

УДК 532.526 535.8

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗВИТИЯ ВИХРЕЙ ТЕЙЛОРА-ГЕРТЛЕРА НА ВЫПУКЛОЙ ПОВЕРХНОСТИ ИЗОГНУТОЙ ПЛАСТИНЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ВДОЛЬ КРИВОЛИНЕЙНОЙ ТРАЕКТОРИИ

В. И. НИКИШОВ, В. В. ОЛЕКСЮК, С. В. ПИХУР

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Получено 30.03.05

Представлены результаты экспериментальных исследований развития вихрей Тейлора-Гертлера в пограничном слое, формирующемся на выпуклой стороне криволинейной пластины, которая движется вдоль круговой траектории. Приведено подробное описание экспериментальной установки. Для визуализации процесса и получения количественной информации в работе использовался метод импульсной генерации водородных микропузырьков, что позволило регистрировать несколько линий микропузырей, находящихся на разных расстояниях от передней кромки пластины. В результате анализа процесса формирования вихрей в трех плоскостях относительно поверхности пластины установлено, что возникающие возмущения действительно являются продольными вихрями, картины распределения микропузырьков полностью соответствуют известным представлениям о кинематике изучаемых вихрей. Установлено, что в изучаемом диапазоне скоростей наблюдается линейное развитие вихрей Тейлора-Гертлера. Предлагается использовать искусственный способ ускорения процесса формирования продольных вихрей с помощью установки тонкой проволоки по размаху пластины. Предложен метод расчета проволочного "турбулизатора", позволяющий перемещать точку потери устойчивости вверх по потоку.

Представлено результати експериментальних досліджень розвитку вихорів Тейлора-Гертлера в прилежовому шарі, що формується на опуклій стороні криволінійної пластини, яка рухається уздовж кругової траєкторії. Наведено докладний опис експериментальної установки. Для візуалізації процесу і одержання кількісної інформації в роботі використався метод імпульсної генерації водневих мікробульбашок, що дозволило реєструвати кілька ліній мікробульбашок, які перебувають на різних відстанях від переднього краю пластини. Аналіз процесу формування вихорів у трьох площинах щодо поверхні пластини показав, що збурення, які виникають, дійсно є поздовжніми вихорами, картини розподілу мікробульбашок повністю відповідають відомим представленням про кінематику досліджуваних вихорів. Показано, що в досліджуваному діапазоні швидкостей спостерігається лінійний розвиток вихорів Тейлора-Гертлера. Пропонується використовувати штучний спосіб прискорення процесу формування поздовжніх вихорів за допомогою встановлення тонкого дроту за розмахом пластини. Запропоновано метод розрахунку дротового "турбулізатора", використання якого дозволяє переміщувати місце втрати стійкості вгору за потоком.

The results of the experimental investigations of development of Taylor-Goertler vortices in a boundary layer arising on convex side of curved plate, that moves along circular trajectory, are presented. Detailed description of the experimental equipment is given. The pulse method of hydrogen microbubbles generation was used for visualization. This allows to take a photographic record of several lines of microbubbles located on different distances from the leading edge of plate. Analysis of the process of vortex forming shows that arising perturbations are really streamwise vortices, the pattern of the distribution of microbubbles completely correlates with elaborated understanding about kinematics of streamwise vortices. It is shown that linear development of Taylor-Goertler vortices takes place for the given interval of velocity. Artificial method for acceleration of vortex forming with using the installation of thin wire in spanwise direction is proposed. The method of estimation of the parameters of wire "turbulizer" that allows to shift the point of loss stability upstream is described.

## ВВЕДЕНИЕ

Известно, что центробежные эффекты могут приводить к неустойчивости течения жидкости вблизи твердых поверхностей. В результате развития такой неустойчивости в пограничном слое над вогнутой поверхностью возникают продольно ориентированные, вращающиеся в противоположные стороны пары вихрей. Гертлер [1] первым рассчитал диаграмму устойчивости и ввел в рассмотрение критический параметр, определяющий устойчивость течения:

$$G = \frac{U_0 \theta}{\nu} \left( \frac{\theta}{R} \right)^{1/2} = Re_\theta \left( \frac{\theta}{R} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $U_0$  – характерная скорость течения;  $\theta$  – толщина потери импульса;  $\nu$  – кинематический коэффициент вязкости;  $R$  – радиус кривизны стенки. Число Гертлера можно интерпретировать как отношение инерционных и центробежных эффектов в вязкой жидкости. Дальнейшее развитие проблемы линейной устойчивости течения над вогнутой стенкой осуществлено в работах [2–5], влияние нелинейности рассмотрено в [6]. Указанные работы основывались на эвристическом подходе к про-

блеме устойчивости, который заключался в применении теории, развитой для вихрей Тейлора [7], к продольным вихрям. Тем самым в работах использовалось приближение параллельности течений и пренебрегалось изменениями модовой функции в представлении формы возмущений в виде продольных вихрей, а только учитывался рост амплитуды возмущений (так называемый “локальный” подход). В результате система уравнений, описывающих развитие возмущений, сводилась к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Были обнаружены заметные расхождения результатов (особенно для больших значений длины волны), в том числе с экспериментальными данными. Впервые эти вопросы были рассмотрены в работах [8, 9] – здесь анализ проводился на основе системы параболических уравнений, в которых осуществлялся учет непараллельности потока. Для решения использовался метод асимптотических разложений. Различные аспекты данной проблемы: сравнение “локального” и “нелокального” (marching analysis) подходов, влияние начальных возмущений, шероховатостей границы и продольного градиента давления, восприимчивость вихрей к внешним возмущениям, вторичная неустойчивость вихрей и др. – изучались в работах [10-18]. В частности, в работе [11] показано, что достаточно далеко вниз по потоку зависимости скорости роста вихрей Гертлера (в линейном случае) от продольной координаты находятся в хорошем соответствии для обоих подходов (локального и нелокального) и проблема возникает при определении первой нейтральной точки. В работе [14] продемонстрировано, что вполне удовлетворительное соответствие результатов применения этих подходов имеет место для начальных возмущений в виде продольных вихрей. Грибообразные структуры в распределении компонент скорости в поперечном направлении были изучены в работах [19,20] для случая постоянной кривизны стенки. Устойчивость течения в пограничном слое над вогнутой поверхностью при наличии однородного вращения изучена в [21]. Авторы показали, что устойчивость зависит от направления вектора вращения. Обзор работ, посвященный исследованиям вихрей Гертлера, приведен в работе [22].

В работах [23-27] экспериментально подтверждено существование вихрей Гертлера, а также приведены результаты измерения длины волны, скорости нарастания возмущений. В частности, обнаружена [26] зависимость длины волны вихрей от вида вносимых возмущений, что подтверждено в работе [28]. Данные результаты согласуются

с выводами работы [9], в которой показано, что зависимость длины волны вихрей от вида начальных возмущений следует из параболической природы уравнений, описывающих их поведение, когда в случае сильной кривизны обнаружены [27] низкочастотные осцилляции вихрей и их меандрирование, что является последней стадией к переходу к турбулентному режиму. В работе [25] изучались продольные вихри, образующиеся вблизи внутренней стенки цилиндра, который резко останавливается. Похожие структуры возникают на внешней стенке цилиндра при его резком старте. Были измерены длины волн возникающих вихрей в зависимости от числа Рейнольдса. В работе [28] показано, что существуют две различные моды (синусоидальная и варикозная) вторичной неустойчивости. Дальнейшее изучение вихрей Гертлера было посвящено исследованию вторичной неустойчивости [29], эффектов нелинейности [30], влиянию начальных возмущений [30,31].

Продольные вихри могут появляться также во вращающихся прямолинейных или искривленных каналах, что связано с дестабилизирующей ролью сил Кориолиса [32]. Характеристики вихрей, появляющихся в таких течениях, были изучены в работах [33-35].

Данная работа посвящена изучению вихрей Тейлора-Гертлера, возникающих в пограничном слое, образующимся на выпуклой поверхности изогнутой пластины, которая движется вдоль искривленной траектории. В работе [36] показано, что в таком течении направления центробежной силы и ее нормальной к поверхности производной противоположны. Это приводит к тому, что течение становится неустойчивым. В то же время, указанная сила и ее нормальная производная совпадают вблизи выпуклой поверхности, движущейся вдоль искривленной траектории, т. е. течение устойчиво относительно возмущений, имеющих форму продольных вихрей. Аналогичный вывод об устойчивости течения вблизи вогнутой и выпуклой поверхностей, движущихся вдоль искривленной траектории, вытекает также из анализа баланса сил Кориолиса и сил давления [32]. Как и следовало ожидать, центробежная сила и ее нормальная производная являются противоположно ориентированы в пограничном слое над обтекаемой вогнутой поверхностью, т. е. течение неустойчиво. В работе [36] на основе “локального” подхода построена диаграмма линейной устойчивости течения, найдено критическое число Гертлера потери устойчивости  $G_{cr} \cong 2.1$ , рассчитаны амплитудные функции. Экспериментальное подтвер-

ждение существования продольных вихрей в пограничном слое над выпуклой, движущейся вдоль круговой траектории поверхности, сделано в работе [37]. Следует отметить, что формирование продольных (спиральных) вихрей наблюдается также в пограничном слое над вращающимися обтекаемыми телами и над вращающимися конусами [38].

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ОПЫТОВ

Эксперименты проводились в круговом бассейне, состоящем из двух коаксиальных цилиндров высотой  $H_b = 320$  мм, установленных на плоское дно **3** (рис. 1). Радиус внешнего цилиндра **1** составлял  $R_1 = 320$  мм, внутреннего цилиндра **2** –  $R_2 = 110$  мм. Боковые поверхности и дно изготовлены из плексигласа толщиной 15 мм. Буксировочная тележка состояла из крестовины **6** и монолитной плексигласовой шайбы **7**. Крестовина и шайба, жестко соединенные друг с другом, находились на валу **16**, который опирался на опорный подшипник **17** в массивном чугунном основании **18** и поддерживался подшипником вращения **19**, установленным на расстоянии 600 мм от нижнего края вала. Движение крестовины осуществлялось путем сматывания нити, предварительно намотанной на нижнюю часть монолитной шайбы. Для этого использовался электромеханический привод, позволяющий плавно регулировать скорость вращения тележки. Был проведен ряд мероприятий для уменьшения нестационарности скорости вращения. Во-первых, в качестве нити применялась стальная проволока **8**, обладающая малым растяжением по сравнению с другими материалами. Во-вторых, в процессе вращения крестовины на верхнюю часть монолитной шайбы происходила намотка упругой веревочной нити **9**, прикрепленной к грузу **10** через направляющие валики. В-третьих, использовался стабилизированный источник питания, при включении которого нарастание питающего напряжения происходило плавно в течение приблизительно 0.5 с, что позволяло достичь плавного нарастания скорости вращения на разгонном участке. Совокупность этих мероприятий позволила достичь постоянства скорости в пределах рабочего участка и получить стабильные, повторяющиеся разгонные кривые выхода системы на рабочий режим.

Над пластиной на валу был установлен прозрачный диск **11** диаметром  $D = 300$  мм с нанесенными по его краю радиальными непрозрачными

секторами шириной 2 градуса и периодом 2 градуса. Эти сектора перекрывали световой поток в системе светодиод-фотодиод **12**, установленной над диском, что позволило регистрировать скорость вращения путем определения частоты импульсов. Проведенные измерения показали, что скорость вращения буксировочной тележки постоянна в диапазоне 5–35 см/с. Между цилиндрами на хорошо обтекаемом буксировочном ноже **4**, жестко связанном с крестовиной, закреплялась криволинейная пластина **5**, которая представляла собой цилиндрический сегмент с радиусом кривизны  $R = 222$  мм, высотой  $H = 160$  мм и длиной в тангенциальном направлении  $L = 290$  мм.

Визуализация течения осуществлялась с помощью водородных пузырьков, которые генерировались специальным электронным генератором, использующим принцип электролиза воды под действием постоянного электрического напряжения. Микропузырьки водорода в виде тонкого нитевидного облака срывались с отрицательного электрода генератора, представляющего собой отрезок тонкой (диаметр 20 мкм) платиноиридиевой нити **13**, устанавливаемой в пограничном слое пластины параллельно ее образующей, при подаче на нее заданного импульса напряжения. Другой (положительный) электрод располагался на дне бассейна. Система генерации микропузырьков сконструирована так, что имела возможность регулировки времени между подаваемыми импульсами. На пластине были установлены микрометрические винты, позволявшие изменять расстояние от проволоки до пластины. Кроме того, имела возможность передвигать нить вдоль пластины. Таким образом, во время одного пробега осуществлялась периодическая генерация микропузырьков с заданной периодичностью. Отметим, что длительность импульса, в течение которого происходила генерация микропузырьков, была значительно меньше интервала времени между импульсами.

Освещение микропузырьков проводилось с помощью светового ножа в момент прохождения пластиной рабочего участка. В качестве источника света применялась электронная лампа-вспышка **14** (см. рис. 1). Сигнал на лампу подавался путем замыкания синхроконтрактов **15**, установленных на крестовине и внешнем цилиндре бассейна. Регистрация процесса осуществлялась цифровым фотоаппаратом.

Эксперименты проводились следующим образом. Пластина устанавливалась так, что радиус траектории движения **P** (рис. 2) совпадал с ра-

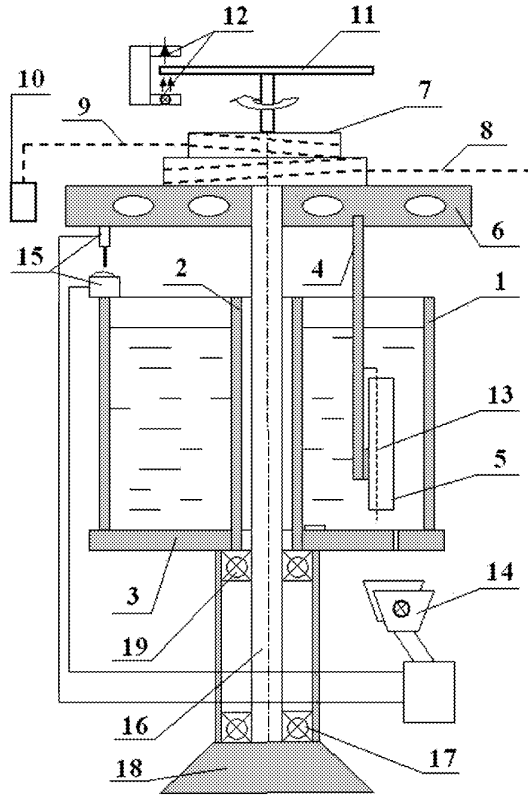


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

диусом ее кривизны (заштрихованными областями обозначены внутренний и внешний цилиндры). Центр пластины вначале находился в точке **A**. Затем включался электромеханический привод и пластина плавно разгонялась на участке **B** до заданной скорости. Оценка показывает [37], что длина разгона (вплоть до максимальных скоростей, используемых в экспериментах) не превышала  $\pi R/2$ . Длина буксировочного пути составляла  $\frac{3}{2}\pi R$ , т. е. можно утверждать, что на рабочем участке **C** скорость пластины была постоянной. Это подтверждается результатами измерений скорости пластины в процессе проведения опытов. Пластина тормозилась на участке **D** выключением привода.

## 2. ПРОФИЛЬ СКОРОСТИ

Важным вопросом при интерпретации результатов исследований развития вихрей Гертлера является вопрос о форме профиля скорости основного потока. В случае, когда радиус кривизны пласти-

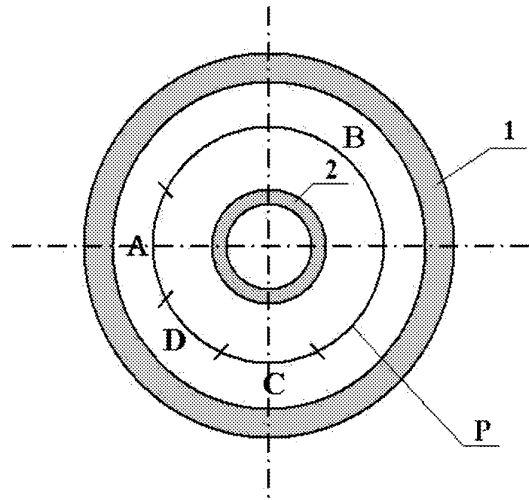


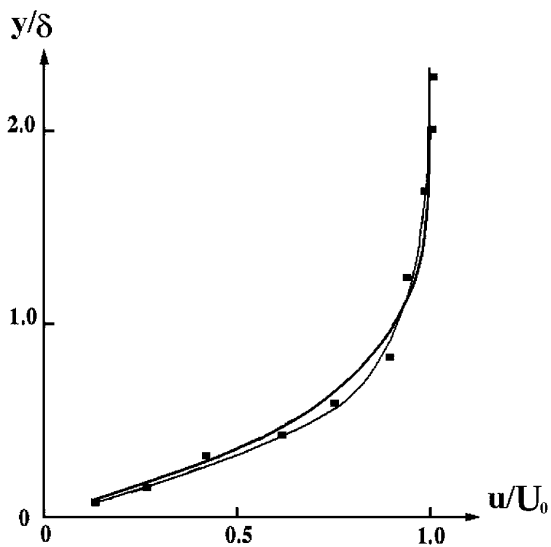
Рис. 2. Схема движения модели (вид сверху)

ны  $R$  значительно превышает толщину пограничного слоя  $\delta$ , т. е.  $R \gg \delta$ , в качестве профиля скорости основного течения можно принять профиль Блазиуса  $U_b(y)$  (в данном случае  $1 - U_b(y)$ ). Это предположение основано на результатах, полученных Гертлером, который показал, что малые вариации формы профиля мало влияют на результаты расчетов при условии, что толщина потери импульса  $\theta$  остается одна и та же [37].

В большинстве указанных выше работ, посвященных изучению вихрей Гертлера, в качестве профиля основного течения также принимался профиль Блазиуса, что обосновано малостью кривизны пластин.

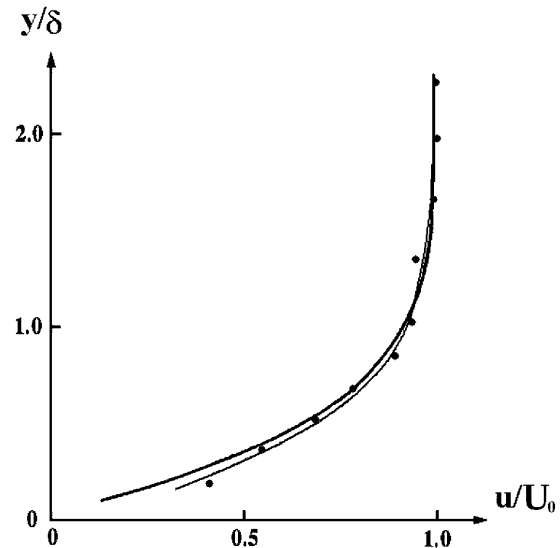
В данной работе были проведены эксперименты с целью выяснить отличие профиля основного течения от профиля Блазиуса. Для этого нить генератора микропузырьков располагалась на разных расстояниях от пластины вдоль нормальной координаты  $y$ . Когда нить находилась вне пограничного слоя, измерялось расстояние между центрами нитей микропузырей. Поскольку временной интервал между подаваемыми импульсами напряжения был известен, то это позволяло вычислить линейную скорость пластины. Проверка правильности измерений осуществлялась путем сравнения с данными, полученными системой контроля скорости пластины. Затем расстояние нити генератора микропузырей от пластины уменьшалось. Когда нить попадала в пограничный слой, расстояние между центрами нитей микропузырей уменьшалось вследствие влияния

пограничного слоя. В результате скорость основного потока жидкости вычислялась для заданного расстояния  $y$ . Результаты измерений профиля скорости  $1 - \frac{u}{U_0} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$  представлены на рис. 3 для скорости  $U_0=10$  см/с (докритический режим) и на рис. 4 для  $U_0=25$  см/с (сверхкритический режим) в виде кружочков. Аппроксимационная кривая получена методом наименьших квадратов. Толстая сплошная линия представляет собой теоретический профиль Блазиуса. Учитывая, что ошибки экспериментов не превышали 5–7 %, можно сделать вывод, что для данного режима движения профиль основного течения в пограничном слое близок к профилю Блазиуса.

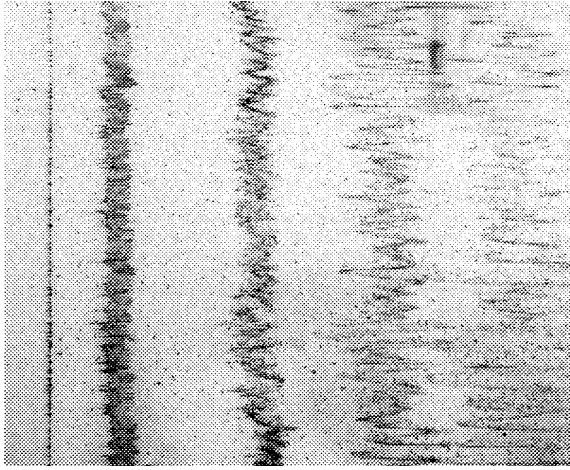
Рис. 3. Профиль скорости при  $U_0=10$  см/с

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

При движении искривленной пластины по криволинейной траектории на ее выпуклой стороне возникали продольные вихри Тейлора-Гертлера. Пузырьки, генерируемые в эксперименте, имели малые размеры и их плавучесть была мала по сравнению с динамическим эффектом, действующим на пузырек в пограничном слое. Это позволило использовать их в качестве пассивной примеси для визуализации течения. При введении в рассматриваемый пограничный слой пассивной примеси в виде прямолинейной контрастной тонкой нити, состоящей из пассивных трассеров, форма нити будет изменяться в пограничном слое под действием сдвигового течения в пограничном слое

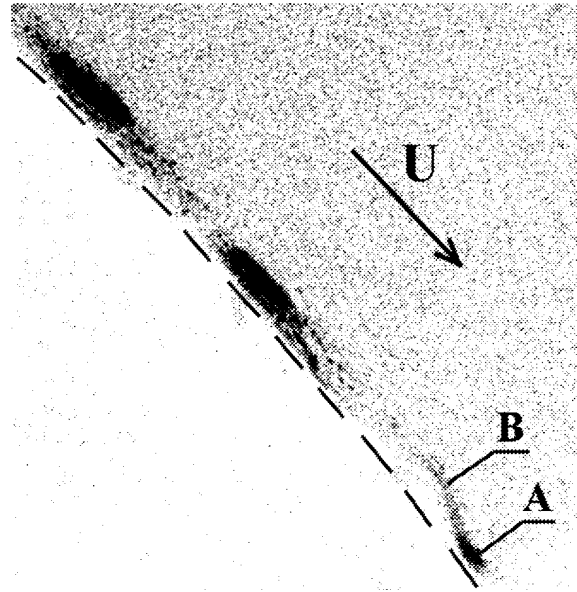
Рис. 4. Профиль скорости при  $U_0=25$  см/с

и кругового течения в продольных вихрях. Частицы примеси, находящиеся между вихрями, которые формируют течение, направленное к пластине, перемещаются в область, в которой продольная скорость течения (вдоль оси  $x$ ) больше, чем скорость в области центров вихрей. В результате эти частицы будут обгонять частицы, находящиеся в центрах вихрей. В то же время, частицы, расположенные между вихрями, где скорость направлена от пластины (в плоскости  $xy$ ), при своем движении попадают в область более низких продольных скоростей и, следовательно, отстают от частиц, которые находятся в районе линии центров. В результате, проекция трехмерной линии, вдоль которой располагаются частицы примеси, на плоскость  $xz$  принимает вид кривой с периодом, равным периоду вихрей в трансверсальном направлении. Отметим, что форма кривой в плоскости  $xz$  меняется в зависимости от того, выше или ниже линии центров вихрей происходит эжекция примеси, но период вихрей при этом не меняется. Во время одного пробега осуществлялась периодическая генерация линий микропузырей с периодом  $T = 200$  мс. В результате при фотографировании поверхности пластины регистрировалось несколько линий микропузырей, которые находились на разных расстояниях от передней кромки пластины. В качестве примера на рис. 5 изображена типичная картина эволюции линий микропузырей в пограничном слое. Здесь проволока расположена на расстоянии 10 см от передней кромки пластины и расстояние ее от поверхности пластины со-

Рис. 5. Распределение микропузырей в плоскости  $xz$ 

ставляло 0.1 см. Слева на фотографии видна тонкая полоска, представляющая изображение нити генератора микропузырей. Более толстые полосы – это изображения линий микропузырей. Видно, что вниз по потоку происходит деформация прямолинейной нити под действием продольных вихрей и сдвигового течения. С ростом  $x$  продольная скорость микропузырей, попавших под влиянием кругового движения, вызванного вихрями, в нижние области пограничного слоя, увеличивается, и они обгоняют основную массу микропузырей. В то же время микропузыри, попавшие в верхние части пограничного слоя, отстают. Это наглядно продемонстрировано на рис. 6, полученном путем фотографирования микропузырей, попавших в созданный достаточно узкий световой нож в плоскости  $xu$ . Граница пластины отмечена в виде штриховой линии, стрелкой указано направление движения пластины. В начале пластины видно облако микропузырей **A**, сорвавшихся с нити генератора. Под действием кругового движения часть микропузырей из этого облака переместилась в верхнюю часть пограничного слоя и скорость их уменьшилась. На фотографии видно, что микропузыри **B** отстают от микропузырей **A**.

По мере развития продольных вихрей увеличивается амплитуда выбросов и со временем возникает ситуация, когда изображения микропузырьков из предыдущего облака микропузырей “накладываются” на изображение последующих микропузырей. В результате в этой области становится невозможно определить длину волны вихрей, основываясь только на анализе фотографий, сделанных в плоскости  $xz$ . Дальнейшее развитие вихрей приводит к тому, что микропузыри принима-

Рис. 6. Распределение микропузырей в плоскости  $xu$ 

ют форму вытянутых вдоль оси  $x$  полос, концентрируясь в зонах, которые характеризуются малой продольной скоростью по сравнению с окружающими областями [28]. Фотографирование процесса развития вихрей в плоскости  $yz$  (в этой плоскости также был создан световой нож) осуществлялось таким образом, что оптическая ось фотоаппарата была направлена по касательной к движущейся пластине. На фотографии (рис. 7, *b*) наблюдается деформированная линия микропузырей. Видно, что часть микропузырей под влиянием кругового движения попадает в области **2**, находящиеся вблизи пластины, и скорость их увеличивается. Другие микропузырьки перемещаются от пластины (область **1**) и их скорость уменьшается. Дальнейшее развитие вихрей приводит, как отмечено выше, к формированию грибообразных структур [19, 20, 28] в плоскости  $yz$  (см. рис. 7), которые в плоскости  $xz$  выглядят как продольные слоистые структуры.

Важной характеристикой продольных вихрей является их длина волны вдоль координаты  $z$ . Были выполнены эксперименты, когда нити трассеров в виде водородных микропузырьков вводились в разных местах вдоль пластины. Для этого осуществлялись опыты, в которых проволока генератора микропузырьков устанавливалась на следующих расстояниях от переднего края пластины:  $x = 0.1; 1; 5; 10; 19; 25$  см. Линейная скорость движения пластины составляла 25 см/с. Другими словами, микропузырьки вводились в пограничный

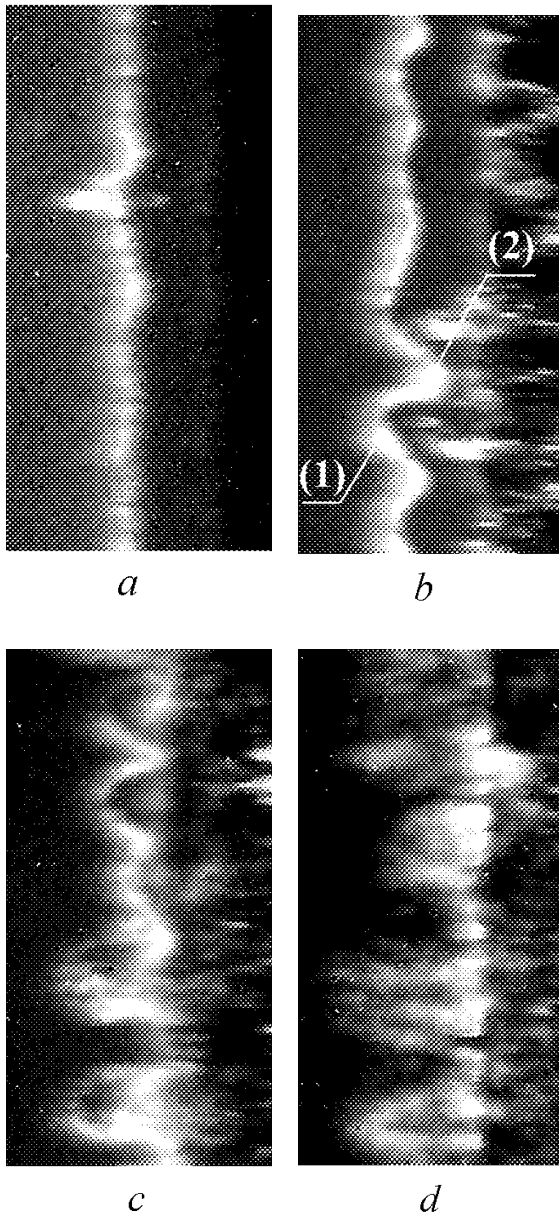


Рис. 7. Развитие грибоподобных структур

слой на разных этапах развития вихрей Гертлера. При этом расстояние нити генератора от пластины составляло  $y = 0.1$  см.

Результаты измерений представлены на рис. 8. Здесь кривые 1–7 соответствуют разным значениям  $\beta$  – коэффициента нарастания амплитуды возмущений. Данные, обозначенные крестиками, соответствуют случаю, когда нить генератора микропузырьков находилась на расстоянии 0.1 см от передней кромки пластины. Как и следовало ожидать, точки располагаются вблизи кривой нара-

стания [38]

$$\frac{U_0 r}{\nu} \left( \frac{\lambda}{R} \right)^{3/2} = \text{const}, \quad (2)$$

которая соответствует возмущениям с данной длиной волны  $\lambda$ . Данные, обозначенные треугольниками, соответствуют случаю, когда нить генератора пузырьков находилась на расстоянии 1 см от передней кромки. Квадратами обозначены экспериментальные точки, соответствующие случаю, когда данное расстояние составляло 5 см, перевернутые треугольники – расстояние составляло 10 см, закрашенные треугольники – 19 см, перевернутые закрашенные треугольники – 24 см. Анализ данных подтверждает сделанный выше вывод о том, что развитие вихрей Гертлера в данных экспериментах следует линейной теории.

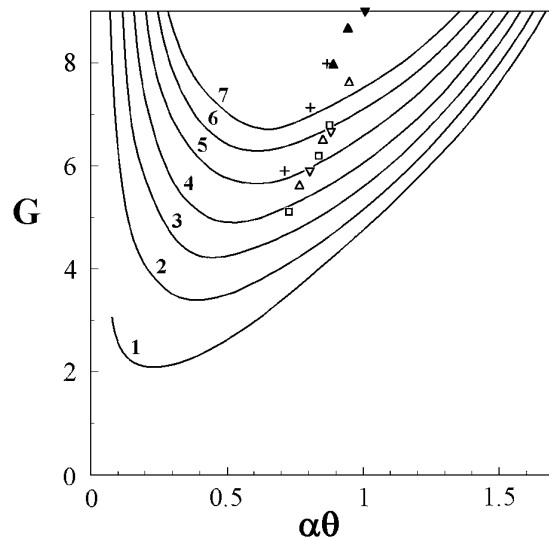


Рис. 8. Результаты измерений параметров вихрей при изменении положения генератора вдоль оси  $x$ . Кривые 1–7 рассчитаны в [36]: 1 – это нейтральная кривая, кривая 2 – соответствует  $\beta\theta Re_\theta = 0.15$ ; кривая 3 –  $\beta\theta Re_\theta = 0.3$ ; кривая 4 –  $\beta\theta Re_\theta = 0.45$ ; кривая 5 –  $\beta\theta Re_\theta = 0.6$ ; кривая 6 –  $\beta\theta Re_\theta = 0.75$ ; кривая 7 –  $\beta\theta Re_\theta = 0.9$

Аналогичные эксперименты проведены для случая, когда нить генератора микропузырьков располагалась на одном и том же расстоянии от переднего края пластины ( $x = 10$  см), но менялось расстояние от нити генератора до пластины. Результаты представлены на рис. 9: крестики соответствуют случаю, когда указанное расстояние составляло 0.05 см; треугольники – 0.1 см; квадраты – 0.15 см; перевернутые треугольники – 0.2 см. При дальнейшем увеличении этого расстояния ми-

кропузьрьки попадають в область вище пограничного слоя в данному сеченні і вплив вихрей Гертлера на їх поведінку виражено слабо. Аналіз результатів показує, що отримані дані відповідають результатам, приведеним вище. Оскільки відстань нити генератора кропузьрьок від передньої кромки пластини не змінюється, т. е. і товщина втрати імпульсу була постійною, то, як видно, всі точки лежать практично на одній кривій наростання, відповідуючій одній довжині хвилі.

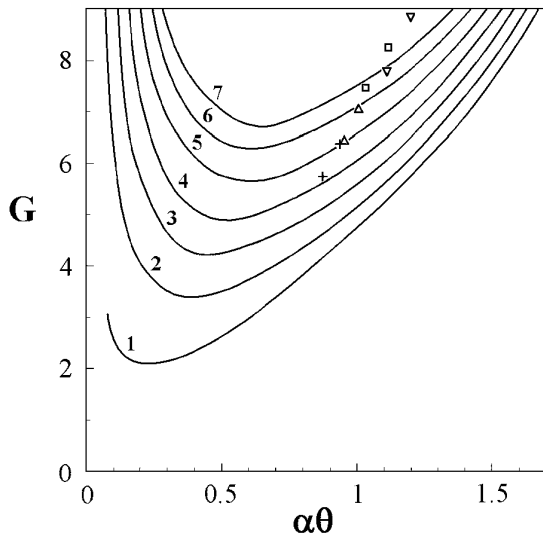


Рис. 9. Результати вимірювань параметрів вихрей при зміні положення генератора вздовж осі  $y$ . Криві 1–7 см. позначення рис. 8

В висновок коснемся питання про штучну ініціалізацію продольних вихрей введенням малих порушень в пограничний шар. До них відносяться порушення во зовнішньому потоці, акустичні порушення, розподілені або локалізовані нерівності межі і др. В роботі [27] показано, що хвильове число вихрей Гертлера залежить від природи вводимих в потік порушень. Це підтверджено в роботі [28], в якій порушення, вводимі вище по потоці, генерувалися з допомогою установки тонких смужок з різних матеріалів. Експерименти, проведені в роботі [39], показали, що введення штучних порушень в пограничний шар шляхом розміщення тонких смужок целюлози або тонких циліндрів кінцевої довжини, розміщених на різних відстанях друг від друга, суттєво змінює структуру потоку. Насправді, механізм неустійчивості є слабким, тому будь-який зовнішній фактор призводить до активізації цього механізму

і порушення з різними довжинами хвиль можуть формуватися в пограничному шарі [40]. Експерименти, проведені Тани [23], показали, що тільки при наявності ідеального потоку рідини можуть спостерігатися натуральні, умовлені пограничним шаром, продольні вихри, а спостережувані довжини хвиль залежать від ідеальності потоку і якості експериментального обладнання. Саме для таких умов чітко працює механізм селекції порушень, коли в експерименті спостерігаються порушення, що мають найбільшу швидкість зростання. Відхилення від цих умов впливає на механізм селекції і на загальне зростання вихрей [41].

Для проведення експериментальних досліджень перехідної стадії розвитку продольних вихрей і для застосування різних видів впливу на вихреобразні порушення з метою розробки способів управління пограничним шаром виникає необхідність прискорити процес формування вихрей і зменшити довжину зони лінійного розвитку вихрей, тим самим дозволяючи проводити експерименти з порівняно короткими пластинками. Одним з традиційних методів зменшення довжини зони лінійного зростання порушень і швидкого переходу до турбулентного режиму течії на обтекаємих тілах є установка турбулізатора. В даному випадку такої «турбулізатор» може бути використаний для прискорення процесу формування продольних вихрей. В проведені експериментах використовувалася провідка, оскільки вона має високу якість виготовлення і забезпечує постійність висоти в поперечному напрямку. Головна мета використання вказаного «турбулізатора» в даному випадку – це досягти критичного значення числа Гертлера на заданній відстані від передньої кромки пластинки.

Установка «турбулізатора» призводить не тільки до створення додаткових порушень в потоці рідини, але і збільшує товщину втрати імпульсу в пограничному шарі  $\Delta\theta$ . Це додаткове опір викликає зростання числа Гертлера, яке стає  $G^* = G + \Delta G$ , де  $G$  – число Гертлера для даного значення  $x$ , розраховане за товщиною втрати імпульсу;  $\Delta G$  – збільшення числа Гертлера, умовлене установкою «турбулізатора». Складемо оцінку величини  $\Delta G$ , відповідної «турбулізатору» заданного діаметра  $h$ . Його опір на одиницю розмаху пов'язаний з збільшенням товщини втрати імпульсу наступним співвідношенням [42]:  $F = \rho U_0^2 \Delta\theta$ . В той же час, опір «турбулізатора» може



быть представлено в виде  $F = C_d h \rho u^2 / 2$ , где  $u_h$  – скорость жидкости на высоте  $y = h$ . Тогда

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} C_d \left( \frac{u_h}{U_0} \right)^2 h. \quad (3)$$

Для проволочного турбулизатора, полностью утопленного в пограничный слой, коэффициент сопротивления  $C_d$  равен примерно 2/3 от сопротивления в однородном потоке и для практических расчетов можно принимать постоянной величиной, равной 0.75 [43]. Для определения отношения скоростей  $u_h/U_0$  можно использовать следующую полиномиальную зависимость [43]:

$$\frac{u_h}{U_0} = 1.81 \frac{h}{\delta} - 1.59 \left( \frac{h}{\delta} \right)^2 + 0.75 \left( \frac{h}{\delta} \right)^4, \quad (4)$$

при условии  $h/\delta < 1$ . Здесь  $\delta$  – толщина пограничного слоя. Таким образом, для данной величины  $x$ , скорости потока  $U_0$ , радиуса кривизны  $R$  и размера “турбулизатора”  $h$  можно найти соответствующую величину потери импульса  $\theta$  и вычислить число Гертлера  $G$ . Затем определить приращение  $\Delta G$  и итоговое  $G^*$ . Так, для  $x=1$  см и скорости потока  $U_0=25$  см/с число Гертлера составляет  $G=0.81$ , что меньше критического значения числа Гертлера потери устойчивости для криволинейной пластины, движущейся по криволинейной траектории  $G_{cr} \cong 2.1$ , найденного в работе [36]. Введение “турбулизатора” диаметром 0.08 см (меньше, чем толщина пограничного слоя) приводит к увеличению числа Гертлера, которое составляет  $G^*=2.7$ , т. е. больше критического значения. В результате возмущения будут нарастать вниз по потоку. Установка “турбулизатора” меньшего размера, даже если не достигается критическое значение числа Гертлера, тем не менее приводит к перемещению точки потери устойчивости ближе к краю ведущей кромки.

Опыты проводились с “турбулизаторами” в виде круглой проволоки диаметром 0.01; 0.018; 0.033 см. Для сравнения отметим, что толщина нити генератора микропузырьков составляла 0.002 см. На фотографии (рис. 10) представлена картина деформации нити микропузырей в пограничном слое в случае отсутствия турбулизатора. Нить генератора микропузырей располагалась на расстоянии 10 см от переднего края пластины, и на фотографии она видна в виде тонкой вертикальной полоски. Правее нее заметны нити микропузырей, которые деформируются в пограничном слое по мере развития вихрей Гертлера. Для сравнения на рис. 11 представлена фотография,

показывающая деформацию нитей микропузырей в случае, когда “турбулизатор” диаметром 0.1 см был установлен на расстоянии 1 см от переднего края пластины и на расстоянии 0.1 см от поверхности вдоль оси  $y$ . Сравнительный анализ показывает, что вихри развиваются быстрее, чем при отсутствии “турбулизатора”. Результаты, полученные при установке “турбулизаторов” других размеров, подтверждают сделанные выше выводы.

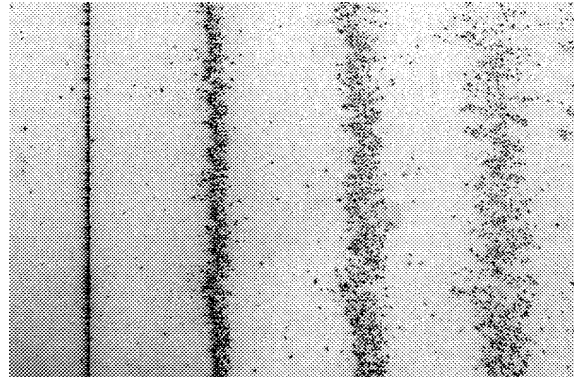


Рис. 10. Распределение микропузырей в плоскости  $xz$  в отсутствии “турбулизатора”

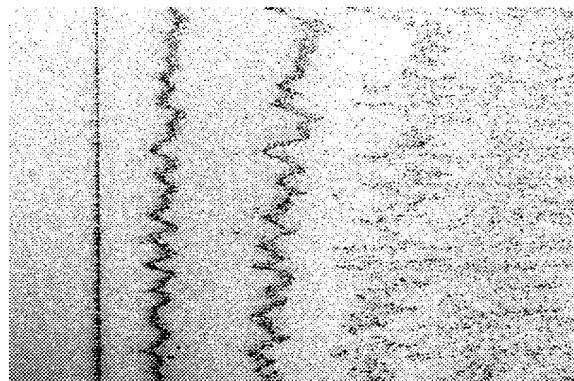


Рис. 11. Распределение микропузырей в плоскости  $xz$  в присутствии “турбулизатора”

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные экспериментальные исследования показали, что течение в пограничном слое на выпуклой поверхности изогнутой пластины, которая движется вдоль криволинейной траектории, является неустойчивым относительно трехмерных возмущений – вихрей Тейлора-Гертлера. Отметим, что при обтекании поверхности течение в пограничном слое оказывается также неустойчивым в

случае, когда эта поверхность вогнутая.

В работе приведено подробное описание экспериментальной установки. Важным вопросом при выполнении экспериментальных работ было обеспечение равномерности движения вращающейся тележки. Наличие неравномерности движения при изучении такого чувствительного к внешним возмущениям процесса, как формирование и рост продольных вихрей, может привести к заметным погрешностям в определении длины волны и степени роста возмущений. Для измерений скорости вращения применялся метод водородных пузырьков, непосредственные измерения скорости вращения системой светодиод-фотодиод использовались в качестве дополнительной информации. Испытания показали, что скорость вращения тележки на рабочем участке в опытах была постоянной, погрешность измерений составила менее 1.5 %.

В большинстве экспериментальных работ, посвященных изучению процесса формирования продольных вихрей, отмечается, что одним из источников погрешностей является турбулентность внешнего потока. Присутствие даже очень малых возмущений, в частности, продольной завихренности в основном течении, может привести к заметным искажениям в картине развития вихрей за счет усиления узкого участка спектра длин волн, соответствующего внешним возмущениям [41]. В отличие от этих работ, в данном случае движение пластины происходило в условиях невозмущенной жидкости. Следует заметить, что время между пробегами составляло в большинстве экспериментов 60 мин и более. При уменьшении временного интервала возникали проблемы с повторяемостью результатов. Это также свидетельствует о высокой чувствительности изучаемого процесса к внешним возмущениям.

Для визуализации процесса и получения количественной информации в работе использовался метод водородных микропузырьков. С помощью импульсной генерации при фотографировании поверхности пластины достигалась возможность регистрации нескольких линий микропузырей, которые находились на разных расстояниях от передней кромки пластины, что особенно важно для анализа развития продольных вихрей вдоль пластины. Было осуществлено фотографирование процесса формирования вихрей в трех плоскостях относительно поверхности пластины. Анализ показал, что возникающие возмущения действительно являются продольными вихрями, картины распределения микропузырьков полностью соответствуют выработанным представлениям о ки-

нематике изучаемых вихрей. В работе продемонстрировано, что в изучаемом диапазоне скоростей наблюдается линейное развитие вихрей Тейлора-Гертлера.

Использование искусственных способов ускорения процесса формирования продольных вихрей с целью изучения способов управления вихрями предлагается осуществлять с помощью размещения тонкой проволоки по размаху пластины. Обычно такие способы используются для турбулизации потока в пограничном слое. Предложен метод расчета проволочного “турбулизатора”, использование которого позволяет перемещать точку потери устойчивости вверх по потоку.

1. Görtler H. Über eine dreidimensionale Instabilität laminarer Grenzschichten an konkaven Wänden // *Nacgr. Ges. Wiss. Göttingen. Math.-Phys. Klasse.*– 1940.– **2**, No 1.– P. 1-26.
2. Hammerlin G. Über das Eigenwertproblem der dreidimensionalen Instabilität laminarer Grenzschichten an konkaven Wänden // *J. Rat. Mech. Anal.*– 1955.– **4**.– P. 279-321.
3. Smith A.M.O. On the growth of Taylor-Goertler vortices along highly concave wall // *Quart. of Applied Math.*– 1955.– **13**, No 3.– P. 233-262.
4. Herbert T. On the stability of the boundary layer along concave wall // *Archives of Mechanics.*– 1976.– **28**, No 5-6.– P. 1039-1055.
5. Schultz-Grunov F., Behbahani Dj. Boundary layer stability at longitudinally curved walls // *ZAMP.*– 1973.– **24**, No 4.– P. 499-506.
6. Aihara Y. Nonlinear analysis of Goertler vortices // *Phys. Fluids.*– 1976.– **19**, No 11.– P. 1655-1660.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.– М.: Наука, 1969.– 742 с.
8. Hall P. Taylor-Goertler vortices in fully developed or boundary-layer flows: Linear theory // *Fluid Mech.*– 1982.– **124**.– P. 475-494.
9. Hall P. The linear development of Goertler vortices in growing boundary layers // *Fluid Mech.*– 1983.– **130**.– P. 41-58.
10. Benmalik A., Saric W.S. Effects of curvature variations on the nonlinear evolution of Goertler vortices // *Phys Fluids.*– 1994.– **6**, No 10.– P. 3353-3367.
11. Day H. P., Herbert T., Saric W.S. Comparing local and marching analysis of Goertler instability // *AI- AA J.*– 1990.– **28**, No 6.– P. 1010-1015.
12. Боголепов В.В., Липатов И.И. Асимптотический анализ развития вихрей Гертлера в пограничном слое жидкости около вогнутой поверхности.– : Препринт. Центр. Аэрогидродинамический институт им Н.Е. Жуковского, 1990.– 54 с.
13. Тимошин С.Н. Асимптотический анализ пространственно-неустойчивого спектра вихрей Гертлера // *Изв. АН ССР, МЖГ.*– 1990.– No 1.– С. 32-41.
14. Goulpie P., Klingmann B.G.B., Bottaro A. Goertler vortices in boundary layers with streamwise gradient: Linear theory // *Phys. Fluids.*– 1996.– **8**, No 2.– P. 451-459.

15. Itoh N. A non-parallel theory for Goertler instability of Folkner-Scan boundary layers // *Fluid Dyn. Res.*– 2001.– **28**, No 5.– P. 383-396.
16. Luchini P., Bottaro A. Goertler vortices: a backward-in-time approach to the receptivity problem // *Fluid Mech.*– 1998.– **363**.– P. 1-23.
17. Bottaro A., Zebib A. Goertler vortices promoted by wall roughness // *Fluid Dyn. Res.*– 1997.– **19**, No 5.– P. 343-362.
18. Yu. X., Liu J.T.C. On the mechanism of sinuous and varicose modes in three-dimensional viscous secondary instability of nonlinear Goertler rolls // *Phys. Fluids.*– 1994.– **6**, No 2.– P. 736-750.
19. Sabry A.S., Liu J.T.C. Longitudinal vorticity elements in boundary layers: nonlinear development from initial Goertler vortices as a prototype problem // *J. Fluid Mech.*– 1991.– **231**.– P. 615-663.
20. Lee K., Liu J.T.C. On the growth of mushroomlike structures in nonlinear spatially developing Goertler vortex flow // *Phys. Fluids.*– 1992.– **2**, No 1.– P. 95-103.
21. Zebib A., Bottaro A. Goertler vortices with system rotation: Linear theory // *Phys. Fluids.*– 1993.– **A5**, No 5.– P. 1206-1210.
22. Saric W. Goertler vortices // *Ann. Rev. Fluid Mech.*– 1994.– **26**.– P. 379-409.
23. Tani I. Production of longitudinal vortices in the boundary layer along a concave wall // *J. Geoph. Res.*– 1962.– **67**, No 8.– P. 3075-3080.
24. Wortmann F.X. Visualization of transition // *J. Fluid Mech.*– 1969.– **38**, No 3.– P. 473-480.
25. Euteneuer G.A. Einige Ergebnisse experimenteller Untersuchungen an instationären Goertler- Taylor Wirbeln // *ZAMM.*– 1970.– **50**, No 1-4.– P. T177-T180.
26. Tani I., Aihara Y. Goertler vortices and boundary-layer transition // *ZAMP.*– 1969.– **20**, No 5.– P. 609-618.
27. Bippes H., Goertler H. Dreidimensionale Strömungen in der Grenzschicht an einer konkaven Wand // *Acta Mechanica.*– 1972.– **14**, No 4.– P. 251-267.
28. Swearingen J.D., Blackwelder R.F. The growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of a wall // *J. Fluid Mech.*– 1987.– **182**.– P. 255-290.
29. Aihara Y., Kohama H. Secondary instability of Goertler vortices: formation of periodic three-dimensional coherent structure // *Trans. Japan Soc. Aeronautical and space sciences.*– 1981.– **24**, No 64.– P. 78-94.
30. Petitjeans Ph., Wesfeid J.-Ed. Spatial evolution of Goertler instability in a curved duct of high curvature // *AIAA J.*– 1996.– **34**, No 9.– P. 1793-1800.
31. Ajakh A., Kestoras M.D., Toe R., Peerhossaini H. Influence of forced perturbations in the stagnation region on Goertler instability // *AIAA J.*– 1999.– **37**, No 12.– P. 1572-1577.
32. Гриттон Д. Дж., Девис Р.А. Неустойчивости в геофизической гидродинамике // В кн. “Гидродинамические неустойчивости и переход к турбулентности”.– 1981.– С. 271-316.
33. Lezius D.K., Johnson J.P. Roll-cell instability in rotating laminar and turbulent channel flows // *J. Fluid Mech.*– 1976.– **77**, No 1.– P. 153-175.
34. Matsson O.J.E., Alfredson P.H. Curvature- and rotation-induced instabilities in channel flows // *J. Fluid Mech.*– 1990.– **210**.– P. 537-583.
35. Mutabazi I., Normand C. Gap size effects on centrifugally and rotationally driven instabilities // *Phys. Fluids.*– 1990.– **A4**, No 6.– P. 1199-1205.
36. Никишова О.Д. Устойчивость течения вблизи криволинейной движущейся поверхности к трехмерным возмущениям // *Прикладная гидромеханика.*– 2000.– **2(74)**, No 1.– С. 64-75.
37. Никишова О.Д., Горбатьюк Н.А. Развитие вихрей Тейлора-Гертлера в пограничном слое криволинейно движущейся поверхности в присутствии добавок полимеров // *Инж.-физ. ж.*– 1991.– **60**, No 3.– С. 414-419.
38. Kohama Y.P. Three-dimensional boundary layer transition study // *Current Science.*– 2000.– **79**, No 6.– P. 800-807.
39. Swearingen J.D., Blackwelder R.F. Spacing of streamwise vortices on concave walls // *AIAA J.*– 1986.– **24**, No 10.– P. 1706-1709.
40. Floryan J. M., Saric W.S. Stability of Goertler vortices in boundary layers // *AIAA J.*– 1982.– **20**, No 3.– P. 316-324.
41. Floryan J. M., Saric W.S. Wavelength selection and growth of Goertler vortices // *AIAA J.*– 1984.– **22**, No 11.– P. 1529-1538.
42. Preston J. The minimum Reynolds number for a turbulent boundary layer and selection of transition device // *J. Fluid Mech.*– 1958.– **3**, No 4.– P. 418-437.
43. Репик Е.Н., Коробкина А.С. К вопросу о выборе турбулизатора, фиксирующего переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный // *Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук.*– 1988.– **4**, No 15.– С. 47-57.