R} \left(\lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial r} \right)_R \right],$$

где γ — показатель адиабаты пара.

В [1] приведенная выше система уравнений решалась численно для различных режимов радиального движения пузырьков в воде при условиях, близких к нормальным. В данной работе исследуется динамика паровых пузырьков в воде при высоких давлениях, а также в криогенных жидкостях.

На фиг. 1 приведены зависимости радиуса пузырька и давления в нем (штриховые кривые) от времени при росте паровых пузырьков в воде с начальными радиусами $R_0 = 5; 7; 10$ мкм (соответственно кривые 1—3), когда давление жидкости вдали от пузырька скачком понижалось с $p_0 = 4 \cdot 10^6$ Па до $p_l = 2 \cdot 10^6$ Па. На фиг. 2 представлено характерное распределение температуры, соответствующее кривой 3 на фиг. 1. Кривым 1—5 соответствуют моменты времени $t = 0,05; 0,1; 0,3; 0,6; 0,9$ мкс. Здесь $R^* = R/R_0$, $P = p_v/p_0$, $\Theta = T/T_0$, $\xi = r/R$. Начальная температура в системе была однородной и равнялась своей температуре насыщения, соответствующей равновесному давлению в пузырьке: $T_0 = T_s(p^0)$, $p^0 = p_0 + 2\sigma/R_0$. Для большей наглядности кривых пространственный масштаб в паровой и жидкой фазах выбран различным.

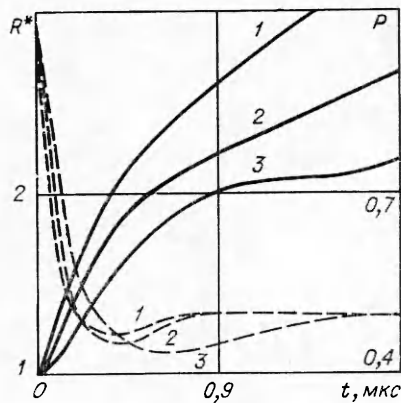
Из фиг. 1, 2 видно, что по истечении определенного времени давления в пузырьке и жидкости выравниваются, температура пара в пузырьке постепенно понижается до температуры насыщения, соответствующей внешнему давлению p_l , и дальнейший рост пузырька происходит в тепловом режиме [3]. При этом распределение температуры в жидкости выходит на автомоделный режим, когда температура зависит только от $\xi = r/R(t)$ [4]. Таким образом, при высоких давлениях поведение паровых пузырьков при сбросе давления качественно такое же, как и при нормальных условиях [1]. Однако при высоких параметрах, когда теплофизические свойства пара и жидкости сближаются, роль внутренней тепловой задачи возрастает.

Отметим, что температура пара в пузырьке практически однородна и равна температуре насыщения не только при обычно используемом, хотя практически редко реализуемом условии, что размер пузырька меньше толщины термодиффузионного слоя в паре $R < (a_v/\omega)^{1/2}$, но и при выполнении условия $c_p T_s/l \approx 1$, где a_v — коэффициент температуропроводности пара, c_p — удельная теплоемкость пара при постоянном давлении, ω — частота радиальных колебаний пузырька. Действительно, из уравнения энергии для паровой фазы (1) следует, что нагрев пара в центральной части пузырька, где нет больших градиентов температуры, определяется приближенным уравнением

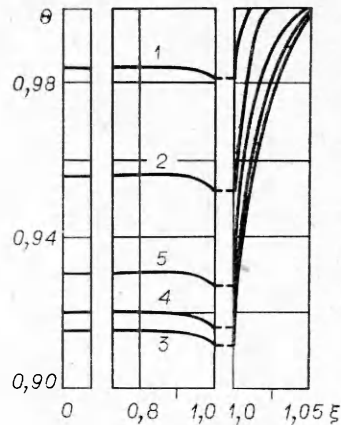
$$(7) \quad \rho_v c_p dT_v/dt \approx dp_v/dt.$$

Используя соотношения Клапейрона — Клаузиуса при условиях, далеких от критических, когда $\rho_v \ll \rho_l$, можно записать

$$(8) \quad \frac{dp_v}{dt} = \frac{l\rho_v}{T_s} \frac{dT_s}{dt}.$$



Ф и г. 1



Ф и г. 2

Подставив (8) в (7), получим

$$(9) \quad \frac{c_p T_S}{l} \frac{dT_v}{dt} \approx \frac{dT_S}{dt}.$$

Из (9) видно, что при $A = c_p T_S / l \approx 1$ (при атмосферном давлении это имеет место, например, для жидкого гелия, а для воды при $p \sim 3 \cdot 10^6$ Па) $T_v \approx T_S$, а степень отклонения параметра A от единицы характеризует отклонение температуры в центре достаточно крупного парового пузырька от температуры поверхности $T_S(p_v)$.

Теплоемкость пара вдоль кривой фазового равновесия записывается в виде [5]

$$(10) \quad c_S = c_p - T \left(\frac{dp}{dT} \right)_S \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{\rho} \right)_p \approx c_p - \frac{l}{T_S}.$$

Для большинства жидкостей, в частности для воды, при нормальных условиях $c_S < 0$. Это означает, что для того чтобы при сжатии пар оставался в насыщенном состоянии, надо отводить от него тепло.

Если проинтегрировать уравнение притока тепла (1) по объему пузырька (при условии его однородности), то получим выражение для теплового потока в паровую фазу на поверхности пузырька

$$(11) \quad \lambda_{vv} \frac{\partial T_v}{\partial r} \Big|_R = \frac{c_S T_S}{l} \frac{R}{3} \frac{dp_v}{dt}.$$

Из (10), (11) видно, что при $A = 1$ $c_S = 0$ и поток тепла в паровую фазу равен нулю.

Из соотношений (2), (10), (11) следует

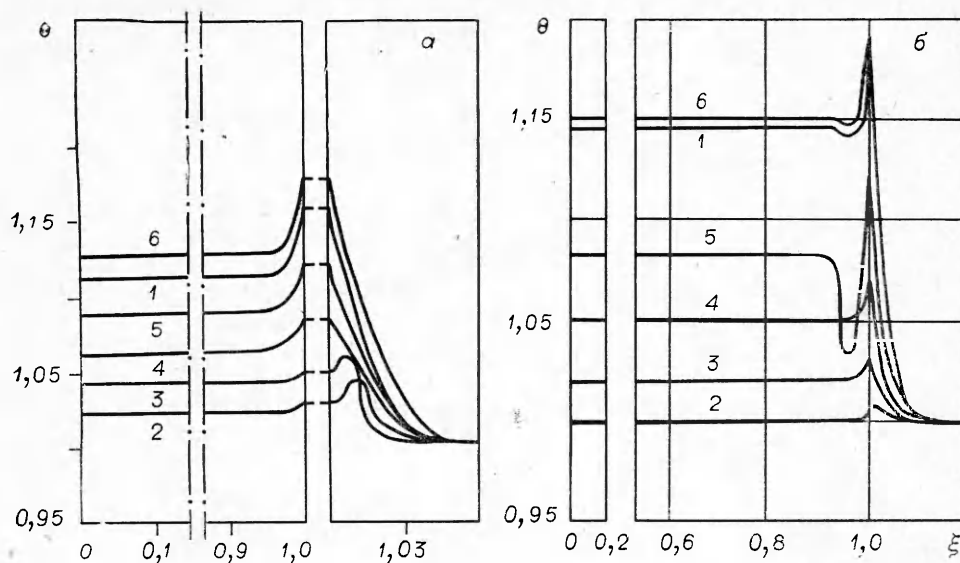
$$(12) \quad \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r} \Big|_R = \frac{R \dot{p}_v}{3} \varphi(A, \gamma) + \frac{\gamma p_v \dot{R}}{(\gamma - 1)A},$$

где $\varphi(A, \gamma) = \frac{1}{(\gamma - 1)A} + \frac{(A - 1)^2}{A}$.

Обычно тепловым потоком в паровую фазу в (2) пренебрегают, что соответствует пренебрежению членом $(A - 1)^2/A$ в $\varphi(A, \gamma)$. Из (12) видно, что это оправдано при выполнении условия

$$(13) \quad (A - 1)^2 \ll 1/(\gamma - 1).$$

Оценка (13) получена при допущении об однородности параметров в пузырьке, т. е., строго говоря, для достаточно мелких пузырьков. При высоких параметрах, когда теплофизические свойства пара и жидкости

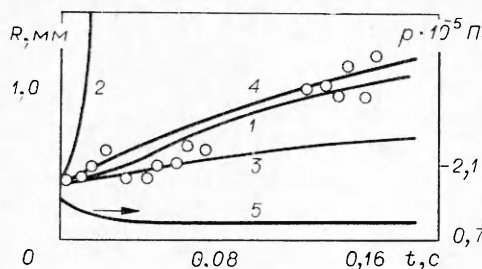


Фиг. 3

сближаются, неоправданное допущение об однородности параметров в пузырьке может приводить к существенным ошибкам.

На фиг. 3 представлено характерное распределение температуры при пульсациях паровых пузырьков двух разных размеров в воде в результате мгновенного повышения давления жидкости вдали от пузырька с $p_0 = 4 \cdot 10^6$ Па до $p_l = 8 \cdot 10^6$ Па ($a - R_0 = 0,01$ мм, $b - R_0 = 1$ мм), при этом $T_0 = T_s(p^0)$. Кривые 1—6 соответствуют моментам времени $\omega t = 0, 2\pi/5, 4\pi/5, 6\pi/5, 8\pi/5, 2\pi$, а $\omega t = 0$ и 2π — двум последовательным моментам максимального сжатия пузырьков. Как видно из фиг. 3, кривые распределения температуры немонокотонны и в некоторые промежутки времени возникают температурные «ямы». В рассмотренном варианте $c_s > 0$, поэтому при сжатии пузырька температура в центре пузырька ниже температуры его поверхности $T_s(p_v)$.

На фиг. 4 приведено сравнение теоретических расчетных кривых радиус — время с экспериментальными данными [6] по росту паровых пузырьков в жидком азоте при постепенном уменьшении давления в жидкости с $p_0 = 153 \cdot 10^3$ Па до $p_l = 116 \cdot 10^3$ Па (кривая 5). Начальный радиус пузырька $R_0 = 0,4$ мм, начальная температура в системе была однородной и соответствовала температуре насыщения $T_0 = T_s(p^0)$. Кривая 1 — решение задачи в приведенной здесь полной постановке [1], 2 — инерционное решение Рэлея, полученное путем численного интегрирования уравнения (4) при условии $p_v = 153 \cdot 10^3$ Па, $p_\infty(t)$ соответствует кривой 5. Кривая 3 соответствует асимптотическому росту пузырька в тепловом режиме [3], определяемому постоянным перегревом $\Delta T = T_0 - T_s(p_l)$. В этом случае $R \sim \sqrt{t}$. Кривая 4 — приближенное аналитическое решение задачи о росте парового пузырька в переменном поле давления, полученное в [7]. Это решение, полученное в предположении, что преобладает тепловой механизм процесса, а тепловой пограничный слой в жидкости тонок, обобщает решение [3] на случай переменного давления. Некоторое различие кривых 1 и 4, по-видимому, связано с тем, что данная работа в отличие от [7] полностью учитывает влияние переменности свойств пара. Как видно из фиг. 4, кривые 1, 4 приемлемо описывают эксперимент, в то время как предельные кривые 2, 3 лишь ограничивают экспериментальные точки. Отметим, что данные [6] при понижающемся давлении получены на уже существующих пузырьках. Однако, как отмечалось в [7], нель-



Ф и г. 4

д и гелии при одинаковых начальных условиях. Давление в жидкости мгновенно повышалось с $p_0 = 10^5$ Па до $p_1 = 12 \cdot 10^4$ Па, начальный радиус пузырька $R_0 = 10$ мкм, начальная температура в системе была однородной и равнялась своей температуре насыщения, соответствующей равновесному давлению в пузырьке.

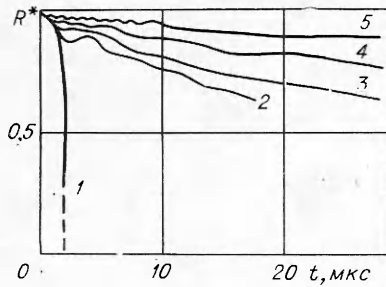
Поведение кривых 1—5 на фиг. 5 подтверждает эффективность введенного в [8] параметра $B_0 = Ja^2 a_l / R_0 (\rho_l / \Delta p)^{1/2}$ для предсказания характера схлопывания паровых пузырьков. Здесь $Ja = c_l \Delta T \rho_l / l_{p0}$ — число Якоба, a_l — коэффициент температуропроводности жидкости, $\Delta p = p_1 - p_0$, $\Delta T = T_s(p_1) - T_0$. Параметр B_0 определен в [8] как отношение характерного времени схлопывания пузырька $t_p = R_0 (\rho_l / \Delta p)^{1/2}$, если бы оно определялось только инерцией жидкости, к времени смыкания пузырька $t_T = R_0^2 / a_l Ja^2$, если бы оно определялось только теплопередачей. Таким образом, при больших значениях B_0 процесс схлопывания пузырька близок к предельному инерционному режиму, а при малых B_0 — к тепловому. Кривым 1—5 на фиг. 5 соответствуют значения $B_0 = 8$; $6 \cdot 10^{-2}$; 10^{-2} ; $5 \cdot 10^{-4}$; $2 \cdot 10^{-4}$.

На фиг. 6 приведено сравнение расчетных кривых радиус — время с экспериментальными данными [8] по схлопыванию паровоздушных пузырьков в воде для следующих начальных данных: $R_0 = 3,66$ мм, $p_0 = 636 \cdot 10^2$ Па, $T_0 = T_s(p_0)$ (кривая 1), $R_0 = 3,36$ мм, $p_0 = 734 \cdot 10^2$ Па, $T_0 = T_s(p_0)$ (кривая 2). В обоих случаях система скачком ставилась под атмосферное давление $p_1 = 10^5$ Па, начальное содержание нерастворимого газа в пузырьках соответственно составляло $k = 0,0002$; $0,0006$. Для учета этого обстоятельства кривая 2 была также рассчитана и на основе системы уравнений для парогазовых пузырьков [9] (штриховая линия). Расчеты показали, что столь малое содержание газа практически не оказывает влияния на начальный ход кривой радиус — время, приводя лишь к неполному смыканию пузырьков.

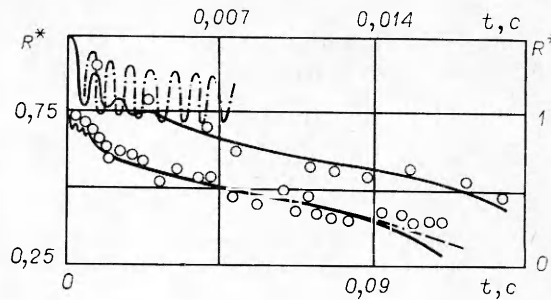
Для наглядности кривые показаны в разных масштабах: кривой 1 соответствуют левая вертикальная и верхняя горизонтальная оси, 2 — правая вертикальная и нижняя горизонтальная оси. Видно хорошее согласование настоящих расчетов с экспериментальными данными. Штрихпунктирная кривая — теоретические расчеты [10] применительно к кривой 1. В расчетах [10] использовано произвольное допущение о параболическом распределении скорости паровых частиц в пузырьке, ведущее к искажению профиля температуры. Кроме того, как отмечалось в [11], авторы [10] пренебрегли тепловым потоком в паровую фазу. Однако, как следует из результатов данной работы, основной недостаток [10], который привел к значительному рассогласованию с экспериментом, состоял в неверном выборе шага в конечно-разностной схеме для уравнения энергии жидкости. Шаг разностной сетки уравнения энергии жидкости должен удовлетворять условию $h_l \ll \delta_l$, где $\delta_l \sim (a_l / \omega)^{1/2}$ — толщина температурного пограничного слоя в жидкости, $\omega = (3\gamma p_0 / \rho_l)^{1/2} / R_0$ — частота радиальных колебаний пузырька. Для варианта, рассчитанного на фиг. 6,

зая сказать, каков тепловой пограничный слой у пузырьков, которые в прошлом уже росли или схлопывались, и как он влияет на их последующее поведение.

На фиг. 5 приведены расчетные кривые радиус — время для случая конденсационного схлопывания паровых пузырьков в различных жидкостях. Кривые 1—5 показывают поведение пузырьков в воде, фреоне-12, азоте, водороде



Ф и г. 5



Ф и г. 6

$\delta_l \sim 10^{-5}$ м, или $\delta_l \sim 0,3 \cdot 10^{-2} R_0$. Следовательно, шаг разностной схемы h_l должен удовлетворять условию $h_l \leq 10^{-3} R_0$. Выбор авторами [10] более крупного шага ($h_l = 10^{-2} R_0$) привел к значительному занижению градиента температуры жидкости в пристенном пограничном слое и как следствие к сильному занижению скорости фазового перехода, так как, согласно (2),

$$jl \approx \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r} \Big|_R \leq \lambda_l \frac{\Delta T}{h_l}.$$

Отсюда

$$(14) \quad j/\rho_v \leq \frac{\lambda_l \Delta T}{h_l \rho_v}.$$

Подставив в оценку (14) значения параметров, соответствующие варианту, рассчитанному на фиг. 6, и $h_l = 10^{-2} R_0$, получим $j/\rho_v \leq 0,2$ м/с. В то же время $\dot{R} \sim (\Delta p/\rho_l)^{1/2} \approx 6$ м/с. Следовательно, при таком выборе шага $j/\rho_v \ll \dot{R}$ и, согласно (3), $w_v \approx \dot{R}$. Последнее, если пренебречь также тепловым потоком в паровую фазу [10], приводит путем интегрирования уравнения (5) к известному соотношению для адиабатического газового пузыря

$$p_v R^{3\gamma} = \text{const.}$$

Неудивительно поэтому обнаруженное авторами [10] близкое сходство их расчетов с поведением адиабатического газового пузыря постоянной массы и качественное рассогласование с экспериментами [8] (в экспериментах ярко выраженных пульсаций пузырьков не наблюдалось).

Авторы благодарят Р. И. Нигматулину за внимание к работе и ценные замечания.

Поступила 24 VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С. Динамика паровых пузырьков.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 3.
2. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
3. Plesset M. S., Zwick S. A. The growth of a vapor bubbles in superheated liquids.— J. Appl. Phys., 1954, vol. 25, N 4.
4. Scriven L. E. On the dynamics of phase growth.— Chem. Eng. Sci., 1959, vol. 10, N 1.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964.
6. Hewitt N. C., Parker J. D. Bubble growth and collapse in liquid nitrogen.— Trans. ASME. J. Heat Transfer, 1968, vol. 90, N 1.
7. Jones O. C., Zuber N. Bubble growth in variable pressure fields.— Trans. ASME. J. Heat Transfer, 1978, vol. 100, N 3.

8. Florschuetz L. W., Chao B. T. On the mechanics of vapor bubble collapse.— Trans. ASME. J. Heat Transfer, 1965, vol. 87, N 2.
9. Нигматуллин Р. И., Хабеев Н. С. Динамика парогазовых пузырьков.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 6.
10. Cho S. M., Seban R. A. On some aspects of steam bubble collapse.— Trans. ASME. J. Heat Transfer, 1969, vol. 91, N 4.

УДК 532.526.3

КОЭФФИЦИЕНТ АСИММЕТРИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В ТУРБУЛЕНТНЫЙ

В. А. Тэтянко

(Новосибирск)

В последнее время явление ламинарно-турбулентного перехода, связанное с процессом перестроения механизма передачи энергии в пограничном слое от молекулярного к молярному, привлекает все большее внимание исследователей. Этот интерес вызван надеждой, что через знание механизма перехода можно лучше понять явления, происходящие в турбулентном пограничном слое.

Наши более ранние исследования смены режима течения в пограничном слое на пластине показали наличие ряда зон по толщине и длине области перехода, связанных с изменением характера пульсаций скорости [1, 2]. Выполненные позже исследования плотности распределения вероятностей пульсаций скорости в области ламинарно-турбулентного перехода позволили количественно оценить выделенные зоны. Пример одного из распределений пульсаций скорости приведен в работе [3]. Последние исследования показали интересный характер изменения коэффициента асимметрии пульсаций скорости при переходе на расстояниях, меньших толщины вытеснения пограничного слоя. В данной работе приведены результаты, полученные в двух циклах испытаний, разделенных значительно во времени.

Исследование ламинарно-турбулентного перехода выполнено на плоской пластине с эллиптическим носиком при нулевом градиенте давления по длине в низкотурбулентной аэродинамической трубе. Измерение скорости производилось комплектом термоанемометрической аппаратуры фирмы «DISA» с линеаризатором и регистрацией сигнала на измерительном магнитофоне МР-5521 в диапазоне частот 1 Гц — 10 кГц. Реализации скорости обрабатывались на анализаторе статистических характеристик «His-tomat». Распределения строились по 100—124 точкам при объеме выборки $\sum p(v_i) = 10^6$ и общем времени обработки 90 с. Плотность вероятности определялась обычным образом:

$$p_i = p(v_i) / \sum p(v_i),$$

где $p(v_i)$ — приборная вероятность.

При дальнейшей математической обработке распределений определялись первые два начальных момента:

$$E[V] = \sum v_i p_i, \quad E[V^2] = \sum v_i^2 p_i,$$

где V — исследуемая случайная величина; v_i — возможные значения случайной величины с вероятностью p_i ; дисперсия

$$D = E[V^2] - (E[V])^2,$$