

О ПЕРЕХОДЕ К ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ЗАТОПЛЕННЫХ И СПУТНЫХ СТРУЯХ

О. П. НАВОЗНОВ, А. А. ПАВЕЛЬЕВ, А. В. ЯЦЕНКО

(Москва)

Экспериментально исследовался переход к турбулентному режиму течения в осесимметричных затопленных и спутных струях гелия и воздуха при различных профилях скорости в начальном сечении. Начальный профиль скорости в затопленных струях определялся пограничным слоем на срезе труб различной длины. В струях гелия и воздуха в спутном потоке воздуха начальный профиль скорости создавался при помощи переменного по радиусу гидравлического сопротивления — хонейкомба.

Ранее проводившиеся исследования перехода к турбулентности в струях показывали, что в области больших чисел Рейнольдса участок перехода мал, и уровень смешения на значительных длинах оценивался по зависимостям для основного участка течения. Однако, как показывают результаты работы [1], это не всегда справедливо. Длина участка перехода может быть значительно увеличена, если на границе спутных струй с существенно различными скоростями искусственно создать слой с плавным изменением скорости и малым уровнем начальных возмущений, масштаб которых много меньше толщины слоя со сдвигом скорости. В этих экспериментах при числах Рейнольдса (определенных по диаметру центральной струи и разности скоростей струи гелия u_1 и спутного потока воздуха u_2) порядка 5000 смещение было близко к ламинарному до расстояний ~ 550 мм от среза сопла, что составляло ~ 20 калибров струи. Отношение скоростей $m = u_2 / u_1$ равнялось 0,25, а отношение толщины h слоя сдвига скорости к диаметру центральной струи d_0 составляло 0,25. В работе отмечалось также, что на участке перехода не наблюдалось развития длинноволновых возмущений.

Развитие длинноволновых (по сравнению с толщиной слоя сдвига) возмущений является в настоящее время наиболее изученным механизмом перехода к турбулентности в свободных потоках с градиентом скорости. Этот механизм включает в себя начальную стадию развития синусоидальных возмущений от точки, в которой $Re \geq Re_{cr}$ (эта стадия описывается линейной теорией), и нелинейную стадию развития вторичного периодического движения с конечной амплитудой. Подобный механизм перехода наблюдался в различных работах, в частности в [1] на фиг. 3, а, б приведена фотография струи гелия в спутном потоке воздуха, на которой четко видны все стадии перехода. Теоретическому анализу устойчивости свободных потоков посвящено много работ [2, 3], однако существующие в настоящий момент теории не позволяют определить длину участка перехода к турбулентному режиму течения, складывающуюся из линейного и нелинейного этапов развития возмущений. Число экспериментальных работ по исследованию зависимости длины участка перехода от различных параметров течения очень ограничено. В частности, в последних работах [4, 5] исследовался переход к турбулентному режиму течения затопленных струй, истекающих из длинных труб и сопел, на стенках которых образовывался ламинарный или турбулентный пограничный слой. В [4] определялась зависимость отношения длины участка перехода x^* к толщине пограничного слоя δ^{**} в пограничном слое на срезе трубы от числа Рейнольдса, построенного по диаметру трубы. На основании полученных данных делался вывод о том, что указанное отношение не зависит от вязкости и определяется только режимом течения в пограничном слое. Однако правильное определять число Рейнольдса по характерной толщине слоя со сдвигом скорости, т. е. $Re^{**} = u\delta^{**}/\nu$. При обработке результатов измерений в таких координатах безразмерная длина участка перехода $x_l = x^*/\delta^{**}$ возрастает при уменьшении Re^{**} . В этой же работе отмечается, что длина участка перехода максимальна при равных плотностях окружающей среды и струи, а для спутных струй возрастает при увеличении отношения скоростей m . В работе [5], в которой исследовался переход к турбулентному режиму течения затопленных струй, истекающих из трубы длиной ~ 100 калибров, не приводится данных о начальном профиле скорости. Длина участка перехода определялась по резкому нарастанию продольных пульсаций скорости на оси струи. На основании полученных данных утверждается, что в широком диапазоне изменения чисел Рейнольдса, определенных по параметрам течения на срезе трубы, остается приблизительно постоянным число Рейнольдса, построенное по определенной указанной выше способам длине участка перехода и местной скорости на оси струи. Из этого следует, что длина участка перехода при постоянной скорости на срезе трубы не зависит от начальной формы профиля скорости и диаметра трубы.

Анализ этих последних работ показывает, что имеющиеся данные противоречивы и недостаточны для определения зависимости длины участка перехода от таких параметров течения, как вязкость, форма начального профиля скорости, уровень начальных возмущений, отношение плотностей смешивающихся струй и т. д.

1. В данной работе экспериментально исследовался переход к турбулентному режиму течения затопленных и спутных осесимметричных струй. Слой со сдвигом скорости на границе центральной струи при исследовании спутных потоков создавался при помощи хонейкомба, установленного в центральном сопле, а в истекающих из трубы затопленных струях — нарастающим по длине трубы пограничным слоем. Система определяющих параметров для экспериментов со спутными струями приведена в [1]. Описываемые ниже эксперименты проводились при равных скоростях на границе центральной струи и в спутном потоке, т. е. при $m^* = m = 0.25$. К указанным в [1] параметрам следует добавить некоторые параметры, характеризующие форму профиля скорости. В данных экспериментах со спутными струями форма профиля не изменялась.

В экспериментах с истекающими из трубы затопленными струями определяющими являются следующие параметры: M, ψ — размер ячейки и пористость сетки, d_0 , l — диаметр и длина трубы, ρ_1, ρ_2 и ν_1, ν_2 — плотности и кинематические вязкости газов в струе и окружающей атмосфере соответственно, u — средняя скорость газа в трубе. Из этих величин и длины участка перехода можно составить шесть независимых безразмерных параметров

$$n = \frac{\rho_1}{\rho_2} \approx \frac{\nu_2}{\nu_1}, \quad \frac{l}{M}, \quad \psi, \quad Re_l = \frac{ul}{\nu_1}$$

$$x_f = x^* \left(\frac{lv_1}{u} \right)^{-1/2} = \frac{x^*}{l} Re_l^{-1/2}$$

$$\delta_0 = \frac{1}{d_0} \left(\frac{lv_1}{u} \right)^{1/2} = \frac{l}{d_0} Re_l^{-1/2}$$

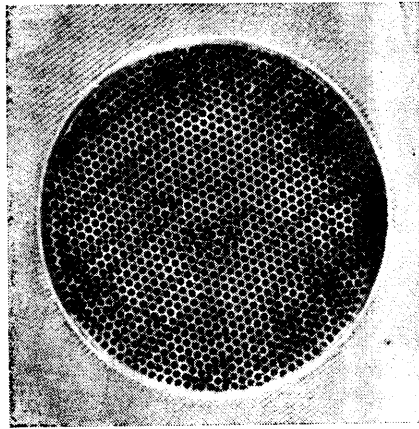
Второй и третий из них характеризуют масштаб и уровень начальных возмущений в потоке, остальные — соответственно толщины пограничных слоев и отношения длин участка перехода и диаметра трубы к толщинам пограничных слоев.

Подробное описание рабочей части для исследования спутных струй со сдвигом скорости и ее схема приводятся в [1]. Основные параметры рабочей части следующие: диаметр центрального сопла $d_0 = 28$ мм, диаметр спутного потока 120 мм. Центральное сопло устанавливается в трубе на двух пилонах. В спутном потоке на расстоянии 7 мм от среза сопла установлена мелкопористая сетка с размером ячейки $M = 0.1$ мм и пористостью $\psi = 0.35$. Профиль со сдвигом скорости в центральной струе создавался при помощи хонейкомба, набранного из трубок переменной длины с наружным диаметром 0.75 мм и толщиной стенок 0.05 мм. Длина трубок в центральной части хонейкомба до радиуса 7 мм была постоянной и равной 19 мм, а далее линейно возрастала до 62 мм на срезе сопла. Таким образом, как и в [1], ширина слоя сдвига h составляла 7 мм. Пористость такого хонейкомба при отсутствии потока между трубками равна 0.67 при сотовой упаковке трубок. На фиг. 1 приведена фотография выходного торца хонейкомба.

В экспериментах с затопленными струями газ в аналогичную рабочую часть подавался только через центральное сопло диаметром 40 мм с установленной в нем мелкопористой сеткой с размером ячейки $M = 0.276$ мм и пористостью $\psi = 0.425$. К соплу прикреплялись трубы различной длины так, что расстояние от сетки до среза трубы составляло 50, 150 и 500 мм. Толщина стенки на срезе труб длиной 150 и 500 мм составляла 2 мм, а трубы длиной 50—0.2 мм. Труба снаружи теплоизолировалась.

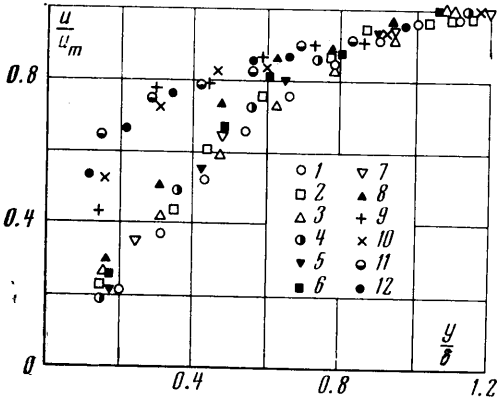
В экспериментах измерялись профили скоростей и температур. Для измерения профиля температуры рабочее тело струи подогревалось до 30—50° С. Профили температуры измерялись гребенкой из 24 хромель-копелевых термопар. Профили скоростных напоров измерялись гребенкой из 25 трубок полного напора. Профили скорости измерялись при помощи датчика с нагреваемой вольфрамовой нитью диаметром 0.01 мм и длиной ~ 4 мм, включенного в мостовую схему. Проводилось также фотографирование потоков при помощи теневого прибора ИАБ-451 с экспозицией ~ 10⁻⁴ сек.

2. В экспериментах с затопленными струями критическое число Рейнольдса перехода течения в пограничном слое на срезе трубы к турбулентному режиму определялось по изменению формы профиля скорости в пограничном слое и по зависимости его толщины от скорости. На фиг. 2 приведены безразмерные профили скорости в по-



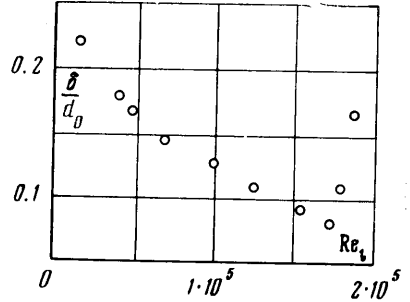
Фиг. 1

граничном слое на срезе трубы длиной 500 мм при различных числах Рейнольдса Re_t , определенных по средней скорости воздуха в трубе и длине трубы $Re_t = ul/v_1$. Обозначения на фиг. 2 соответствуют следующим значениям чисел Re_t : 1 — 16680, 2 — 40900, 3 — 48500, 4 — 98500, 5 — 124800, 6 — 170000, 7 — 179000, 8 — 188000, 9 — 212000, 10 — 268000, 11 — 306000, 12 — 321000. Как видно из этих данных, при $Re_t = 1.88 \cdot 10^5$ происходит изменение формы профиля скорости в пограничном слое: при меньших числах Re_t наблюдается форма профиля, характерная для ламинарного пограничного слоя, а при больших Re_t — характерная для турбулентного пограничного слоя. Полученные профили скорости в ламинарном пограничном слое с точностью до 10% согласуются с данными Никурадзе для начального участка течения в трубе [6]. На фиг. 3



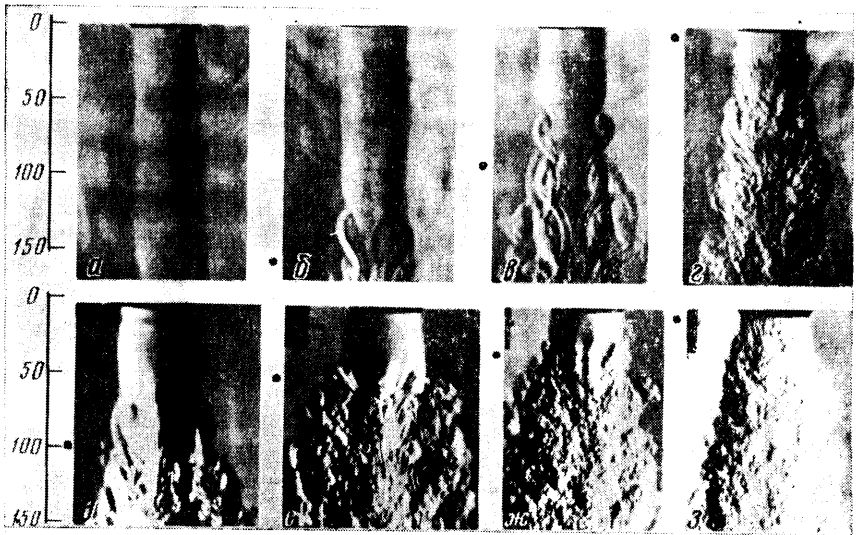
Фиг. 2

приведена зависимость относительной толщины пограничного слоя $\delta_0 = \delta/d_0$ от числа Рейнольдса Re_t , построенная по указанным выше про-



Фиг. 3

филям скорости. Толщина пограничного слоя определялась по координате точки в пограничном слое, в которой скорость на 3% отличалась от максимальной скорости в трубе. Резкое нарастание толщины пограничного слоя происходит также при



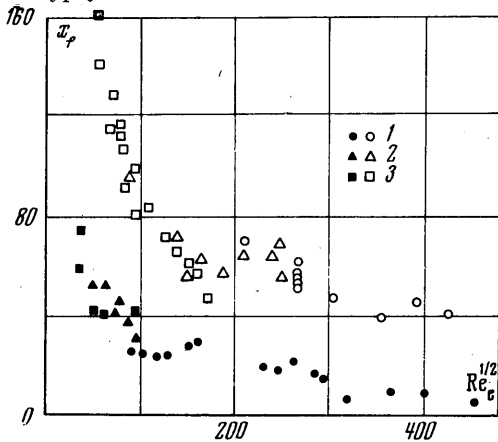
Фиг. 4

$Re_t \approx 1.8 \cdot 10^5$. Эта величина в данных экспериментах и принималась за число Рейнольдса перехода к турбулентному режиму течения в пограничном слое.

В ходе экспериментов проводилось фотографирование затопленных струй воздуха и гелия, истекающих с различными скоростями из труб длиной 50, 150 и 500 мм в неподвижный воздух. Во всех экспериментах измерялась средняя скорость течения

в трубе *и*, а для трубы длиной 500 мм измерялись также профили скорости на срезе. На фиг. 4 приведены фотографии струй воздуха (верхний ряд) и гелия (нижний ряд), истекающих из трубы длиной 500 мм при одинаковых числах Рейнольдса Re_i . Числа Re_i и средние скорости истечения воздуха и гелия *и* в м/сек соответственно равны: *a* — 0.225·10⁵, 0.75, 5.40; *b* — 0.455·10⁵, 1.5, 11.0; *в* — 0.76·10⁵, 2.5, 17.6; *г* — 0.45·10⁵, 8.0, 57.6. За длину участка перехода принималось расстояние от среза трубы до сечения (отмеченного точкой слева от фотографий), в котором струя максимально сужалась после первого вихревого кольца. Как видно из этих фотографий, при возрастании скорости истечения длина участка перехода к турбулентности для струй гелия и воздуха сокращается. Турбулентные пульсации для струй воздуха и гелия от самого среза трубы наблюдаются примерно при одинаковом числе Re_i , равном 1.8·10⁵, что соответствует изменению режима течения в пограничном слое. При одинаковых числах Рейнольдса длина участка перехода для струй воздуха в несколько раз больше, чем для струй гелия. Разброс длин участков перехода, определенных по семи фотографиям струи воздуха, истекающей из трубы длиной 500 мм при скорости $\bar{u} = 2.5$ м/сек, составил ~ 10%.

На фиг. 5 приведены зависимости безразмерной длины участка перехода для затопленных струй воздуха (светлые значки) и гелия (темные значки) от $Re_i^{1/2}$. Точки 1, 2, 3 относятся к длинам участков перехода, полученным соответственно на трубах длиной 50, 150 и 500 мм. Эти данные характеризуют зависимость отношения длины участка перехода к характерному размеру зоны с градиентом скорости от числа Рейнольдса, построенного по тому же размеру. Наибольшая неточность в определении длины участка перехода могла быть допущена при скоростях струй менее 1 м/сек и при малых длинах самого участка перехода. Тем не менее на фиг. 5 приводятся данные всех проводившихся экспериментов. Использование труб различной длины позволило получить величины безразмерной



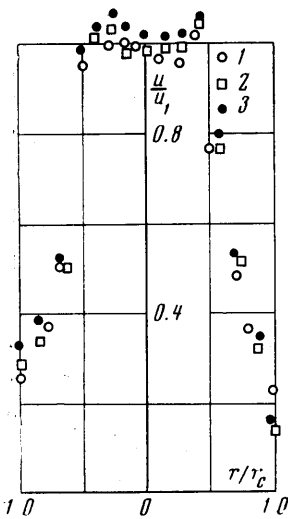
Фиг. 5

длины участков перехода при одинаковых числах Рейнольдса Re_i , но различных величинах параметра δ_0 , характеризующего отношение толщины пограничного слоя δ к диаметру трубы d_0 . Совпадение x_f при различных δ_0 показывает, что в данных экспериментах длина участка перехода не зависит от δ_0 при $\delta_0 \leq 0.25$. Кроме того, совпадение x_f при одинаковых числах Re_i и различных расстояниях от сетки до среза трубы показывает, что начальные возмущения за сеткой не влияли на длину участка перехода, поскольку с увеличением расстояния от сетки они уменьшаются. Из представленных на фиг. 5 результатов следует, что безразмерная длина участка перехода x_f возрастает при уменьшении числа Рейнольдса Re_i , причем и для струй воздуха и для струй гелия сильное возрастание наблюдается, начиная с одного и того же значения $Re_i^{1/2} \approx 150$.

Все приведенные выше данные получены при ламинарном пограничном слое на срезе трубы. При турбулентном пограничном слое на срезе в струе на фоне мелкомасштабной турбулентности наблюдается развитие длинноволновых возмущений (см. фиг. 4, *з*), причем до значительных расстояний от среза. Можно заметить, что расширение такой струи происходит медленнее, чем при развитой турбулентности в струе после участка перехода (см. фиг. 4, *б*).

3. При исследовании перехода к турбулентному режиму течения в спутных струях в центральной сопле

устанавливался описанный выше хонейкомб. Рабочая часть была установлена вертикально, направление течения — сверху вниз. На фиг. 6 приводятся безразмерные профили скорости в центральной струе гелия, измеренные на расстоянии 5 мм от среза сопла. Точки 1, 2, 3 соответствуют значениям скорости в центральной части хонейком-



Фиг. 6

ба $u_1 = 28.0, 39.7, 56.1$ м/сек. Во всем исследуемом диапазоне скоростей u_1 режим течения в трубках хонейкомба при истечении гелия оставался ламинарным [1], в результате чего безразмерные профили скорости при различных значениях u_1 подобны. Отношение скоростей m^* на границе струи u_1^* и в центральной части хонейкомба u_1 оставалось при этом постоянным и равным приблизительно 0.2—0.25. Во всех описанных ниже экспериментах, если это не оговаривается специально, отношение скоростей спутного потока u_2 и центральной струи устанавливалось постоянным и равным $m = m^* = 0.25$.



Фиг. 7

На фиг. 7, а, б, в, г, д приведены фотографии струи гелия при различных скоростях u_1 в спутном потоке воздуха при постоянном отношении скоростей $m = m^* = 0.25$. Скорости на оси струи гелия u_1 соответственно равны 7.0, 9.0, 10.0, 12.2, 18.2 м/сек. Точками слева отмечены сечения струи, в которых на ее поверхности появляются неупорядоченные возмущения. Расстояния до этих точек в дальнейшем принимались за длину участка перехода. Масштаб по оси струи нанесен слева от фотографий. Фотографирование проводилось на срезе удлинительных секций с диаметром, равным диаметру спутного потока в начальном сечении. При фотографировании струй до скорости $u_1 = 10$ м/сек устанавливались удлинительные секции длиной 100 и 200 мм, а при больших скоростях — только 200 мм.

Из приведенных фотографий видно, что при увеличении скорости центральной струи u_1 от 7.0 до 10 м/сек длина участка перехода возрастает, а при дальнейшем увеличении скорости уменьшается. При скорости $u_1 = 50$ м/сек турбулентное течение наблюдалось от самого среза сопла. При такой скорости обтекание кромки выходного торца хонейкомба по всему течению турбулентно. При скоростях $u_1 > 10$ м/сек на поверхности струи вблизи сопла появляются периодические возмущения, вызываемые, по-видимому, обтеканием кромки сопла. При меньших скоростях эти возмущения угасают, а при больших — прослеживаются вплоть до появления неупорядоченных возму-

щений. Анализ фотографий показывает существенное различие в характере перехода при скоростях, больших или меньших 10 м/сек. При скоростях, больших 10 м/сек, на поверхности струи на некотором расстоянии от среза сразу появляются неупорядоченные трехмерные возмущения, масштаб которых меньше ширины слоя сдвига скобости, а при скоростях, меньших 10 м/сек, наблюдаются длинноволновые искривления поверхности струи и их резкое нарастание на расстоянии, равном одной длине волны.

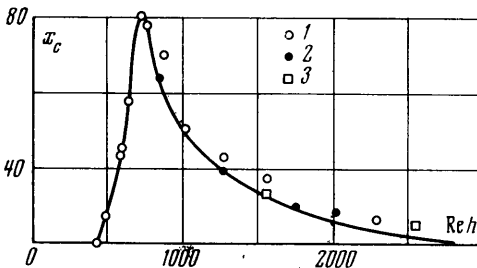
На той же фигуре приведена фотография струи воздуха (е) в спутном потоке воздуха при скорости на оси струи $u_1 = 5$ м/сек и $m = 0.25$. Периодические возмущения за кромкой в этом случае отсутствуют, так как скорость спутного потока воздуха мала. При дальнейшем уменьшении скорости струи воздуха u_1 до 3 м/сек длина участка перехода возрастает.

На фиг. 8 приведена полученная по данным фотосъемки зависимость безразмерной длины участка перехода $x_c = x_c^* / h$ от числа Рейнольдса, построенного по скорости и вязкости центральной струи и толщине слоя с градиентом скорости. Точки 1 и 2 относятся к струям гелия в спутном потоке воздуха при m , равных 0.25 и 0.15 соответственно, точки 3 — к струям воздуха в спутном потоке воздуха при $m = 0.25$. Кривая имеет резкий максимум. Максимальная безразмерная длина участка перехода, равная ~ 80 , наблюдается при $Re_h \approx 800$.

4. Прежде чем перейти к обсуждению полученных результатов, остановимся на определениях длины участка перехода, используемых в данной работе и в работах других авторов. В различных работах эта длина определяется по разным характеристикам течения и, соответственно, различными методами: по изменениям вниз по течению пульсаций скорости или распределений средних величин, или по изменениям структуры течений, наблюдаемой при визуализации потока. Так, в [8] измерялись продольные пульсации скорости вдоль оси струи и за длину участка перехода принимался участок их экспоненциального нарастания: конец этого участка совпадал с началом резкого увеличения поперечного размера струи b , определенного по точке профиля скорости, в которой скорость равнялась половине скорости на оси струи. В [9] за длину участка перехода, определяемую только по фотографиям струи, принималось расстояние от среза сопла до точки, в которой длинноволновые изгибы поверхности начинают закручиваться, образуя вихревые кольца. В [4] эта длина определялась по длине участка экспоненциального роста максимума пульсаций в пограничном слое смещения струи. Таким образом, во всех указанных работах за длину участка перехода принималась только часть его, характеризующаяся экспоненциальным ростом начальных возмущений в потоке и соответствующая приблизительно началу образования вихревых колец. В экспериментах авторов с затопленными струями за длину участка перехода x^* принималось расстояние от среза сопла до минимального сечения струи за первым вихревым кольцом (отмечены точками слева от фотографий). Эта длина приблизительно на 30% больше расстояния, на котором наблюдается резкое расширение струи, определяемое по измерениям профилей температуры. В экспериментах со спутными струями за длину участка перехода принималось расстояние x_c^* от среза сопла до точки появления на поверхности струи неупорядоченных трехмерных возмущений.

Сравнение зависимостей для относительных длин участков перехода в затопленных и спутных струях гелия, приведенных на фиг. 5 и фиг. 8, показывает существенное различие вида этих зависимостей: если в случае затопленных струй длина участка перехода монотонно убывает при увеличении числа Рейнольдса, то в случае спутных струй она имеет резкий максимум при некотором значении числа Рейнольдса Re_h .

При сравнении этих данных за характерную толщину слоя с градиентом скорости в затопленных струях принималась часть толщины пограничного слоя на срезе трубы δ с большими градиентами средней скорости, приблизительно равная $3.5 (v_1 / u)^{1/2}$. Предполагая также, что в спутных струях длина участка перехода при увеличении m возрастает пропорционально $(1 + m)/(1 - m)$, получим, что в данных экспериментах максимальная длина участка перехода в спутных струях приблизительно на порядок больше, чем в затопленных. При заданной конструкции хонейкомба максимальная длина участка перехода в спутных струях была получена при $Re_{hm} \approx 800$. В затопленных струях это примерно соответствует $Re_h^{1/2} = 230$. При $Re_h < Re_{hm}$ разница в длинах участка перехода в затопленных и спутных струях уменьшается, и при малых Re_h получаются величины одного порядка. При $Re_h > Re_{hm}$ эта разница также уменьшается, но в исследованном диапазоне чисел Re_h остается все же значительной.



Фиг. 8

В спутных струях с хонейкомбом структура течения при переходе к турбулентному режиму при $Re_h > Re_{hm}$ существенно отличается от структур перехода в этих струях при $Re_h < Re_{hm}$ и в затопленных струях. В первом случае переходу не предшествует развитие длинноволновых возмущений и на поверхности струй на различных расстояниях от среза сопла появляются неупорядоченные возмущения с масштабом, меньшим толщины слоя со сдвигом скорости. Во втором случае переход осуществляется развитием длинноволновых возмущений. Если к тому же учесть, что в спутных струях при $Re_h > Re_{hm}$ длина участка перехода слабо зависит от отношения скоростей m при $m < m^*$ (данные в работе не приводятся) и от отношения плотностей (см. фиг. 8), то можно предположить, что в этом случае переход к турбулентному режиму течения обусловлен развитием в центральной струе мелкомасштабной начальной турбулентности, возникающей при обтекании выходного торца хонейкомба. Слабое развитие длинноволновых возмущений определяется, по-видимому, увеличением эффективной вязкости потока из-за наличия мелкомасштабной турбулентности. Появление максимума на фиг. 8 определяется взаимодействием этих двух указанных выше механизмов перехода. Влияние начальной турбулентности на волновое движение в турбулентных сдвиговых потоках различного типа путем введения эффективной вязкости учитывалось Рейнольдсом в расчетах устойчивости этих течений в линейном приближении [7].

Сравнение полученных в данной работе результатов для затопленных струй воздуха при ламинарном пограничном слое на срезе трубы с данными работ [4, 5] показывает, что количественное различие в длинах участков перехода не превышает 30—40%. Такое совпадение можно считать удовлетворительным, учитывая различия в методиках определения длин участков перехода. Однако на основании данных, приведенных на фиг. 5, видно, что вывод работы [4] о независимости безразмерной длины участка перехода от числа Рейнольдса при ламинарном пограничном слое на срезе трубы не подтверждается, так же как и вывод работы [5] о существовании критического числа Рейнольдса перехода, определенного по длине участка перехода и местной скорости на оси струи.

Авторы благодарят В. М. Иевлева за помощь и обсуждение результатов.

Поступило 21 II 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Навознов О. И., Павельев А. А. О переходе к турбулентности в спутных струях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 6.
2. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 1. М., «Наука», 1966.
3. Stuart L. T. On finite amplitude oscillation in laminar mixing layers. J. Fluid Mech., 1967, vol. 29, No. 3.
4. Секундов А. Н., Яковлевский О. В. Некоторые вопросы перехода канального течения в струйное. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 3.
5. Вулис Л. А., Живов В. Г., Ярин Л. П. Переходная область течения в свободной струе. Инж.-физ. ж., 1969, т. 18, № 2.
6. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., Изд-во иностр. лит., 1969.
7. Flows W. J. E., Rosenblat S., Stuart I. T. Transition from laminar to turbulent flow. J. Fluid Mech., 1969, vol. 39, No. 3.
8. Sato H. The stability and transition of a two-dimensional jet. J. Fluid Mech., 1960, vol. 7, No. 1.
9. Becker H. O., Massaro T. A. Vortex evolution in a round jet. J. Fluid Mech., 1968, vol. 31, No. 3.