

Общероссийский математический портал

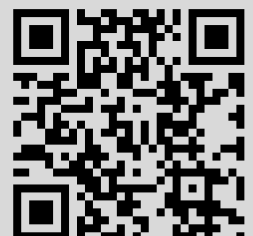
А. А. Халатов, А. А. Авраменко, С. Г. Кобзарь, Воздействие внешней турбулентности на неустойчивость Тэйлора–Гертлера, *TBT*, 1995, том 33, выпуск 5, 807–809

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.174

17 января 2025 г., 07:42:16



На основании опытных данных по теплоемкостям и расчетных значений энтропий вычислены температурные зависимости термодинамических функций арсенатов никеля (табл. 2). Теплоемкость и энтальпии указаны со средней случайной составляющей погрешности, в пределах которой укладываются отклонения экспериментальных и расчетных данных по теплоемкостям. Погрешности энтропии и функции $\Phi^{\infty}(T)$ вычисляли суммированием средней ошибки экспериментального

определения теплоемкостей и погрешности расчета энтропии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. X-Ray Powder Date File American Society for Testing Materials (ASTM). Boston, 1972.
2. Спиридонов В.П., Лопаткин А.А. Математическая обработка физико-химических данных. М.: Изд-во МГУ, 1970. 221 с.
3. Кумок В.Н. Прямые и обратные задачи химической термодинамики. Новосибирск: Наука, 1987. С. 108.

УДК 532.536

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВНЕШНЕЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТЭЙЛОРА–ГЕРТЛЕРА

© 1995 г. А. А. Халатов, А. А. Авраменко, С. Г. Кобзарь

Институт технической теплофизики, г. Киев

Поступило в редакцию 19.12.94 г.

В теплообменных устройствах, особенно теплоэнергетике, авиационной и ракетной технике, широко распространены вогнутые поверхности, которые являются источником центробежной неустойчивости. Результатом такой неустойчивости являются продольные макровихри Тэйлора–Гертлера, которые генерируются в пограничном слое. Макровихри оказывают существенное влияние на процессы переноса тепла и импульса и тем самым изменяют локальное распределение коэффициентов теплоотдачи и трения поверхности, а также увеличивают осредненные значения этих коэффициентов. Поэтому важно знать критерии возникновения центробежной неустойчивости.

Впервые теоретически вихри Тэйлора–Гертлера при ламинарном режиме течения обнаружил Г. Гертлер. В турбулентном пограничном слое появление таких вихрей экспериментально исследовал М. Тани. Среди теоретических работ, посвященных исследованию турбулентных вихрей, можно отметить немногочисленные работы [1–3], в которых исследовались пристенные турбулентные струи.

В [1] рассмотрена устойчивость турбулентного пограничного слоя как предельный случай пристенной струи со спутным потоком. В результате получен критерий возникновения вихрей при малой кривизне

$$Gö_{cr} = \frac{u_{\infty} \delta}{\nu} \sqrt{K} = 75,$$

где u_{∞} – скорость на внешней границе пограничного слоя; δ – толщина пограничного слоя; ν – кинематическая вязкость; R_w – радиус кривизны поверхности; $K = \delta/R_w$. Полученное значение критического числа Гертлера $Gö_{cr}$ намного меньше

экспериментальных данных Г. Лифмана, полученных для турбулентного пограничного слоя.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию условий возникновения вихрей Тэйлора–Гертлера в турбулентном пограничном слое при наличии внешней турбулентности. Задача решается следующим образом. На основном течение накладываются возмущения в форме Тэйлора при нулевом инкременте нарастания. В результате получается система уравнений для возмущающих амплитуд скорости и давления [4]. Эта система уравнений позволяет в наиболее полной форме определить условия возникновения вихрей Тэйлора–Гертлера при воздействии любых возмущающих факторов. Для исследования данной системы необ-

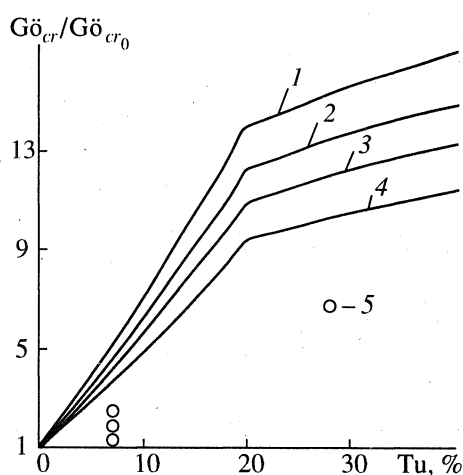


Рис. 1. Влияние внешней турбулентности на $Gö_{cr}$: 1 – $K = 0.01$, 2 – 0.03, 3 – 0.05, 4 – 0.1, 5 – экспериментальные данные [5], $K = 0.81 \times 10^{-2}$, 1.05×10^{-2} , 1.4×10^{-2} .

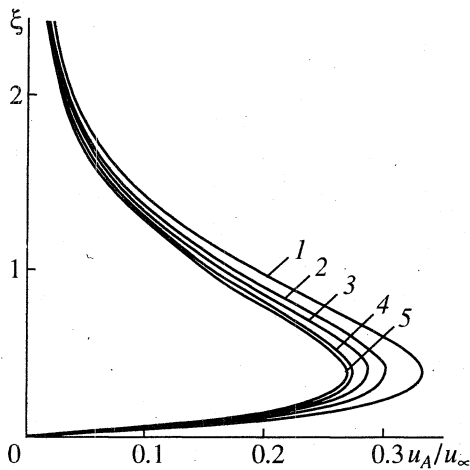


Рис. 2. Профили продольной составляющей скорости возмущающей амплитуды. Ту: 1 – 5; 2 – 10; 3 – 15; 4 – 20; 5 – 25%.

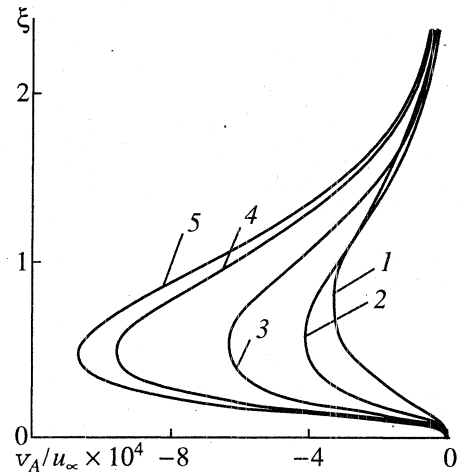


Рис. 3. Профили поперечной составляющей скорости возмущающей амплитуды. Обозначения на рис. 2.

ходимо знать профили осредненных скоростей. Они были получены на основе численного расчета уравнений турбулентного пограничного слоя около вогнутой поверхности. Расчет производился на основе шеститочечной неявной конечно-разностной схемы с использованием модели турбулентной вязкости Себиси–Брэдшоу. При этом выражение для турбулентной вязкости задавалось с учетом поправки П. Брэдшоу, которое учитывает кривизну линий тока

$$v_t = v_{t_0} (1 + \beta Ri)^2.$$

Здесь v_{t_0} – турбулентная вязкость для плоского потока; $Ri = 2u/R_w(du/dy)^{-1}$ – число Ричардсона; u – осредненная продольная скорость; y – поперечная координата.

Коэффициент β , входящий в формулу для v_t , является функцией кривизны. Он определялся из сравнения расчетных значений формпараметра пограничного слоя H и экспериментальных данных различных авторов. В результате обобщения получена следующая зависимость:

$$\beta = 6.6274 - 7.843(\delta^{**}/R_w)^{0.143},$$

где δ^{**} – толщина потери импульса.

Используя профили осредненной скорости и соотношения для v_t , систему для возмущающих амплитуд исследовали на собственные значения конечно-разностным методом. В результате была получена диаграмма устойчивости в виде зависимости числа Гертлера $G\ddot{o}$ от волнового числа. Минимум этой зависимости представляет собой критическое значение числа Гертлера $G\ddot{o}_{cr}$, при котором возникают продольные макровихри. Оказалось, что величина $G\ddot{o}_{cr}$ является

убывающей функцией кривизны и имеет вид

$$G\ddot{o}_{cr_0} = \begin{cases} 3843 - 68520K \\ \text{при } K = 0.01 \dots 0.02; \\ \frac{21.783}{K} - \frac{0.26175}{K^2} + \frac{5.784 \times 10^{-3}}{K^3} + \\ + \frac{2.109 \times 10^{-4}}{K^4} \\ \text{при } K = 0.02 \dots 0.1. \end{cases} \quad (1)$$

Согласно этой зависимости величина $G\ddot{o}_{cr_0}$ уменьшается в диапазоне изменения $K = 0.01 \dots 0.1$ от 3157 до 199. Причем наиболее резкое снижение происходит до $K = 0.03$.

Волновое число вихря также убывает с ростом параметра кривизны в соответствии с зависимостью

$$\bar{\sigma}_0 = 3.2626 + 2.577 \times 10^{-2}K^{-1} + 2.233 \times 10^{-4}K^{-2}. \quad (2)$$

Знание собственных значений системы уравнений для возмущающих амплитуд позволяет непосредственно проинтегрировать данную систему. Система интегрировалась псевдонестационарным численным методом. В результате получены профили скорости и давления возмущающих амплитуд. Наибольший по своему абсолютному значению является профиль продольной составляющей скорости. Он не зависит от инкремента нарастания и может быть описан следующим выражением:

$$\frac{u_A}{u_\infty} = \begin{cases} 0.147G\ddot{o}^{0.5}\xi & \text{при } \xi \rightarrow 0 \\ S_0 \exp[-b\xi] & \text{при } \xi > 0.01, \end{cases} \quad (3)$$

$$\xi = y/\delta, \quad b = 2.5, \quad S_0 = 2.701 + 1.958K - 9.72K^2.$$

Наличие внешней турбулентности усиливает турбулентный перенос в пограничном слое. Это, в свою очередь, препятствует передаче энергии от основного течения к вторичным структурам, что подтверждают результаты работ [2, 3]. Следовательно, внешняя турбулентность ухудшает условие возникновения вихрей Тэйлора–Гертлера и таким образом увеличивает значение $Gö_{cr}$. Определение $Gö_{cr}$ было проведено по той же методике, что и при отсутствии внешней турбулентности.

Анализ полученных результатов показал, что $Gö_{cr}$ может быть определен по формуле

$$\frac{Gö_{cr}}{Gö_{cr_0}} = \begin{cases} 1 + aTu^{1.08}, & Tu = 0 \dots 20\% \\ bTu^{0.2889}, & Tu = 20 \dots 40\%, \end{cases} \quad (4)$$

$$a = 0.556 - 4.257K + 20.11K^2,$$

$$b = 6.363 - 45.535K + 215.11K^2.$$

Здесь $Gö_{cr_0}$ определяется по формуле (1). Зависимость (4) показана на рис. 1. Там же представлены экспериментальные данные [5], соответствующие режиму течения при отсутствии вихрей. Как видно, имеется хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных. С увеличением степени турбулентности внешнего потока увеличивается также волновое число вихря в соответствии с зависимостью

$$\frac{\bar{\sigma}}{\bar{\sigma}_0} = \begin{cases} 1 + a_1Tu^{0.816} & \text{при } Tu = 0 \dots 20\% \\ b_1Tu^{0.223} & \text{при } Tu = 20 \dots 40\%, \end{cases}$$

$$a_1 = 0.173 - 1.97K + 10.117K^2,$$

$$b_1 = 1.558 - 12.195K + 61.167K^2,$$

где $\bar{\sigma}_0$ определяется по формуле (2), что подтверждают экспериментальные данные [6].

Внешняя турбулентность уменьшает интенсивность вихрей. Это приводит, как показывает расчет, к уменьшению продольной составляющей скорости (рис. 2). Профили продольной составляющей могут быть описаны зависимостью (3), если в ней вместо S_0 использовать параметр

$$S = S_0(1 + 0.225 \ln Gö_{cr}/Gö_{cr_0})^{-1}.$$

На рис. 3 показаны профили поперечной составляющей скорости v_A/u_∞ . Следует отметить, что изменение профилей v_A/u_∞ с ростом Tu противоположно тенденции изменения u_A/u_∞ .

Получение соотношения для профилей возмущающих величин позволяет определить связанную с продольными макровихрями поправку на коэффициенты трения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kobayashi R., Fujisawa N. Taylor–Gortler Instability of Turbulent Wall Jets Along Concave Surfaces // J. Appl. Mech. 1980. V. 47. № 3. P. 671.
2. Fujisawa N., Kobayashi R., Shirai H. Centrifugal Instability of Turbulent Wall Jets Along Strongly Concave Surfaces // J. Appl. Mech. 1985. V. 52. № 2. P. 492.
3. Fujisawa N., Shirai H. On the Stability of Turbulent Wall Jets Along Concave Surfaces // Bull. JSME. 1986. V. 29. № 257. P. 3761.
4. Авраменко А.А., Халатов А.А. Неустойчивость Тэйлора–Гертлера в ламинарном градиентном пограничном слое // Пром. теплотехника. 1993. Т. 15. № 3. С. 29.
5. Kim J., Simon T.W., Russ S.G. Free-Stream Turbulence and Concave Curvature Effects on Heated, Transitional Boundary Layers // J. Heat Transfer. 1992. V. 114. P. 338.
6. Жукаускас А.А., Жюгжда И.И. Теплоотдача цилиндра в поперечном потоке жидкости. Вильнюс: Минтис, 1979. 237 с.

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В СИЛЬНО ОХЛАЖДЕННОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ВОЗДУХА. СРАВНЕНИЕ С МЕТОДАМИ РАСЧЕТА

© 1995 г. Е. В. Гуренцов, В. К. Шиков, Е. Б. Эйгенсон

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Поступило в редакцию 08.06.95 г.

Экспериментальные данные по конвективному теплообмену в сильно охлажденном развитом турбулентном пограничном слое сверхзвукового потока воздуха, полученные для плоской пластины в [1] с использованием специально созданной

экспериментальной установки на базе ударной трубы, сравниваются в данной работе с рядом известных теорий и полуэмпирических соотношений для описания конвективного турбулентного теплообмена на плоской поверхности. Получен-