

В. Г. Высотина (Москва, ОПиПМ). Моделирование закрученного турбулентного течения воздуха в длинной трубе.

УДК 533

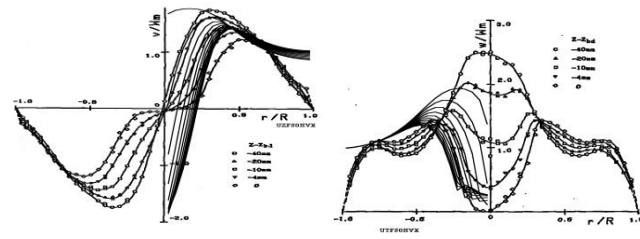
DOI https://doi.org/10.52513/08698325_2022_29_1_1

Резюме: Для двух видов закрученного течения воздуха выполнено изучение признаков появления турбулентности, описанных Прандтлем. На входе в длинную трубу задавалась закрутка в виде постоянной и ломаной линий. Полученные профили осевой и окружной скоростей имеют точку перегиба. Показано, что появление турбулентности и структур закрученного течения, содержащих «распад вихря» в виде пузыря и тора, было обусловлено движением потока в сторону повышенного давления. Угол закрутки изменялся в диапазоне 10–85 градусов. Использован метод Годунова.

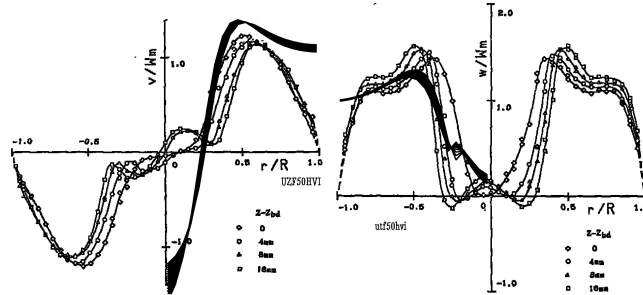
Ключевые слова: воздух, распад вихря, закрутка, структура, постоянный угол закрутки, закон закрутки zigzag (ломаная линия), длинная труба, метод Годунова.

В работе рассмотрены два типа задания закрутки $C_n \operatorname{tg}(\alpha) = \text{const}$, т.е. постоянное значение закрутки по высоте входного сечения канала, и закрутка по закону ломаной линии: $C_n[(r_1 - r_3) = 0, 0; (r_3 - r_8) = 0, 0 - \operatorname{tg}(\alpha); (r_8 - r_{19}) = \operatorname{tg}(\alpha) (r_{19} - r_{20}) = 0, 0]$ (zigzag). C_n — нормальная к входному сечению скорость, α — угол закрутки, а R — внешний и R_i — текущий радиусы трубы. При всех прочих равных условиях для двух типов закрутки получены решения при значении отношения давлений $P_{\text{вых}}/P_0 = 0,990$ в диапазоне изменения угла закрутки $\alpha = 10^\circ \div 85^\circ$. Используемый метод Годунова и постановка задачи опубликованы в [1–3]. Моделирование закрученного течения воздуха выполнялось в осесимметричной трубе длиной 1 метр с радиусом 0,04м [10]. Применена разностная сетка равномерная по длине и сгущающаяся к оси и внешнему обводу по радиусу, состоящая из 201×21 узлов. Использованы параметры торможения: $P_0 = 100500,8$ Па; $\rho_0 = 1,1945$ кг/м³; $\kappa = 1,4$; $Rg = 287,15$ м²/(с² · °K); $Re \approx 10^4 - 10^5$.

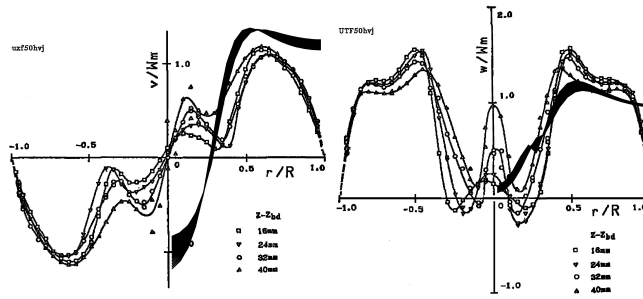
Результаты изучения распада вихря в прямой трубе для постоянного во входном сечении угла закрутки ($\operatorname{tg}(\alpha) = \text{const}$) сравнивались с опытными данными Shigeo Uchida [10], Sarpkaya 1971a [11] и расчетом W. J. Grabowski и S. A. Berger (Navier-Stokes) [12]: В [10] представлены экспериментально полученные профили осевой и окружной скорости в окрестности пузыря, в длинной трубе (1 метр) при течении закрученного воздуха. Сравнение результатов расчетов выполнено для случаев профилей осевой и окружной скорости перед пузырем, в середине и за пузырем. На рис. 1 показано сравнение скоростей, полученных в расчете методом Годунова для угла закрутки $\alpha = 50^\circ$ перед пузырем и в начале пузыря для вида закрутки $\alpha = 50^\circ$. Как минимум качественное согласование результатов расчета Высотиной В.Г. [4–6] с опытами Shigeo Uchida [10] имеется.



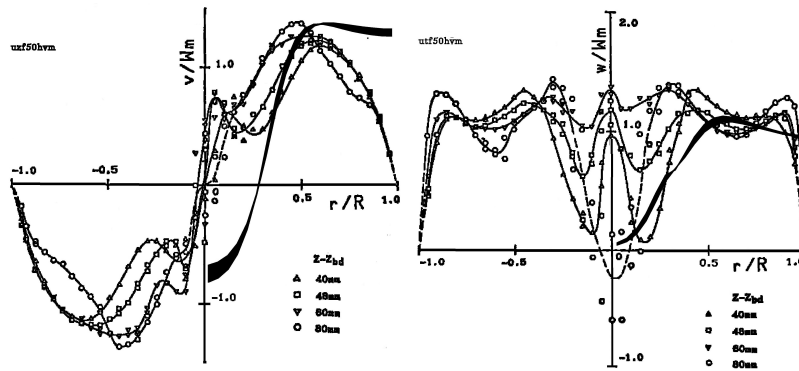
1A) Профили осевой и окружной скоростей перед пузырьком



1B) Профили осевой и окружной скоростей Профили осевой и окружной скоростей в начале пузыря



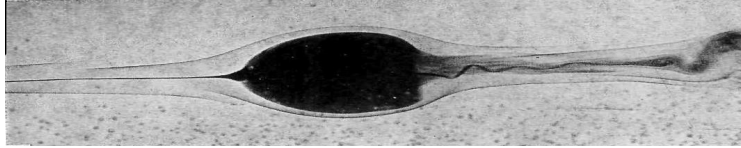
1C) Профили осевой и окружной скоростей в середине пузыря



1D) Профили осевой и окружной скоростей за пузырьком

Рис. 1. Сравнение с экспериментом Shigeo Uchida [10]. Профили окружной и осевой скоростей перед пузырьком и в начале пузыря. Непрерывные, без маркеров линии, — расчет автора статьи. Угол закрутки $\alpha = 50^\circ$. Вид закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{const}$. $P_{\text{вых}}/P_0 = 0,990$ Сетка 201×21

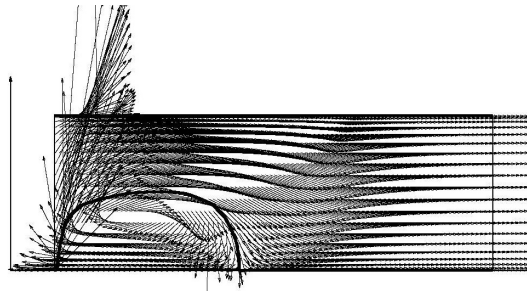
В опытах Sarpkaya 1971a [11] в качестве рабочего тела использовалась вода. Фотография, полученного в закрученном потоке воды пузыря, показана на рис. 2А. Для расчетов распада вихря в трубе W. J. Grabowski и S. A. Berger [12] использовали стационарные уравнения Navier-Stokes, добавив нестационарные члены и искусственную сжимаемость в уравнения, и, соответственно, в разностную схему. Наибольшее число Рейнольдса равнялось 200. На рис. 2В показан пузырь, полученный W. J. Grabowski и S. A. Berger [11]. Сравнение результата, показанного на рис. 2С, качественно согласуется с результатами на рис. 2А и 2В.



2А) Эксперимент Sarpkaya 1971a [11] (вода)



2В) Расчет W. J. Grabowski и S. A. Berger (Navier-Stokes), [12]



2С) Расчет В. Г. Высотиной методом Годунова [4–6]. Осесимметричный канал 1 метр [10]. Угол закрутки $\alpha = 70^\circ$. Вид закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{const}$. $P_{\text{вых}}/P_0 = 0,990$ Сетка 201×21

Рис. 2. Сравнение с экспериментом (вода) Sarpkaya 1971a [11] и расчетом W. J. Grabowski и S. A. Berger (Navier-Stokes) [12] расчета В. Г. Высотиной (воздух) [4–6].

В расчетах, выполненных для закруток по закону твердого тела и по закону ломаной линии, в результате распада вихря были получены зоны отрыва в виде осесимметричного тора [7–9]. Результаты расчетов сравнивались со схематическим изображением кольцевой закрученной струи в горелке, где показаны линии тока воздушного потока, содержащие подобного типа замкнутые тороидальные зоны, стабилизирующие нефтяное пламя, [8, с. 34]. На рис. 3 показано сравнение схемы кольцевой закрученной струи в горелке с результатами расчетов методом Годунова для типов закрутки по закону твердого тела ($\alpha = 83^\circ$) и по закону ломаной линии ($\alpha = 76^\circ$). Показано, что моделирование распада вихря, имеющего осесимметричный тор, согласуется с наблюдаемым реально осесимметричным тором, имеющим место в воздушном потоке, стабилизирующим пламя в горелке.

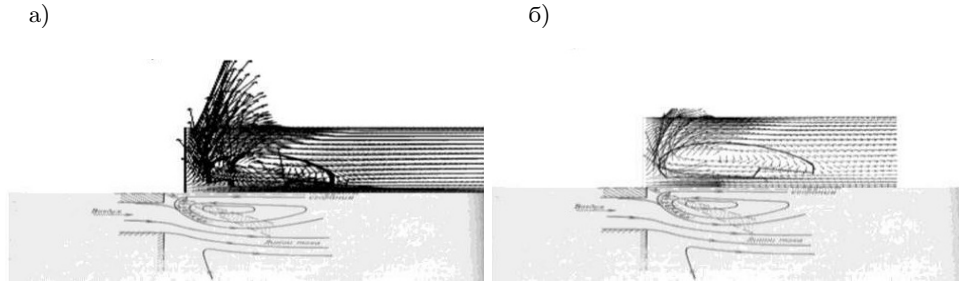


Рис. 3. Сравнение схемы кольцевой закрученной струи в горелке с результатами расчетов методом Годунова: а) закон закрутки твердого тела ($\alpha = 83^\circ$); б) закон ломаной линии ($\alpha = 76^\circ$)

Линии двух рассматриваемых типов закрутки во входном сечении канала для углов $\alpha = 50^\circ, 80^\circ, 85^\circ$, и изменение расхода воздуха G (кг/сек) в зависимости от угла закрутки $\alpha = 10^\circ \div 85^\circ$ на входе, показаны на рис. 4А. Рис. 4В показывает, что в диапазоне углов закрутки $\alpha = 18^\circ \div 39^\circ$ для типа закрутки $tg(\alpha) = \text{const}$ (кривая 1) имеют место отрицательные значения расхода. В диапазоне углов $\alpha = 34^\circ \div 43^\circ$ кривая расхода отличается неустойчивостью. Линия распределения расхода G для типа закрутки ломаная линия во всем диапазоне углов закрутки особенностей не имеет, незначительно уменьшаясь.

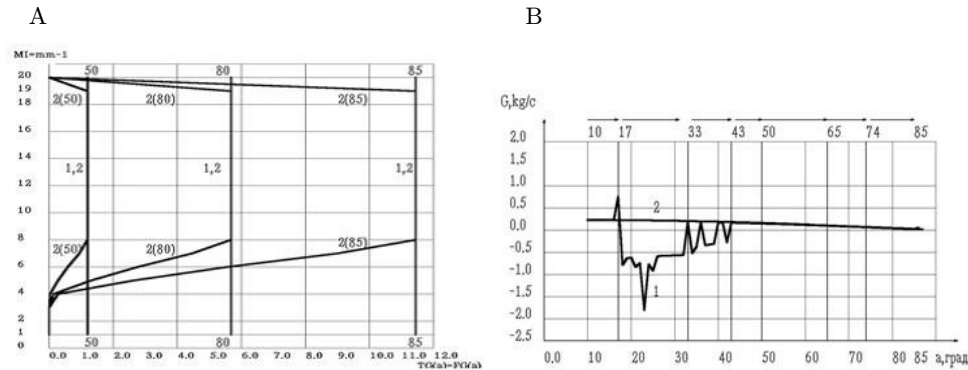


Рис. 4. А — Типы закрутки во входном сечении канала для углов закрутки $\alpha = 50^\circ, 80^\circ, 85^\circ$. В — Расход воздуха G (кг/сек) в зависимости от угла закрутки α на входе ($10^\circ \div 85^\circ$). Типы закрутки во входном сечении канала: 1 — $tg(\alpha) = \text{const}$; 2 — ломаная линия

Кривые изменения среднего по потоку значения завихренности $W_\theta = \partial C_r / \partial z - \partial C_z / \partial r$ в зависимости от угла закрутки α на входе для двух типов закрутки приведены на рис. 5. 1 — $tg(\alpha) = \text{const}$ и 2 — ломаная линия (zigzag). Рис. 5 показывает, что для типа закрутки $tg(\alpha) = \text{const}$ (1), при значении угла закрутки $\alpha = 17^\circ$, имеется небольшой максимум значения завихренности W_θ . В диапазоне углов закрутки $\alpha = 18^\circ \div 39^\circ$ — низкие, неустойчивые, возрастающие до максимума, значения завихренности W_θ , соответствуют отрицательным значениям расхода в этом же диапазоне углов α . Максимум W_θ имеется в диапазоне углов $\alpha = 45^\circ \div 51^\circ$. Далее, до $\alpha = 85^\circ$ значения W_θ уменьшаются. Для типа закрутки $tg(\alpha) = \text{zigzag}$ (ломаная линия) (2) кривая распределения завихренности W_θ имеет минимум в диапазоне углов закрутки $\alpha = 65^\circ \div 70^\circ$ и максимумы при $\alpha \approx 50^\circ$ и в диапазоне углов $\alpha \approx 78^\circ \div 82^\circ$.

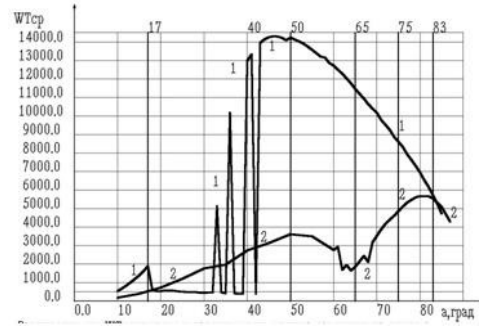


Рис. 5. Завихренность $W_{\theta_{cp}}$ (1/сек) в зависимости от угла закрутки α на входе. Типы закрутки во входном сечении канала 1 — $\text{tg}(\alpha) = \text{const}$. 2 — $C_n[(r_1 - r_3) = 0, 0; (r_3 - r_8) = 0, 0 - \text{tg}(\alpha); (r_8 - r_{19}) = \text{tg}(\alpha); (r_{19} - r_{20}) = 0, 0]$ — ломаная линия. C_n — нормальная к входному сечению скорость

На рис. 6 показаны кривые распределения числа Рейнольдса в канале в зависимости от угла закрутки $\alpha = 10^\circ \div 85^\circ$ для двух типов закрутки на входе. Число Рейнольдса, отношение сил инерции к силам трения, рассчитывается как $\text{Re} = UR/\nu$, где U — средняя скорость на входе, R — радиус, $\nu = \mu/\rho$ — коэффициент кинематической вязкости, $\mu = 1,78 \cdot 10^{-5}$ (н·сек/м²) — коэффициент динамической вязкости, ρ (кг/м³) — плотность.

Изменение значений числа Рейнольдса $\text{Re} = 8 \cdot 10^4 \div 8 \cdot 10^5$ для постоянного угла закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{const}$, показано на рис. 6А. Значения чисел Рейнольдса $\text{Re} = 7,8 \cdot 10^4 \div 1,4 \cdot 10^5$ для типа закрутки ломаная линия (zigzag) — на рис. 6В. Значения чисел Рейнольдса в данном исследовании таковы, что силы трения достаточно малы, и при моделировании закрученных течений в каналах ими можно пренебречь. Распределение числа Рейнольдса для двух видов задаваемой во входном сечении канала закрутки в зависимости от угла закрутки сильно отличаются. Для постоянного по радиусу значения тангенса угла закрутки максимальные значения числа Рейнольдса расположены в первой половине канала в диапазоне углов $18^\circ \div 39^\circ$ и соответствуют отрицательным значениям расхода. Для типа закрутки по закону ломаной линии максимум числа Рейнольдса находится в диапазоне углов $60^\circ \div 70^\circ$.

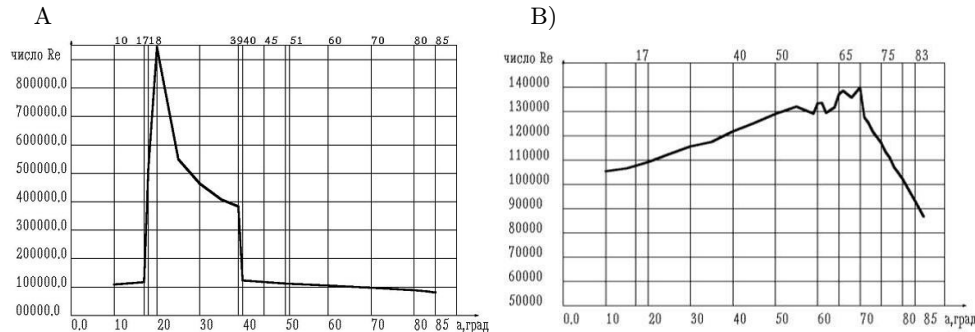


Рис. 6. Число Рейнольдса — (А, В) в зависимости от угла закрутки на входе α . А) — тип закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{const}$; В) — тип закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{ломаная линия (zigzag)}$

На рис. 7А и 7В, для типа закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{const}$, представлены кривые средних значений давления во входном и выходном сечениях канала в зависимости от угла закрутки на входе $\alpha = 10^\circ \div 85^\circ$. Движение потока в сторону понижения давления от входа к выходу канала происходит для типа закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{const}$ в диапазоне углов $\alpha = 10^\circ \div 41^\circ$.

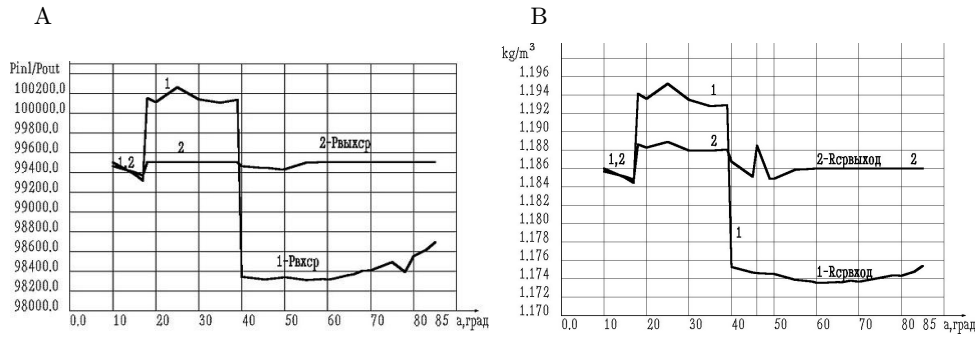
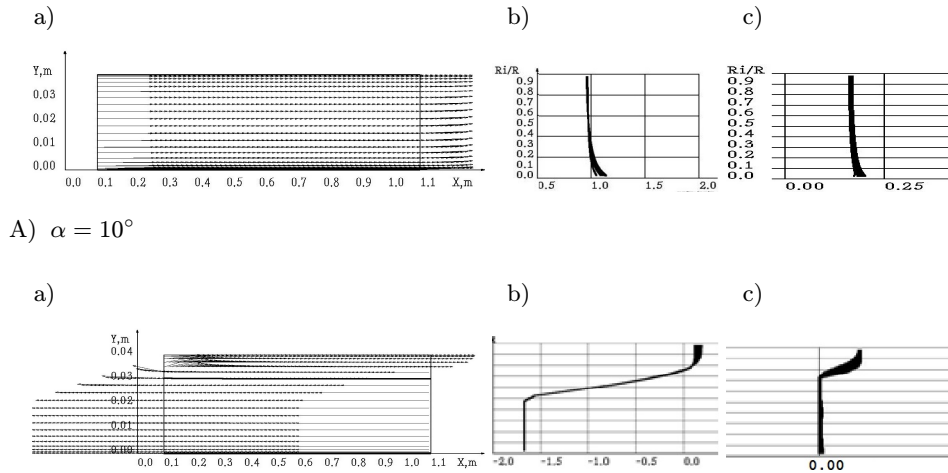


Рис. 7. А — Средние значения давления во входном ($P_{вхср}$) и выходном ($P_{выхср}$) сечениях и В — средние значения плотности во входном ($Rd_{вхср}$) и выходном ($Rd_{выхср}$) в зависимости от угла закрутки на входе α , тип закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{const}$

В диапазоне $\alpha = 10^\circ \div 41^\circ$ наблюдается ламинарное упорядоченное или смешанное течение, направленное в сторону выхода ($\alpha = 10^\circ \div 18^\circ$) или в сторону входа у оси канала ($\alpha = 19^\circ \div 40^\circ$). На рис. 8Аа показано для $\alpha = 10^\circ$ поле скоростей — течение упорядоченное, ламинарное, профили осевой (8Ab) и окружной скоростей (8Ac) — без особенностей. На рис. 8Ba — поле скоростей для $\alpha = 25^\circ$ состоит из закрученного у верхней стенки течения и возвратного течения у оси канала, профили осевой (8Bb) и окружной скорости (8Bc) имеют точки перегиба.



А) $\alpha = 10^\circ$

В) $\alpha = 25^\circ$

Рис. 8. Поля скоростей. Вид закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{const}$. Профили осевой и окружной скоростей. Углы закрутки: А) — $\alpha = 10^\circ$, В) — $\alpha = 25^\circ$

В диапазоне углов $\alpha = 40^\circ \div 85^\circ$ движение происходит в направлении более высокого давления на выходе, чем давление на входе. В результате в диапазоне углов закрутки $\alpha = 40^\circ \div 85^\circ$ возникает неупорядоченное, возмущенное, турбулентное или смешанное течение, в том числе имеющее возвратно-циркуляционные зоны. На рис. 9Аа для $\alpha = 61^\circ$ и 9Ba для $\alpha = 76^\circ$ поля скоростей имеют у оси возвратно-циркуляционную зону — пузырь. Профили осевой (9Ab, 9Bb) и окружной скорости (9Ac, 9Bc) имеют точки перегиба.

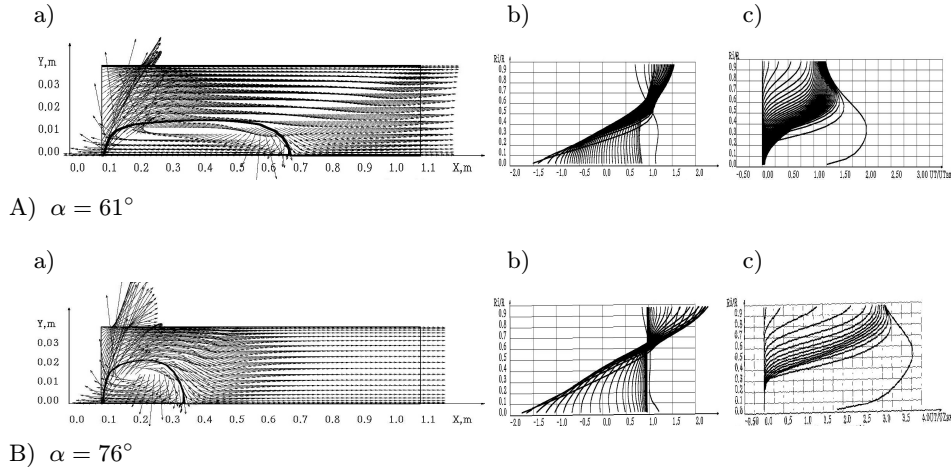


Рис. 9. Поля скоростей. Вид закрутки $\operatorname{tg}(\alpha) = \operatorname{const}$. Профили осевой и окружной скоростей. Углы закрутки: А) — $\alpha = 61^\circ$, В) — $\alpha = 76^\circ$

Преобразование движения для $\operatorname{tg}(\alpha) = \operatorname{const}$ в сторону повышенного давления происходит после пересечения кривых давления при значении угла закрутки $\alpha \approx 40^\circ$ (рис. 7А см. выше). Число Рейнольдса для угла закрутки $\alpha = 40^\circ$, при котором происходит пересечение кривых давления для $\operatorname{tg}(\alpha) = \operatorname{const}$, равно $Re = 123260$. Для углов закрутки $\alpha \geq 40^\circ$ значение кривой давления на выходе ($P_{\text{выхср}}$) становится выше, чем кривая давления на входе ($P_{\text{вхср}}$). После пересечения кривых давления ($P_{\text{выхср}}$) принимает постоянное значение, а ($P_{\text{вхср}}$), начиная со значения $\alpha \approx 50^\circ$, незначительно возрастает (рис. 7А). Течение после пересечения кривых и движения в сторону повышенного давления становится для вида закрутки $\operatorname{tg}(\alpha) = \operatorname{const}$ турбулентным в диапазоне углов $\alpha = 40^\circ \div 85^\circ$. Примеры турбулентного течения представлены на рисунках 8 и 9. Кривые плотности (рис. 7В) ($Rd_{\text{вхср}}$) и ($Rd_{\text{выхср}}$) пересекаются также при значении угла закрутки $\alpha \approx 40^\circ$ (рис. 7В). При $\alpha \approx 45^\circ$ кривая ($Rd_{\text{выхср}}$) имеет локальный максимум. В диапазоне углов $\alpha = 40^\circ \div 85^\circ$ кривые ($Rd_{\text{вхср}}$) и ($Rd_{\text{выхср}}$) практически сохраняют значения и повторяют поведение кривых давления ($P_{\text{вхср}}$) и ($P_{\text{выхср}}$).

На рис. 10 представлены кривые средних значений давления (10А) и плотности (10В) во входном и выходном сечениях канала для вида закрутки $\operatorname{tg}(\alpha) = \text{ломаная линия (zigzag)}$ в зависимости от угла закрутки α на входе в диапазоне углов $\alpha = 10^\circ \div 85^\circ$ градусов.

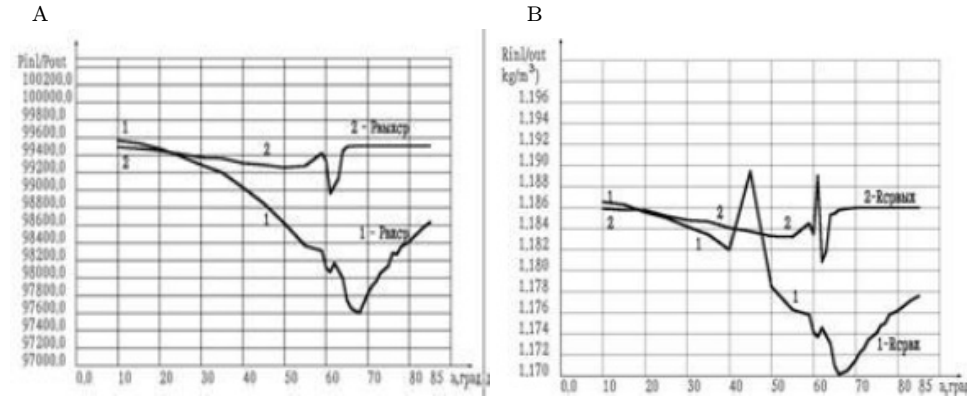


Рис. 10. А) — Средние значения давления во входном ($P_{\text{вхср}}$) и выходном ($P_{\text{выхср}}$) сечениях и В) — средние значения плотности во входном ($Rd_{\text{вхср}}$) и выходном ($Rd_{\text{выхср}}$) в зависимости от угла закрутки на входе α , тип закрутки $\operatorname{tg}(\alpha) = \text{ломаная линия (zigzag)}$

Для вида закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{ломаная линия (zigzag)}$ движение потока в сторону понижения давления происходит в диапазоне углов $\alpha \approx 10^\circ \div 25^\circ$. В этом диапазоне наблюдается ламинарное упорядоченное течение. В диапазоне углов $\alpha \approx 30^\circ \div 85^\circ$ движение происходит в направлении более высокого давления на выходе, чем давление на входе. Преобразование движения в сторону повышенного давления происходит после пересечения кривых давления (значение угла закрутки $\alpha \approx 25^\circ$, число $\text{Re} = 115000$) и расположения кривой давления на выходе $P_{\text{выхср}}$ выше, чем кривая давления на входе $P_{\text{вхср}}$. Кривые плотности $Rd_{\text{вхср}}$ и $Rd_{\text{выхср}}$ пересекаются дважды при $\alpha \approx 25^\circ$ и $\alpha \approx 48^\circ$. При $\alpha > 48^\circ$ значения плотности на входе $Rd_{\text{вхср}}$ становятся меньше значений плотности на выходе $Rd_{\text{выхср}}$. В диапазоне углов $\alpha = 60^\circ \div 70^\circ$ (число $\text{Re} = 130000 \div 140000$) кривые давления $P_{\text{вхср}}$ и плотности $Rd_{\text{вхср}}$ имеют минимум. Кривые $P_{\text{выхср}}$ и $Rd_{\text{выхср}}$ принимают постоянное значение при $\alpha > 65^\circ$ (число $\text{Re} \approx 138000$), а кривые $P_{\text{вхср}}$ и плотности $Rd_{\text{вхср}}$ при $\alpha > 65^\circ$ возрастают. В диапазоне углов закрутки ($\alpha = 50^\circ \div 85^\circ$) возникает неупорядоченное, возмущенное, турбулентное или смешанное течение, имеющее возвратно-циркуляционные зоны в виде тора.

На рис. 11А, вид закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{zigzag}$, показано поле скоростей (рис. 11Аа) при $\alpha = 10^\circ$, представляющее собой пример ламинарного, упорядоченного течения без особенностей. Профиль осевой скорости (рис. 11Аб) представляет собой практически постоянную линию. На рис. 11В показано поле скоростей для угла $\alpha = 25^\circ$, при котором пересекаются кривые давления во входном ($P_{\text{вхср}}$) и выходном ($P_{\text{выхср}}$) сечениях канала для типа закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{ломаная линия (zigzag)}$. Поле скоростей (рис. 11Ва) при $\alpha = 25^\circ$ представляет собой ламинарное, упорядоченное течение без особенностей. Профиль осевой скорости (рис. 11Вб) — почти постоянная линия с намечающимися точками перегиба. Профиль окружной скорости (рис. 11Вс) имеет точки перегиба опять при ламинарном течении.

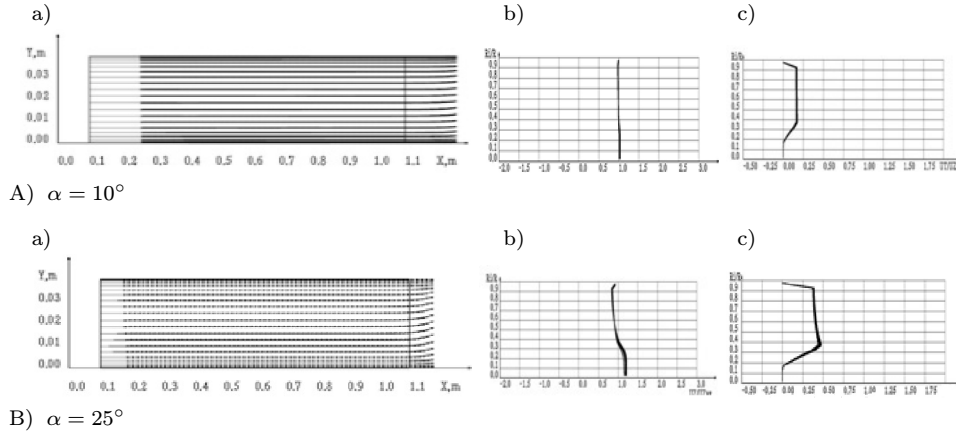


Рис. 11. А) — Поле скоростей, профили осевой скорости и окружной скорости, тип закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{ломаная линия (zigzag)}$. А) — $\alpha = 10^\circ$, В) — $\alpha = 25^\circ$.

На рис. 12Аа, тип закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{ломаная линия (zigzag)}$, показано поле скоростей для угла $\alpha = 61^\circ$, находящегося в начале диапазона углов $\alpha = 60^\circ \div 70^\circ$. Поле скоростей при $\alpha = 61^\circ$ представляет собой упорядоченное ламинарное течение в большей части канала (12А) и неупорядоченное течение на выходе из канала (12А, 12В). Закрученное течение при $\alpha = 61^\circ$ в выходном сечении канала имеет диск тороидальной формы (12В), распад вихря начальной формы. Профили как осевой скорости (рис. 12С) так и окружной скорости (рис. 12Д) — это кривые с точками перегиба при турбулентном течении на выходе из канала.

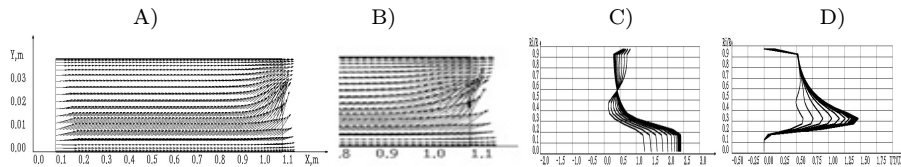


Рис. 12. А) — поле скоростей при $\alpha = 61^\circ$, В) — фрагмент поля скоростей, С) — профили осевой скорости, D) — профили окружной скорости, тип закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{ломаная линия (zigzag)}$.

На рис. 13 показано поле скоростей при $\alpha = 76^\circ$. Поле скоростей (10A) при $\alpha = 76^\circ$ — это закрученное, сильно турбулизированное течение в первой трети канала, и имеющее внутри себя замкнутую возвратную зону формы тора (13B). Во второй половине канала течение почти не закрученное. Профили как осевой скорости (рис. 13C) так и окружной скорости (рис. 13D) — это линии с точками перегиба и пересечений. Течение, слабо закрученное к оси и верхнему обводу канала, в средней части канала почти не закручено (13D).

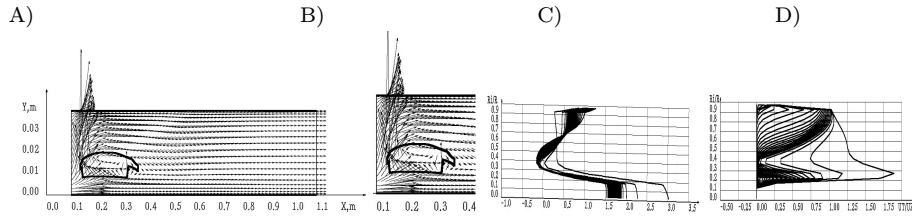


Рис. 13. A) — поле скоростей при $\alpha = 76^\circ$, B) — фрагмент поля скоростей, C) — профили осевой скорости, D) — профили окружной скорости, тип закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{ломаная линия}(\text{zigzag})$

На рис. 14 показано поле скоростей при $\alpha = 83^\circ$ — это сильно турбулизированное течение в первой четверти канала, имеет внутри себя замкнутую возвратную зону формы тора (14A, 14B). Во второй половине канала течение незакрученное. Структура течения при $\alpha = 83^\circ$ мало отличается от течения при $\alpha = 76^\circ$. Профили как осевой скорости (рис. 14C), так и окружной скорости (рис. 14D) — это кривые с точками перегиба и пересечений. Течение, закрученное к оси и верхнему обводу канала, в средней части канала имеет незакрученный участок (14A).

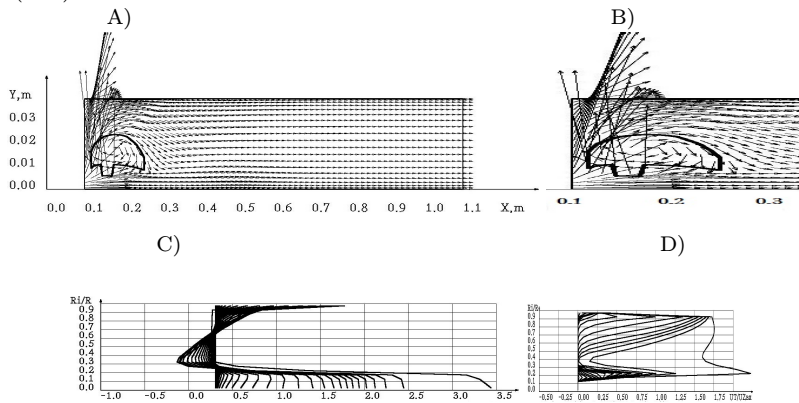


Рис. 14. A) — поле скоростей при $\alpha = 83^\circ$, B) — фрагмент поля скоростей, C) — профили осевой скорости, D) — профили окружной скорости, тип закрутки $\text{tg}(\alpha) = (\text{zigzag})$

Согласно Прандтлю [15]:

1. «Возникновение настоящей турбулентности происходит вследствие каких-либо причин, например начальных возмущений».

Задание во входном сечении канала закрутки является внешним начальным воздействием для возникновения закрученного течения в трубе. Это начальное возмущение может приводить к возникновению турбулентного течения. Появление турбулентного течения зависит от заданного угла закрутки и типа закрутки — $\text{tg}(\alpha) = \text{const}$ или $\text{tg}(\alpha) = \text{ломаная линия}(\text{zigzag})$.

2. «Для возникновения неустойчивости в течении достаточно того, чтобы в потоке образовались такие распределения скоростей, профили которых имеют точку перегиба. Такие профили скоростей действительно получаются в потоках, в которых давление в направлении движения возрастает». Образование профилей скорости, имеющих точку перегиба, не достаточно для возникновения неустойчивости в течении — рисунки 8Bb, 8Bc и 11Ac, 11Bb, 11Bc. Но профили скоростей, имеющие точки перегиба, всегда получаются в потоках, в которых давление в направлении течения возрастает — рисунки 9Ab, 9Ac, 9Bb, 9Bc 12C, 12D и 13C, 13D, 14C, 14D.

3. «...возрастание давления действует как фактор, обуславливающий возникновение турбулентности» [15]. Движение потока в направлении более высокого давления возникает в закрученном течении при превышении определенного значения угла закрутки α , при котором происходит пересечение кривых давления $P_{\text{вхср}}$ и $P_{\text{выср}}$ для определенного типа закрутки. При некотором значении угла закрутки α значения давления на входе $P_{\text{вхср}}$ становятся ниже значений давления на выходе $P_{\text{выср}}$, поток движется в направлении более высокого давления, возникает неупорядоченное турбулентное течение, имеющее особенности — зоны возвратно-циркуляционного течения в виде осесимметричного пузыря или тора — рисунки 9Аа, 9Ва и 12А, 13А, 14А. Для типа закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{const}$ эти углы закрутки $\alpha \geq 40^\circ$, а для типа закрутки $\text{tg}(\alpha) = \text{ломаная линия (zigzag)}$ эти углы $\alpha \geq 25^\circ$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отошедшей ударной волной. — Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1961, т. 1, № 3, с. 1020–1050. // *Godunov S. K., Zabrodin A. V., Prokopov G. P. The differential scheme for two-dimensional unsteady gas dynamic problems and a flow with departed air-blast calculation. — Comput. Math. Math. Phys., 1961, v. 1, № 3, p. 1020–1050. (In Russian.)*
2. Дорфман Л. А. Численные методы в газодинамике турбомашин. Л.: Энергия, 1974. // *Dorfman L. A. Numerical Methods in Gasdynamical Turbo Machines. Leningrad: Energy, 1974. (In Russian.)*
3. Высотина В. Г. Моделирование течения невязкого газа в осесимметричных каналах с поворотом потока на 180 и 540 градусов. — Матем. моделирование, 1996, т. 8, № 10, с. 25–34. // *Vysotina V. G. Modelling of gas flow in the axisymmetrical channels with stream's turns on 180 and 540 degrees. — Math. Models Comput. Simul., 1996, v. 8, № 10, p. 25–34. (In Russian.)*
4. Высотина В. Г. Численное исследование структур распада вихря в длинной трубе. — Международная научная конференция по механике «Восьмые Поляховские чтения», 30 января–2 февраля 2018 г. Санкт-Петербург, Россия. Сборник тезисов, с. 103–104. // *Vysotina V. G. The numerical investigation of structures of vortex breakdown in the long pipe. — International scientific conference on mechanics “The eighth Polyakhov’s reading”, January 30–February 2, 2018, Saint Petersburg, Russia, Book of abstracts, p. 103–104.*
5. Высотина В. Г. Особенности структуры закрученного по закону твердого тела (вынужденный вихрь) течения воздуха в длинной трубе. — Обзорение прикл. и промышл. матем., 2019, т. 26, в. 3, с. 257–259. // *Vysotina V. G. The structure’s peculiarity of the flow inside the long pipe in such type of swirling as forced vortex law at the entrance. — OPM Sur. Appl. Ind. Math., Moscow, 2019, v. 26, is. 3, p. 257–259.*
6. Высотина В. Г. Зависимость структуры течения воздуха в длинной трубе от вида закрутки на входе. — Обзорение прикл. и промышл. матем., 2019, т. 26, в. 1, с. 67–71. // Обзорение прикл. и промышл. матем., 2019, т. 26, в. 1, с. 67–71. // *Vysotina V. G. The dependence of the flow structure inside the long pipe from the types of swirling at the entrance. — OPM Sur. Appl. And. Math., Moscow, 2019, v. 26, is. 1, p. 67–71. (In Russian.)*
7. *Vysotina V. G. Dependence of the flow structure inside the long pipe from the two types of swirling at the entrance. — OPM Sur. Appl. Ind. Math., Moscow, 2020, v. 27, is. 1, p. 33–37.*
8. Высотина В. Г. О признаках появления турбулентности по Прандтлю в закрученном течении воздуха в длинной трубе. — Обзорение прикл. и промышл. матем., 2021, т. 28, в. 1, с. (в печати). // *Vysotina V. G. About Prandtl’s evidence of a turbulence appearance in a swirling flow inside a long pipe. — OPM Sur. Appl. Ind. Math., Moscow, 2021, v. 28, is. 1, p. (in print).*
9. Высотина В. Г. Преобразование структуры распада вихря в длинной трубе, используя изменение вида закрутки на входе. — Обзорение прикл. и промышл. матем., 2021, т. 28, в. 2, с. (в печати). // *Vysotina V. G. A transformation of the vortex breakdown’s structure using the change of the type of swirling in the entrance of the long pipe. — OPM Sur. Appl. Ind. Math., Moscow, 2021, v. 28, is. 2, p. (in print).*
10. *Shigeo Uchida, Yoshiaki Nakamura, Masataka Oshawa. Experiments on the Axisymmetric Vortex Breakdown in a Swirling Air Flow. — Trans. Jap. Soc. Aeronaut and Space Sci., 1985, 27, № 78, p. 206–216.*

11. *Sarpkaya T.* On stationary and travelling vortex breakdowns. — J. Fluid Mech., 1971, v. 45, pt. 3, p. 545–559.
12. *Grabowski W. J., Berger S. A.* Solutions of the Navier-Stokes equations for vortex breakdown. — J. Fluid Mech., 2002, v. 76, pt. 3, h. 525–544.
13. *Гупта А., Лилли Д., Сайред Н.* Закрученные потоки. М.: Мир, 1987, 588 с. // *Gupta A. K., Lilley D. G., Syred N.* Swirl Flows. Tunbridge Wells: Abacus Press, 1984, xiii+475 p.
14. *Бэтчелор Дж.* Введение в динамику жидкости. М.: Издательство «Мир», 1978, 655 с. // *Batchelor G. K.* An introduction to fluid dynamics. Cambridge at the university press, 1970, 758 p.
15. *Прандтль.* Гидроаэромеханика. М.: Издательство иностранной литературы, 1949, 520 с. // *Dr. Ludwig Prandtl.* Fuhrer durch die stromungslehre. Gottingen, 1944.

UDC 533

DOI https://doi.org/10.52513/08698325.2022.29_1_1

Vysotina V. G. (Moscow, Review of applied and industrial mathematics). **About Prandtl's evidence of a turbulence appearance in a swirling flow inside a long pipe.**

Abstract: Prandtl's evidence of a turbulence appearance in a swirling inside an axisymmetric constant-radius tube was investigated. The two types of swirling flows as constant angle swirl motion and zigzag-like motion or broken line-like motion were set on at entrance in the long pipe. The profiles of axial and circumferential velocity components with cusps were obtained. An appearance of the turbulence and swirling structures contains the “vortex breakdown” depended on the motion in the direction of the higher pressure in the exit section. The swirl angles were changed from 10° to 87° . For all solutions were retained similar conditions. Godunov's method was used for investigation.

Keywords: air, vortex breakdown, swirling, structure, constant angle, zigzag-like motion or broken line-like motion, long pipe, Godunov's method.