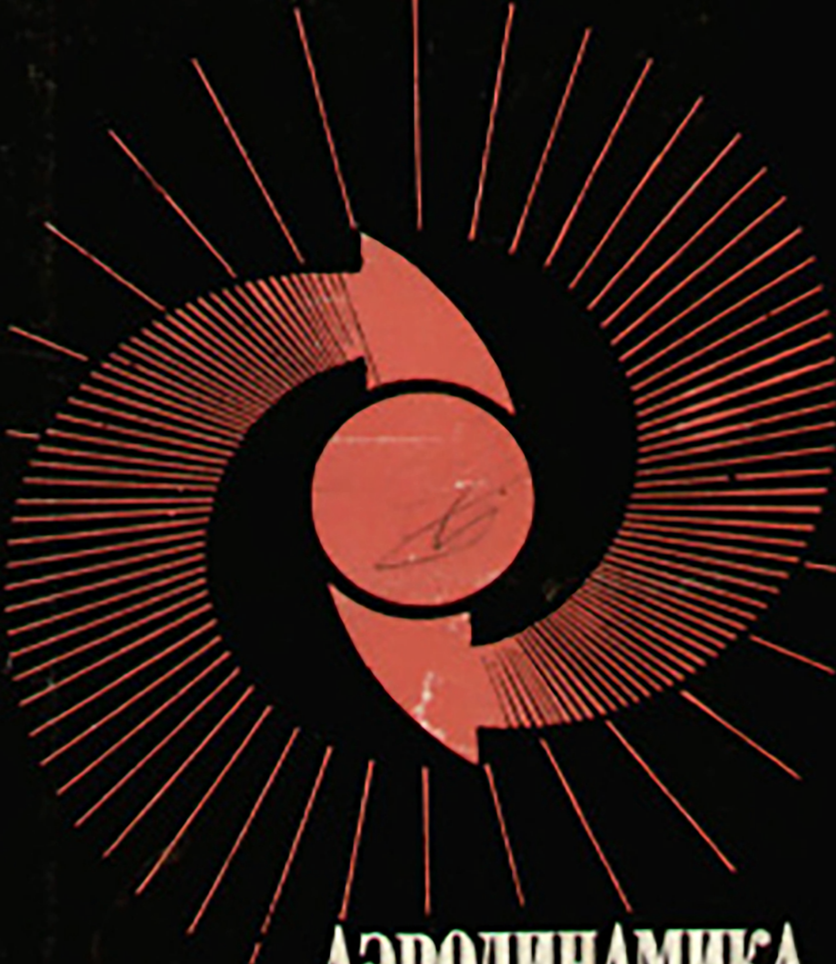


АЭРОДИНАМИКА ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ

АЭРОДИНАМИКА ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ

Под редакцией докт. техн. наук,
проф. Р. Б. АХМЕДОВА

МОСКВА
«ЭНЕРГИЯ»
1977

6П2.22
А 99
УДК 533.6

Авторы: *Р. Б. Ахмедов, Т. Б. Балагула, Ф. К. Рашидов, А. Ю. Сакаев.*

Аэродинамика закрученной струи. Под ред.
А 99 Р. Б. Ахмедова. М., «Энергия», 1977.

240 с. с ил.

На обороте тит. л.: Р. Б. Ахмедов, Т. Б. Балагула, Ф. К. Рашидов, А. Ю. Сакаев

В книге излагаются основы аэродинамики свободной затопленной закрученной струи вблизи сопла и струи в цилиндрическом канале. Проанализирован обширный экспериментальный материал по аэродинамике закрученной струи. Рассмотрены методы расчета на основе строгих уравнений пограничного слоя и на основе различных полуэмпирических теорий. Приведены результаты измерения турбулентных характеристик струй, закрученных завихрителями различных типов.

Книга предназначена для научных работников и инженеров, работающих в области аэрогидромеханики и теплотехники.

А $\frac{20303\text{-}213}{051(01)\text{-}77}$ 204-76 6П2.22

ПРЕДИСЛОВИЕ

Рабочий процесс многих теплотехнических аппаратов определяется в значительной мере гидродинамикой и теплообменом вращающихся потоков.

Исследования методов организации аэродинамики и тепломассообмена в высокофорсированных теплотехнических устройствах показали, что закручивание потока является чрезвычайно активным средством воздействия на рабочий процесс в целом. В основе этого воздействия лежит интенсификация турбулентного обмена из-за влияния центробежных сил вращения на пульсационное движение потока.

Задача повышения интенсивности факельных процессов возникла в связи с современными тенденциями развития теплоэнергетических установок. Непрерывный рост единичных мощностей парогенераторов, связанная с этим ростом необходимость повышения производительности горелочных устройств и, как следствие, размеров горелочных устройств, с одной стороны, и в то же время ограниченность топочного объема, — с другой, потребовали создания условий для эффективной организации факела. Известные преимущества закрученного факела перед прямоточным — повышенная эжекционная способность, интенсивный турбулентный обмен, расширенные эффективные границы, наличие зон рециркуляции, способствующих стабилизации горения и интенсивному массообмену с активным потоком и, наконец, уменьшение дальнобойности — обеспечили закрученному факелу широкое распространение в высокофорсированных современных парогенераторах.

Кроме того, процесс движения свободной закрученной струи определяет форму факела газа, реактивной струи, струи металла в изложницах, а также процессы перемешивания реагентов в некоторых химических аппаратах.

Таким образом, знание закономерностей движения такой струи имеет существенное значение для целого ряда наук: теплотехники, химии, металлургии, гидродинамики.

Закрученные течения, используемые в технике, чрезвычайно разнообразны по форме. Описать все многообразие таких течений в рамках одной книги не представляется возможным. Однако из всех форм закрученного движения можно выбрать наиболее характерные типы течений. Одним из них является свободная закрученная струя.

Предлагаемая читателю книга является попыткой систематического изложения материала по аэродинамике свободной закрученной струи.

На примере распространения такой струи можно в наиболее общем виде получить закономерности турбулентного потока в поле центробежных сил и выяснить механизм турбулентного перемешивания в вихревых течениях. Получение таких закономерностей представляет значительный интерес, так как вращающиеся турбулентные течения относятся к недостаточно еще разработанной области гидромеханики.

Несмотря на широкое распространение закрученных струй в технике и их интенсивное исследование за последние 20 лет, объем имеющихся данных еще далеко недостаточен для получения ясной картины течения, особенно вблизи закручивателя. До сих пор нет полных и систематизированных данных по турбулентным характеристикам и детальной структуре закрученной струи, недостаточно выяснен механизм турбулентного перемешивания в переменном поле давлений, обусловленном центробежными силами. Поэтому основная задача при написании книги сводилась к анализу и пополнению имеющегося экспериментального материала по аэродинамике закрученной струи. Преобладание экспериментального материала по сравнению с теоретическим связано с особенностями современного состояния теоретических исследований по закрученной струе

Для характеристики этого состояния показательны два момента. Первый из них — в системе уравнений турбулентного движения до сих пор строго не установлены физически обоснованные функциональные связи между осредненными и пульсационными характеристиками. Если в теории ламинарного движения центр тяжести перенесен на математическую сторону вопроса, то в теории закрученных струй наблюдается иная картина — здесь еще многие вопросы не исследованы с точки зрения физики процесса.

Между тем, и это является вторым моментом для характеристики современного состояния вопроса, растущая практическая потребность в решении целого ряда отдельных конкретных задач не позволяет дожидаться завершения строгой, физически обоснованной статистической теории турбулентности как наиболее перспективной. Такое положение в теории, несмотря на значительное распространение вычислительной техники, обусловило широкое применение и преобладание различных полуэмпирических методов расчета над строгими методами расчета. В связи с тем что теория вопроса во многом имеет еще предварительный характер и базируется на гипотезах, использующих в какой-либо степени информацию из эксперимента, в исследовании турбулентных течений опыт приобретает решающее значение Поэтому основную задачу при написании гл. 2 авторы видели в том, чтобы в конспективной форме, не перегружая изложение математическими выкладками, показать состояние вопроса по методам расчета свободных закрученных струй Классификация методов расчета в теории турбулентных струй показала, что при расчете закрученных струй необходимо проводить различие между «слабой» и «сильной» круткой струи.

Выделение одного из методов расчета — метода эквивалентной задачи теории теплопроводности — в отдельную главу связано с тем, что на основе имеющихся данных метод представляется эффективным с точки зрения возможности получения непрерывной деформации начальных профилей поля скоростей закрученной струи с учетом ее конечного размера, сложной геометрии сопла и начального распределения описывающих струю параметров.

Для расчета закрученных течений метод эквивалентной задачи начал применяться лишь с начала 60-х годов [93], поэтому представляет интерес обсудить возможности его расширения как в уже известной форме, так и в форме, предложенной авторами настоящей книги.

Библиографический список литературы по аэродинамике закрученной струи, приведенный в книге, показывает, что основная литература представлена в журнальных статьях, имеется несколько обзорных статей, посвященных отдельным вопросам исследования и расчета закрученных струй Но известные фундаментальные монографии по струйным течениям [1, 20, 33, 113] не содержат разделов по закрученным струям. Исключением являются недавно появившиеся монографии [76а, 90а], в которых материал по турбулентным закрученным струям выделен в отдельные главы.

Анализ имеющихся данных показал, что экспериментальные исследования относятся в основном к конкретным завихрителям при определенном значении начальной степени закрутки. При этом подавляющее большинство работ можно отнести к слабо закрученным струям. Закономерности развития сильно закрученной струи начали исследовать лишь в последние годы. Однако обобщающие исследования [51, 52, 63, 67, 101] далеко не охватывают возможного, вернее, интересующего практику, диапазона изменения определяющих процесс параметров.

Поэтому в настоящей книге авторам представляется своевременным и целесообразным обобщить, обсудить и изложить с единых позиций существующий материал, а также результаты экспериментальных и расчетных исследований, выполненных в лаборатории процессов горения Среднеазиатского научно-исследовательского института природного газа.

Авторы далеки от мысли, что задачи, поставленные и рассмотренные в книге, завершены в полном объеме. Тем не менее, авторы надеятся, что изложение материала с единых позиций будет полезно для специалистов, работающих в области струйных течений.

Всем товарищам, участвовавшим в отдельных этапах исследования, обработки материалов опытов и оформлении книги, авторы выражают свою искреннюю признательность.

Замечания и пожелания просьба направлять в адрес издательства «Энергия».

Авторы

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Основные величины:

d — диаметр сопла;
K — количество движения,
M — момент количества движения;
G — массовый расход;
n — конструктивный параметр крутки;
P — статическое давление;
P_∞ — статическое давление окружающей среды;
Q — объемный расход;
R — радиус сопла,
r — радиальная координата;
U_x — осевая составляющая скорости,
U_r — радиальная составляющая скорости,
U_φ — вращательная (тангенциальная) составляющая скорости;
U'_x, U'_r, U'_φ — турбулентные пульсации составляющих скорости,
V — модуль вектора скорости (актуальная скорость);
x — осевая координата,
Θ — эффективная крутка;
τ — касательное напряжение трения,
ν — кинематическая вязкость,
ρ — плотность;
ω — угловая скорость;
W_a, W_t — средние по расходу составляющие скорости, соответственно аксиальная и тангенциальная.

Индексы:

m — значение максимальных составляющих скорости и давления;
0 — значения измеренных параметров на срезе сопла.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

АЭРОДИНАМИКА СВОБОДНОЙ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ

1-1. КЛАССИФИКАЦИЯ ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЙ

Струйные течения подразделяются на прямоточные и закрученные. Прямоточные характеризуются двумя составляющими скорости — радиальной и аксиальной, причем радиальные составляющие значительно меньше аксиальных, направленных вдоль струи. Давление в прямоточной струе практически постоянно во всем объеме за исключением ядра. Основные аэродинамические характеристики прямоточной струи определяются так называемым коэффициентом структуры струи a, зависящим от формы устья сопла и скоростной неравномерности в устье. Коэффициентом структуры определяются угол раскрытия струи и ее дальнобойность, т. е. скорость падения вдоль струи максимума скорости в сечении. От последнего в свою очередь зависит размер начального и основного участков струи.

В отличие от прямоточной закрученная струя характеризуется тремя составляющими скорости — радиальной, аксиальной и тангенциальной, причем около сопла все эти составляющие могут быть соизмеримы друг с другом. В закрученных струях имеется градиент давления как вдоль, так и поперек струи; давление во всем объеме ниже давления в окружающей среде.

На рис. 1-1 приведены поля течения свободных струй различной степени закрутки [129]. Под действием закрутки можно получить различную структуру течения.

На рис 1-1,*а* приведена прямоточная струя с определенным углом раскрытия, который меняется в небольших пределах с изменением коэффициента структуры струи.

На рис. 1-1,*б* изображена слабо закрученная струя, которая из-за наличия центробежных сил имеет больший угол раскрытия, нежели прямоточная струя. Однако максимум аксиальной скорости находится на оси струи, как и в прямоточной. Аксиальная скорость, как и в прямоточной струе, в поперечном сечении имеет форму нормального гауссовского распределения. Давление в струе ниже давления в окружающей среде. С дальнейшим повышением крутки профиль аксиальной скорости принимает М-образную форму (рис. 1-1,*в*). Далее вниз по течению максимум скорости смещается к оси и профиль скорости снова напоминает свободную затопленную струю.

Если еще больше повысить крутку, силы давления превзойдут аксиальный импульс и вблизи оси образуют обратное течение. Вниз по течению струя снова смыкается (рис. 1-1,*г*).

Дальнейшее повышение крутки ведет к тому, что зона, занятая обратным течением, расширяется настолько, что струя далее вниз по течению больше не смыкается (рис. 1-1,*д*).

Итак, по характеру распределения аксиальной скорости закрученные струи можно классифицировать следующим образом.

1. С л а б о з а к р у ч е н н а я с т р у я — в любом ее сечении аксиальная (осевая) составляющая скорости

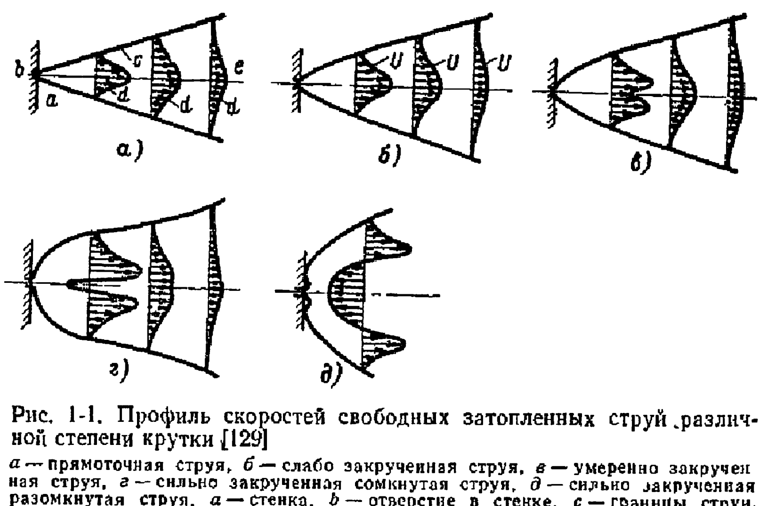


Рис. 1-1. Профиль скоростей свободных затопленных струй различной степени крутки [129]

а — прямоточная струя, *б* — слабо закрученная струя, *в* — умеренно закрученная струя, *г* — сильно закрученная сомкнутая струя, *д* — сильно закрученная разомкнутая струя, *a* — стенка, *b* — отверстие в стенке, *c* — границы струи, *d* — профиль скорости на различных расстояниях от стенки, *e* — ось струи; *U* — аксиальная скорость имеет на оси максимальное значение. Профиль аксиальной скорости по виду не отличается от профиля прямоточной струи.

2. Умеренно закрученная струя — характеризуется «провалом» осевой составляющей скорости по направлению к оси струи. Обратного течения по оси нет, профиль аксиальной скорости имеет М-образную форму.

3. Сильно закрученная струя — характеризуется наличием зоны обратных токов. Существуют сомкнутые и разомкнутые сильно закрученные струи [61].

Предложенная классификация закрученных струй по распределению аксиальной скорости не всегда является удобной. Известны, например, завихрители, конструктивные особенности которых настолько деформируют профили скорости, что несмотря на значительную начальную закрутку струи, в приосевой области не возникает обратного течения либо возникают весьма слабые обратные токи (§ 4-9). Кроме того, при небольших крутках возможны случаи получения «провалов» осевой составляющей скорости (§ 4-6).

1-2. МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЙ И КОНСТРУКЦИИ ЗАВИХРИТЕЛЕЙ

В литературе описан ряд способов получения закрученной струи:

комбинация тангенциальных отверстий для подачи воздуха с поворотными лопатками [140];

вращение трубы (с частотой 9500 об/мин) с подачей воздуха [79]. В последнем случае получается развитый турбулентный поток, близкий по характеру течения к вращению твердого тела, однако крутка получается слабой, без провала скорости по оси;

вращение воздушного потока в осевом трубопроводе посредством вращающейся перфорированной пластинки с отверстиями, расположенными как параллельно оси, так и под углом 45° к ней [124]. Это дает возможность получения непрерывного изменения угловой скорости по сечению;

подача воздуха в завихритель в осевом и тангенциальном направлениях. Степень крутки изменяется регулированием соотношения между расходами воздуха, поступающего в завихритель в осевом и тангенциальном направлениях [100];

подача части воздуха через лопаточный аппарат, а части — в обход завихрителя [126].

Описанные способы создания закрученной струи получили распространение, в основном, лишь при исследовании слабо закрученных струй. Наибольшее распространение получили завихрители, обеспечивающие получение струи от слабо до сильно закрученной. Все эти завихрители можно отнести к пяти типам:

тангенциальный;

улиточный тангенциальный;
тангенциальный лопаточный;
аксиальный (лопаточный);
аксиально-тангенциальный (лопаточный).

Имеются способы закручивания воздуха с помощью камерных завихрителей в форме простого тангенциального подвода и в форме улитки [60, 64, 66]; с помощью аксиального лопаточного аппарата с осевым просветом и без него [60, 62]; с помощью тангенциального и аксиально-тангенциального лопаточного аппарата [4, 77].

В дальнейшем будем рассматривать завихрители, получившие широкое применение, в частности, в топочной технике.

Простейшим завихрителем является **камерный завихритель с простым тангенциальным подводом воздуха** (рис. 1-2,*а*), обозначим его буквой Т (здесь *a* — ширина подводящего канала, *b* — его длина, *d* — диаметр цилиндрического канала, в котором закручивается поток, *e* — длина цилиндрического канала).

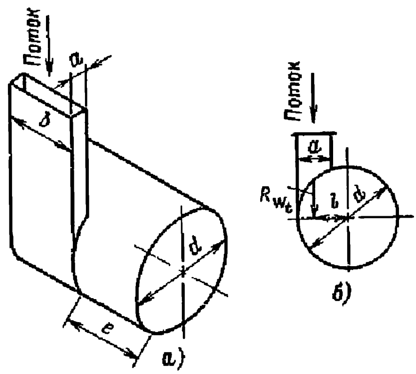


Рис. 1-2. Завихритель с простым тангенциальным подводом (тип Т).

а — общий вид, *б* — к определению расстояния *l* от оси цилиндрического канала до вектора скорости потока R_{w_t}

В завихрителях типа Т число подводящих каналов может изменяться от одного до четырех; с увеличением их числа повышается равномерность распределения потока по сечению цилиндрического канала.

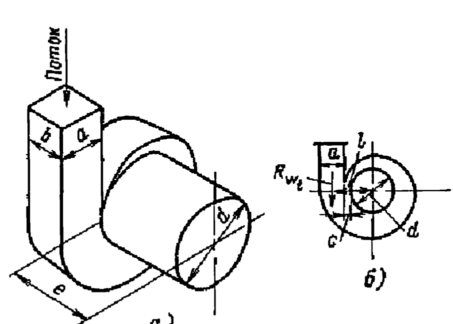


Рис. 1-3. Завихритель с улиточным подводом (тип У).

а — общий вид; *б* — к определению расстояния *l* от оси цилиндрического канала до вектора скорости потока R_{w_t}.

Более равномерный поток в устье канала по сравнению с завихрителем типа Т обеспечивает **улитка** (рис. 1-3,*а*). Обозначим этот тип буквой У. Конструктивные элементы завихрителя типа У обозначены теми же буквами, что и типа Т (здесь *c* — расстояние между стенками подводящего и цилиндрического каналов, оно может быть равно нулю)

На рис 1-4,*а* приведен **тангенциальный лопаточный аппарат** (обозначение ТЛ) В отличие от других лопаточных аппаратов, продольные оси лопаток ТЛ расположены параллельно оси цилиндрического канала (здесь L — длина лопаток вдоль оси, α — угол наклона лопаток к касательной, проведенной к внутренней окружности завихрителя, проходящей через выходную кромку лопатки; m — количество лопаток; ε — наименьшее расстояние между лопатками).

Аксиальный лопаточный аппарат (обозначим его А, рис. 1-5,*а*) отличается расположением лопаток, оси которых пер-

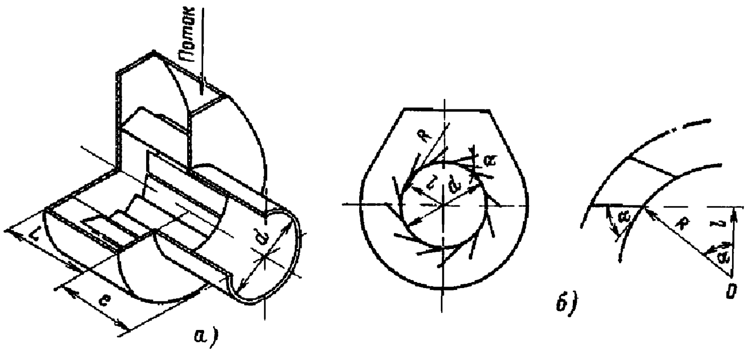


Рис. 1-4. Завихритель с тангенциальным лопаточным аппаратом (тип ТЛ).

а — общий вид, *б* — к определению расстояния l от оси цилиндрического канала до вектора скорости потока R_{w_t}.

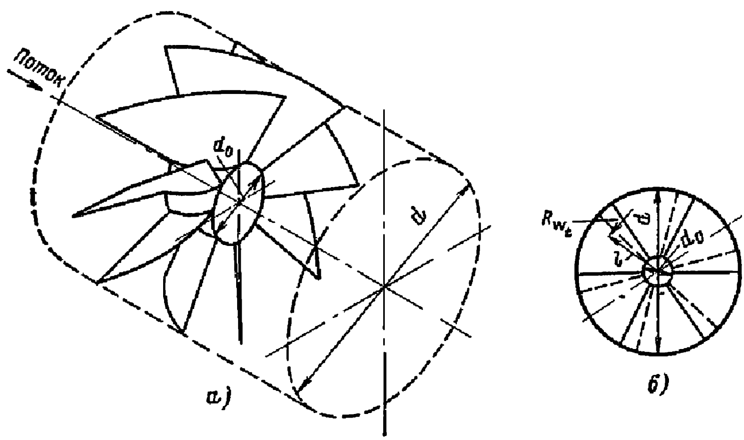


Рис. 1-5. Завихритель с аксиальным лопаточным аппаратом (тип А).

а — общий вид, *б* — к определению расстояния l от оси цилиндрического канала до вектора скорости потока R_{w_t}.

пендикулярны оси цилиндрического канала (здесь α — угол наклона к оси цилиндрического канала в зависимости от желаемой степени закрутки потока; d_0 — диаметр центральной трубы для крепления лопаток).

Аксиально-тангенциальный лопаточный аппарат (обозначим его АТ) приведен на рис 1-6,*а*. Завихритель по конструкции занимает промежуточное положение между завихрителями типов ТЛ и А (здесь β — угол между выходной кромкой лопатки и осью цилиндрического канала, α — угол наклона лопаток

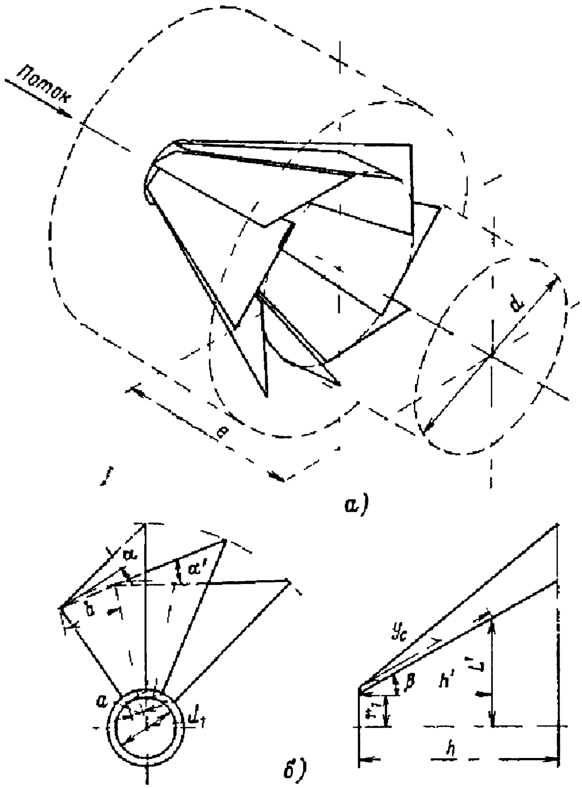


Рис 1-6 Завихритель с аксиально-тангенциальным лопаточным аппаратом (тип АТ).

а — общий вид, *б* — к определению расстояния l от оси цилиндрического канала до вектора скорости потока R_{ω_t}.

к касательной, проведенной к окружности, образуемой в одной из любых плоскостей сечения, проведенного перпендикулярно к оси цилиндрического канала между передним и задним торцами завихрителя, и проходящей через выходную кромку лопатки, a — расстояние между кромками лопаток в плоскости переднего торца завихрителя,

b — то же в плоскости заднего торца завихрителя, h — кратчайшее расстояние между передним и задним торцами завихрителя, α' — угол, образованный секущей плоскостью, нормальной к оси цилиндрического канала, и линией, соединяющей кромки соседних лопаток, r_1 и d_1 — соответственно радиус и диаметр окружности, проходящей через выходные кромки лопаток в переднем торце завихрителя)

В зависимости от способов закрутки и конструкции сопла можно получить разные режимы течения как с развитой зоной обратного тока, так и без нее Изменяя площади входа и соответственно соотношения сторон a и $б$ завихрителей типов Т и У, угла α завихрителей ТЛ и А, углов α и β завихрителей АТ, можно получить различную степень закрутки потока на выходе из завихрителей

Таким образом, от степени закрутки, типа завихрителя и формы устья сопла зависят такие важнейшие аэродинамические характеристики струи, как угол раскрытия, зона обратных токов дальнобойность, эжектирующая способность От крутки зависит неравномерность распределения скорости по сечению сопла

1-3. ОСНОВНЫЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ

Угол раскрытия закрученной струи является несколько условным понятием, так как границы струи у устья сопла образуют не конус, а гиперболоид вращения Чем меньше разница в плотности закрученного потока и окружающей среды и чем сильнее закручен поток, тем больше форма струи отличается от конической Тем не менее с некоторым приближением можно считать начальный участок коническим и вершину этого конуса — углом раскрытия струи

Угол раскрытия может быть определен различными способами Один из наиболее простых — определение угла раскрытия струи с помощью флюгерка Однако пульсации флюгерка затрудняют определение среднего его положения Более точно можно определить этот угол, если фиксировать положение флюгерка на границе струи Определение угла с помощью флюгерка применяется довольно часто на практике, однако его нельзя признать надежным, так как результаты зависят от конструкции и массы прибора, а реакция флюгерка на изменение скорости по мере удаления от устья резко падает Кроме того, на результаты определения оказывают влияние субъективные ощущения экспериментатора

Более надежным является определение угла раскрытия по профилю скорости в сечениях струи. При этом границы струи определяются экстраполированием величины скорости до его нулевых значений Часто за границу струи условно принимают 5, 10 или даже 50%-ную границу [101] Тогда углом раскрытия закрученной струи считают угол наклона линии, проходящей в каждом сечении через радиус окружности, на которои скорость равна соответственно 5, 10 или 50% максимальной аксиальной скорости в данном сечении [60, 62, 101].

Наиболее надежным способом для определения самой границы струи можно считать фотографирование «подкрашенной» струи

На угол раскрытия струи заметное влияние оказывает фронтовая стенка [65] С увеличением крутки это влияние увеличивается

Наименьшее значение угол раскрытия имеет в прямоточных струях (от 15 до 27°), где он зависит от коэффициента структуры потока С увеличением коэффициента структуры потока угол раскрытия возрастает, а дальнобойность струи падает

Угол раскрытия в закрученных струях значительно больше, чем в прямоточных Это объясняется, тем, что при закручивании потока резко интенсифицируется массообмен между струей и окружающей средой. Кроме того, центробежные силы способствуют «разлету» струи, что также увеличивает угол раскрытия.

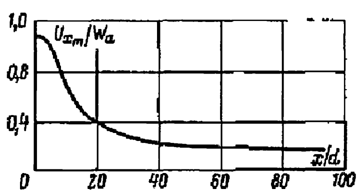


Рис 1-7. Обобщенный график осевой скорости затопленной струи [65].

Под **аэродинамической длиной**, или дальнобойностью, струи будем понимать длину струи вдоль ее оси до сечения, в котором максимальное значение скорости U_{xm} составляет 0,2 средней скорости в устье сопла W_a Это расстояние обычно измеряется в долях диаметра цилиндрического канала сопла или долях эквивалентного диаметра $d_{экв}$, если амбразура имеет сечение другой формы [64].

Часто дальнобойность струи характеризуют графиком зависимости U_{xm}/W_a от x/d На рис 1-7 представлен наглядный обобщенный график, на котором показано изменение скорости вдоль оси свободной затопленной струи [65]. Как видно из графика, длина прямоточной струи достигает 50 калибров Этот график удобен как эталонный для сравнительной оценки дальнобойности закрученных струй.

Известно, что с увеличением крутки структура потока сильно деформируется и увеличивается неравномерность распределения скорости по радиусу сопла. Однако на практике нашло широкое применение определение неравномерности распределения скорости не по радиусу, а по окружности.

Под степенью неравномерности распределения скорости понимаются отношение разности скалярных значений векторов максимальной и минимальной скоростей на окружности (или замкнутой кривой) максимальных скоростей, найденной в плоскости, нормальной к оси вращения струи, к скалярному значению вектора средней скорости на этой окружности (кривой), %:

$$\varepsilon = \frac{V_{\text{макс}} - V_{\text{мин}}}{V_{\text{ср}}}. \qquad (1\text{-}1)$$

Эту характеристику следует относить к устью источника, так как вниз по течению струи происходит выравнивание потока.

Зону обратных токов в сильно закрученных струях образует течение в приосевой области струи, направленное противоположно основному движению. Границей этой зоны является поверхность, на которой аксиальная скорость равна нулю. Массовый расход обратного тока в каком-либо сечении определяется по полю аксиальной скорости в зоне обратного тока согласно выражению

$$G_{\text{об}} = 2\pi\rho \int\limits_{0}^{R_{\text{об}}} U_x r\, dr, \qquad (1\text{-}2)$$

где ρ — плотность, $R_{\text{об}}$ — радиус границы обратного тока в каком-либо сечении; r — текущее значение радиуса струи; U_x — аксиальная скорость.

За длину зоны обратного течения принимается расстояние от устья канала по оси до точки, где кривая границы зоны обратного тока пересекает ось струи.

Диаметр зоны обратного течения $d_{\text{об}}$ лежит в плоскости, приведенной нормально к оси струи в том месте зоны обратного тока, где он определяется. Длина и диаметр зоны обратного тока выражаются в относительных единицах, обычно в долях диаметра цилиндрического канала.

Физическая модель образования обратных токов в настоящее время выяснена не полностью. С практической точки зрения удовлетворительным представляется механизм, по которому обратные токи образуются под действием положительного продольного градиента статического давления на границе струи. Радиальный градиент статического давления определяется из условия равновесия сил в закрученном потоке

$$\frac{dP}{dr}=\frac{\rho U^2_{\varphi}}{r}. \qquad (1\text{-}3)$$

С уменьшением радиуса r статическое давление падает, образуя вблизи оси область разрежения. Причиной возникновения больших градиентов статического давления является деформация профилей скорости в сильно закрученной струе.

Существует ряд исследований [42, 124], в которых динамика обратного тока связывается не столько с градиентом статического давления, сколько с отношением тангенциальной и осевой (продольной) составляющих скорости.

На эту мысль наводит и замеченный экспериментальный факт: струя, сформированная завихрителем типа ТЛ при угле наклона лопаток $\alpha=40°$, а также завихрителем типа АТ (при $\alpha=45°$, $\beta=25°$), имеет в приосевой области большое отрицательное значение статического давления, но не имеет зоны обратных токов.

Одной из основных характеристик струйных течений является эжектирующая способность струи. Вниз по течению струи ее масса непрерывно возрастает за счет присоединенной массы окружающей среды. Чтобы узнать величину присоединенной массы окружающей среды от устья до выбранного сечения, необходимо найти расход среды в этом сечении G и вычесть начальный расход в устье G_0. В долях от начального расхода присоединенная масса равна:

$$\overline{G}=(G-G_0)/G_0. \qquad (1\text{-}4)$$

Расход среды в любом сечении определяется по выражению (1-2) интегрированием от нуля до границы струи. Эжектирующая способность возрастает с увеличением крутки. Она минимальна при ...

Представление о степени закрученности струи дает **параметр крутки**. Наиболее широкое распространение [39, 67, 101] получил параметр крутки Θ, определяемый выражением

$$\Theta = M/KR, \tag{1-5}$$

где M — момент количества движения струи, постоянный вдоль струи; K — количество движения струи (в иностранной литературе K называется осевым импульсом струи); R — характерный размер, относящийся к устью сопла, его радиус.

Значения M и K находятся интегрированием с использованием аксиальных и тангенциальных скоростей в каком-либо сечении струи (чаще в цилиндрическом устье) из выражений

$$M = 2\pi\rho \int_0^R r^2 U_x U_\varphi \, dr; \tag{1-6}$$

$$K = 2\pi \int_0^R r (\rho U_x^2 + P) \, dr, \tag{1-7}$$

где U_x, U_φ — аксиальная и тангенциальная составляющие вектора скорости; P — статическое давление в точке, где замеряется скорость; r — текущее значение радиуса.

В [95] в качестве параметра крутки выбрано отношение максимальных значений тангенциальной и аксиальной компонент скорости на выходе из сопла

$$n_p = U_{\varphi m}/U_{xm}. \tag{1-8}$$

По данным [101] выражение (1-8) непосредственно связано с (1-5) в том случае, если поток с постоянным распределением осевой компоненты скорости в плоскости отверстия по характеру течения напоминает вращение твердого тела. В этом случае

$$U_\varphi = U_{\varphi m}(r/R) \text{ и } U_x = U_{xm}.$$

Следовательно,

$$M = 2\pi\rho \int_0^R r^2 U_x U_\varphi \, dr = \frac{1}{2} \pi\rho U_{xm} U_{\varphi m} R^3;$$

$$K = 2\pi\rho\int_0^R r\left(U^2_x - \frac{1}{2}U^2_\varphi\right)dr = \pi\rho U^2_{xm}R^2\left(1 - \frac{1}{4}n^2_p\right);$$

$$\Theta = \frac{M}{KR} = \frac{\frac{1}{2}n_p}{1 - \frac{1}{4}n^2_p}. \qquad (1\text{-}9)$$

Как показано на рис. 1-8, величины Θ и n_p вплоть до значений $n_p=0,4$ непосредственно связаны между собой [101]. При более высоких степенях закрутки распределение аксиальной компоненты скорости в плоскости

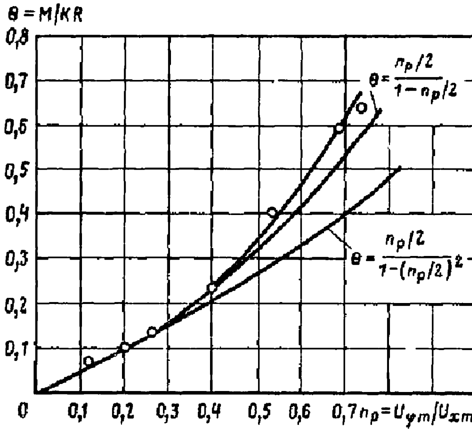


Рис 1-8. Параметры закрутки [101].
О — эксперимент

отверстия отклоняется от равномерного и основная масса жидкости истекает из отверстия вблизи стенок канала, а взаимосвязь Θ и n_p ухудшается. Для $n_p>0,4$, как видно из рис. 1-8, связь между Θ и n_p лучше описывается уравнением

$$\Theta = \frac{n_p/2}{1 - n_p/2}, \qquad (1\text{-}10)$$

а не уравнением (1-9).

На основании имеющихся экспериментальных данных построен график, аналогичный графику (рис. 1-8).

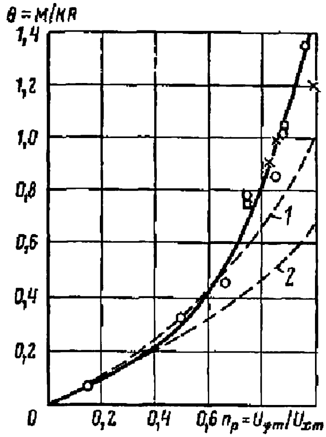


Рис. 1-9. Параметры закрутки.

$1-\frac{n_р/2}{1-n_р/2}$; $2-\frac{n_р/2}{1-(n_р/2)^2}$.

О — эксперимент (завихрители типа А); × — эксперимент (завихрители типа Т); □ — завихрители типа АТ)

Результаты для завихрителей типов А, АТ и Т приведены на рис. 1-9. Как видно из рисунка, при $n_р>0,4$ уравнение (1-10) действительно дает для завихрителей лучшую сходимость с экспериментом, чем уравнение (1-9).

Параметр крутки определяется в [51] отношением максимального значения тангенциальной скорости к средней аксиальной скорости

$$n_р=U_{φm}/W_a. \qquad (1\text{-}11)$$

Параметр крутки определяется в [42] соотношением

$$n_р=\rho Md/G^2_0. \qquad (1\text{-}12)$$

Анализ формул (1-5), (1-8)—(1-12) показывает, что наиболее приемлемой для определения параметра крутки является формула (1-5). При слабых крутках ($n_р<0,4$) можно оперировать формулой (1-8).

Угол подъема потока по спирали дает косвенную характеристику степени закрученности потока, поскольку он не является постоянным вдоль струи. Обычно этот параметр определяется для течения внутри цилиндрического канала. Значениями этого угла оперируют, например, при расчете газовых горелок [14].

Так, при расчете распределения газовых струй в объеме закрученного потока действительная скорость находится делением среднерасходной скорости на синус угла подъема потока по спирали[1]. Так как угол подъема потока по спирали изменяется не только вдоль, но и поперек закрученного потока, этот угол усредняется по сечению [4].

---

[1] За угол подъема потока по спирали принят угол между вектором скорости и направлением, перпендикулярным оси струи.

Одним из способов усреднения является усреднение по актуальной скорости

$$\beta=\frac{\int\limits_{R_{об}}^{R}\int\limits_{0}^{2\pi}\beta_i V\,dr\,d\varphi}{\int\limits_{R_{об}}^{R}\int\limits_{0}^{2\pi}V\,dr\,d\varphi}, \qquad (1\text{-}13)$$

где β_i — значение угла подъема потока по спирали в рассматриваемой точке; V — значение актуальной скорости в рассматриваемой точке; $R_{об}$ — расстояние от оси канала до границы зоны отрицательных токов в рассматриваемом сечении; R — радиус канала.

Другой известный способ — усреднение по расходу

$$\beta'=\frac{\int\limits_{R_{об}}^{R}\int\limits_{0}^{2\pi}\beta_i U_{xr}\,dr\,d\varphi}{\int\limits_{R_{об}}^{R}\int\limits_{0}^{2\pi}U_{xr}\,dr\,d\varphi}. \qquad (1\text{-}14)$$

И, наконец, усреднение углов, образуемых векторами максимальных скоростей в рассматриваемом сечении

$$\beta''=\frac{\int\limits_{0}^{2\pi}\beta_i\,d\varphi}{2\pi}. \qquad (1\text{-}15)$$

Опыт показывает, что при определении угла β указанными выше способами получаются неоднозначные результаты, поэтому выбор того или иного способа усреднения необходимо оговаривать.

Если судить о степени закрученности по такой косвенной характеристике, как угол подъема потока по спирали, то наиболее приемлемой является формула (1-15). В этом случае степень крутки пропорциональна $\operatorname{ctg}\beta''$, представляющему собой не что иное, как отношение максимальных значений тангенциальной и аксиальной составляющих вектора скорости в устье.

При расчете газовых горелок наиболее приемлема, видимо, формула (1-14), по которой определяется угол β'. Чем равномернее скорость по сечению, тем точнее β' и найденные по β' значения векторов скорости по сечению наиболее соответствуют действительности.

1-4. КОНСТРУКТИВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ИНТЕНСИВНОСТЬ КРУТКИ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ЗАВИХРИТЕЛЕЙ

Для характеристики закручивающих способностей струи оперируют среднерасходными значениями скорости потока, находимыми по геометрии завихрителей.

В [85, 106] применяется параметр

$$W_t/W_a, \tag{1-16}$$

где W_t и W_a — среднее по расходу значение соответственно тангенциальной и аксиальной составляющих скорости.

Параметр (1-16) был введен Лонгом [128] для описания закрученного движения у мощного источника на оси вращения и известен под названием параметра Россби [42].

Существенным недостатком параметра (1-16) является то, что он не учитывает точку приложения вектора тангенциальной скорости (см. рис. 1-2—1-6). Следовательно, при одном и том же значении этого параметра для различных струй момент количества движения закрученной струи может иметь совершенно различные значения Поэтому конструктивный параметр, определяющий интенсивность крутки воздушного потока, должен учитывать входной момент количества движения потока

Обращенным параметром Лонга является и предложенный Д Н Ляховским [60, 65] конструктивный параметр для завихрителей с простым и улиточным тангенциальным подводами

$$ab/d^2. \tag{1-17}$$

В [115] предлагается формула

$$\mathrm{Re}_t/\mathrm{Re}_a, \tag{1-18}$$

где Re_t и Re_a — числа Рейнольдса, подсчитанные по средним значениям соответственно тангенциальной и осевой скорости.

Легко убедиться в том, что и этот параметр является аналогом параметра (1-16), хотя он уже учитывает геометрические размеры тангенциального и аксиального каналов

Попытка связать параметр интенсивности крутки с характеристикой относительного момента количества движения содержится в [123]

$$\frac{K_t}{K_a} R, \qquad (1\text{-}19)$$

где K_t и K_a — количество движения воздуха соответственно в тангенциальном и осевом направлениях.

Однако этот параметр повторяет недостатки параметра (1-16), кроме того, он имеет размерность длины, что физически совершенно не оправдано.

Физически более строгое определение закручивающих способностей завихрителя по его геометрическим элементам дал Г. Н. Абрамович [1]. Предложенная им для расчета центробежных форсунок геометрическая безразмерная характеристика имеет вид

$$A = \frac{lW_t}{RW_a}. \qquad (1\text{-}20)$$

Параметр A оценивает закрутку в завихрителях с камерным завихрением, когда воздух вводится в камеру строго тангенциально

Формулу (1-20), а также другие формулы, предложенные в последнее время [42, 85, 106, 123], можно привести к виду

$$n = \frac{M_{\text{ср}}c}{K_{\text{ср}}d}, \qquad (1\text{-}21)$$

где c — арифметический множитель, равный $8/\pi$, введенный для упрощения конечных формул, d — диаметр горловины завихрителя.

Такая форма конструктивного параметра была выбрана в [4, 5] по аналогии с безразмерным параметром (1-5) из соображений практического удобства.

Параметр (1-5) определяется экспериментально при интегрировании по выражениям (1-6) и (1-7). Нельзя ли, не прибегая к опытным исследованиям, оценить интенсивность закрученности различных завихрителей непосредственно через геометрические элементы самого завихрителя еще в стадии проектирования?

Оказалось, что для получения конструктивных параметров, характеризующих интенсивность крутки потока, достаточно оперировать средними значениями аксиальной W_a и тангенциальной W_t составляющих скорости потока (они могут быть легко определены по общему расходу воздуха).

Конструктивные параметры завихрителей и аэродинамические

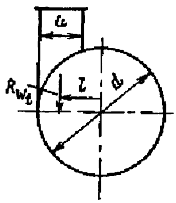
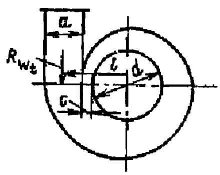
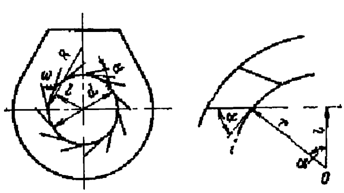
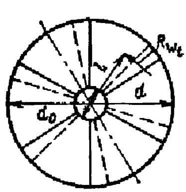
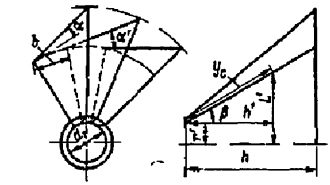
Тип завихрителя	Среднерасходные режимные характеристики и найденные по ним конструктивные параметры	
	Условные обозначения	Режимные и конструктивные параметры
Завихритель типа Т 	$M_{ср}$	$\pi\rho W_a W_t R^2 l$
	$K_{ср}$	$\pi\rho W_a^2 k^2$
	l	$R - \frac{a}{2}$
	$\frac{W_t}{W_a}$	$\frac{\pi d^2}{4ab}$
	n	$\frac{d(d-a)}{ab}$
Завихритель типа У 	l	$R + \frac{a}{2} + c$
	$\frac{W_t}{W_a}$	$\frac{\pi d^2}{4ab}$
	n	$\frac{d(d+a+2a}{ab}$
Завихритель типа ТЛ 	l	$R\cos\alpha$
	W_t/W_a	$\frac{\pi d^2}{4Lm\varepsilon}$
Завихритель типа А 	l	$\frac{1}{3}\,\frac{d^3-d_0^3}{d^2-d_0^2}$
	W_t/W_a	$\mathrm{tg}\,\alpha\,\frac{d^2}{d^2-d_0^2}$
	n	$\frac{8}{3\pi}\,d\,\frac{d^3-d_0^3}{(d^2-d_0^2)^2}\,\mathrm{tg}\,\alpha$

Таблица 1-1

характеристики выдаваемого ими закрученного потока

Аэродинамические характеристики потока		
Угол раскрытия струн φ, град	Относительный диаметр обратных токов в устье канала $d_{об}/d$	Относительная аэродинамическая длина струн L/d
$69\left(\frac{n-0,12}{2,8}\right)^{0,18}$ $0,22\leqslant n\leqslant 3,0$	$\left(\frac{n-0,63}{161}\right)^{0,18}$ $0,7\leqslant n\leqslant 4,9$ $b/d=1,425$	$\left(\frac{200}{n}\right)^{0,24}$
$158\left(\frac{n-0,81}{25}\right)^{0,22}$ $1\leqslant n\leqslant 4,12$	$\left(\frac{n-0,37}{15}\right)^{0,49}$	$\frac{4,45-n}{0,57}$ $1\leqslant n\leqslant 3$
$100\left(\frac{n-0,34}{15,8}\right)^{0,2}$ $0,69\leqslant n\leqslant 4,07$	$\left(\frac{n-1,78}{14,3}\right)^{0,74}$ $1,8\leqslant n\leqslant 3,7$	$\left(\frac{195}{n}\right)^{0,26}$ $0,69\leqslant n\leqslant 4,07$
$\alpha=30°$		
$144\left(\frac{n-0,14}{6,46}\right)^{0,43}$	$\left(\frac{n-0,8}{4,37}\right)^{0,49}$ $0,35\leqslant n\leqslant 1,65$	$\left(\frac{11}{n}\right)^{0,66}$ $d_0/d=0,25$

Тип завихрителя	Среднерасходные режимные характеристики и найденные по ним конструктивные параметры	
	Условные обозначения	Режимные и конструктивные параметры
Завихритель типа АТ 	l	$\left[r_1 + \frac{a+2b}{3(a+b)} h \operatorname{tg}\beta\right]\cos\alpha$
	W_t/W_a	$\frac{\pi d^2}{2mh(a+b)\sin\left(\alpha+\frac{\pi}{m}\right)}$
		$a=\frac{\pi d_1}{m}$; $b=\frac{\pi d}{m}$;
		$h=\frac{d-d_1}{2\operatorname{tg}\beta}$.
	n	$\frac{8}{3\pi} d \frac{d^3-d_1^3}{(d^2-d_1^2)^2}\times$ $\times\frac{\cos\alpha\sin\beta}{\sin\left(\alpha+\frac{\pi}{m}\right)}$

В табл. 1-1 приведены различные типы завихрителей и выведенные для них конструктивные параметры интенсивности крутки n, а на рис. 1-10—1-13 показана зависимость конструктивного параметра n от конструктив-

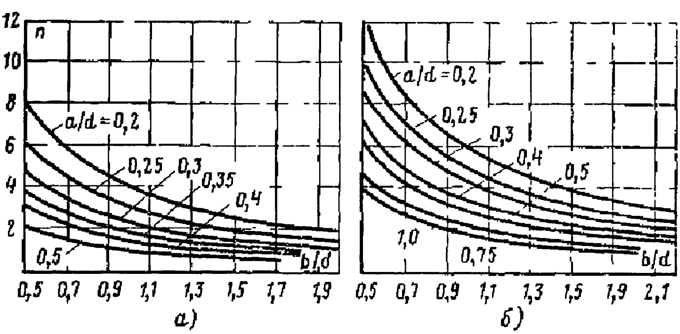


Рис. 1-10. Зависимость параметра n от b/d при разных значениях a/d.

а — для завихрителей типа Т, *б* — для завихрителей типа У.

Аэродинамические характеристики потока		
Угол раскрытия струи φ, град	Относительный диаметр обратных токов в устье канала $d_{об}/d$	Относительная аэродинамическая длина струи L/d
$124\left(\frac{n+0{,}6}{7{,}24}\right)^{0{,}42}$	$\left(\frac{n-0{,}37}{2{,}69}\right)^{0{,}78}$ $0{,}38 \leqslant n \leqslant 1{,}72$	$\left(\frac{13}{n}\right)^{0{,}5}$ $d_1/d = 0{,}35$

Примечание. Типы завихрителей:

Т — тангенциальный;

У — улиточный тангенциальный;

ТЛ — тангенциальный лопаточный;

А — аксиальный (лопаточный);

АТ — аксиально-тангенциальный (лопаточный).

ных элементов для всех типов завихрителей. В табл. 1-1 также приведены важнейшие аэродинамические характеристики воздушного потока для этих завихрителей в зависимости от n (§ 1-7).

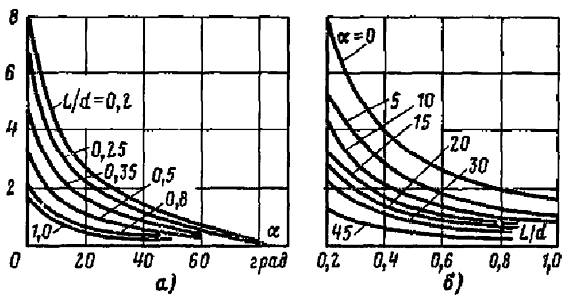


Рис. 1-11. Зависимость параметра n для завихрителей типа ТЛ.

а — от α при разных значениях L/d, *б* — от L/d при разных значениях α

Полученный конструктивный параметр крутки n по своему физическому смыслу является относительным значением входного момента количества движения потока. Параметр Θ является относительным значением выходного момента количества движения. При определении n входной момент движения относится

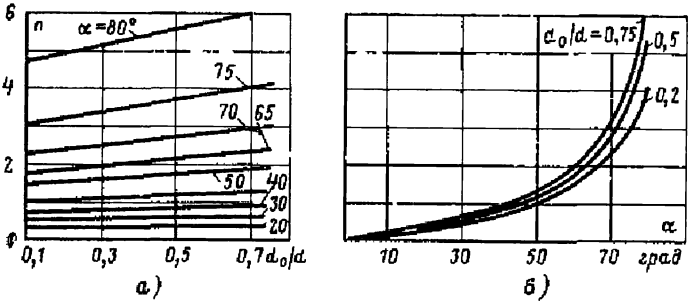


Рис 1-12 Зависимость параметра n для завихрителя типа А.
а — от d_0/d при разных значениях α, *б* — от α при разных значениях d_0/d

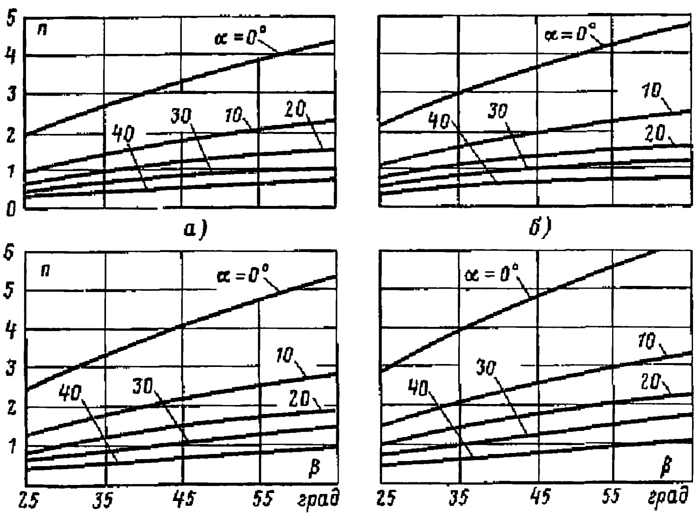


Рис 1-13 Зависимость параметра n от угла β при разных значениях угла α для завихрителей типа АТ.
а — $d_0/d=0{,}2$, *б* — $d_0/d=0{,}3$, *в* — $d_0/d=0{,}4$, *г* — $d_0/d=0{,}5$

к среднему расходному значению количества движения относительно площади поперечного сечения цилиндрического канала (сопла), а Θ относится к интегральному значению количества движения струи, которые не идентичны.

Поэтому необходимо разделять параметры Θ и n, несмотря на их общий физический смысл.

Равенство конструктивных параметров n свидетельствует об идентичности аэродинамических характеристик закрученных струй на выходе из геометрически подобных завихривающих устройств одного и того же типа.

Таблица 1-2

Экспериментальные значения расхода, момента количества движения и количества движения струи, сформированной завихрителем типа А [16]

Угол наклона лопаток	Конструктивный параметр n	Относительные расстояния x/d сечения струй от среза сопла: 0	0,2	0,5	1,0	2,0	3,0	Средние значения K, M
0	0	0,176* 0,559 0	— — 0	0,193 0,535 0	0,201 0,535 0	0,216 0,500 0	0,234 0,476 0	0,521 0
10°	0,162	0,182 0,566 1,82	0,190 0,586 1,65	0,199 0,548 1,49	0,211 0,545 1,26	0,227 0,516 1,42	0,290 0,556 1,30	0,55 1,50
20°	0,335	0,173 0,451 7,14	0,178 0,514 6,82	0,215 0,609 8,52	0,277 0,635 9,25	— — —	0,331 0,407 6,26	0,49 7,24
30°	0,532	0,176 0,514 11,2	— 0,409 8,5	0,214 0,543 11,05	— — —	0,335 0,465 12,40	0,461 0,507 12,45	0,463 10,73
40°	0,77	0,162 0,38 14,2	0,201 0,396 17,0	0,276 0,38 17,1	0,358 0,361 18,4	— — —	0,433 0,242 12,8	0,333 15,5
50°	1,095	0,151 0,456 18,45	0,172 0,423 16,45	0,206 0,381 20,18	0,242 0,201 18,7	0,382 0,249 17,6	0,489 0,255 15,92	0,327 17,88
60°	1,58	0,140 0,428 21,45	0,187 0,369 19,6	0,209 0,293 19,3	0,262 0,204 24,55	0,458 0,261 24,0	0,800 0,379 —	0,325 21,8
70°	2,53	0,106 0,264 12,5	0,105 0,689 11,0	0,149 0,207 12,0	0,146 — —	0,528 0,157 18,8	0,739 0,221 23,4	0,207 15,5

* Сверху вниз приводятся значения. Q, м³/с; K, кг м/с; M 10³, кг м²/с.

Таблица 1-3

Значения параметров крутки для завихрителей типа А

Параметр крутки	α						
	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°
$n = \frac{M_{\text{ср}}c}{K_{\text{ср}}d}$ [формула (1-21)]	0,162	0,335	0,532	0,77	1,095	1,58	2,53
$\Theta = \frac{Mc}{Kd}$ [формула (1-5)]	0,073	0,397	0,625	0,98	1,41	1,98	2,02
$U_{\varphi m}/U_{xm}$ [формула (1-8)]	0,14	0,497	0,657	0,743	0,853	0,87	0,86
$U_{\varphi m}/W_a$ [формула (1-11)]	0,175	0,60	0,856	1,21	1,82	2,33	2,90
$\frac{\rho M d}{G_0^2}$ [формула (1-12)]	0,0424	0,1725	0,282	0,654	1,165	2,00	1,91

Эффективная, или реальная, крутка струи при одном и том же значении n не может быть одинаковой для различных завихрителей по ряду причин, зависящих от формы проточной части завихрителя Отметим важнейшие из этих причин

потеря энергии воздушного потока на внутреннее трение и трение о стенки каналов,

неравномерность скоростных полей в различных сечениях проточной части завихрителя;

различные условия формирования аэродинамической структуры потока на выходе из завихрителя

Теоретически M и K, как уже отмечалось, являются постоянными вдоль струи В табл 1-2 приведены найденные экспериментально [16] интегральные значения M и K для различных струй, сформированных завихрителями типа А Из этой таблицы следует, что в пределах точности эксперимента значения M и K остаются постоянными вдоль струй, отклоняясь несколько больше от среднего значения при сильных крутках Здесь необходимо учесть, что интегральные характеристики найдены по 5%-ной границе струй Если значения M и K, найденные из эксперимента, подставить в формулу для определения n (1-21) (вместо средних значений), то получим эффективную крутку Θ.

Сравнение n и Θ позволяет определить, насколько конструктивный параметр крутки отличен от эффективной крутки струи

В табл 1 3 приведены значения n и Θ для завихрителей типа А Как видно из таблицы, значения n и Θ не сильно отличаются между собой и практически для завихрителей типа А конструктивным параметром n можно оперировать как параметром эффективной крутки.

Для сравнения в этой же таблице представлен подсчет параметров крутки, приведенных в [42, 95, 106] и в § 1 4 Как показывает таблица, параметры крутки, определенные другими методами, существенно отличаются от параметра крутки Θ и конструктивного параметра n

В табл 1-4 приведены значения конструктивного параметра n и эффективной крутки Θ для завихрителей типа АТ Данные таблицы свидетельствуют о хорошем совпадении этих параметров

На рис 1-14 приведена зависимость эффективной крутки потока внутри цилиндрического канала завихрителей типа ТЛ от параметра n и угла наклона лопаток на расстоянии от завихрителя $x'=1{,}0\ d$. Как видно из рисунка, для завихрителей типа ТЛ эффективная крутка значительно отличается от конструктивного параметра n при углах α, превышающих 0°. Пунктирная линия соот-

Таблица 1-4

Значения эффективной крутки струй на выходе из цилиндрического канала завихрителей типа АТ в зависимости от конструктивного параметра n

β	α	n [формула (1 21)]	Θ [формула (1 5)]
25°	45°	0,38	0,44
	30°	0,64	0,69
	20°	0,80	0,88
45°	45°	0,63	0,77
	30°	0,93	0,90
	20°	1,35	1,17
65°	45°	0,81	1,29
	30°	1,26	1,34
	20°	1,72	1,47

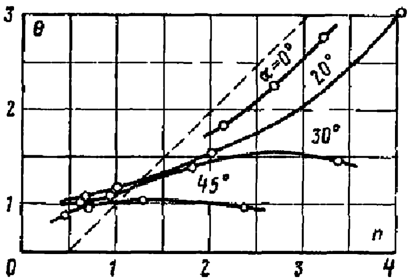


Рис 1 14 Зависимость эффективной крутки внутри цилиндрического канала за вихрителен типа ТЛ от интенсивности крутки n и угла наклона лопаток α на расстоянии от завихрителя $x' = 1{,}0d$ [4].

ветствует линии равенства $n = \Theta$ При $\alpha = 0°$ конструктивный параметр соответствует эффективной крутке

Анализ кривых, полученных в результате обработки экспериментальных данных, позволяет сделать следующие выводы

Эффективная крутка потока в цилиндрическом канале зависит не только от конструктивного параметра n, но и от значения угла наклона лопаток α завихривающего устройства С увеличением угла наклона лопаток для поддержания определенного момента количества движения в устье требуется все больший и больший момент количества движения на входе Для углов наклона лопаток завихрителя 30° и более с увеличением значения n эффективная крутка на выходе из завихрителя сначала растет очень медленно, а затем начинает падать

Объяснение этим явлениям удалось получить из наблюдений механизма образования вихря с помощью оптической шлирен установки Анализ этих наблюдений, выполненных при различных значениях угла наклона лопаток α и конструктивного параметра n, показывает следующее

На выходе из межлопаточного канала линии тока на некотором расстоянии сохраняют направление, заданное углом наклона лопаток, а затем движутся по гиперболической спирали в направлении оси вращения Чем больше угол наклона лопаток, тем быстрее убывает радиус кривизны этой спирали, который увеличивается также с ростом интенсивности начальной крутки

Такой характер движения закрученного потока возможен лишь при воздействии внешних сил В рассматриваемом случае такие силы связаны с кинетической энергией струй, вытекающих из межлопаточных каналов На некотором расстоянии от завихрителя действие внешних сил, уравновешивающих центробежные силы, возникающие в закрученном потоке, ослабевает, и поток деформируется таким образом, что спираль, по которой движется основная масса жидкости, начинает постепенно уменьшать свою кривизну Вместе с этим появляется зона обратных токов, характерная для сильно закрученных струй С увеличением кривизны спирали растут потери энергии на внутреннее трение из-за крутого поворота все больших и больших масс потока.

Для завихрителей типов Т и У, как показывает эксперимент, конструктивный параметр крутки n обычно превышает эффективную крутку, особенно с увеличением крутки при уменьшении ширины подводящего канала a. Это объясняется тем, что с уменьшением ширины канала a поток сильно прижимается к стенкам канала, что приводит к увеличению количества движения потока по сравнению с его среднерасходным значением, принимаемым при определении конструктивного параметра n. Поэтому чем больше эта разница, тем больше разница между параметрами n и Θ

О величине повышения количества движения потока с увеличением крутки по сравнению с его среднерасходным значением свидетельствуют данные табл 1-5 и 1-6 Здесь приведены относительные значения замерен-

Таблица 1-5

Относительные значения количества движения $\bar{K}$, момента количества движения $\bar{M}$ и параметра крутки закрученных струй в устье цилиндрического канала завихрителей типа А при различных значениях угла наклона лопаток α и $d_0/d = 0,21$

Относительные величины $\bar{K}$, $\bar{M}$ n	α						
	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°
$n = \frac{Mc}{KR}$	0,162	0,335	0,532	0,77	1,095	1,58	2,53
$\bar{K} = \frac{K}{\rho W^2_a F}$	1,04	0,80	0,83	1,01	1,43	1,78	2,30
$\bar{M} = \frac{M}{\rho W^2_a Fd}$	0,0284	0,118	0,182	0,47	0,78	1,20	1,67

Таблица 1-6

Относительные значения количества движения $\bar{K}$ и момента количества движения $\bar{M}$ закрученных струй в устье цилиндрического канала завихрителей типа АТ при разных значениях углов установки лопатки α и β и параметра n

Относительные величины $\bar{K}$, $\bar{M}$, n	β								
	25°			45°			65°		
	α								
	45°	30°	20°	45°	30°	20°	45°	30°	20°
n	0,38	0,64	0,80	0,63	0,93	1,35	0,81	1,26	1,72
$\bar{K}$	1,09	1,13	1,15	1,22	1,43	1,75	1,66	2,09	2,77
$\bar{M}=\dfrac{M}{\rho W^2{}_a FR}$	0,38	0,62	0,79	0,74	1,00	1,61	1,68	2,16	3,20

Примечание. F — площадь поперечного сечения сопла.

ных по полю скоростей и давлений количеств движения в устье цилиндрического канала завихрителей типов А и АТ. В этих же таблицах приведены относительные значения момента количества движения в устье каналов. Завихрители типа АТ при каждом β расположены в таблице по возрастающим значениям конструктивного параметра крутки n.

Данные табл. 1-5 и 1-6 показывают, что с ростом параметра n возрастают относительные значения количества движения $\bar{K}$ и момента количества движения $\bar{M}$ потока.

1-5. АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ЗАВИХРИВАЮЩИХ УСТРОЙСТВ

Результаты исследований аэродинамической структуры воздушного потока внутри цилиндрического канала и в его устье позволяют установить условия развития струй в свободном пространстве. Различия в структуре потока, обусловленные выбором типа завихрителя и его конструктивных параметров, внутри цилиндрического канала проявляются особенно заметно.

Наиболее простая форма профиля распределения скорости наблюдается внутри цилиндрического канала при прямотоке. На рис. 1-15 показан профиль скорости турбулентного потока в устье цилиндрического канала. Как видно из рисунка, даже идеально выровненный поток не имеет прямолинейного профиля. У стенок скорость потока равна нулю и по мере приближения к оси канала скорость U_x вначале быстро, а затем все медленнее увеличивается до U_{xm}.

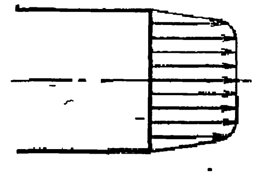


Рис. 1-15. Профиль скоростей турбулентного потока в устье цилиндрического канала.

Распределение скорости турбулентного потока внутри канала можно построить в соответствии с приближенным уравнением

$$U_x = U_{xm}\left(1 - \frac{r}{R}\right)^{0.143}. \qquad (1\text{-}22)$$

Профиль распределения скорости плоскопараллельного турбулентного потока внутри каналов прямоугольной формы близок к профилю, изображенному на рис. 1-15, и имеет вид, близкий к прямоугольному с резким падением скоростей в пограничном слое вблизи стенок канала.

Во всех точках поперечного сечения равномерного плоскопараллельного потока значения статического давления практически одинаковы.

Ниже приведены выполненные авторами исследования аэродинамической структуры воздушного потока внутри цилиндрического канала пяти типов завихрителей. Характеристики исследованных вариантов завихрителей приведены в табл. 1-7—1-11.

На рис. 1-16—1-17 представлены профили скоростей потока внутри завихрителя типа ТЛ. Опыты показывают, что угол наклона лопаток в завихривающем устройстве оказывает сильное влияние на структуру потока. Общим для всех исследованных вариантов является только то, что с увеличением интенсивности крутки возрастают значения тангенциальных составляющих скорости. Повышение угла наклона лопаток α приводит к тому, что максимум скоростей внутри амбразуры при достаточно большой интенсивности крутки перемещается ближе к оси вращения.

Этот факт примечателен тем, что позволяет выбором соответствующих угла наклона лопаток и интенсивности крутки получить практически любые размеры зоны рециркуляции вплоть до ее полного устранения.

Таблица 1-7

Конструктивные характеристики исследованных завихрителей типа Т

Ширина тангенциального подвода $a\ 10^3$, м	Длина тангенциального подвода, $b\ 10^3$, м	Диаметр горловины $d\ 10^3$, м	Диаметр центральной трубы $d_0 \cdot 10^3$, м	d_0/d	a/d	b/d	a/b	Интенсивность крутки n [формула (1-21)]	Площадь поперечного сечения тангенциального подвода $F_1\ 10^6$, м^2	Отношение F_1 к площади горловины
100	285	200	50; 100; 150	0,25; 0,50; 0,75	0,5	1,425	0,350	0,7	28500	0,906
75	285	200	50; 100; 150	0,25; 0,50, 0,75	0,375	1,425	0,263	1,17	21400	0,68
50	285	200	50; 100, 150	0,25; 0,50, 0,75	0,25	1,425	0,175	2,1	14250	0,454
25	285	200	50; 100, 150	0,25; 0,50; 0,75	0,125	1,425	1,088	4,9	7125	0,227

Таблица 1-8

Конструктивные характеристики исследованных завихрителей типа У

Ширина тангенциального подвода $a\ 10^3$, м	Длина тангенциального подвода $b \cdot 10^3$, м	Диаметр горловины $d\ 10^3$, м	Площадь поперечного сечения, тангенциального подвода $F_1 \cdot 10^6$, м^2	Площадь поперечного сечения горловины $F_2\ 10^6$, м^2	F_1/F_2	a/d	b/d	a/b	Интенсивность крутки n [формула (1-21)]
128	512	200	65 600	31 400	2,09	0,64	2,56	0,25	1
85	340	200	30 800	31 400	0,92	0,425	1,70	0,25	2
128	256	200	32 800	31 400	1,043	0,64	1,28	0,50	2
66	265	200	17 500	31 400	0,557	0,33	1,325	0,25	3
100	200	200	20 000	31 400	0,637	0,50	1,0	0,50	3

Таблица 1-9

Характеристика исследованных завихривающих устройств типа ТЛ

Характеристика завихрителей и угол наклона лопаток	Количество лопаток m, шт	Длина лопаток в ступени (рабочая) L 10^3, м	Толщина лопаток δ 10^3, м	Расстояние между лопатками e 10^3, м	Внутренний диаметр завихрителя d 10^3 м	Наружный диаметр завихрителя D 10^3, м	Площадь живого сечения завихрителя F_1, м²	Площадь поперечного сечения горловины F_2, м²	Относительная площадь живого сечения завихрителя
Одноступенчатый завихритель с углом наклона лопаток $\alpha = 0°$	20	303	0,5	4,4	200	280	0,0267	0,0314	0,85
20°	20	216	0,5	14,7	200	280	0,0634	0,0314	2,02
30°	20	154	0,5	19,2	200	280	0,0592	0,0314	1,88
45°	20	124	0,5	24,8	200	280	0,0615	0,0314	1,96
30°	20	154	0,5	19,2	200	320	0,0592	0,0314	1,88
30°	20	154	0,5	19,2	200	360	0,0592	0,0314	1,88
Трехступенчатый завихритель с углом наклона лопаток:									
I ступень $\alpha = 20°$	20	71	0,5	14,7	200	280	0,06	0,0314	1,92
II ступень $\alpha = 30°$	20	51	0,5	19,2	200	280	0,06	0,0314	1,92
III ступень $\alpha = 45°$	20	40	0,5	24,8	200	280	0,06	0,0314	1,92
Трехступенчатый завихритель с углом наклона лопаток:									
I ступень $\alpha = 45°$	20	43	0,5	24,8	200	280	—	—	—
II ступень $\alpha = 30°$	20	52	0,5	19,2	200	280	0,062	0,0314	1,97
III ступень $\alpha = 20°$	20	70	0,5	14,7	200	280	—	—	—
Трехступенчатый завихритель:									
в каждой ступени $\alpha = 23°$	22	96	3	23,5	450	600	0,149	0,159	0,936
в каждой ступени $\alpha = 34°$	24	96	3	31,5	450	600	0,218	0,159	1,37
в каждой ступени $\alpha = 41°$	26	96	3	37,5	450	600	0,282	0,159	1,78
в каждой ступени $\alpha = 30°$	24	228	4	55	750	950	0,905	0,443	2,04

Таблица 1-10

Конструктивные характеристики исследованных завихрителей типа А

Угол установки лопаток α	Интенсивность крутки n [формула (1-21)]	Диаметр горловины $d \cdot 10^3$, м	Диаметр втулки $d_0 \cdot 10^3$, м	d_0/d	Суммарная площадь прохода межлопаточного канала $F_1 \cdot 10^6$, м²	Площадь горловины $F_2 \cdot 10^6$, м²	F_1/F_2	Количество лопаток m, шт
20°	0,35	200	50	0,25	27 700	31 400	0,88	16
30°	0,55	200	50	0,25	25 500	31 400	0,81	16
40°	0,79	200	50	0,25	22 600	31 400	0,72	16
50°	1,13	200	50	0,25	18 950	31 400	0,603	16
60°	1,44	200	50	0,25	14 720	31 400	0,47	16

Таблица 1-11

Варианты испытанных завихрителей типа АТ

β	n	α	$d \cdot 10^3$, м	$d_1 \cdot 10^3$, м	$D \cdot 10^3$, м	$D_0 \cdot 10^3$, м	$h \cdot 10^3$, м	d_0/d	D/d	D_0/d	h/d
25°	0,38	45°	200	70	370	130	140	0,35	1,85	0,65	0,7
	0,64	30°	200	70	285	100	140	0,35	1,42	0,5	0,7
	0,80	20°	200	70	256	90	140	0,35	1,28	0,45	0,7
45°	0,63	45°	200	70	370	130	93	0,35	1,85	0,65	0,465
	0,93	30°	200	70	285	100	93	0,35	1,42	0,5	0,465
	1,35	20°	200	70	256	90	93	0,35	1,28	0,45	0,465
65°	0,81	45°	200	70	370	130	65	0,35	1,85	0,65	0,325
	1,26	30°	200	70	285	100	65	0,35	1,42	0,5	0,325
	1,72	20°	200	70	256	90	65	0,35	1,28	0,45	0,325

Так, например, если угол наклона лопаток превышает 40°, то создание сколь угодно большого начального момента количества движения потока вообще не приводит к появлению зоны отрицательных токов в цилиндрическом устье завихрителя. Это объясняется тем, что

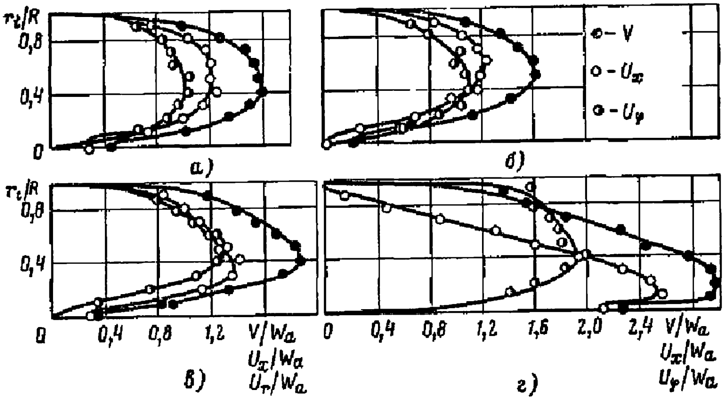


Рис. 1-16. Профили актуальных, аксиальных и тангенциальных скоростей внутри цилиндрического канала завихрителя типа ТЛ на расстоянии от завихрителя $0{,}5d$ при $\alpha=45°$.

а — при интенсивности крутки $n=0{,}459$, *б* — при интенсивности крутки $n=0{,}678$, *в* — при интенсивности крутки $n=1{,}29$, *г* — при интенсивности крутки $n=2{,}37$.

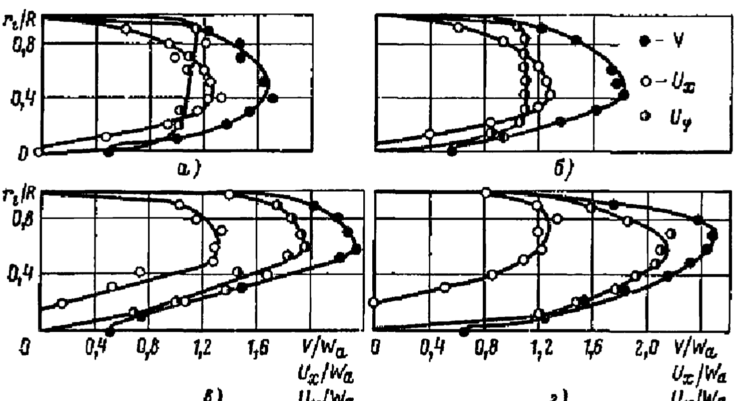


Рис. 1-17. Профиль актуальных, аксиальных и тангенциальных скоростей внутри цилиндрического канала завихрителя типа ТЛ на расстоянии $x'=0{,}5d$ при угле наклона лопаток $\alpha=20°$.

а — при интенсивности крутки $n=0{,}687$, *б* — при интенсивности крутки $n=0{,}936$, *в* — при интенсивности крутки $n=1{,}92$, *г* — при интенсивности крутки $n=3{,}68$

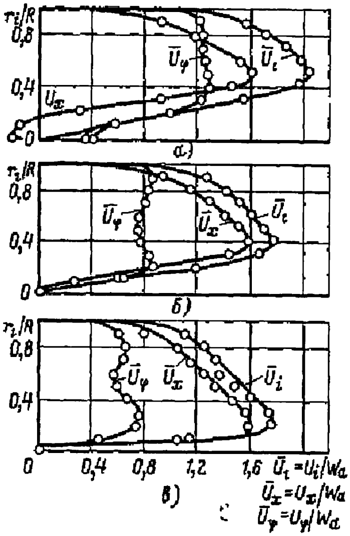


Рис. 1-18. Профили актуальных, аксиальных и тангенциальных скоростей внутри цилиндрического канала завихрителей типа АТ на расстоянии от завихрителя $0{,}5d$ при $\beta=25°$.

а — $\alpha=20°$, $n=0{,}8$; *б* — $\alpha=30°$, $n=0{,}64$; *в* — $\alpha=45°$, $n=0{,}38$ ($\bar{U}_t$ — безразмерная актуальная скорость).

в завихрителе типа ТЛ ввод воздуха в камеру завихрения осуществляется не строго тангенциально, а под некоторым углом α. При этом можно получить даже такую структуру струи, при которой аксиальные скорости в осевой зоне будут иметь максимальные положительные значения, превышающие среднерасходную скорость более чем в три раза (см. рис. 1-16,*г*).

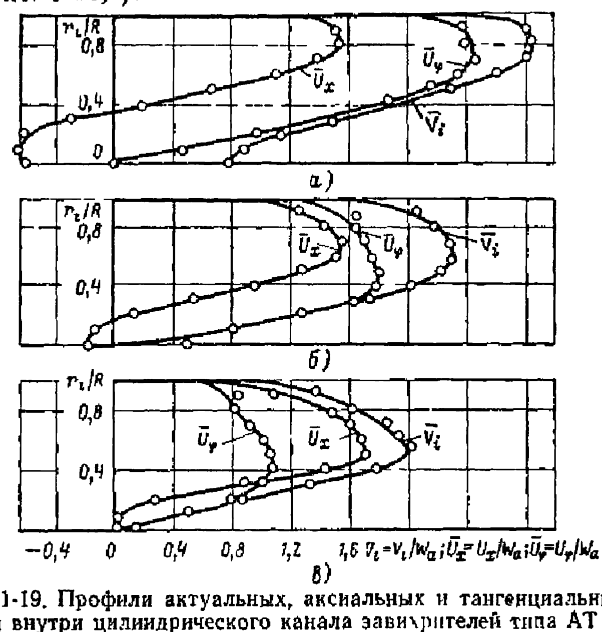


Рис. 1-19. Профили актуальных, аксиальных и тангенциальных скоростей внутри цилиндрического канала завихрителей типа АТ на расстоянии от завихрителя $0{,}5d$ при $\beta=45°$.

а — $\alpha=20°$, $n=1{,}35$; *б* — $\alpha=30°$, $n=0{,}93$; *в* — $\alpha=45°$, $n=0{,}635$

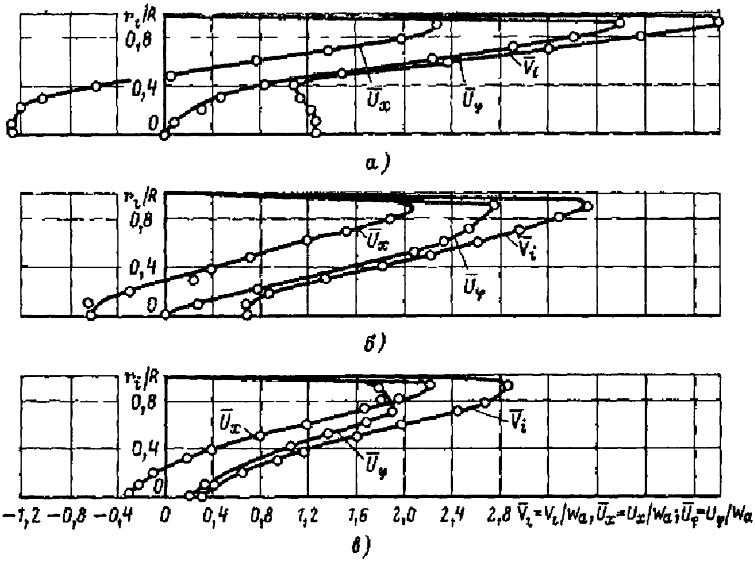


Рис. 1-20. Профили актуальных, аксиальных и тангенциальных скоростей внутри цилиндрического канала завихрителей типа АТ на расстоянии от завихрителя $0{,}5d$ при $\beta=65°$.

а — $\alpha=20°$, $n=1{,}72$, *б* — $\alpha=30°$, $n=1{,}26$; *в* — $\alpha=45°$, $n=0{,}815$.

На рис. 1-18—1-20 приведены профили актуальных (действительных), аксиальных и тангенциальных скоростей для завихрителей типа АТ. Скорости внутри цилиндрического канала замерялись на расстоянии 0,2; 0,5 и 1,0 d (1,0 d — соответствует устью канала $x'/d=0$). Значения угла β в опытах выбирались равными 25, 45 и 65°. При каждом из указанных значений угла β использовались варианты завихрителей с углами наклона лопаток α, равными 20, 30 и 45°.

Анализ экспериментальных данных показывает следующее. При угле наклона $\beta=25°$ параметр n в зависимости от значения угла α находится в пределах 0,38—0,8. Скорости распределены таким образом, что зона максимальных скоростей расположена наиболее близко к оси канала и находится от нее на расстоянии 0,4 R при угле наклона лопаток $\alpha=20°$ и в сечении, удаленном от завихрителя на $x'=0{,}2$ d. По мере увеличения угла α зона максимальных скоростей все больше приближается к оси цилиндрического канала.

По мере удаления от завихрителя зона максимальных скоростей все больше перемещается к периферии, а абсолютные значения максимальных скоростей постепенно уменьшаются

Во всех случаях значения аксиальных скоростей выше, чем тангенциальных, и это различие тем больше, чем больше угол наклона лопаток α Если для аксиальных скоростей характерны резко выраженные максимумы, то тангенциальные скорости более равномерны по сечению.

При угле наклона лопаток $\alpha=20°$ в осевой зоне наблюдается небольшая зона отрицательных токов диаметром 0,1—0,15 d Длина этой зоны внутри канала простирается от устья до завихрителя

При угле наклона $\beta=45°$ параметр n в зависимости от α находится в пределах 0,635—1,35 Зона максимальных скоростей расположена дальше от оси канала, чем при тех же углах наклона лопаток α при $\beta=25°$. При $\alpha=20°$ наблюдается развитая зона отрицательных токов При углах же α, равных 30 и 45°, зона обратных токов невелика или отсутствует полностью

При углах наклона лопаток $\alpha=20°$ тангенциальные составляющие скорости потока превышают аксиальные При $\alpha=30°$ это различие уменьшается, а при $\alpha=45°$ тангенциальные составляющие уже становятся меньше аксиальных По мере увеличения угла α и по мере удаления от завихрителя тангенциальные скорости выравниваются по сечению

При угле наклона $\beta=65°$ параметр n находится в зависимости от угла α в пределах 0,815—1,72 Зона максимальных скоростей расположена в периферийной части Для всех составляющих скорости характерны ярко выраженные максимумы Тангенциальные составляющие скорости при углах α, равных 20 и 30°, значительно превышают аксиальные, принимая при 45° приблизительно одинаковые значения

В пределах изменения угла α от 20 до 45° наблюдаются обратные токи в осевой зоне канала Зона обратных токов при $\alpha=20$—30° достигает (0,5—0,6) d

Характерным является то, что если внутри канала тангенциальные составляющие скорости при больших крутках по абсолютному значению могут значительно превышать аксиальные, то на выходе из устья канала они уже становятся меньше аксиальных Статическое давление в различных точках одного и того же попереч-

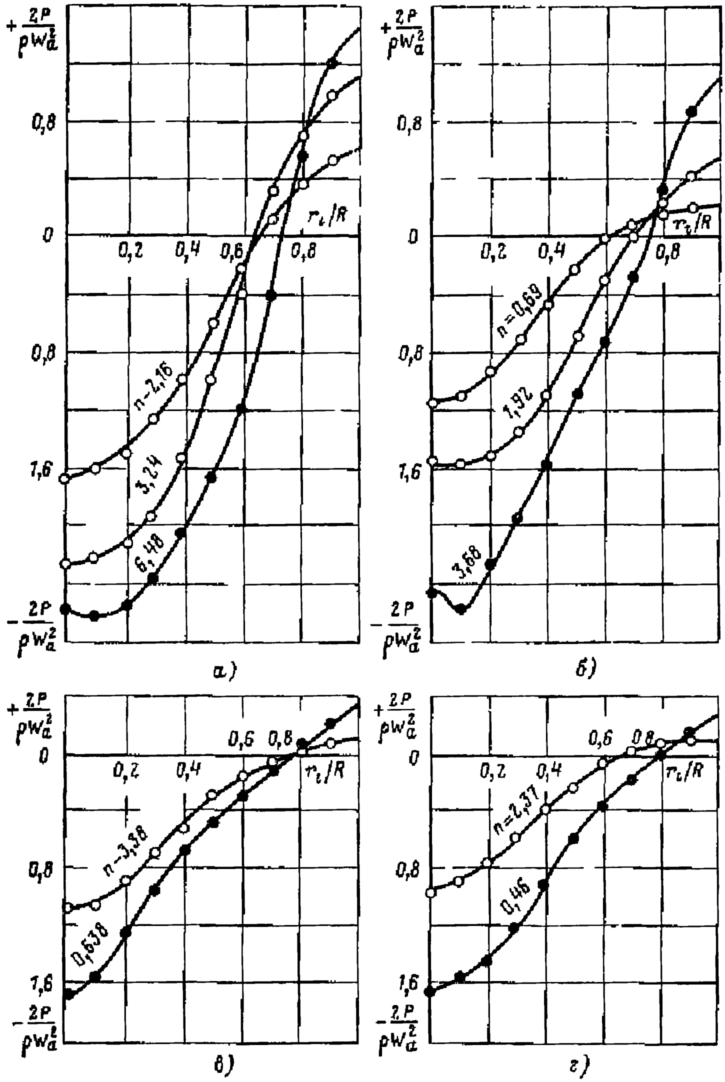


Рис. 1.21. Распределение статических давлений внутри цилиндрического канала завихрителя типа ТЛ на расстоянии от завихрителя $x''=1,0d$ при разных значениях параметра α

а — при $\alpha=0°$; *б* — при $\alpha=20°$; *в* — при $\alpha=30°$; *г* — при $\alpha=45°$

ного сечения закрученного потока не одинаково. На рис. 1-21 и 1-22 показано распределение статического давления по радиусу цилиндрического канала завихрителей типов ТЛ и АТ.

В том случае, когда максимум скорости потока расположен ближе к периферии (углы наклона лопаток $\alpha < 30°$ в завихрителях типа ТЛ), с ростом интенсивности крутки растет давление на стенке цилиндрического канала и разрежение на оси (рис. 1-21,*а*, *б*). В случае, когда поток направлен к центру канала ($\alpha > 30°$) с увеличением конструктивного параметра *n*, давление на стенки и разрежение на оси падают (рис. 1-21,*в*, *г*).

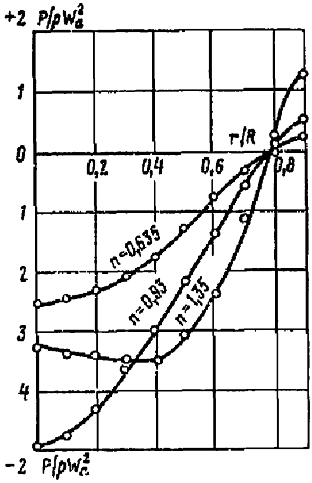


Рис. 1-22. Распределение статического давления внутри цилиндрического канала завихрителей типа АТ на расстоянии $x' = 1{,}0d$ от завихрителя в зависимости от интенсивности крутки *n* при $\beta = 45°$.

В том случае, когда поток сильно прижат к стенкам канала, с увеличением крутки основная масса потока протекает по периферии, давление на стенке возрастает, но образуется застойная зона в центральной части канала и разрежение на оси падает (рис. 1-22, $n = 1{,}35$). В последнем случае разрежение на оси имеет меньшую величину, чем на некотором расстоянии от оси. Это наблюдается также в завихрителях типа ТЛ (рис. 1-21,*а*, $n = 6{,}48$; рис. 1-21,*б*, $n = 3{,}68$, 1,92). Как показывает опыт, такое течение отражается на поле аксиальных скоростей в центральной части канала: максимум скорости обратного тока смещается от оси на некоторый радиус.

На рис. 1-23 приведены профили аксиальных скоростей внутри цилиндрического канала улитки на расстоянии 0,5 и 1,0 *d* от улиточного подвода и на выходе из него при конструктивном параметре крутки $n = 1$, 2 и 3 и постоянном отношении сторон подводящего канала улитки $a/b = 0{,}25$. С увеличением параметра *n* растут абсолютные аксиальные скорости на оси и на периферии, радиус расположения максимума скорости и радиус границы обратного тока.

На рис. 1-24 показана динамика изменения аксиальной скорости в улитке в свободной струе при $n=2$ и $a/b=0{,}25$. Как видно из рисунка, в самой улитке, до цилиндрического канала, поток занимает все сечение за

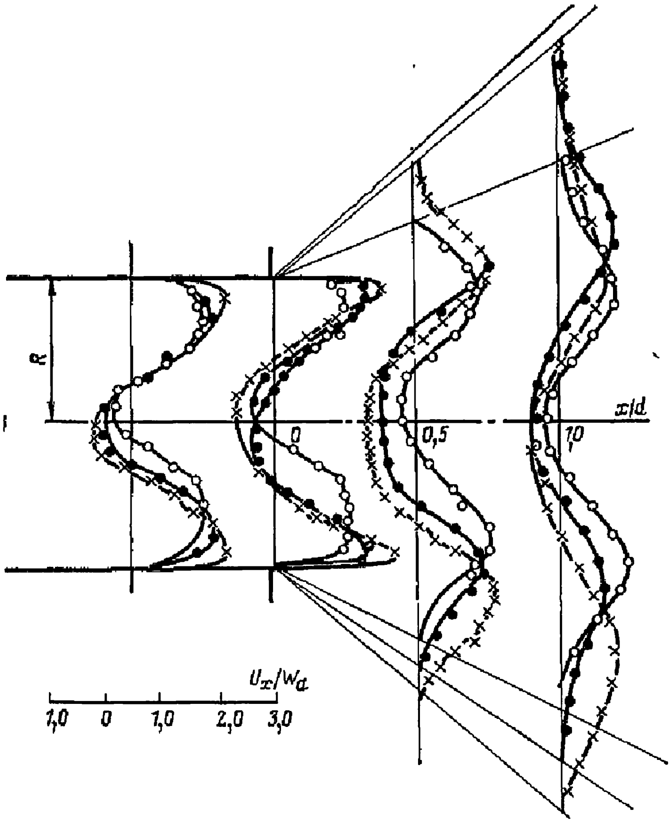


Рис. 1-23. Профили аксиальных скоростей внутри и на выходе из цилиндрического канала завихрителей типа У при $a/b=0{,}25$ и $n=1$ (○), $n=2$ (●) и $n=3$ (×).

исключением небольшой зоны в осевой части. Максимум скорости расположен очень близко к оси. В цилиндрическом канале по мере продвижения к устью максимум скорости смещается к периферии.

На рис. 1-25 приведены профили полного и статического давлений, а также тангенциальных скоростей внутри улитки при $n=1$, 2 и 3 и $a/b=0{,}25$. Сечение, где проведено измерение, находится в середине улитки, т. е. на расстоянии $b/2$ от его торца. Отмечаются постоянство полного давления на значительном расстоянии от стенки, монотонное падение статического давления по на-

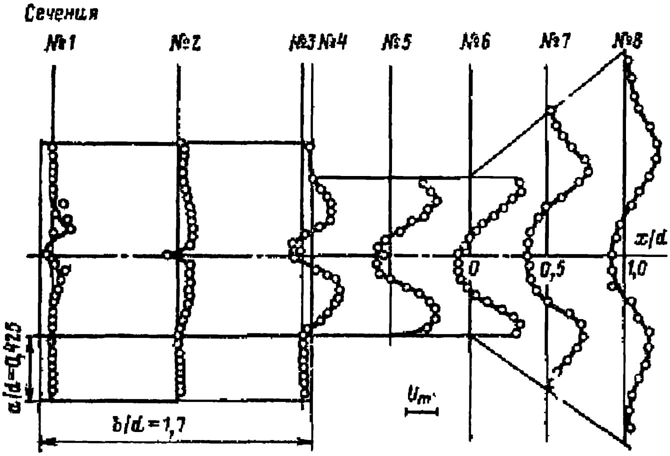


Рис. 1-24. Профили относительных аксиальных скоростей внутри улитки и на выходе из цилиндрического канала при интенсивности крутки $n=2$ и $a/b=0{,}25$.

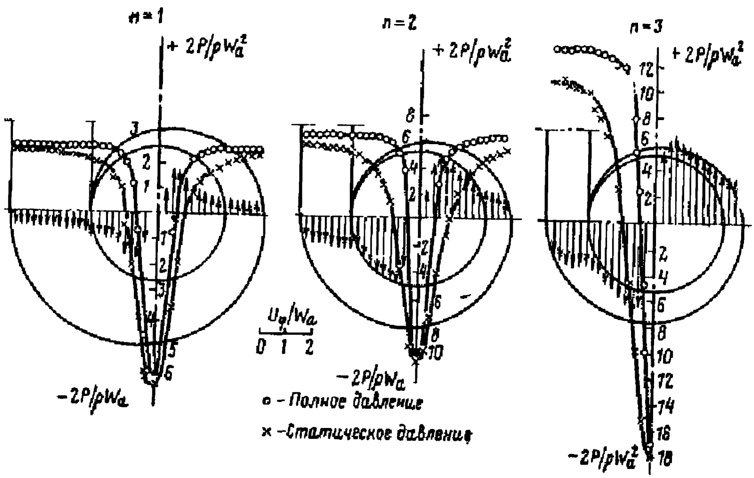


Рис. 1-25. Профили полного, статического давлений и тангенциальных скоростей внутри улитки при $n=1$, 2 и 3 и $a/b=0{,}25$.

правлению к оси цилиндрического канала. Тангенциальная скорость постепенно возрастает по направлению от стенки к оси канала, достигает максимума на расстоянии (0,2—0,3) R от оси и падает до нуля на оси. Если в улитке у входа в цилиндрический канал радиус зоны

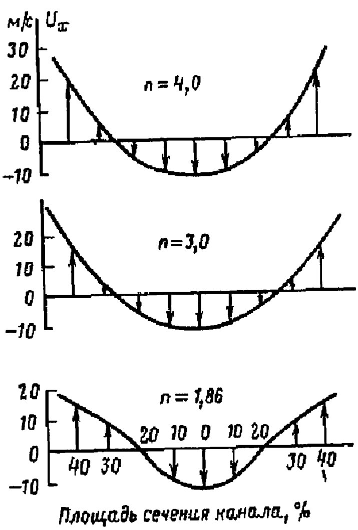


Рис. 1-26. Профили аксиальных скоростей внутри цилиндрического канала завихрителей типа Т на расстоянии 0,7d от тангенциального ввода [75].

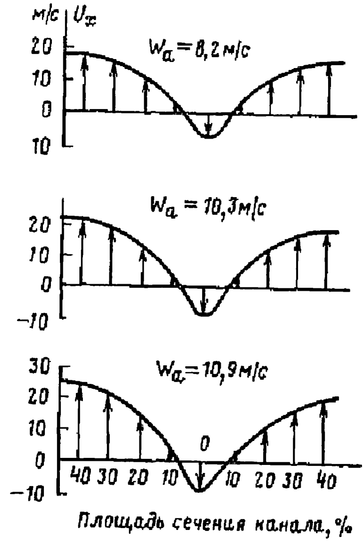


Рис. 1-27. Профили аксиальных скоростей внутри цилиндрического канала завихрителей типа Т на расстоянии 0,7d за тангенциальным подводом; скорости приведены к площади сечения цилиндрического канала (n=1,8) [75].

разрежения в центральной части составляет около 0,5 R, то на выходе из цилиндрического канала (в устье) он возрастает до 0,8 R (длина цилиндрического канала $l=d$).

В [75, 83] также приводятся некоторые сведения об аэродинамической структуре воздушного потока внутри цилиндрического канала завихрителей типов Т и У.

На рис. 1-26 показаны профили аксиальных скоростей внутри цилиндрического канала завихрителей типа Т при разных значениях интенсивности крутки n, а на рис. 1-27 — распределение аксиальных составляющих скорости воздушного потока, приведенных к площади

Таблица 1-12

Размеры зоны отрицательных токов в долях диаметра d цилиндрического канала завихрителя Т [75]

Интенсивность крутки n	Расстояние плоскости измерения от тангенциального подвода x/d	
	0,4	0,7
0,82	0,18	0,19
1,22	0,25	0,26
1,80	0,30	0,31
1,86	0,32	0,33
3,00	0,35	0,40

сечения цилиндрического канала. Эти данные свидетельствуют о том, что абсолютные значения скоростей увеличиваются по мере удаления от оси канала.

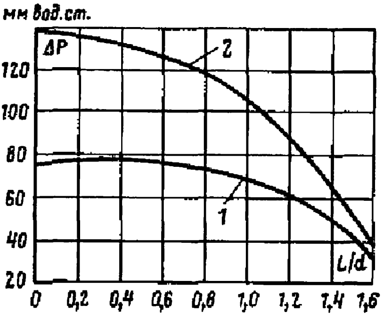


Рис. 1-28. Распределение отрицательного статического давления по оси цилиндрического канала завихрителей типа Т [75].
1 — n=1,8; 2 — n=3,0.

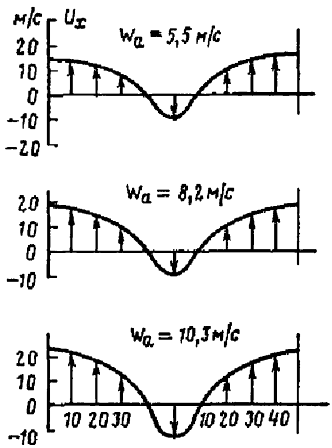


Рис 1-29. Профили аксиальных скоростей внутри цилиндрического канала завихрителя типа У на расстоянии 0,7d от тангенциального ввода, приведенных к площади сечения цилиндрического канала [83].

В зависимости от параметра n и соотношения сторон a/b, в цилиндрическом канале завихрителя типа Т поток имеет более или менее развитую зону отрицательных токов. Размеры зоны отрицательных токов представлены в табл. 1-12.

На рис. 1-28 показан характер изменения разрежения по оси цилиндрического канала при различной ин-

Таблица 1-13

Размеры зоны отрицательных токов в долях диаметра d цилиндрического канала завихрителя У [75]

Интенсивность крутки n	Расстояние плоскости измерения от улиточного подвода x/d	
	0,4	0,7
2,67	0,35—0,36	0,39—0,40
3,22	0,36—0,37	0,40—0,41
3,86	0,36—0,38	0,40—0,41
5,0	0,37—0,39	0,41—0,48

тенсивности крутки в завихрителях типа Т в зависимости от l/d (относительного расстояния от тангенциального подвода).

Для завихрителей типа У приводится [83] распределение аксиальных скоростей для одного случая

Таблица 1-14

Значение угла подъема потока по спирали β в зависимости от интенсивности крутки n внутри цилиндрического канала завихрителей Т и У на различных расстояниях от тангенциального подвода x'

Тип завихрителя	a/b	n	β	
			$x' = 0,5d$	$x' = 1,0d$
У	0,25	1,0	42°	48°
	0,25	2,0	30°	33°
	0,25	3,0	22°	26°
Т	0,35	0,7	34°	49°
	0,263	1,17	32°	35°
	0,175	2,10	29°	31°
	0,088	4,90	19°	21°
Т*	—	1,22	46°	
	—	1,80	40—41°	
	—	1,86	35—36°	
	—	3,00	25—26°	
У*	—	2,67	32—33°	
	—	3,22	29—30°	
	—	3,86	28—30°	
	—	5,00	22—29°	

* По данным [75].

(рис. 1-29). Сравнение этих данных с данными рис. 1-27 показывает, что характер распределения скоростных полей внутри цилиндрического канала завихрителей Г и У одинаков. В табл. 1-13 приведены размеры зоны обратных токов в завихрителях типа У.

Таблица 1-15

Зависимость угла подъема закрученного потока по спирали β, формула (1-13), от угла наклона лопаток α и интенсивности крутки n при разных расстояниях от завихрителя типа ТЛ [3]

α	n	β		
		$x = 0{,}5l$	$x = 1{,}0l$	$x = 1{,}5l$
20°	0,687 0,936 1,920 3,680	43° 42° 29° 26°	45° 44° 30° 27°	56° 54° 47° 39°
30°	0,638 0,940 1,810 3,380	44° 42° 38° 46°	45° 46° 42° 50°	54° 48° 57° 52°
45°	0,459 0,678 1,290 2,370	50° 46° 45° 49°	50° 47° 44° 48°	55° 54° 52° 58°

Таблица 1-16

Угол подъема потока по спирали β' и β в цилиндрическом канале завихрителя типа АТ на расстоянии 1,0 d от завихрителя в зависимости от интенсивности крутки n и углов наклона лопаток α и β [77]

Углы наклона лопаток		n	Угол подъема потока по спирали	
β	α		β' [формула (1-14)]	β [формула (1-13)]
25°	45° 30° 20°	0,38 0,64 0,80	57° 48° 44°	53° 69° 58°
45°	45° 30° 20°	0,63 0,93 1,35	44° 36° 33°	61° 48° 48°
65°	45° 30° 20°	0,81 1,26 1,72	34° 30° 26°	52° 47° 37°

В табл. 1-14—1-16 приведены справочные данные по углу подъема потока по спирали внутри цилиндрического канала различных типов завихрителей в зависимости от параметра крутки n.

Таблица 1-17

Значения относительной максимальной актуальной скорости, ее составляющих и расстояния от оси до зоны максимума скоростей R'/R в зависимости от расстояния до тангенциального ввода x' внутри цилиндрического канала завихрителей типов Т и У при различных значениях n [77]

Тип завихрителя	a/b	n	$x'=0,5\ d$: R'/R	$x'=0,5\ d$: V_m/W_a	$x'=0,5\ d$: U_{xm}/W_a	$x'=0,5\ d$: $U_{\varphi m}/W_a$	$x'=1,0\ d$: R'/R	$x'=1,0\ d$: V_m/W_a	$x'=1,0\ d$: U_{xm}/W_a	$x'=1,0\ d$: $U_{\varphi m}/W_a$
Т	0,35	0,70	0,85	2,00	1,56	1,36	0,85	1,94	1,42	1,32
	0,263	1,17	0,90	2,34	1,68	1,65	0,90	2,41	1,70	1,70
	0,175	2,10	0,90	2,64	1,50	2,16	0,90	2,84	1,93	2,08
	0,088	4,90	0,90	4,08	2,57	3,58	0,90	3,86	2,91	2,53
У	0,25	1	0,6	1,73	1,24	1,20	0,8	1,56	1,23	0,96
	0,25	2	0,7	2,37	1,43	1,89	0,9	2,13	1,68	1,31
	0,25	3	0,7	2,92	1,41	2,55	0,9	2,94	2,08	2,08

Таблица 1-18

Зависимость расстояния R'/R от угла наклона лопаток α и интенсивности крутки в завихрителях типа ТЛ [4]

α	n	R'/R: $x'=0,5\ d$	R'/R: $x'=1,0\ d$	R'/R: $x'=1,5\ d$
20°	0,687	0,50	0,50	0,60
	0,936	0,49	0,53	0,71
	1,920	0,60	0,66	0,80
	3,680	0,72	0,75	0,92
30°	0,638	0,50	0,55	0,81
	0,940	0,54	0,60	0,82
	1,810	0,61	0,72	0,84
	3,380	0,55	0,70	0,81
45°	0,459	0,48	0,50	0,75
	0,678	0,50	0,50	0,69
	1,290	0,41	0,45	0,72
	2,370	0,20	0,31	0,75

Таблица 1-19

Зависимость расстояния R'/R от угла наклона лопаток и интенсивности крутки n в устье цилиндрического канала завихрителей типа А на расстоянии 0,85 d от лопаточного аппарата при $d_0/d=0,21$

Величина	α						
	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°
n	0,162	0,335	0,532	0,77	1,095	1,58	2,53
R'/R	0,42	0,52	0,65	0,86	0,88	0,885	0,89

Таблица 1-20

Зависимость расстояния от оси до зоны максимальных скоростей R'/R от угла наклона лопаток α и β и интенсивности крутки n в цилиндрическом канале завихрителей типа АТ

α	β	n	R'/R		
			$x'=0,2\ d$	$x'=0,5\ d$	$x'=1,0\ d$
25°	45°	0,38	0,2	0,2	0,3
	30°	0,64	0,3	0,4	0,6
	20°	0,80	0,4	0,5	0,7
45°	45°	0,63	0,5	0,5	0,7
	30°	0,93	0,5	0,6	0,8
	20°	1,35	0,8	0,8	0,8
65°	45°	0,81	0,8	0,8	0,9
	30°	1,26	0,9	0,9	0,9
	20°	1,72	0,9	0,9	0,9

В табл. 1-17—1-20 приведены данные расстояния максимума скоростей R'/R от оси канала для завихрителей различных типов.

1-6. АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ВОЗДУШНОГО ПОТОКА НА ВЫХОДЕ ИЗ УСТЬЯ ЗАВИХРИТЕЛЕЙ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

Аэродинамические измерения в объеме закрученной струи позволяют определить границы струи, зону обратных токов на оси, дальнобойность, неравномерность распределения скоростей, угол раскрытия закрученной струи и т. п.

На рис. 1-30 приведены профили аксиальных скоростей на выходе из цилиндрического канала завихрителей типа Т до расстояния 1,0 d от устья канала. Отдельные части рисунка (рис. 1-30,*а, б, в, г*) соответствуют конструктивному параметру крутки n, равному 4,9; 2,1; 1,17; 0,7. Крутка менялась за счет изменения относи-

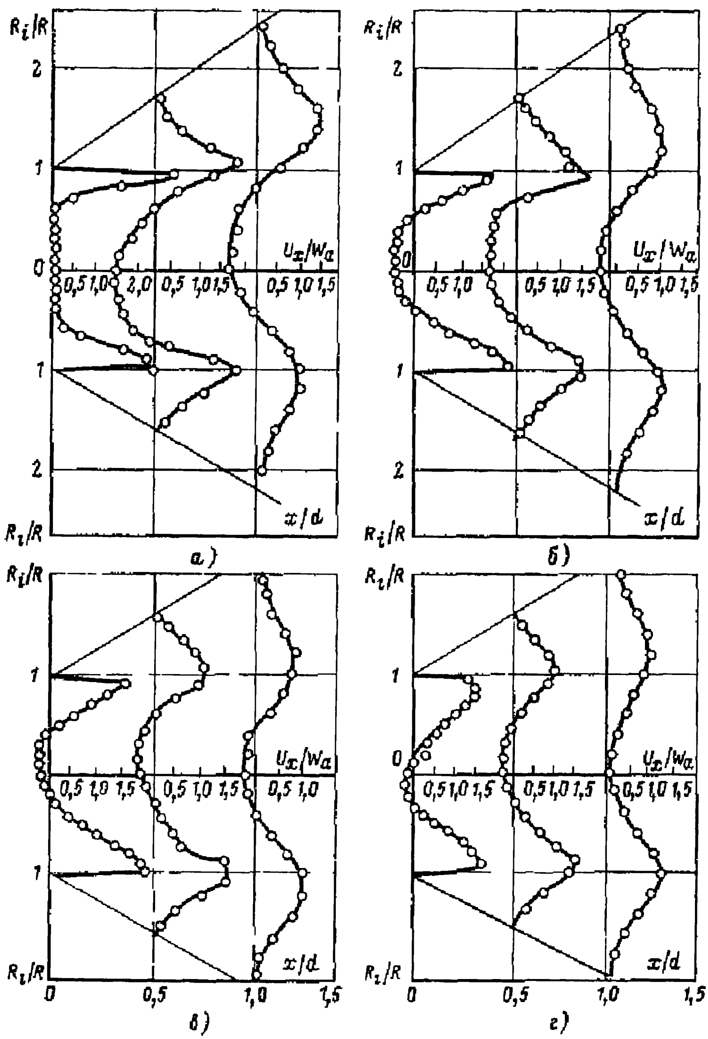


Рис. 1-30 Профили аксиальных скоростей на выходе из цилиндрического канала завихрителей типа Т.
а — при n=4,9, *б* — при n=2,1, *в* — при n=1,17, *г* — при n=0,7.

Таблица 1-21

Скоростная неравномерность воздушного потока на выходе из цилиндрического устья завихрителей типа Т в зависимости от n и размеров тангенциального подвода

Интенсивность крутки n	Размеры тангенциального подвода			Скоростная неравномерность ε	Примечание
	a/b	a/d	b/d		
0,70	0,35	0,50	1,425	0,122	Данные авторов
1,17	0,263	0,375	1,425	0,163	
2,10	0,175	0,25	1,425	0,18	
4,90	0,088	0,125	1,425	0,106	
6,00	0,5	0,25	0,5	0,10	По данным [64]
3,00	0,25	0,25	1,0	0,15	
2,00	0,166	0,25	1,5	0,20	
2,00	1,00	0,50	0,5	0,30	
1,00	0,5	0,50	1,0	0,45	
0,677	0,333	0,50	1,5	0,55	
0,677	1,50	0,75	0,5	0,50	
0,330	0,75	0,75	1,0	0,90	
0,222	0,50	0,75	1,5	1,25	

тельного размера стороны a/d при $b/d=\text{const}=1{,}425$. Как видно из рисунков, с увеличением крутки растут протяженность, диаметр зоны обратного тока и угол раскрытия струи. Максимум диаметра зоны обратного тока лежит в сечении, находящемся на расстоянии $0{,}5\,d$ от устья.

В табл. 1-21 приведены данные по степени неравномерности ε распределения скорости в устье цилиндрического канала завихрителей типа Т по данным авторов и данным [64]. Как следует из этой таблицы, ε может меняться в широких пределах в зависимости от конст-

Таблица 1-22

Относительная длина струи на выходе из завихрителей типа Т [64]

n	b/d	a/d	L/d	n	b/d	a/d	L/d
0,222	1,5	0,75	8,0	2,0	1,5	0,25	2,0
0,333	1,0	0,75	6,0	3,0	1,0	0,25	1,3
0,666	1,5	0,50	4,5	6,0	0,5	0,25	1,0
1,0	1,0	0,50	3,3				

руктивных параметров. При постоянном значении b/d изменение стороны a/d приводит к незначительному изменению ε в устье. При постоянном же a/d изменение b/d приводит к значительному изменению степени неравномерности распределения скорости.

В табл. 1-22 приведена относительная длина струи после завихрителя типа Т в зависимости от параметра n по данным [64]. Увеличение крутки резко сокращает длину струи.

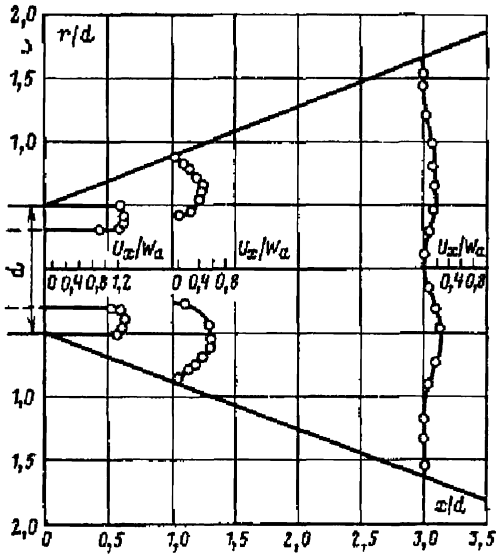


Рис. 1-31. Структура струи, выдаваемой системой с улиточным тангенциальным подводом (осевой разрез, $n=2{,}0$) [64].
$a/d=0{,}72$; $b/d=0{,}81$; $d_0/d=0{,}61$.

На рис. 1-23 приведены профили аксиальных скоростей на выходе из цилиндрического канала завихрителей типа У при конструктивных параметрах крутки $n=1$, 2 и 3 и постоянном значении $a/b=0{,}25$. Здесь также максимум диаметра зоны обратного течения лежит в сечении, находящемся на расстоянии $0{,}5\,d$ от устья канала. Характерно, что, как и для завихрителей типа Т, в этом сечении находится также максимальная скорость обратного тока на оси струи. На рис. 1-31 приведена структура струи, выдаваемой завихрителем

Таблица 1-23

Значения угла раскрытия струи на выходе из цилиндрического канала завихрителей типов Г и У в зависимости от интенсивности крутки *n*

Тип завихрителя	Интенсивность крутки *n*	Размеры тангенциального подвода			Угол раскрытия струи φ	Примечание
		a/*b*	*a*/*d*	*b*/*d*		
Т	0,70	0,35	0,500	1,425	56°	Данные авторов
	1,17	0,263	0,375	1,425	59°	
	2,10	0,175	0,250	1,425	65°	
	4,90	0,088	0,125	1,425	67°	
Т	0,222	0,500	0,75	1,5	35°	По данным [64]
	0,330	0,750	0,75	1,0	43°	
	0,667	1,500	0,75	0,5	50°	
	0,667	0,333	0,50	1,5	45°	
	1,000	0,500	0,50	1,0	52°	
	2,000	1,000	0,50	0,5	60°	
	2,000	0,166	0,25	1,5	70°	
	3,000	0,250	0,25	1,0	72°	
	6,000	0,500	0,25	0,5	77°	
У	1,0	0,25	0,640	2,560	55°	
	2,0	0,25	0,425	1,700	80°	
	3,0	0,25	0,330	1,325	94°	
	2,0	0,50	0,640	1,280	82°	
	3,0	0,50	0,500	1,000	98°	
У	1,76	0,42	—	—	90°	По данным [66]
	2,58	0,42	—	—	96°	
	3,16	0,39	—	—	99°	
	4,12	0,39	—	—	101°	

типа У, по данным [64]. На рисунке видно, что на расстоянии трех калибров от устья обратный ток исчезает.

Угол раскрытия струи после улитки превосходит угол раскрытия струи после завихрителя типа Т (табл. 1-23).

В табл. 1-24 приведены данные по степени неравномерности скорости потока в устье канала после улитки в зависимости от конструктивных параметров. Из этих данных видно, что улитка формирует довольно равномерный поток по сечению устья, причем неравномерность мало зависит от крутки.

В табл. 1-25 приведены относительные диаметры обратных токов в устье и относительные максимальные скорости обратного тока на оси цилиндрического канала завихрителей типов Т и У. Скорость дана относительно

Таблица 1-24

Скоростная неравномерность воздушного потока на выходе из цилиндрического устья завихрителей типа У в зависимости от n, размеров тангенциального подвода и при наличии коаксиальной центральной трубы диаметром d_0

Интенсивность крутки	a/b	d_0/d	ε	Примечание
1,00	0,25	0	0,07	Данные авторов
2,00	0,25	0	0,015	
3,00	0,25	0	0,125	
2,00	0,50	0	0,12	
3,00	0,50	0	0,067	
1,76	0,42	0,61	0,065	По данным [66]
2,97	0,20	0,61	0,075	
2,76	0,73	0,61	0,07	
2,58	0,42	0,61	0,05	
2,30	0,20	0,61	0,11	
2,16	0,11	0,61	0,14	
3,14	0,39	0,61	0,10	
4,12	0,39	0,61	0,12	

среднерасходной скорости в канале Из таблицы видно, что для улитки увеличение крутки приводит к все возрастающему росту скорости обратного тока на оси, чего нельзя сказать о завихрителе типа Т. До определенного

Таблица 1-25

Относительные диаметры обратных токов в устье и относительная скорость обратного тока на оси завихрителей типов Т и У в зависимости от крутки n

Тип завихрителя	Отношение сторон подвода a/b	Интенсивность крутки n	Относительный диаметр обратных токов $d_{об}/d$	Относительная скорость обратного тока в устье на оси $U_{x оси}/W_a$
У	0,25	1,00	0,22	0,35
	0,25	2,00	0,32	0,35
	0,25	3,00	0,42	0,60
	0,50	2,00	0,30	0,30
	0,50	3,00	0,50	0,40
Т	0,35	0,70	0,20	0,25
	0,263	1,17	0,36	0,35
	0,175	2,10	0,46	0,50
	0,088	4,90	0,56	0,20

предела (при a/d от 0,5 до 0,25) скорость обратного тока возрастает с увеличением крутки, после чего дальнейшее увеличение крутки ($a/d=0,125$) приводит к уменьшению скорости обратного тока Это говорит о том, что основная масса потока движется близко к стенкам канала, как бы образуя кольцевой поток с небольшими скоростями в приосевой зоне.

Таким образом, для завихрителей типов Т и У характерна развитая зона обратного тока с преимущественным движением основной массы потока ближе к периферии.

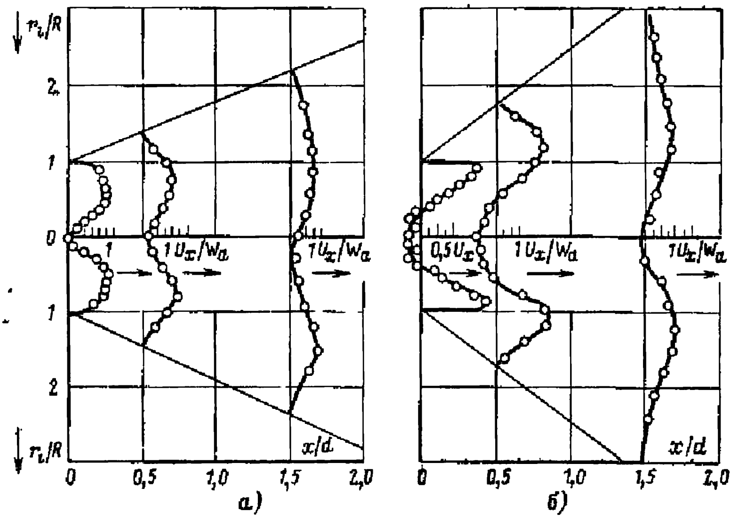


Рис 1-32 Профили аксиальных скоростей на выходе из цилиндрического устья завихрителей типа ТЛ при $\alpha=20°$.
a — $n=0,637$, $б$ — $n=4,07$

Рядом отличительных особенностей обладают струи, сформированные лопаточными завихрителями, угол наклона лопаток которых определенным образом влияет на структуру. Так, например, при установке лопаток в завихрителе типа А под углом $0<\alpha<40°$ обратного тока в приосевой зоне не наблюдается. Обратный ток исчезает и при установке лопаток $\alpha>40°$ в завихрителях типа ТЛ, $\alpha>40°$ и $\beta<45°$ в завихрителях типа АТ.

На рис. 1-32—1-34 показаны профили аксиальных скоростей на выходе из устья цилиндрического канала

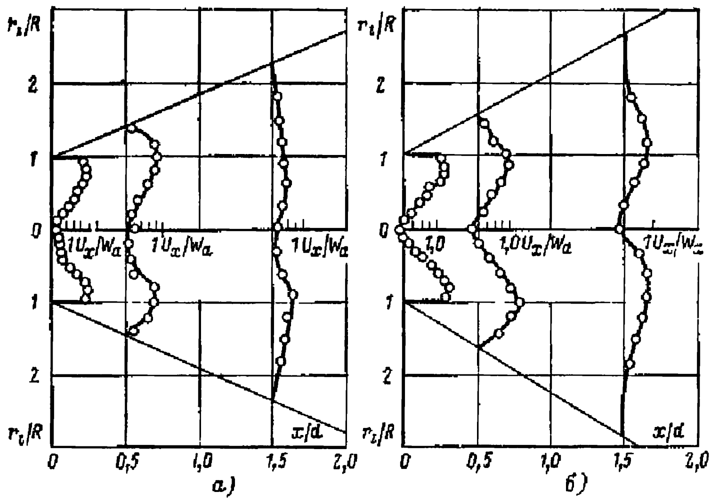


Рис 1-33 Профили аксиальных скоростей на выходе из цилиндрического устья завихрителей типа ТЛ при $\alpha=30°$.
а — n=0,639, *б* — n=3,38

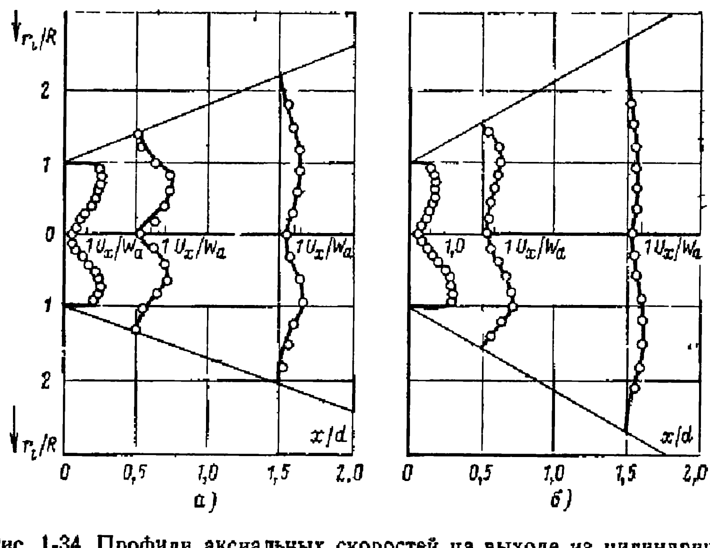


Рис 1-34. Профили аксиальных скоростей на выходе из цилиндрического устья завихрителей типа ТЛ при $\alpha=45°$.
а — n=0,46; *б* — n=2,37.

Таблица 1-26

Скоростная неравномерность потока в устье цилиндрического канала завихрителей типа ТЛ [4]

$\alpha=30°$		$\alpha=45°$	
n	ε, %	n	ε, %
0,64	1,8	0,46	5,5
0,94	2,1	0,68	10,2
1,82	9,5	1,30	17,0
3,38	7,6	2,37	13,0

Таблица 1-27

Зависимость угла раскрытия струи от интенсивности крутки на выходе из завихрителей типа ТЛ при разных значениях угла наклона лопаток α [4]

$\alpha=0°$		$\alpha=20°$		$\alpha=30°$		$\alpha=45°$	
n	φ	n	φ	n	φ	n	φ
2,16	71°	0,68	47°	0,64	47°	0,46	38°
3,24	76°	1,02	51°	0,94	50°	0,68	47°
—	—	2,03	64°	1,82	56°	1,30	52°
—	—	4,07	75°	3,38	62°	2,37	58°

завихрителей типа ТЛ при углах наклона лопаток соответственно 20, 30 и 45°. Анализ этих данных показывает, что распределение скорости на выходе из завихрителей типа ТЛ сильно зависит как от интенсивности крутки потока, так и от угла наклона лопаток α. Увеличение интенсивности крутки во всех случаях приводит к увеличению провала аксиальной скорости в приосевой зоне струи. По мере удаления от устья этот провал уменьшается и скорость все больше выравнивается по сечению. При углах наклона лопаток α менее 40° в устье цилиндрического канала при достаточной интенсивности крутки появляются обратные токи.

В табл. 1-26 приводятся сведения о значениях ε потока в устье цилиндрического канала завихрителей типа ТЛ [4]. Из таблицы видно, что в завихрителях типа ТЛ с уменьшением угла наклона лопаток α степень ε неравномерности распределения скорости уменьшается.

В табл. 1-27 приведены данные об угле раскрытия струи на выходе из цилиндрического канала завихрителей типа ТЛ в зависимости от угла установки лопатки α и интенсивности крутки n. С увеличением угла установки лопаток α угол раскрытия струи уменьшается.

Исследования аэродинамической структуры на выходе из цилиндрического канала завихрителей типа АТ показывают, что увеличение интенсивности крутки во всех случаях приводит к увеличению провала аксиальных скоростей в осевой зоне струи. Провал скоростей возрастает по мере увеличения угла наклона лопаток β и уменьшения угла наклона лопаток α. При угле наклона $\beta=25°$ в устье цилиндрического канала появляется зона отрицательных токов при углах α, не превышающих 30°.

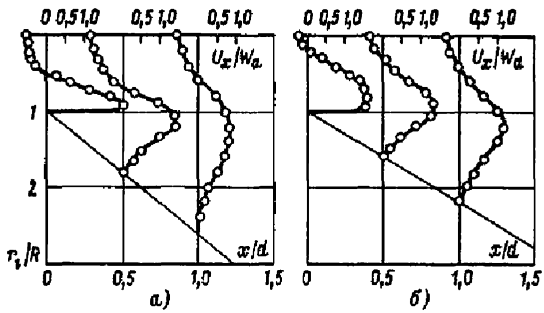


Рис. 1-35 Профили аксиальных скоростей на выходе из цилиндрического устья завихрителей типа АТ при $\beta=45°$.
а — $\alpha=20°$, $n=1{,}35$, *б* — $\alpha=45°$, $n=0{,}635$

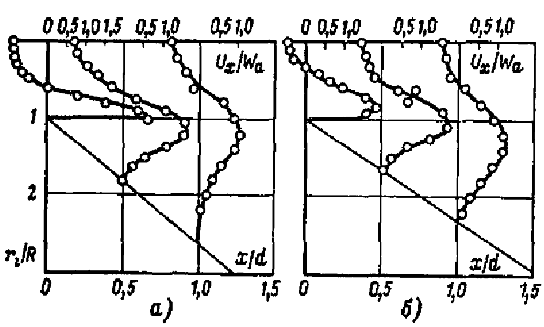


Рис 1-36 Профили аксиальных скоростей на выходе из цилиндрического устья завихрителей типа АТ при $\beta=65°$.
а — $\alpha=20°$, $n=1{,}72$, *б* — $\alpha=45°$, $n=0{,}815$

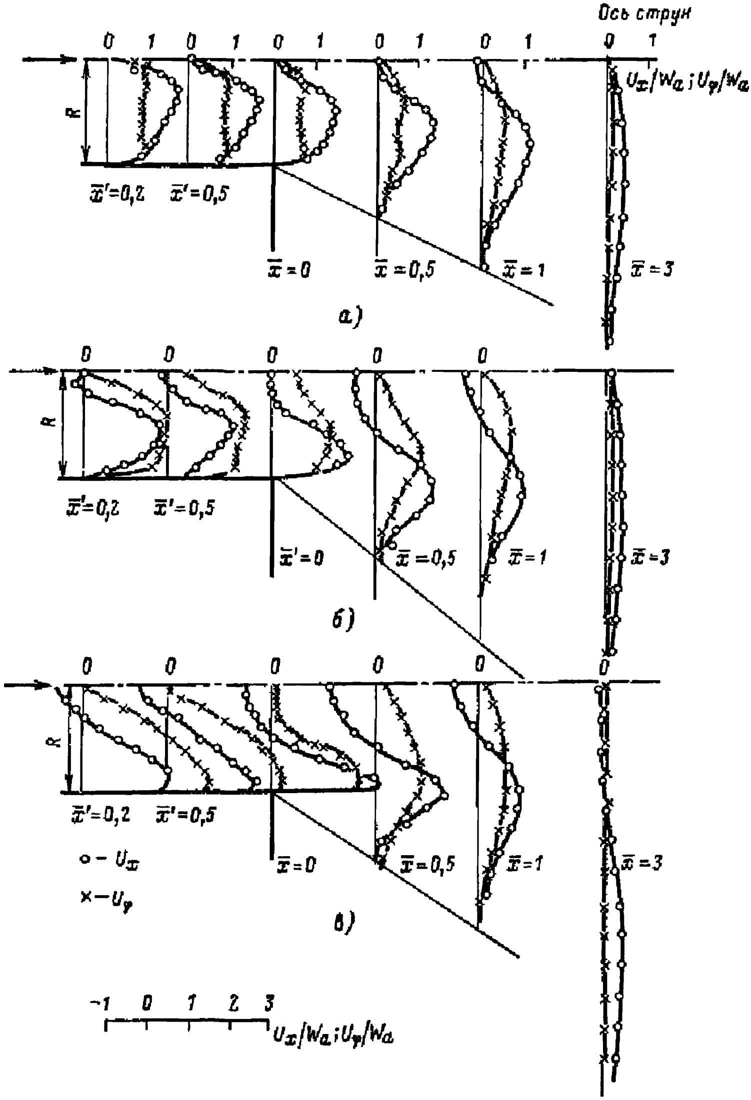


Рис. 1-37. Профили аксиальных и тангенциальных скоростей потока после завихрителей типа АТ в канале и в свободном пространстве при $\alpha=30°$ и β, равном 25° — (*а*); 45° — (*б*); 65° — (*в*).

При углах наклона β, превышающих 45°, в устье цилиндрического канала фиксируется зона обратных токов при изменениях угла наклона лопаток α в пределах от 0 до 45° (рис. 1-35—1-36).

На рис. 1-37—1-38 приведены профили аксиальных и тангенциальных составляющих скорости в объеме струи

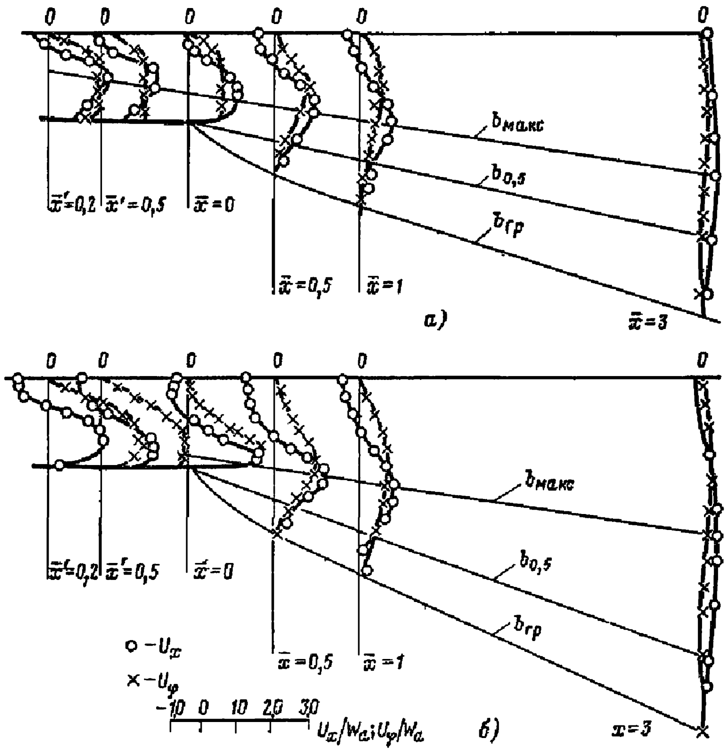


Рис 1-38 Профили аксиальных и тангенциальных скоростей за завихрителями типа АТ внутри канала и в свободном пространстве при $\alpha=20°$ и β, равном 25° — (а); 45° — (б).

до трех калибров от цилиндрического устья завихрителей типа АТ при различных крутках. Из этих рисунков видно, что максимум тангенциальной составляющей в любом сечении располагается ближе к оси струи, чем максимум аксиальной составляющей. Кроме того, в то время, как на участке до трех калибров максимум акси-

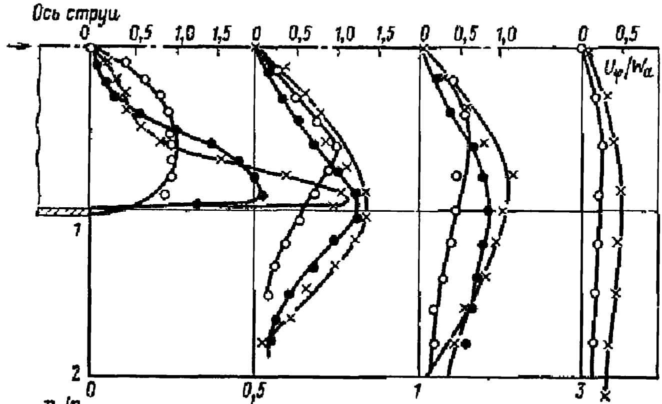


Рис. 1-39. Профили относительных тангенциальных скоростей на различных расстояниях от устья завихрителей типа АТ.
○ — α=20°, β=25°, ● — α=20°, β=45°, × — α=20°, β=65°.

альной скорости удаляется от оси струи с увеличением расстояния x/d от устья канала, максимум тангенциальной скорости приблизительно остается на одном и том же уровне от оси струи и не превышает радиуса устья цилиндрического канала при любой закрутке. Это явление хорошо иллюстрируется рис. 1-39 и 1-40.

Таблица 1-28

Скоростная неравномерность потока ε в устье цилиндрического канала завихрителей типа АТ и угол его раскрытия φ в зависимости от интенсивности крутки n и углов установки лопаток α и β [77]

β	α	n	ε, %	φ
25°	20°	0,80	8,0	60°
	30°	0,64	5,0	58°
	45°	0,38	5,0	54°
45°	20°	1,35	2,4	76°
	30°	0,93	3,5	72°
	45°	0,63	5,1	61°
65°	20°	1,72	4,2	76°
	30°	1,26	1,0	72°
	45°	0,81	3,0	62°

В табл. 1-28 приведены данные по ε потока в устье цилиндрического канала завихрителей типа АТ и по углу его раскрытия. Как видно из таблицы, максимальная степень неравномерности распределения скорости достигает 8%, что указывает на довольно равномерное распределение потока в устье. С увеличением крутки угол раскрытия струи увеличивается.

Таблица 1-29

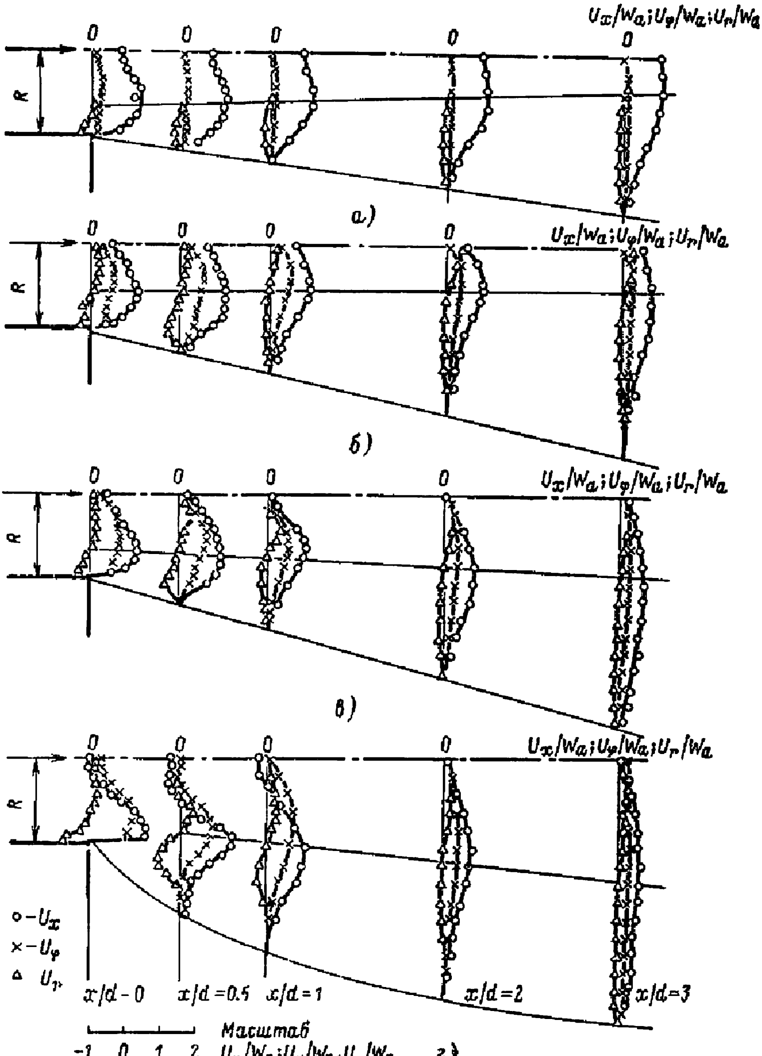
Процент расхода обратного тока (относительно общего расхода потока через завихритель) в устье цилиндрического канала завихрителей типа АТ в зависимости от конструктивных параметров [77]

β	n	α		
		45°	30°	20°
25°	0,38			
	0,64			
	0,80			0,5
45°	0,63	0,1		
	0,93		1,0	
	1,35			5,4
65°	0,81	4,1		
	1,26		9,3	
	1,72			20,0

Представление о расходе обратного тока в устье цилиндрического канала завихрителей типа АТ в зависимости от интенсивности крутки дает табл. 1-29. Расход обратного тока дан относительно общего расхода потока через завихритель в процентах. Максимальный расход обратного тока достигает 20% поступающего в завихритель потока при максимальной крутке n=1,72. Как видно из таблицы, с ростом крутки расход обратного тока в устье цилиндрического канала увеличивается, так же как увеличивается и диаметр обратного тока (см. рис. 1-35—1-38).

На рис. 1-40 приведены профили трех составляющих актуальной скорости: аксиальной, тангенциальной и радиальной на выходе из цилиндрического канала завихрителей типа А на расстоянии до трех калибров от устья. Существует мнение, что радиальные скорости в свободной закрученной струе пренебрежимо малы по сравнению с другими составляющими скорости. Однако, как следует из рисунков, при больших крутках в зоне, расположенной вблизи устья цилиндрического канала, все составляющие соизмеримы друг с другом.

В исследованиях выявлена интересная закономерность, заключающаяся в том, что в точке, где радиаль-



ная составляющая меняет свое направление, т. е. в точке, где она равна нулю, находится максимум актуальной скорости. Линия, соединяющая эти точки вдоль струи, является линией местонахождения максимума актуальной скорости в каждом сечении (рис. 1-40). Совпадение точки максимума актуальной скорости с точкой раздела различного направления радиальной скорости физически объясняется тем, что рассеивание потока

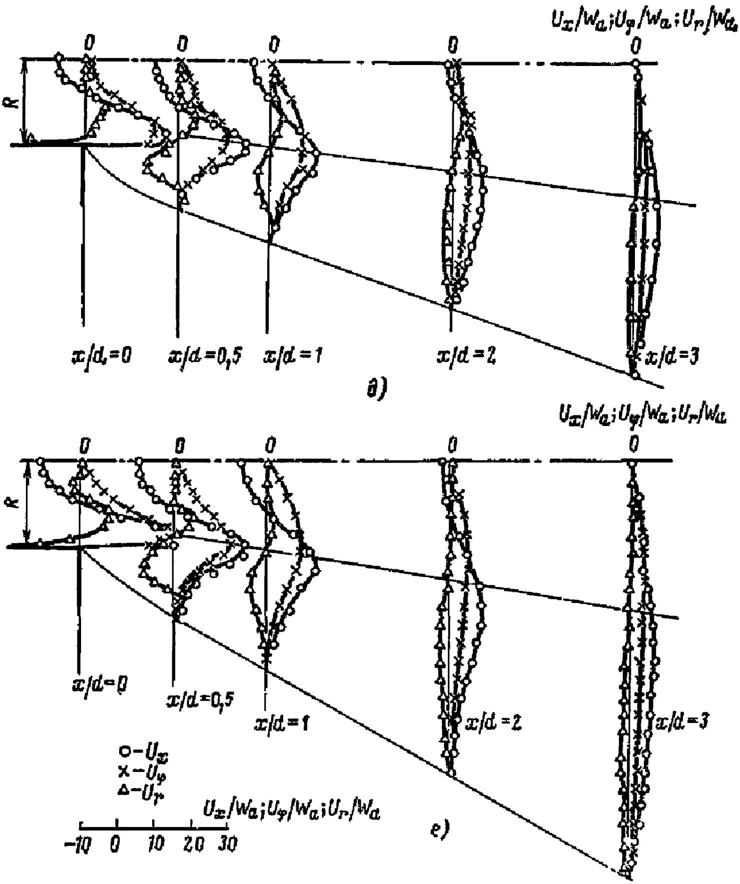


Рис. 1-40. Профили аксиальных, тангенциальных и радиальных скоростей в струях, выдаваемых завихрителями типа А при углах наклона лопаток α.

а — 10°, *б* — 20°, *в* — 30°, *г* — 40°, *д* — 50°, *е* — 60°

в каждом сечении происходит в оба направления от максимума.

При сильных крутках, характеризующихся обратным течением потока в приосевой зоне, в каждом сечении полуструи имеет место вторая точка, где радиальная скорость равна нулю. Эта точка расположена ближе, чем та, о которой говорилось выше, а сечение, до которого существует эта точка, находится недалеко от устья в зоне обратного течения (на расстоянии примерно 0,5—

Таблица 1-30

Угол раскрытия струи φ на выходе из цилиндрического устья завихрителя типа А в зависимости от параметра n и угла установки лопаток α при $d_0/d=0,25$ [77]

α	n	φ	α	n	φ
20°	0,35	32°	50°	1,13	70°
30°	0,55	42°	60°	1,65	76°
40°	0,79	54°			

1,0d). Эта точка образуется в результате соударения потоков, направленных радиально от оси к периферии струи и от периферии к оси. Первый поток определяет обратный ток, а второй — поток, идущий от максимума скорости (точки рассеивания).

В табл. 1-30 даны значения угла раскрытия струи на выходе из цилиндрического устья завихрителей типа А в зависимости от интенсивности крутки n и угла наклона лопаток α. В табл. 1-31 приведены данные по

Таблица 1-31

Размеры зоны обратных токов в закрученных струях для завихрителей типа А при $d_0/d=0,21$ [16]

Угол наклона лопаток α	Расстояние от устья x/d						Длина зоны обратных токов x/d	Относительное разрежение на оси в устье $\sqrt{\overline{P}_0}$*
	0	0,2	0,5	1,0	2,0	3,0		
40°	0,14	0,24	0,44	0,24	0	0	1,8	1,61
50°	0,34	0,44	0,46	0,50	0,30	0	2,2	1,69
60°	0,44	0,44	0,54	0,50	0,50	0	3,8	2,02
70°	0,44	0,54	0,50	0,6	0,34		2,5	2,31

* $\overline{P}_0$ — относительное разрежение на оси струи в выходном сечении сопла.

обратным токам в объеме закрученных струй, выдаваемых завихрителями типа А.

Использование экспериментальных данных авторов совместно с другими данными позволило с некоторым приближением найти зависимости между важнейшими характеристиками струй для различных типов завихрителей с цилиндрическим устьем при $e=d$ в определенном диапазоне круток [77], приведенном в табл. 1-1.

1-7. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ УСТЬЯ ЗАВИХРИТЕЛЕЙ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУЙ

Выше рассматривались аэродинамические характеристики струй на выходе из завихрителей с цилиндрической амбразурой. На практике цилиндрическую амбразуру иногда выполняют с расширением на выходе в виде конического диффузора или с пережимом и последующим расширением, а иногда и с сужением в виде конфузора. Форма амбразуры оказывает сильное влияние на аэродинамические характеристики струи. Определенное влияние оказывают также относительные размеры центральных коаксиальных труб.

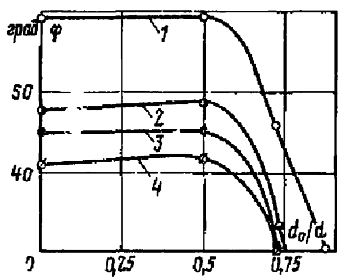


Рис. 1-41. Зависимость угла раскрытия струи на выходе из завихрителя типа Т с кольцевым устьем от d_0/d [64].

1 — $a/d=0{,}25$, $b/d=1{,}5$; *2* — $a/d=0{,}5$, $b/d=1{,}0$, *3* — $a/d=0{,}75$, $b/d=0{,}5$; *4* — $a/d=0{,}75$, $b/d=1{,}0$.

Анализ накопленных экспериментальных данных показывает, что наличие центральной трубы не оказывает существенного влияния на аэродинамические характеристики струи при относительных ее размерах, не превышающих половины диаметра цилиндрического канала ($d_0/d<0{,}5$). При $d_0/d>0{,}5$ аэродинамическая структура струи претерпевает уже серьезные изменения.

Сказанное можно проиллюстрировать примерами исследований [64], выполненных на завихрителях типа Т.

На рис 1-41 и 1-42,*а* показана зависимость угла раскрытия струи φ и степени ε неравиомерности потока от отношения d_0/d. Из этих рисунков видно, что после увеличения отношения d_0/d более 0,5 резко возрастает неравномерность ε по окружности и уменьшается угол раскрытия струи φ Уменьшение угла φ характерно для завихрителей всех типов и объясняется тем, что увеличение d_0/d приводит к повышению гидравлических сопротивлений в проточной части цилиндрического канала, а это в свою очередь приводит к снижению эффективной крутки струи.

Что же касается повышения неравномерности ε с ростом параметра d_0/d, то это характерно лишь для завихрителей с камерным завихрением типов У и Т. Односторонний тангенциальный ввод потока в узкое кольцевое сечение затрудняет равномерное распределение потока по окружности и тем больше, чем уже кольцевое сечение. В завихрителях типов А, ТЛ и АТ с увеличением d_0/d неравномерность ε не только повышается, но, наоборот, несколько снижается.

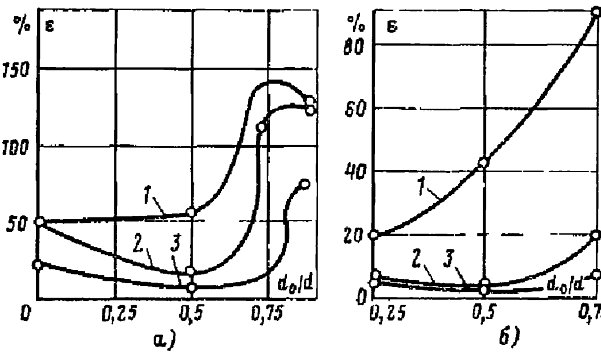


Рис. 1-42. Зависимость степени неравномерности потока ε, %, [64] от:
а — соотношения между внутренним и внешним диаметром кольцевого устья d_0/d при $x/d=0$, $e/d=1$ *1* — $b/d=0{,}5$, $a/d=0{,}75$, *2* — $b/d=1{,}0$, $a/d=0{,}5$; *3* — $b/d=1{,}5$, $a/d=0{,}25$; *б* — степени тангенциальности и пережима в устье завихрителя типа Т при $b/d=1$ *1* — $d_к/d=1{,}0$, *2* — $d_к/d=0{,}75$, *3* — $d_к/d=0{,}5$

Сильное влияние на аэродинамическую структуру струи оказывает пережим в устье. В табл. 1-32 показана зависимость аэродинамической длины струи от пережима в устье. Как видно из табли-

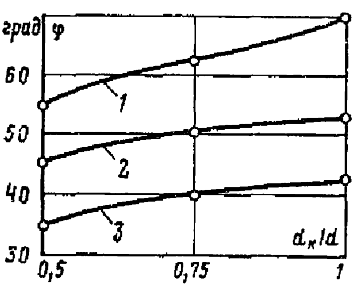


Рис. 1-43. Зависимость угла раскрытия струи от конусности устья в завихрителях типа Т (при $b/d=1$ и $e/d=1$) [64].
1 — $a/d=0{,}25$, *2* — $a/d=0{,}5$, *3* — $a/d=0{,}75$

цы, с уменьшением параметра $d_к/d$ резко увеличивается дальнобойность струи. Увеличение пережима в устье одновременно приводит к снижению угла раскрытия струи. Это хорошо видно на рис. 1-43. Пережим в устье, повышая гидравлические сопротивления на пути движения потока, не может не способствовать выравниванию ско-

Таблица 1-32

Относительная длина струи L/d в зависимости от конического сужения устья $d_к/d$ в завихрителях типа Т

$d_к/d$	a/d		
	0,25	0,50	0,75
1,00	1,3	3,3	6,0
0,75	1,7	5,2	15,0
0,50	4,0	8,5	20,0

ростного поля. На рис. 1-42,б видно, насколько снижается неравномерность ε с уменьшением параметра $d_к/d$.

Пережим в устье способствует и резкому сокращению зоны отрицательных токов. Так, например, в завихрителях типа ТЛ уже при $d_к/d \leqslant 0,9$ в узком сечении пережима совершенно отсутствуют отрицательные токи при каких угодно значениях угла наклона лопаток α и сколь угодно большой интенсивности крутки n. Обратные токи появляются ниже по течению потока вне пределов пережима.

Сильное влияние на аэродинамическую структуру струи оказывает также расширение устья амбразуры. С увеличением угла расширения амбразуры наблюдается увеличение зоны обратных токов и угла раскрытия струи. В табл. 1-33 приведены (для сравнения) значения угла раскрытия струи на выходе из завихрителя типа А с различной формой устья.

При определенных условиях угол раскрытия струи может увеличиться настолько, что струя станет разомкнутой и будет растекаться во все стороны по фронтовой стенке. Впервые этот факт был установлен Д. Н. Ляховским, который обнаружил, что при устройстве вокруг устья амбразуры «порога» с плавно закругленными краями струя становится разомкнутой Струя становится разомкну-

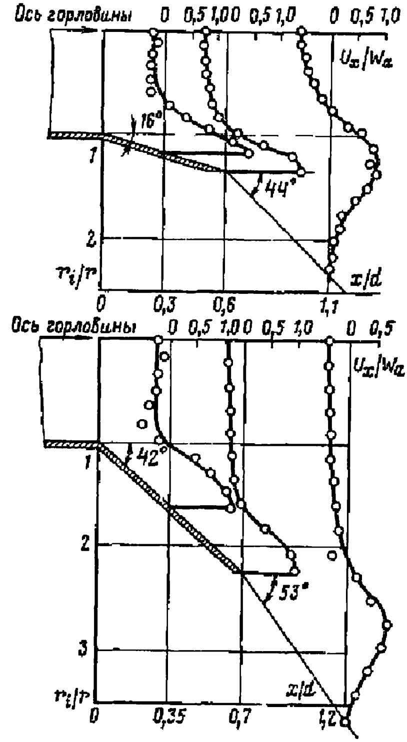


Рис. 1-44. Профили относительных аксиальных скоростей внутри и на выходе из диффузоров с углами раскрытия 32 и 84° при одних и тех же углах установки лопаток $\beta=45°$ и $\alpha=20°$ завихрителей типа АТ.

Таблица 1-33

Угол раскрытия струи на выходе из устья завихрителя типа А в зависимости от параметра n, угла установки лопатки α и формы устья канала при $d_0/d=0,25$ [77]

α	n	Угол раскрытия струи, град			
		при цилиндрическом устье	при коническом устье с углом расширения		
			32°	46°	84°
20°	0,35	32°	44°	86°	46*
30°	0,55	42°	—	—	—
40°	0,79	54°	70°	88°	110°
50°	1,13	70°	88°	—	112°
60°	1,65	76°	89°	—	118°

* В этом случае был отрыв потока от стенок диффузора из-за недостаточной крутки.

той и в случае, если продольное сечение амбразуры имеет тороидальный профиль с углом расширения 90°.

На рис. 1-44 приведены профили относительных аксиальных скоростей внутри и на выходе из диффузоров с углами раскрытия 32 и 84° при одних и тех же углах установки лопаток ($\beta=45°$ и $\alpha=$

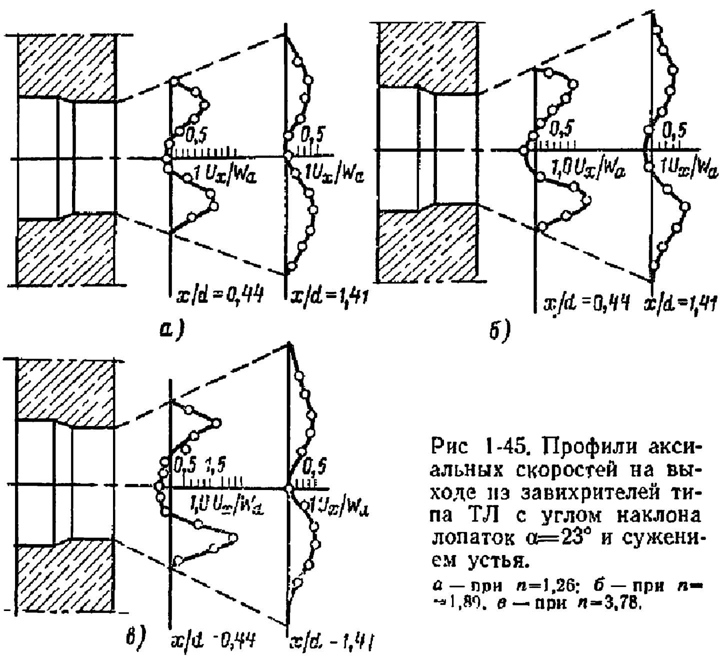
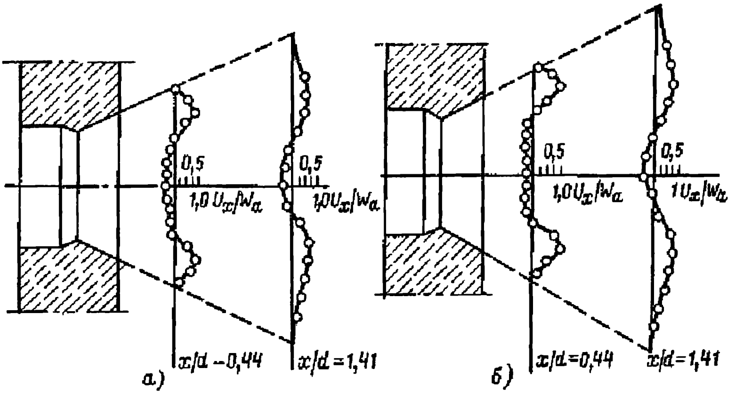


Рис 1-45. Профили аксиальных скоростей на выходе из завихрителей типа ТЛ с углом наклона лопаток $\alpha=23°$ и сужением устья.

а — при $n=1,26$; *б* — при $n=1,89$, *в* — при $n=3,78$.

$=20^\circ$) завихрителей типа АТ. Из рисунка видно, что сильно растягивается зона обратного тока и увеличивается угол раскрытия при установке диффузора с углом расширения 84°.



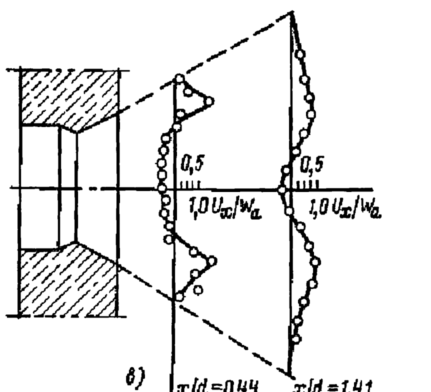


Рис. 1-46. Профили аксиальных скоростей на выходе из устья с пережимом и коническим расширением завихрителя типа ТЛ.

а — при $n=1{,}26$; *б* — при $n=1{,}39$, *в* — при $n=3{,}78$.

На рис. 1-45—1-46 показаны профили аксиальных скоростей на выходе из устья завихрителей типа ТЛ только с сужением и с сужением и последующим расширением. Рисунки дают наглядное представление о том, как изменяется аэродинамическая структура струи в зависимости от формы устья завихрителя.

1-8. ВЛИЯНИЕ КРУТКИ НА ЭЖЕКЦИОННУЮ СПОСОБНОСТЬ СТРУИ

По Г. Шлихтингу значение присоединенной массы $\Delta\bar{G}$ для незакрученной струи линейно увеличивается с ростом расстояния от устья x/d. По данным [129] зависимость $\Delta\bar{G}$ от x/d представлена в виде

$$\Delta\bar{G}=0{,}32\,\frac{x}{d}\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}. \qquad (1\text{-}23)$$

На основе экспериментальных данных [95] построен график зависимости присоединенной массы $\Delta\bar{G}$ от параметра крутки n_p (за параметр крутки здесь было принято отношение максимальных значений тангенциальной составляющей скорости и аксиальной составляющей на срезе сопла) Результаты представлены на рис 1-47

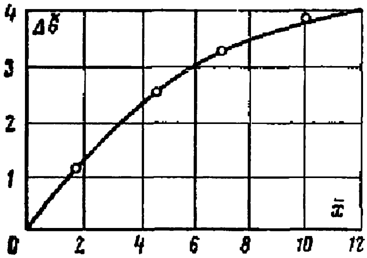


Рис 1 47 Зависимость присоединенной массы $\Delta\bar{G}$ от параметра крутки n

Как видно из рисунка, с увеличением крутки присоединенная масса резко возрастает, причем темп нарастания $\Delta\bar{G}$ меняется в зависимости от сечения, так, до $x/d<5$ темп больше, чем после сечений $x/d>5$ (начиная с этого сечения крутка струи заметно падает)

Эжектирующая способность закрученной струи в [129] дана зависимостью

$$\Delta\bar{G}=\left(0{,}32\frac{x}{d}+k\theta\right)\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}, \qquad (1\text{-}24)$$

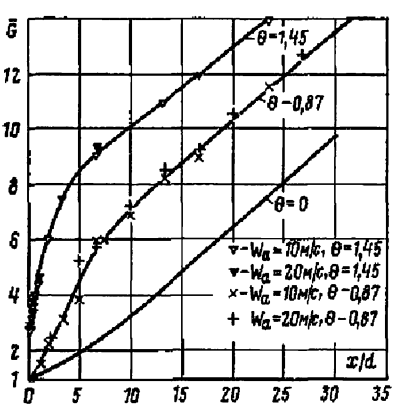


Рис 1-48 Нарастание присоединенной массы вдоль струй различной крутки [129]

где k — константа, зависящая от эффективной крутки Θ и определенная экспериментально По данным [129], начиная с $x/d\simeq$ $\simeq 10$ и далее, значение константы $k=4,4$ [эффективная крутка Θ определяется здесь как половина величины, полученной из выражения (1 5)]

На рис 1 48 приведены кривые изменения расхода присоединенной массы вдоль закрученных струй при различных значениях эффективной крутки по данным [129] Наибольшее различие в эжекционной способности закрученных и незакрученных струй имеет место вблизи устья По данным [60] в сечении $x/d=5$ кривые $\Delta\overline{G}=f(x/d)$ имеют перегиб, наличие которого связано с раскручиванием закрученной струи (рис 1 49)

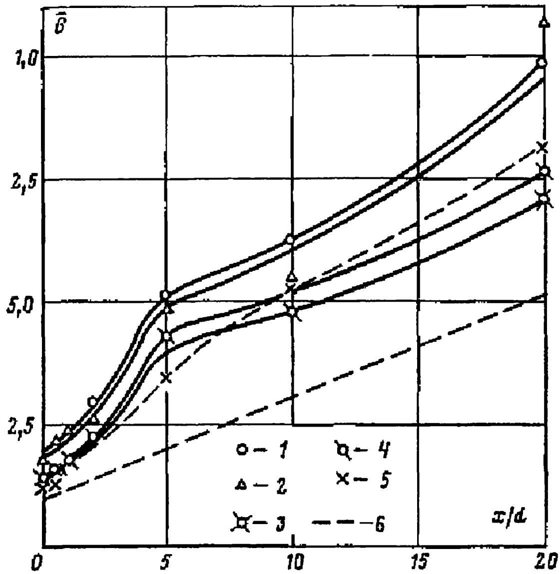


Рис 1 49 Изменение расхода вдоль закрученных струи
1 — улиточный тангенциальный подвод $\Theta=2,07$ $W_a=46$ м/с, 2 — простой тангенциальный подвод $\Theta=1,64$ $W_a=39,2$ м/с 3 — простой тангенциальный подвод $\Theta=0,81$ $W_a=36,5$ м/с 4 — простой тангенциальный подвод $\Theta=0,71$ $W_a=34,0$ м/с 5 — лопаточный закручиватель $\Theta=0,70$ $W_a=34,0$ м/с 6 — незакрученная струя $\Theta=0,00$

Для оценки подсоса окружающей среды корнем закрученной струи в интервале $0\leqslant x/d\leqslant 5$ в зависимости от эффективной крутки Д Н Ляховским принята следующая зависимость

$$\Delta\overline{G}=0,5\Theta+0,207(1+\Theta)\frac{x}{d}. \qquad (1\text{-}25)$$

Эффективная крутка Θ здесь определяется величиной удвоенного значения выражения (1 5)

1-9. ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ЗАКРУЧЕННЫМ СТРУЯМ

Известно, что поле скоростей на основном участке прямоточной затопленной струи теоретически описывается уравнением Г. Шлихтинга

$$\frac{U_x}{U_{x\,\text{осн}}}=\left[1-\left(\frac{y}{y_c}\right)^{3/2}\right]^2, \qquad (1\text{-}26)$$

где U_x — скорость в данной точке выбранного сечения, м/с; $U_{x\text{осн}}$ — скорость потока на оси, м/с; y — ордината точки, в которой определяется скорость, м; y_c — полуширина струи в данном сечении, м.

Распределение скоростей на оси струи потока на основном участке при определенном коэффициенте структуры выражается формулой Г. Н. Абрамовича

$$\frac{U_{x\,\text{осн}}}{W}=\frac{0,96}{\frac{ax}{R}+0,29}, \qquad (1\text{-}27)$$

где a — коэффициент структуры струи, который колеблется в пределах 0,06—0,076; x — расстояние от устья до выбранного сечения струи, м.

По этим данным можно рассчитать скорость в любой точке основного участка струи.

Начальный участок прямоточной струи характеризуется ядром постоянных скоростей. Длина начального участка равна от полюса струи

$$x_{\text{н}}\approx\frac{1,03R}{a} \qquad (1\text{-}28)$$

и от устья сопла

$$x_0=\frac{0,41R}{a}. \qquad (1\text{-}29)$$

Для прямоточных затопленных струй характерно следующее:

поперечные составляющие скорости потока настолько малы по сравнению с продольными составляющими, что в инженерных расчетах ими можно пренебречь, давление в струе постоянно и равно давлению в окружающей среде;

ширина струи линейно растет с ростом расстояния от устья сопла.

Для затопленных закрученных струй характерны такие особенности:

в поле вихря существует разрежение, максимальное на оси струи и приближающееся к давлению в окружающей среде на границах струи;

угол раскрытия факела зависит от интенсивности крутки и может доходить до 100° и выше;

вдоль и поперек закрученной струи имеется большой градиент скоростей и отрицательных давлений;

при сильной крутке в осевой зоне струи наблюдается обратное течение.

Сложная кинематика закрученных струй затрудняет получение универсального профиля скоростей и давлений. Но, как показали эксперименты, нахождение универсальной кривой поля скоростей и давлений в закрученных струях отнюдь не бесперспективно.

Одна из первых попыток найти приближенный универсальный профиль аксиальной составляющей скорости в закрученном потоке была предпринята в [74, 85].

Возможность применения универсального профиля скоростей для прямоточных струй по Г. Шлихтингу для приближенного описания распределения аксиальной составляющей скорости в закрученных струях показана в работах ЦКТИ, КазНИИЭ, СредазНИИГаза [14, 95, 108].

Сущность метода обработки экспериментальных данных заключается в следующем. Вдали от источника, там, где максимум аксиальных составляющих скоростей лежит на оси струи, универсальный профиль получается при обработке в координатах

$$\frac{U_x}{U_{x\,\text{оси}}} = f\left(\frac{\Delta R_{0,5}}{\Delta R}\right), \tag{1-30}$$

где $\Delta R_{0,5} = y_{0,5} - y$ — расстояние от точки, где замеряется скорость, до точки, в которой скорость равна половине максимальной; $\Delta R = y_{0,1} - y_{0,9}$ — условная полуширина струи, равная расстоянию между точками, в которых скорость равна 0,1 и $0{,}9U_{xm}$.

С приближением к источнику появляется провал скоростей по оси струи, который переходит при сильной крутке в осевой обратный ток. Обработка экспериментальных данных показала, что для всей области течения сильно закрученной струи не удается найти универсальные профили характерных величин, построенных в относительных обобщенных координатах для различных поперечных сечений струи В зависимости от типа течения обобщенная координата имеет различный вид

Для слабо закрученной струи, как показано в [95], обобщенная координата записывается для начального участка струи в виде $(r—R)/x$, а для основного участка — в виде $r/R_{0,5}$ Для сильно закрученной струи, несмотря на то, что для всей области течения универсальных профилей найти не удается, существует возможность выделения характерных областей

В этом случае профиль аксиальных скоростей в сечении делится на две ветви Одна — наружная, проходит от линии максимальной скорости до внешней границы струи, другая — внутренняя — от линии максимальной скорости до оси струи

Универсальный профиль получается при обработке в координатах для наружной ветви

$$\frac{U_x}{U_{xm}} = f\left(\frac{\Delta R_{0,5}}{\Delta R}\right)^{\text{н}}, \tag{1-31}$$

для внутренней ветви с учетом направления скорости

$$\frac{U_{xm} - U_x}{U_{xm} - U_{x\,\text{оси}}} = f\left(\frac{\Delta R_{0,5}}{\Delta R}\right)^{\text{в}}, \tag{1-32}$$

где U_{xm} — максимальная аксиальная скорость в данном сечении, $\Delta R_{0,5}$ — расстояние от точки, в которой определяется U_x, до точки, в которой скорость равна $0{,}5(U_{xm}—U_{\text{оси}})$, ΔR — расстояние между точками, в которых скорости соответственно равны 0,1 и $0{,}9(U_{xm}—U_{x\,\text{оси}})$

Обработка в соответствующих координатах поля полного, статического давления, актуальных, аксиальных и тангенциальных скоростей в поле вихря вне ядра на выходе из различных типов завихрителей приводит к одному и тому же универсальному профилю (рис 1-50—1-53)

Анализ распределения актуальной скорости (рис 1-51) показывает, что по форме оно соответствует кривой Гаусса Чем дальше от источника выбрано сечение, тем ниже и шире скоростной профиль Эти профили получаются при построении в абсолютных координатах Обработка в безразмерных координатах указывает на подобие распределения скоростей во всех сечениях

Так как при сильной крутке имеется провал скоростей в приосевой зоне вблизи источника, то для этой части также приходится профиль актуальной скорости делить на две ветви (внутреннюю и наружную) и далее строить в тех же координатах, что и для аксиальных скоростей

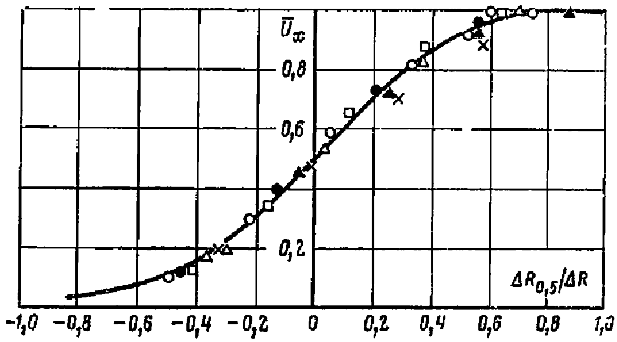


Рис 1 50 Универсальный профиль аксиальных скоростей закрученной струи, выдаваемой улиткой при $n=1$ и $a/b=0,25$ в безразмерных координатах

Внутренняя ветвь: ○—$x=0\,l$, ×—$x=0,5d$, ▲—$x=1,0d$, □—$x'=0,5d$

Наружная ветвь: ●—$x=0,5d$, △—$x=1,0\,l$

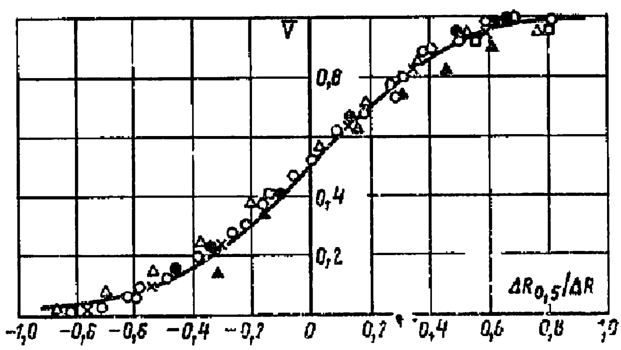


Рис 1 51 Универсальный профиль актуальных скоростей закрученной струи для завихривающего устройства типа АТ при $\alpha=20°$, $\beta=25°$ в безразмерных координатах

Внутренняя ветвь: □—$x'/d=0,2$ внутри, ○—$x/d=0$ горловины, ×—$x/d=0,5$ в объеме, ▲—$x/d=1,0$ факела

Наружная ветвь: ●—$x=0,5\,d$, △—$x=1,0d$

Распределение полных давлений (рис. 1-52) показывает, что по оси струи в каждом сечении имеется максимум разрежения. Затем по радиусу разрежение начинает падать и, перейдя на определенном радиусе точку нулевого значения, переходит в положительное давление, которое увеличивается до определенного радиуса, а затем монотонно стремится к атмосферному давлению.

Поле полного давления по своему характеру подобно распределению аксиальных скоростей с «обратными

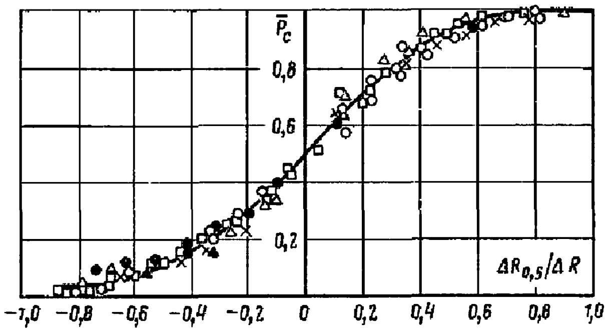


Рис. 1-52. Универсальный профиль полных давлений закрученной струи для завихрителя АТ при $\alpha=30°$, $\beta=25°$ в безразмерных координатах.

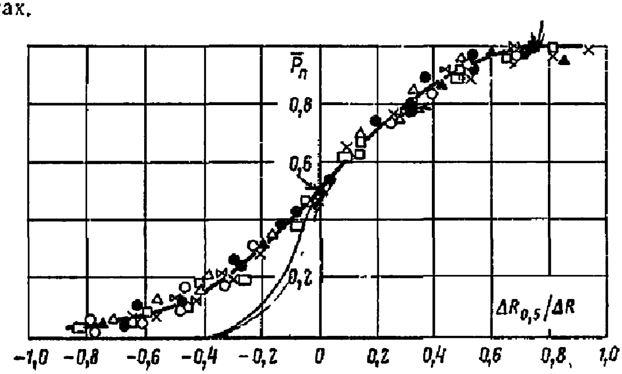


Рис. 1-53. Универсальный профиль статических давлений закрученной струи для завихрителя АТ при $\alpha=20°$, $\beta=25°$ в безразмерных координатах.

Внутренняя ветвь, внутри горловины: ▭ — $x'=0,2l$; □ — $x'=0,5d$; ○ — $x=0,0l$.

Наружная ветвь, в объеме факела: × — $x=0,5d$; △ — $x=1,0l$; ● — $x=3,0l$; ▲ — $x=5,0d$.

гоками» (зона отрицательного значения полного давления в приосевой части). Разделив поле полного давления на две ветви, как это сделано для аксиальных скоростей, и построив зависимости:

для наружной ветви

$$\frac{P_n}{P_{nm}} = f\left(\frac{\Delta R_{0,5}}{\Delta R}\right)^{\text{н}}, \qquad (1\text{-}33)$$

и для внутренней ветви

$$\frac{P_{nm} - P_n}{P_{nm} - P_{n\text{оси}}} = f\left(\frac{\Delta R_{0,5}}{\Delta R}\right)^{\text{в}}, \qquad (1\text{-}34)$$

получим также универсальный профиль полных давлений (обозначения такие же, как для аксиальных скоростей).

Что касается построения универсальной кривой поля статического давления (рис. 1-53), то для него характерно следующее. В закрученном потоке давление ниже атмосферного, причем максимум разрежения в каждом сечении струи находится на оси и с приближением к границе струи по радиусу давление стремится к давлению окружающей среды. По форме профили отрицательного статического давления в каждом сечении соответствуют кривой Гаусса. Так как для поля статического давления максимум разрежения в сечениях находится на оси, то универсальный профиль получается при обработке в координатах

$$\frac{P_c}{P_{c.\text{оси}}} = f\left(\frac{\Delta R_{0,5}}{\Delta R}\right). \qquad (1\text{-}35)$$

Обозначения такие же, как в формуле (1-30).

Распределение тангенциальной скорости описывается следующим образом. В ядре вихря приближенно можно принять, что вращение по радиусу происходит с постоянной угловой скоростью, т. е.

$$U_\varphi = \omega r, \qquad (1\text{-}36)$$

где ω — угловая скорость вращения, 1/с; r — текущий радиус, м.

Эксперименты показали, что площадь поперечного сечения ядра вихря остается приблизительно постоянной вдоль струи и при сколь угодно большой крутке не превышает площади устья канала. Это несколько облегчает описание распределения тангенциальной скорости, так как максимум в каждом сечении лежит на границе раздела между зоной ядра вихря и полем вихря вне ядра.

Универсальный профиль тангенциальных скоростей в поле вихря вне ядра также получается при обработке в координатах

$$\frac{U_\varphi}{U_{\varphi m}} = f\left(\frac{\Delta R_{0,U_\varphi}}{\Delta R_{U_\varphi}}\right). \tag{1-37}$$

Обозначения здесь те же, что и в формуле (1-31).

Особый интерес представляет получение универсального профиля скоростей и давления в ограниченном стенками потоке. На положение максимальных значений скорости и давления внутри цилиндрического канала, как показали эксперименты, влияет тип завихрителей. Характер же распределения скоростей такой же, как в неограниченном объеме: в каждом сечении скорость возрастает, начиная от оси канала, достигает максимума в некоторой точке, а затем с приближением к стенке канала снова падает.

Обработка зависимости для актуальной скорости и ее аксиальной составляющей по вышеприведенной методике дает удовлетворительную сходимость с универсальным профилем для внутренней ветви, т. е. для зоны от оси до положения максимума скорости и выбранном сечении. Такая же зависимость наблюдается для поля полного давления внутри канала.

Для статического давления внутри канала характерно следующее: в зоне, близкой к стенке, давление положительное, причем максимум давления находится на стенке. С приближением к оси канала давление падает и, перейдя на некотором расстоянии от оси через нулевое значение, приобретает отрицательное значение (давление ниже атмосферного) с максимальным разрежением на оси. Для каждого сечения внутри канала универсальный профиль поля статического давления получается при обработке в виде

$$\frac{P_{c\,ст} - P_c}{P_{c.ст} - P_{c.оси}} = f\left(\frac{\Delta R_{0,5}}{\Delta R}\right); \tag{1-38}$$

$$\Delta P_{0,5} = y_{0,5\,(P_{c\,ст} - P_{c.оси})} - y;$$

$$\Delta R = y_{0,1\,(P_{c.ст} - P_{c.оси})} - y_{0,9\,(P_{c.ст} - P_{c.оси})},$$

где $P_{c\,ст}$ — давление на стенке; P_c — текущее значение давления; $P_{c\,оси}$ — давление на оси.

Следовательно, распределение давления и скоростей при соответствующем выборе координат обобщаются одной универсальной кривой, которая удовлетворительно совпадает с универсальным профилем скоростей в свободной турбулентной струе (сплошная кривая на рис 1-50 –1-53).

О физическом и математическом смысле получения универсальности профилей характерных величин в обобщенных координатах будет сказано в гл. 2 при анализе автомодельных решений в теории струйных течений.

ГЛАВА ВТОРАЯ

РАСЧЕТ СВОБОДНЫХ ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЙ

2-1. ОСНОВНАЯ ЗАДАЧА ГИДРОАЭРОДИНАМИКИ

Основной задачей гидроаэродинамики является нахождение полей скорости V, давления P и плотности ρ в среде, движущейся под действием заданных внешних сил Решение этой задачи может быть получено из уравнении движения вязкой жидкости Навье — Стокса и уравнения неразрывности в трех случаях: для идеальной несжимаемой жидкости, для идеальной баротропной жидкости (плотность которой зависит от давления) и для изотермического движения вязкой жидкости

Во всех остальных случаях для решения основной задачи гидроаэродинамики необходимо рассматривать не только уравнения движения и неразрывности, но и уравнение энергии, уравнение состояния жидкости, а также уравнения, выражающие зависимость вязкости от параметров состояния вещества

Напишем систему уравнений Навье — Стокса и неразрывности в цилиндрической системе координат для стационарного осесимметричного движения несжимаемой жидкости

$$
\begin{gathered}
U_x\frac{\partial U_x}{\partial x}+U_r\frac{\partial U_x}{\partial r}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x}+\nu\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U_x}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2}\right\};\\
U_x\frac{\partial U_r}{\partial x}+U_r\frac{\partial U_r}{\partial r}-\frac{U_\varphi^2}{r}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r}+\\
+\nu\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U_r}{\partial r}\right)-\frac{U_r}{r^2}+\frac{\partial^2 U_r}{\partial x^2}\right\};\qquad (2\text{-}1)\\
U_x\frac{\partial U_\varphi}{\partial x}+U_r\frac{\partial U_\varphi}{\partial r}+\frac{U_\varphi U_r}{r}=\nu\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U_\varphi}{\partial r}\right)+\right.\\
\left.+\frac{\partial^2 U_\varphi}{\partial x^2}-\frac{U_\varphi}{r^2}\right\};\qquad \frac{\partial}{\partial x}(rU_x)+\frac{\partial}{\partial r}(rU_r)=0,
\end{gathered}
$$

где U_x, U_r, U_φ — соответственно аксиальная, радиальная и тангенциальные скорости, ρ — плотность; P — давление, ν — кинематический коэффициент вязкости

Из за сложности системы дифференциальных уравнении гидроаэродинамики аналитическое решение основной ее задачи связано со значительными трудностями и возможно лишь для некоторых простейших случаев движения Почти все пути решения сводят задачу интегрирования системы уравнений (2 1) в частных производных к интегрированию обыкновенного дифференциального уравнения

Для ряда струйных ламинарных течений трудности нахождения решения носят не принципиальный, а только вычислительный характер

В связи с тем что для ламинарного течения можно точно зафиксировать положение частицы жидкости в любой момент времени, написание граничных условий не вызывает трудностей

Граничные условия должны включать в себя три момента

условия начального истечения струи, т е форму выходного отверстия и векторное поле скорости в выходном сечении,

условия в области невозмущенного потока (условия на бесконечности),

условия симметрии (если таковые имеются)

В случае турбулентных течений наблюдается иная картина Частицы жидкости совершают неупорядоченные неустановившиеся движения по сложным траекториям, скорость жидкости в каждой точке пространства нерегулярно меняется во времени и частицы жидкости беспрерывно перемешиваются

Положение здесь примерно такое же, как в статистической физике, где практически невозможно задать граничные условия для всех молекул и получить картину поведения газа, исходя из решения уравнений классической механики Для прямого интегрирования уравнений Навье — Стокса требуется задание начальной скорости и давления в каждом моле, а для решения нестационарной задачи — еще и скорости всех молей в объеме жидкости в начальный момент времени Кроме того, само понятие «моля» является весьма условным и здесь нельзя выделить частицы, которые сохраняли бы индивидуальность при столкновениях Ясно, что в такой постановке задачи прямое интегрирование уравнений Навье — Стокса для турбулентного течения невозможно

Избежать трудности с заданием граничных условий для «молей» позволяет следующий прием

В турбулентном потоке на установившиеся в среднем по времени значения скорости и давления накладываются нерегулярные пульсации мгновенных значений скорости и давления

При теоретическом исследовании турбулентного потока О Рейнольдс допустил, что мгновенную скорость жидкости U можно представить в виде средней скорости $\overline{U}$ и турбулентной пульсации скорости U', т е

$$U = \overline{U} + U'. \qquad (2\text{-}2)$$

При этом допускается также, что мгновенные компоненты скорости потока удовлетворяют уравнениям Навье — Стокса (2 1) Подставляя (2 2) в (2 1), пренебрегая эффектами молекулярного обмена и осредняя все члены уравнения по времени, получают новые уравнения, называемые уравнениями Рейнольдса

$$\left.\begin{aligned}
&\bar{U}_x \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} + \bar{U}_r \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial r}\overline{U'_x U'_r} - \\
&\qquad - \frac{\partial}{\partial x}\overline{U'^2_x} - \frac{\overline{U'_x U'_r}}{r}, \\
&\bar{U}_x \frac{\partial \bar{U}_r}{\partial x} + \bar{U}_r \frac{\partial \bar{U}_r}{\partial r} - \frac{\bar{U}^2_\varphi}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{P}}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r}\overline{U'^2_r} - \\
&\qquad - \frac{\partial}{\partial x}\overline{U'_x U'_r} + \frac{\overline{U'^2_\varphi}}{r}; \\
&\bar{U}_x \frac{\partial \bar{U}_\varphi}{\partial x} + \bar{U}_r \frac{\partial \bar{U}_\varphi}{\partial r} + \frac{\bar{U}_r \bar{U}_\varphi}{r} = -\frac{\partial}{\partial r}\overline{U'_r U'_\varphi} - \\
&\qquad - \frac{\partial}{\partial x}\overline{U'_x U'_\varphi} - 2\frac{\overline{U'_r U'_\varphi}}{r}; \\
&\frac{\partial}{\partial x}(r\bar{U}_x) + \frac{\partial}{\partial r}(r\bar{U}_r) = 0.
\end{aligned}\right\} \tag{2-3}$$

От уравнений Навье — Стокса (2-1) эти уравнения отличаются так называемыми напряжениями Рейнольдса. В случае несжимаемой жидкости турбулентные напряжения τ выражаются следующим образом

$$\left.\begin{aligned}
&-\rho\overline{U'^2_x}, \; -\rho\overline{U'_x U'_r}, \; -\rho\overline{U'_x U'_\varphi}, \\
&-\rho\overline{U'_r U'_x}, \; -\rho\overline{U'^2_r}, \; -\rho\overline{U'_r U'_\varphi}; \\
&-\rho\overline{U'_\varphi U'_x}, \; -\rho\overline{U'_\varphi U'_r}, \; -\rho\overline{U'^2_\varphi}
\end{aligned}\right\} \tag{2-4}$$

Напряжения Рейнольдса (2-4) являются неизвестным симметричным тензором вида $U'_i U'_k$. При $i=k$ напряжения Рейнольдса являются нормальными составляющими, а при $i \neq k$ — тангенциальными составляющими.

В отличие от касательных напряжений, входящих в уравнения Навье — Стокса и обусловленных вязкостью и давлением, напряжения Рейнольдса обусловлены турбулентными пульсациями скорости и действуют на элемент жидкости дополнительно к напряжениям, вызванным действием вязкости и давления.

Хотя уравнения Рейнольдса (2-3) в сущности правильно описывают турбулентный поток несжимаемой жидкости, решить основную задачу гидроаэродинамики полностью не представляется возможным, так как в общем случае уравнений Рейнольдса недостаточно, чтобы определить входящие в них неизвестные. Для несжимаемой жидкости, например, имеются четыре уравнения Рейнольдса и десять неизвестных: три компоненты средней скорости, среднее давление и шесть напряжений Рейнольдса (2-4). В этом и состоит основная трудность при теоретическом исследовании турбулентного потока.

Такое положение в теории приводит к необходимости поисков принципиально новых методов решения задач турбулентного течения — к поискам приближенных решений этих уравнений на основе дополнительных гипотез и допущений

Так как система (2 3) незамкнута (четыре уравнения и десять неизвестных), ее нужно дополнить шестью новыми уравнениями либо установить связь осредненных характеристик течения с добавочными напряжениями Рейнольдса (2 4) Из этих двух способов замыкания системы уравнений Рейнольдса простейшим является второй Логической посылкой этого способа является следующее

Если при осредненном течении частицы перемещаются относительно друг друга, то напряжения сдвига τ каким либо образом должны зависеть от производных средней скорости по координатам После установления связи касательного напряжения τ с поперечным градиентом осредненной скорости принципиальные трудности по написанию уравнений турбулентного движения (2 3) преодолены и задача сводится к интегрированию системы дифференциальных уравнений в частных производных

В общем случае это сложная математическая задача, так как эти уравнения являются мало исследованным классом уравнений (о методе сведения уравнений в частных производных к обыкновенным дифференциальным уравнениям с помощью струй источников будет сказано в следующих параграфах)

Установлению связи τ с осредненной скоростью и схематизации процесса турбулентного обмена посвящено значительное число работ Наличие капитальных монографий (Г Н Абрамовича, Л А Вулиса и В П Кашкарова, Бай Ши И, А С Гиневского) по этому вопросу позволило рассмотреть здесь лишь наиболее простые полуэмпирические теории, основанные на введении понятия пути смешения Это прежде всего теории Прандтля и Тейлора В них постулируется сохранение в процессе переноса определенной характеристики турбулентного потока на некотором пути l В теории Прандтля этой сохраняющейся величиной было количество движения, а в теории Тейлора переносимой величиной был вихрь

Заслугой Прандтля было то, что он впервые заменил неизвестную величину $\overline{U'_x U'_r}$, сложно зависящую от координат и характера изменения скорости, наглядной величиной — длиной пути смещения l Приняв в формуле $\tau = -\rho\overline{U'_x U'_r}$ пропорциональность

$$U'_x \sim U'_r \sim l \frac{\partial U_x}{\partial y}, \text{ он получил:}$$

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{\partial \overline{U}_x}{\partial y}\right)^2. \tag{2-5}$$

Для свободных турбулентных струй Прандтль предположил, что путь смешения l можно принять постоянным поперек струи и пропорциональным ширине зоны смешения δ

$$l(x) = k\delta(x), \tag{2-6}$$

коэффициент пропорциональности k определяется из опыта

В дальнейшем, предположив постоянство коэффициента турбулентного обмена поперек струи, Прандтль из формулы (2-5) получил новую формулу

$$\left.\begin{aligned}\tau &= \rho\nu_т \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial y},\\ \nu_т &= \delta\,(\overline{U}_{макс} - \overline{U}_{мин}).\end{aligned}\right\} \qquad (2\text{-}7)$$

Выражения (2-7) получаются из формулы (2-5) при замене производной $\partial\overline{U}_x/\partial y$ отношением конечных разностей

$$\frac{\partial \overline{U}_x}{\partial y} \sim \frac{\overline{U}_{макс} - \overline{U}_{мин}}{\delta}. \qquad (2\text{-}8)$$

Формула Тейлора записывается в виде

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = \rho l_0^2 \frac{\partial U_x}{\partial y}\,\frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2}, \qquad (2\text{-}9)$$

где l_0 — характерная длина, играющая в теории Тейлора ту же роль, что и l в теории Прандтля.

Хотя формулы (2-5) и (2-9) выведены для простого осредненного течения с прямолинейными линиями тока, они широко применяются в практических расчетах струйных течений и пограничного слоя, т. е. в случаях, когда линии тока не прямолинейны из-за деформации профилей скорости вдоль по потоку. Основанием для такого применения формул (2-5), (2-7) и (2-9) является то обстоятельство, что изменение параметров течения поперек потока гораздо сильнее, чем вдоль потока (в приближении пограничного слоя).

Если предположить, что длина пути смешения l в формуле (2-5) зависит от производных $\partial U_x/\partial y$ и $\partial^2 U_x/\partial y^2$, то из соображений размерности можно получить формулу Кармана

$$\tau = k\rho \left(\frac{\partial U_x}{\partial y}\right)^4 \Big/ \left(\frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2}\right)^2, \qquad (2\text{-}10)$$

где k — константа, определяемая из опыта.

Формулы (2-5), (2-7), (2-9) и (2-10) показывают, что $\tau \sim (\partial U_x/\partial y)^n$, т. е. имеется связь, аналогичная выражению для τ в формуле Ньютона для ламинарного пограничного слоя, если положить $n=1$

$$\tau = \mu \frac{\partial U_x}{\partial y}, \qquad (2\text{-}11)$$

где μ — молекулярная вязкость.

Таким образом, турбулентные течения можно рассматривать как фиктивные ламинарные с неньютоновским коэффициентом «вязкости».

Исследования последних лет обнаружили серьезные недостатки теории пути смешения. Например, основные допущения этих теорий о постоянстве пути смешения либо коэффициента турбулентного обмена поперек струи выполняются только приближенно.

В то же время исследования последних лет, углубив понимание действительного механизма турбулентного переноса, показали, что теории пути смешения описывают наиболее характерные особенности осредненных характеристик турбулентных течений и их практическое использование в ряде случаев обеспечивает удовлетворительное согласие с экспериментом (о применении формул Прандтля для расчета автомодельных струйных течений в интегральных методах расчета будет сказано в следующем параграфе).

Отметим лишь в заключение параграфа, что для осесимметричных турбулентных струй гипотезы пути смешения дают профили скорости в удовлетворительном согласии с опытом вблизи границы струи, несколько хуже — вблизи оси, гипотеза же постоянства коэффициента обмена — наоборот.

Дальнейшая проверка и обоснование основных предпосылок известных полуэмпирических теорий или создание новых теорий возможны на основе получения систематических данных по микроструктуре турбулентных струйных теорий

Как отмечает А. С. Гиневский [33], возможности «классических» формул Прандтля и Тейлора, вероятно, не полностью исчерпаны.

2-2. КЛАССИФИКАЦИЯ МЕТОДОВ РАСЧЕТА СВОБОДНЫХ НЕСЖИМАЕМЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ

В настоящем параграфе рассматриваются методы расчета свободных несжимаемых турбулентных струй, т. е. таких струй, которые не взаимодействуют с твердыми стенками (рис. 2-1). Анализ такого свободного турбулентного движения несколько облегчается следующими обстоятельствами.

Если при изучении течений в ограниченных каналах нельзя пренебречь вязкими (молекулярными) касательными напряжениями из-за сильного затухания турбулентности вблизи стенок канала, то при изучении свободных турбулентных струй пренебрегают молекулярными касательными напряжениями τ по сравнению с турбулентными касательными напряжения $\tau_т$ во всем поле течения, т. е. $\tau_т \gg \tau$.

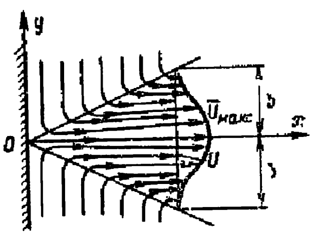


Рис. 2-1. Полностью развитая турбулентная затопленная струя.

Кроме того, при свободном турбулентном течении пренебрегают градиентом давления в направлении течения. Важным свойством турбулентной струи является то, что в ней поперечный градиент скорости велик по сравнению с продольным градиентом (в направлении оси x), а ширина зоны смешения (b) мала по сравнению с ее протяженностью по направлению оси x (рис. 2-1).

Эти свойства свободной турбулентной струи дают возможность упростить уравнения турбулентного движения (2-3) аналогично упрощению уравнений движения для пограничного слоя.

Методы расчета относятся к несжимаемой жидкости, т. е. к струям газа при относительно малом изменении плотности ($\rho \approx const$).

К настоящему времени существуют три подхода к расчету турбулентных струйных течений (табл. 2-1):

статистические теории турбулентности;

полуэмпирические теории турбулентности;

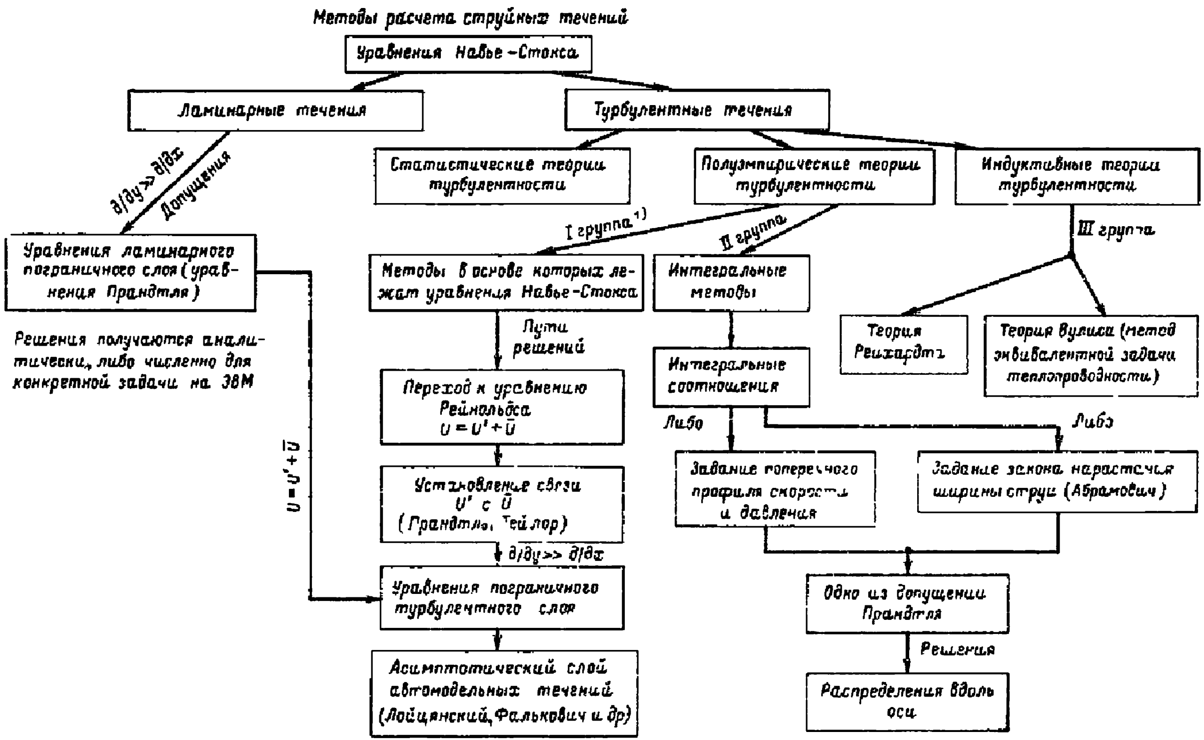
индуктивные теории турбулентности.

Перечисленные теории обладают общим свойством — в той или иной степени они используют опытные данные, т. е. опираются на качественную картину течения. Не останавливаясь подробно на наиболее перспективном в теории турбулентности статистическом методе расчета, покажем лишь, в чем состоит основная трудность практического применения теории статистической турбулентности.

Теории статистической турбулентности основываются на использовании уравнений Рейнольдса и уравнений для рейнольдсовых напряжений. Для замыкания такой сложной системы уравнений с дополнительными уравнениями для напряжений необходимо установить связь между неизвестными, входящими в уравнение. Для практического применения этих теорий необходимо еще получить и накопить данные о нормальных и касательных напряжениях Рейнольдса, о распределении масштаба турбулентности и других характеристик турбулентности.

Кроме того, полное статистическое описание турбулентного движения требует наличия еще многих сведений. Так как теория вводит в рассмотрение случайные функции, характеризующие движение жидкости, для их определения недостаточно задать только корреляционные связи между напряжениями Рейнольдса. Необходимо задать еще распределение вероятности этих случайных функций в различные моменты времени и в различных точках пространства; причем, как оказалось, для турбулентных пульсаций распределение вероятности определенной пульсации не является нормальным (гауссовским) распределением. Это обстоятельство еще более усложняет теории статистической турбулентности.

Таблица 2-1



1) Методы I-й группы дают решения на ЭВМ для автомодельных задач

Из-за громоздкости и сложности математического аппарата статистической теории чаще пользуются другими методами расчета — полуэмпирическими. Методы расчета полуэмпирических (группы I, II, III, табл. 2-1) и индуктивных теорий турбулентности строятся на схемах, обобщающих опытную картину течения струй. И хотя они менее строги, чем статистическая теория турбулентности, они более наглядны и просты в использовании.

Расчетные полуэмпирические методы развиваются в двух направлениях. В работах, которые можно отнести к первой группе методов, исходят из строгих уравнений Навье — Стокса и, вводя дополнительные соотношения, упрощают эти уравнения. Первым шагом к упрощению является переход к уравнениям пограничного слоя. Основными допущениями при оценке членов уравнения являются следующие:

поперечные размеры пограничного слоя малы по сравнению с его продольными размерами в направлении течения;

изменение параметров течения поперек потока значительно больше соответствующего изменения их в направлении движения.

Тогда для осесимметричного течения уравнения турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости принимают вид:

$$\left.\begin{aligned}
&\overline{U}_x \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial x} + \overline{U}_r \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{P}}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\tau_{xr});\\
&\frac{\overline{U}^2_\varphi}{r} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{P}}{\partial r};\\
&\overline{U}_x \frac{\partial \overline{U}_\varphi}{\partial x} + \overline{U}_r \frac{\partial \overline{U}_\varphi}{\partial r} + \frac{\overline{U}_r\overline{U}_\varphi}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\tau_{r\varphi});\\
&\frac{\partial}{\partial x}(r\overline{U}_x) + \frac{\partial}{\partial r}(r\overline{U}_r) = 0.
\end{aligned}\right\} \quad (2\text{-}12)$$

Сравнивая систему уравнений (2-12) с системой уравнений (2-3), видим, что в системе уравнений (2-12) уменьшилось число членов Преимущества уравнений (2-12) способствовали их широкому использованию в теории турбулентных течений.

Прежде чем перейти к краткому изложению построения решений в рамках первой группы методов, определим понятие автомодельности струйных течений.

Под автомодельным струйным течением понимают такое течение, когда изменение любой осредненной величины в поперечном сечении может быть выражено в безразмерной форме через масштаб длины δ и скорости U_m в виде универсальной функции от y/δ.

Математическая зависимость для скорости автомодельного течения может быть представлена [23] в виде выражения

$$U(x, y) = x^{-\alpha} F(y/x^{\beta}), \tag{2-13}$$

причем показатели α и β, а также вид функции $F(y/x^{\beta})$ необходимо определить при исследовании.

Построение решения проводится таким образом: выражение (2-13) подставляется в уравнения движения (2-12) и вместе с использованием любой полуэмпирической формулы (2-5)—(2-10) для $\tau_т$ позволяет получить замкнутое решение.

В математическом плане запись вида (2-13) означает, что при решении автомодельных задач можно перейти от уравнений в частных производных к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, решить которые можно аналитически.

Что означает запись (2-13) с физической точки зрения? Физической особенностью автомодельных течений является их независимость от начальных условий истечения, т. е. от конкретной формы сопла и начального профиля скорости. Опытные данные, а также теоретические соображения показали, что такой «универсальный» характер течения возможен практически вдали от сопла, из которого струя вытекает.

Например, многие эксперименты показали, что струя, вытекающая из сопла квадратной и треугольной формы, на определенном расстоянии от сопла имеет форму профилей скорости, подобную струе, вытекающей из круглого отверстия.

Возможность исключить зависимость от конкретных начальных условий означает, что реальная струя конечного размера на большом удалении от сопла, из которого вытекает, заменяется фактически струей-источником. После перехода от уравнений (2-3) к уравнениям (2-12) этот шаг является следующим упрощением задачи. Для получения аналитического решения в таких задачах вместо записи конкретных начальных условий задают какие-либо интегральные условия, например величину начального потока импульса J_x в проекции на ось симметрии:

$$J_x = \int\limits_S \rho U^2_{x0} dS, \tag{2-14}$$

где U_{x0} — осевая компонента скорости в начальном сечении реальной струи, замененной точечным источником; J_x — конечная величина, начальный поток импульса.

Вторая группа полуэмпирических методов расчета вообще обходит решение дифференциальных уравнений Рейнольдса или уравнений пограничного слоя. Вместо них используются различные интегральные условия сохранения, условия на оси симметрии либо закономерности эмпирического характера. Этим интегральные методы расчета отличаются от других полуэмпирических схем.

Интегральные методы решения струйных задач разработаны сравнительно недавно. Так как эти методы обходят непосредственное интегрирование уравнений движения, естественно, что часть информации о характере распространения струй приходится заимствовать из опыта. Основанием для этого служит автомодельность на значительном удалении от сопла, т. е. подобие профилей скорости в поперечных сечениях струи.

Решение первой части задачи в этом случае заключается в задании или нахождении поперечного профиля скорости струи. Это можно сделать как в представлении о струе конечного размера, так и для асимптотического пограничного слоя.

После того, как решена первая часть задачи, используется интегральное соотношение для потока импульса в виде (2-14). При известном поперечном профиле скорости это соотношение позволяет найти закон изменения скорости вдоль оси струи и, таким образом, получить необходимую зависимость $U(x, y)$ во всем поле течения.

Для решения первой части задачи использовались самые разнообразные схемы. В простейшем случае непосредственно задается профиль скорости в поперечных сечениях (либо по формуле Г. Шлихтинга, либо в виде полинома третьей степени, основываясь на ожидаемой «гладкости» решения).

В этом случае для решения задачи используются три уравнения: выражение для профиля скорости, условие (2-14) и дополнительное условие на оси симметрии.

В более сложных случаях постулируются какие-либо иные положения, позволяющие получить профиль скорости.

Так, например, сравнительно недавно А. С. Гиневским [33] был предложен интегральный метод расчета, основанный на аппроксимации поперечного профиля касательного напряжения τ, а не скорости. Поперечный профиль τ задается полиномом, коэффициенты которого определяются из граничных условий задачи. Выражение для τ затем сопоставляется с полуэмпирической формулой Прандтля (2-5) для этой величины. В результате получают выражение для поперечного градиента скорости. После его интегрирования получают искомый поперечный профиль скорости. Изменение осевой скорости по длине струи получают из записи условия сохранения суммарного импульса, так как эта величина зависит от x.

Закон сохранения импульса используется и для нахождения осевой скорости U_m с полутолщиной струи $\delta(x)$. Подставляя скорость на оси струи и толщину струи в данном сечении в выражение для поперечного градиента скорости, определяют распределение продольной составляющей скорости.

Существуют и другие модификации интегрального расчета для струй конечной толщины.

Например, производят деление поля течения на участки, каждый из которых характеризуется определенной закономерностью изменения параметров. Г. Н. Абрамович [1] постулирует законы утолщения струи в пределах участков, основываясь на эмпирических закономерностях. Эти закономерности получены из соотношения Прандтля и в сочетании с условием сохранения импульса (2-14) и выражением для профиля скорости (распределение скорости на срезе сопла задается) позволяют определить параметры течения на участках струи.

В других модификациях интегрального метода, кроме общего для всех расчетных схем соотношения (2-14), использования выражения для профиля скорости и одной из полуэмпирических формул для турбулентного трения применяют одно из дополнительных соотношений:

условие на оси симметрии;

интегральное соотношение для количества движения;

интегральное соотношение для энергии;

интегральное соотношение для момента количества движения.

Кроме методов непосредственного интегрирования дифференциальных уравнений пограничного слоя (2-12) и приближенных интегральных методов, для расчета турбулентных струйных течений используется и индуктивная теория турбулентности Рейхардта. Теория Рейхардта была развита в дальнейшем в работах Л. А. Вулиса и его сотрудников. Для решения целого ряда неавтомодельных задач ими широко использовался метод эквивалентной задачи теории теплопроводности, где вместо решения уравнения движения решается уравнение типа теплопроводности. Подробно метод будет рассмотрен в гл. 3.

2-3. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА СВОБОДНОЙ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ. ОСЕСИММЕТРИЧНАЯ ЗАКРУЧЕННАЯ СТРУЯ-ИСТОЧНИК

Движение закрученной струи является сложной комбинацией двух движений — свободной турбулентной струи и вращательного движения.

В основе теоретических расчетов незакрученной свободной турбулентной струи лежит допущение о приблизительном постоянстве давления в струе и в окружающей среде, т. е. теория для незакрученных струй исходит из обычных уравнений пограничного слоя, в которых поперечный и продольный градиенты давления равны нулю.

В теории закрученных струй нельзя исходить из обычных уравнений пограничного слоя, по крайней мере, из-за двух усложняющих картину обстоятельств.

Если в незакрученных струях имеются две составляющие скорости — осевая и радиальная, то в закрученной струе появляется дополнительно к этим составляющим еще и тангенциальная (вращательная) составляющая скорости (скорость закручивания, как ее иногда называют в литературе). Наличие скорости закручивания приводит к появлению радиального градиента давления и возникающего, как следствие этого, осевого градиента в закрученной струе, т. е. давление меняется как поперек, так и вдоль струи.

Вторая особенность теоретического расчета закрученной струи состоит в том, что закрученная струя описывается двумя характерными величинами. потоком количества движения через поперечное сечение K и потоком момента количества движения M

Первая величина K для закрученной струи записывается в виде

$$2\pi \int_0^\infty r(P+\rho U_x^2)\,dr = \mathrm{const} = K. \qquad (2\text{-}15)$$

Формула (2-15) является обобщением условия (2-14) на случай закрученной струи. Здесь под P понимается давление в точке струи, отсчитанное от давления вне струи. При $x \to \infty$ $P \to 0$ и константа в (2-15) совпадает с константой незакрученной струи

Вторая величина M представляет собой поток момента количества движения сквозь сечение закрученной струи

$$2\pi \int_0^\infty r^2 U_x U_\varphi\,dr = \mathrm{const} = M \qquad (2\text{-}16)$$

и служит характеристикой закрученности струи.

Наличие двух характерных для закрученной струи величин — K и M — не позволяет свести уравнения (2-12) к одному обыкновенному уравнению и делает задачу неавтомодельной.

В гидродинамике струйных течений наибольшее распространение получили два метода расчета закрученных струй — метод пограничного асимптотического слоя, когда решение ищется в виде асимптотического разложения скоростей и давлений в ряд по отрицательным степеням расстояния струи от выходного сопла, и интегральный метод расчета.

В теории расчета закрученных струй приходится учитывать различие между «слабой» и «сильной» круткой струи. Метод пограничного асимптотического слоя [58, 59] обычно используется для расчета слабо закрученных струй.

Первая теоретическая работа по расчету аэродинамики свободной струи была выполнена Л Г Лойцянским [58] Рассмотрим ее в той постановке, в которой она дана автором

Пусть ламинарная закрученная осесимметричная струя вытекает в пространство, заполненное той же, но покоящейся жидкостью Движение такой струи описывается системой уравнений (2-12). Область струи рассматривается при этом как пограничный слой, поперечный размер которого мал (что допустимо при больших Re)

Далее, радиальная скорость полагается малой по сравнению с продольной U_x и тангенциальной U_φ. Кроме того, согласно условию задачи давление во внешнем потоке повсюду одинаково В самой струе все же имеется радиальный перепад давлений, уравновешивающий центробежные силы, возникающие из за закрутки струи. Радиальный перепад давлений связан с тангенциальной скоростью вторым равенством системы уравнений (2-12) Так как с удалением от источника скорости потока убывают и давление меняется вдоль струи, градиентом давления $\partial P/\partial x$ в первом уравнении системы (2-12) пренебречь нельзя

Таким образом, для решения задачи Л Г Лойцянский использовал обобщенные уравнения пограничного слоя, содержащие $\partial P/\partial x$ и $\partial P/\partial r$ (x — осевая, r — радиальная координаты)

Впервые в теории струй Л Г Лойцянский предложил решение в виде асимптотического ряда по обратным степеням расстояния сечения струи от источника струи

Из последнего уравнения системы (2-12) следует, что скорости U_x и U_r можно выразить через одну функцию $\psi(x, r)$, полагая

$$U_x=\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r},\quad U_r=-\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial x}. \tag{2-17}$$

Вводится функция тока ψ в виде разложения

$$\psi=\nu\left(ax+a_0+\frac{a_1}{x}+\frac{a_2}{x^2}+\ldots\right), \tag{2-18}$$

где a, a_0, a_1 — неизвестные функции новой переменной

$$\eta=\frac{r}{x\sqrt{\nu}}. \tag{2-19}$$

Дифференцируя ψ из (2-18) по r и x подставляя в (2-17), получают компоненты скорости

$$\left.\begin{aligned} U_x&=\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial x}=\frac{a'}{\eta}\frac{1}{x}+\frac{a'_0}{\eta}\frac{1}{x^2}+\frac{a'_1}{\eta}\frac{1}{x^3}+\ldots;\\ U_r&=-\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}=\frac{\sqrt{\nu}}{x}\left[a'-\frac{a}{\eta}+a'_0\frac{1}{x}+\right.\\ &\left.+\left(a'_1+\frac{a_1}{\eta}\right)\frac{1}{x^2}+\ldots\right]\end{aligned}\right\} \tag{2-20}$$

(штрих означает производную по η)

Для тангенциальной составляющей скорости и давления записывается два ряда разложения

$$U_\varphi=\frac{b_1}{x}+\frac{b_2}{x^2}+\ldots; \tag{2-21}$$

$$\frac{P}{\rho}=\frac{c_1}{x}+\frac{c_2}{x^2}+\ldots, \tag{2-22}$$

где b_1, b_2, ...; c_1, c_2 — неизвестные функции переменной η

Разложения (2-20), (2-21) и (2-22) подставляются в систему уравнений (2-12) Приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях x, получают систему обыкновенных дифференциальных уравнений для определения искомых коэффициентов a, a_0, a_1, b_1, b_2, c_1, c_2

Так как на оси струи $\eta=0$, $U_r=0$, а $U_x(x, 0)$ должна иметь конечное значение, получается, что

$$a=a_0=a_1=\ldots=0 \text{ при } \eta=0,$$
$$a'=a'_0=a'_1=\ldots=0 \text{ при } \eta=0$$

(штрих означает дифференцирование по η)

При удалении от оси струи U_x и U_r стремятся к нулю, тогда $a(\infty)$, $a_0(\infty)$ и $a_1(\infty)$ ограничены Для U_φ получаются очевидные граничные условия $b_1(0)=b_2(0)=\ldots=0$, $b_1(\infty)=b_2(\infty)=\ldots=0$

Приведем для справки окончательные результаты теоретических расчетов [58, 59] закрученной струи

$$\left.\begin{aligned}
U_x &= \frac{2\alpha^2}{\left(1+\frac{1}{4}\alpha^2\eta^2\right)^2}\frac{1}{x}-\frac{\beta\alpha^2}{2}\frac{\left(1-\frac{3}{4}\alpha^2\eta^2\right)}{\left(1+\frac{1}{4}\alpha^2\eta^2\right)^3}\frac{1}{x^2};\\
U_r &= \sqrt{\nu}\left[\frac{\alpha^2\eta\left(1-\frac{1}{4}\alpha^2\eta^2\right)}{\left(1+\frac{1}{4}\alpha^2\eta^2\right)^2}\frac{1}{x}-\right.\\
&\qquad\left.-\frac{\beta\alpha^2}{2}\frac{\eta\left(1-\frac{3}{4}\alpha^2\eta^2\right)}{\left(1+\frac{1}{4}\alpha^2\eta^2\right)^3}\frac{1}{x^2}\right],\\
U_\varphi &= \gamma\frac{\alpha\eta}{\left(1+\frac{1}{4}\alpha^2\eta^2\right)^2}\frac{1}{x^2},\\
P &= -\frac{2}{3}\gamma^2\frac{1}{\left(1+\frac{1}{4}\alpha^2\eta^2\right)^3}\frac{1}{x^4},\\
U_{xm} &= \frac{2\alpha^2}{x}-\frac{\beta\alpha^2}{2}\frac{1}{x^2};\quad Q=2\pi\mu\,(4x+\beta)
\end{aligned}\right\}\tag{2-23}$$

Постоянные величины α и γ выражаются через характерные для данной закрученной струи величины импульс (2 15), момент импульса (2 16) и физические константы ρ и μ

$$\alpha=\left(\frac{3K}{16\pi\mu}\right)^{1/2},\quad \gamma=\frac{3\alpha M}{16\pi\mu\nu^{1/2}}.\tag{2-24}$$

Постоянная β не связана с закрученностью струи, а дает поправку на конечность начального расхода струи Полагая в последней формуле уравнений (2-23) $x=0$, в принятом приближении получают.

$$\beta=Q_0/2\pi\mu, \qquad (2\text{-}25)$$

где Q_0 — расход в начальном сечении

Как видно из первых четырех уравнений системы (2-23), ряд для продольной и радиальной скоростей начинается с члена, порядок величины которого $1/x$.

Ряд для тангенциальной составляющей скорости начинается с члена порядка $1/x^2$, а для давлений — с $1/x^4$ Это означает, что по сравнению с осевой и радиальной компонентами скорости, убывающими обратно пропорционально первой степени расстояния от источника струи, компонента тангенциальной скорости убывает быстрее, а поле давлений затухает еще быстрее — пропорционально $1/x^4$ Если x достаточно велико, вторым членом в правой части первых двух уравнений (2-27) можно пренебречь и эти уравнения сведутся к классическому решению при отсутствии закручивания, полученному Г. Шлихтингом еще в 1933 г.

Л Г. Лойцянским были найдены первые два члена разложений для проекций скоростей и давлений [формулы для определения $a(\eta)$, $a_0(\eta)$, $b_2(\eta)$, $c_2(\eta)$]. Существенным ограничением полученного в [58] решения является предположение о том, что продольная составляющая скорости $U_x>0$. Это означает, что начальная закрутка настолько мала, что в центре струи не образуется обратных токов и «провалов» осевой составляющей скорости по направлению к оси струи.

Таким образом, полученное в [58] решение справедливо в области, далекой от среза сопла.

Решение Л. Г Лойцянским было получено для ламинарной слабо закрученной струи, а затем обобщено на случай осесимметричной турбулентной слабо закрученной струи. Справедливость такого обобщения основана, по мнению автора, на постоянстве коэффициента кинематической вязкости ν для турбулентной закрученной струи. Л Г. Лойцянский указал, что при замене кинематической вязкости в ламинарной струе постоянной кинематической вязкости в турбулентной струе решения для ламинарной струи применимы для турбулентной закрученной струи

Тогда, обобщая на турбулентную закрученную струю формулы (2-23)—(2-25), полученные для ламинарной закрученной струи путем замены кинематического коэффициента молекулярной вязкости ν на кинематический коэффициент турбулентной вязкости $\varepsilon_т=\sigma\sqrt{K/\rho}$ [где σ представляет некоторую эмпирическую постоянную, зависящую от турбулентной структуры потока, а K определяется по (2-15)], получают аналогичную математическую задачу и конечные формулы для функции ψ, U_x, U_r, $U_{макс}$ на оси [59].

После работы Л. Г. Лойцянского в 1954 г. Г. Гертлер [125] рассмотрел закрученную круглую ламинарную струю, а решение обобщил на случай турбулентной струи. Анализ Г. Гертлера, как и анализ Л. Г. Лойцянского, основывается на упрощенной форме уравнений движения, полученных с помощью обычных в теории пограничного слоя упрощений. Но если Л. Г. Лойцянский сохраняет член с радиальным градиентом давления, то Г. Гертлер предполагает, что в струе поле давлений всюду постоянно. Это означает, что здесь опять-таки рассмотрен случай очень слабой закрутки, поэтому полученные решения для поля осевой скорости оказались идентичными решениям для незакрученной струи.

В [57] высказывается мнение о том, что степень справедливости такого решения для турбулентной закрученной струи вызывает сомнение. На это указывают и авторы [104].

В 1955 г. М. С. Цуккером [103] было найдено первое приближение асимптотического разложения скоростей и давления в ряд по отрицательным степеням для решения точных уравнений Навье — Стокса. Были получены выражения для составляющих скорости и давления при разных числах Re, вводом новой переменной эти выражения были преобразованы в систему уравнений пограничного слоя. Полученное решение совпадало с решением уравнений пограничного слоя.

Дальнейшее развитие шло в направлении приближения к зоне провалов осевых скоростей. Так как в этой зоне на распределение скорости определяющее влияние оказывает тангенциальная составляющая скорости, а первые два члена разложения (2-20) и (2-21) не дают возможности исследовать влияние этой составляющей на осевую скорость и тем самым определить область, где возникает обратный ток, в дальнейших работах находили более высокие приближения [39, 98].

В частности, основываясь на выводах работы [39], В. С. Дубов решил задачу о свободной слабо закрученной струе в трех приближениях. Третье приближение было представлено в виде ряда (в отличие от первого и второго приближений, которые выражались в элементарных функциях). Сравнение решения по третьему приближению с экспериментом показало удовлетворительное совпадение на расстоянии 6—10 калибров от завихрителя.

В работе С. В. Фальковича в 1967 г. был найден третий и четвертый члены асимптотического разложения [98]. Уравнения, определяющие эти члены в разложении скоростей, были проинтегрированы в гипергеометрических функциях. В результате в выражении для скорости U были получены и отрицательные члены. Это дало возможность определить область, где на оси изменяется направление тока, т. е. где $U=0$ (заметим, что формально можно получить и $U<0$, но с самого начала принято, как и у Л. Г. Лойцянского, что $U>0$, т. е. область потока далека от среза сопла и здесь продольная составляющая скорости U всюду больше нуля).

Решение С. В. Фальковича дало возможность определить координаты точки x_0, в которой заканчивается возникающий в струе из-за крутки обратный ток. В этой точке $U(x_0)=0$. Для определения координат точки x_0 из уравнения для распределения продольной скорости на оси получают уравнение третьей степени для x_0. Решение этого уравнения дает значение для величины x_0.

В 1969 г. было вычислено четвертое приближение для тангенциальной скорости, выраженное весьма громоздкой формулой [48].

Сравнение эксперимента с теорией по методу асимптотического разложения было проведено В. Г. Роузом при больших ($x/d \geqslant 15$) расстояниях от сопла (крутка слабая, так как осевая скорость почти не изменяется [79]). Как показывает это сравнение, для осевой скорости наблюдается хорошее согласие в центре, плохое — на краю струи. Для радиальной и тангенциальной составляющих скорости согласие не получено. Автор относит это за счет погрешностей измерения термоанемометром.

В [48] сравниваются результаты исследования закрученной струи, сформированной вихревой горелкой с тангенциально-лопаточным завихрителем, а также опытные данные Д. Н. Ляховского [60] с результатами теоретического решения. График изменения тангенциальной скорости в закрученной струе (для параметра крутки $\Theta=2{,}07$) показал, что на расстоянии десяти калибров от устья второе и третье приближения дают удовлетворительное совпадение с экспериментом, а при двух — четырех калибрах — плохое совпадение, особенно вблизи оси. При этом интересный факт: второе приближение лучше описало опыт, чем третье. В этой же работе есть сравнение данных, полученных авторами для U_φ, с формулами для четвертого приближения. В приосевой области согласие хорошее, а далее плохое.

Подводя итог рассмотрению метода асимптотического разложения, отметим следующее. При рассмотрении приближений типа (2-20) — (2-22) следует помнить, что более высокие приближения действительно дают возможность в какой-то степени учесть в решении величину расстояния от устья, но не меньше, чем $x \sim (8 \div 10)\,d$. Нарушение этого условия означает, что струя-источник формально уже не существует. И хотя полученные в [39, 48, 58, 98] решения формально справедливы, возникает вопрос о практической перспективности решений для струй-источников путем построения второго, третьего, четвертого и т. д. приближений. Если учесть, что зона обратных токов расположена обычно в области до двух диаметров устья, становится ясным, что приближение к этой зоне в такой постановке задачи, когда не учтен реальный начальный профиль параметров истечения, вряд ли является оправданным. Кроме того, с ростом интенсивности закрутки необходимо в рядах-решениях учитывать члены все более высокого порядка.

Это приводит к тому, что решения, особенно с третьего приближения, становятся все более сложными и громоздкими. К тому же они включают в себя дополнительные постоянные, которые необходимо определять из опыта. В связи с этим для закрученных струй основной задачей по-прежнему является построение решения вблизи источника, в области развитого приосевого возвратного течения газа.

В 1956 г. Б. П. Устименко [91] был предложен более простой способ разложения скоростей и давлений в ряды. Этот способ, обычно применяемый при расчете прямоточных струй, основан на предположении автомодельности движения, т. е. на универсальности профилей скорости и давления в слабо закрученной струе. Выражения для составляющих скорости и давления были представлены степенными комплексами, показатели степени которых определялись из условия автомодельности типа (2-13).

В результате было получено, что для ламинарной слабо закрученной струи $U_x \sim 1/x$, $U_\varphi \sim 1/x^2$, а давление $P \sim 1/x^4$, т. е. результат тот же, что и при разложении в ряд при подходе, развитом Л. Г. Лойцянским [58].

Вопрос о правомерности предположения автомодельности течения для закрученной струи подробно исследовался С. Ю. Крашенинниковым [52]. Анализируя течение в свободной затопленной закрученной струе, автор пришел к выводу о том, что предположение об автомодельности течения несправедливо вблизи сопла и при высоких интенсивностях закрутки. Оказалось, что условия автомодельности накладывают ограничения на течение закрученной струи. Эти ограничения связаны с соотношением между продольной и поперечной составляющими скорости. В области асимптотических закономерностей, т. е. на больших удалениях от объекта, формирующего течение, тангенциальная составляющая скорости уменьшается интенсивнее, чем две другие — радиальная и осевая, течение стремится к вырождению в незакрученное. В этом случае можно использовать предположение об автомодельности профилей скорости и получить законы затухания ее максимальных значений. Такие результаты были получены в [104, 101, 81, 91, 92].

На допущении о подобии профилей скорости и давления в поперечных сечениях струи основана работа [104], в которой решение задачи о сильно закрученной струе проводится с помощью интегральных методов.

В связи со сказанным выше сделаем одно замечание. Из работы С. Ю. Крашенинникова [52] следует, что при сильной крутке течение, строго говоря, является неавтомодельным. Это проявляется в том, что полученный интегральными методами в предположении автомодельности закон затухания тангенциальной скорости $U_\varphi \sim$ $\sim 1/x^2$ на практике не подтверждается. С другой стороны, подобие профилей параметров в поперечных сечениях струи с учетом криволинейности границ закрученной струи действительно имеет место и на достаточном удалении от устья практически выполняется и в сильно закрученной струе.

Таким образом, автомодельность (подобие) в сильно закрученной струе носит ограниченный характер и не все следующие из нее выводы подтверждаются на опыте. Поэтому к результатам теоретических работ, в которых используются условия автомодельности сильно закрученной струи, необходимо подходить с некоторой осторожностью.

Интегральные методы анализа [30, 43, 101, 104] в общем позволяют получить результаты, аналогичные результатам по методу асимптотического разложения. Правда, при допущении подобия профилей скорости и давления постоянные автомодельности находятся экспериментально.

2-4. ИНТЕГРАЛЬНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ (СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТА И ОПЫТА)

Интегральные методы решения задачи о закрученной струе получили наибольшее распространение в ряде работ иностранных авторов [79, 88, 101, 104], а также в работах отечественных авторов [30, 33, 43]. В 1960 г. Стейджер и Блюм применили к решению задачи о ламинарной осесимметричной закрученной струе интегральный метод Кармана [88]. Суть его состоит в следующем: задавая вид функции для распределения скоростей в виде полиномов, получают решения в замкнутом виде для ламинарных сжимаемых и несжимаемых струй. Эти решения описывают затухание струй в пространстве и их расширение. Полученные решения зависят от следующего предположения: радиальный градиент скорости закручивания вдоль оси закрученной струи нигде не обращается в нуль. Обоснование этого предположения авторы [88] не приводят. На это указывает Ли Шао Лин [57]. При этом полученные для ламинарного случая решения авторы не распространяют на турбулентные струи, так как из-за функционального вида их решения кинематическую вязкость нельзя было принять постоянной.

Авторы [88] проводят различие между средней и сильной круткой струи. В случае слабой и средней крутки они пренебрегают влиянием тангенциальной скорости на осевое течение. В случае сильной крутки большие радиальные и осевые градиенты давления не позволяют пренебречь влиянием U_φ на осевое течение. Решения интегральных уравнений содержат соотношения, зависящие от радиальной координаты r.

В 1965 г. задача о распространении закрученных струй (в автомодельной области) была решена интегральным методом [43]. Для расчета аэродинамических характеристик зоны слабой закрутки метод оказался весьма полезным и дал результаты, мало отличающиеся от результатов расчета асимптотическим методом. Но расчетные формулы при этом значительно проще.

В 1965 г. Ли Шао Лином было получено в замкнутом виде решение для осесимметричной турбулентной закрученной струи с использованием подобных профилей скоростей типа гауссовских распределений [57]. Основное упрощающее допущение касалось радиальной скорости на границах струи. Ход теоретического анализа следующий. Записываются основные уравнения для осесимметричной турбулентной закрученной струи: уравнение неразрывности, уравнение импульса для пограничного слоя в осевом направлении x, уравнение импульса для пограничного слоя в радиальном направлении r и уравнение импульса для пограничного слоя в тангенциальном направлении.

Предполагалось, что профили осевой и тангенциальной скоростей подобны и задаются в виде

$$U_x(x,\ r)=U(x)\exp(-r^2/b^2);\qquad(2\text{-}26)$$

$$U_\varphi(x,\ r)=U_\varphi(x)\,f(r/b).\qquad(2\text{-}27)$$

Здесь $b(x)$ — значение r, при котором величина осевой скорости равна величине максимума скорости $U_x(x)$ вдоль оси, умноженной на $1/e$; $f(r/b)$ — профиль скоростей закручивания $U_\varphi(x,\ r)$. Вид функциональной зависимости $f(r/b)$ необходимо определять из эксперимента.

Подставляя выражения (2-26) и (2-27) в основные уравнения движения и интегрируя их по r от 0 до ∞, получают уравнение

$$\frac{1}{2}\,\frac{d}{dx}\,(U_xb^2)=-bU_r(x,\ b).\qquad(2\text{-}28)$$

Здесь автор отождествляет $U_r(x, b)$ со скоростью подсоса на расстоянии, равном характеристическому радиусу струи. Решение уравнения (2-28) было получено Ли Шао Лином при введении дополнительной информации относительно этой скорости подсоса

$$U_r(x, b) = -\alpha U_x(x), \tag{2-29}$$

где α — коэффициент подсоса, его значение зависит от формы принятого профиля осевых скоростей.

Уравнение (2-28) утверждает, что увеличение потока массы в осевом направлении компенсируется подсосом массы из окружающей среды в радиальном направлении, т. е. скорость закручивания не входит в картину общих соображений о неразрывности [57].

С учетом предположения (2-29) автор получает распределение скоростей U_x и U_φ по оси x. Результаты теоретического решения представлены графически. Данные расчета Ли Шао Лин сопоставил с экспериментом Роуза. Измерения, проведенные Роузом, показали, что начиная от расстояния в 3,06 калибра от выходного среза трубы, преобладают почти подобные профили осевых скоростей в форме кривой Гаусса и почти подобные профили скоростей закручивания. По результатам Роуза были вычислены значение коэффициента подсоса $\alpha=0{,}08$ и значение постоянной скорости закручивания $k=0{,}208$. Следует отметить, что преобладание подобных профилей скорости в работе Роуза связано с не совсем удачным выбором способа закручивания струи, обеспечивающим весьма слабую крутку.

Сравнение эксперимента с расчетом по Л. Г. Лойцянскому показало хорошее согласие для аксиальной компоненты скорости и лишь качественное — для тангенциальной и радиальной составляющих. Анализируя результаты измерений Роуза, Ли Шао Лин предложил для лучшего согласования данных теории и опыта ввести понятие «полюса» струи, смещенного от среза сопла вверх по потоку на 3,06 калибра сопла.

Как указано в [52], такой подход не представляется удовлетворительным, так как приходится вводить тогда понятие о двух «полюсах» струи — для тангенциальной составляющей скорости и для осевой. Результаты дальнейших измерений осевой составляющей скорости в закрученных струях [79, 101] показали, что «полюс» для осевой скорости должен быть расположен значительно ниже по потоку, чем «полюс» для тангенциальной составляющей скорости. Этот результат свидетельствует о том, что падение максимального значения вращательной составляющей скорости происходит несколько иначе, чем дает теория асимптотического разложения. Если теория давала уменьшение максимального значения пропорционально расстоянию в степени —2, то в большинстве экспериментальных работ (за исключением опытных данных Д. Н. Ляховского [60]) наблюдается более медленное падение: $U_\varphi \sim x^{-1,4}$.

В [104] авторы, используя предположение об автомодельности профилей скорости, получили законы затухания различных компонент скорости для затопленной закрученной струи. При этом использовалось предположение о характере нарастания ширины затопленной закрученной струи пропорционально первой степени продольной координаты x.

На использовании интегральной формы уравнений движения основана и работа Б. Мортона, в которой анализируется течение турбулентной затопленной закрученной струи [132]. Автором проведен подробный анализ членов уравнения движения по порядку их величины. Анализ позволил Б. Мортону определить предельные режимы течения, в которых профили скорости и давления сохраняют постоянную форму, изменяясь только по величине с увеличением аксиального расстояния x.

Большой цикл работ по аэродинамике закрученных струй, формируемых газогорелочными устройствами, выполнен в Саратовском институте ГипроНИИГаз. Результаты экспериментальных исследований вихревой газовой горелки обработаны на основе интегрального метода. Так, в [45—47] проведен расчет протяженности зоны обратных токов и длины зоны «провалов» осевой скорости (зоны умеренной закрутки). Найдены также значения критерия интенсивности закрутки, соответствующие переходу от слабо закрученных струй к умеренно и сильно закрученным.

Наиболее четко и ясно интегральный метод изложен Хигиром и Червинским [101], которые использовали метод Ли Шао Лина, не делая каких-либо предположений о виде радиального распределения. Метод авторы распространяют на три типа течений: свободную струю, вытекающую в покоящуюся среду; свободную струю, вытекающую в поток одного со струей направления; и на свободный след за вращающимся телом.

Записываются уравнения неразрывности, количества движения, энергии и состояния в цилиндрической системе координат x, r, φ. Проводя ряд преобразований, интегрируя эти уравнения по радиальной координате r от 0 до ∞ при начальных и граничных условиях и допуская на основании экспериментальных данных по измерению турбулентных скоростей, что $\langle U'^2_x\rangle$, $\langle U'^2_r\rangle$ и $\langle U'^2_\varphi\rangle$ одного порядка, а $\langle U_r\rho' U'_r\rangle$ того же порядка, что и $U_x\langle\rho' U'_x\rangle$ (данные измерения корреляции скорости Корсина и Уберoя), авторы получают законы сохранения аксиальных составляющих количества движения и момента количества движения в виде

$$\frac{d}{dx}\int_0^\infty r\left[\left(U^2_x-\frac{1}{2}U^2_\varphi\right)\right]dr=0;$$

$$\frac{d}{dx}\int_0^\infty r^2 U_x U_\varphi dr=0. \tag{2-30}$$

Далее, как обычно в интегральном методе, высказывается предположение о подобии на достаточно больших расстояниях (при небольшом радиусе сопла, равном 5 см, можно ожидать подобия уже на сравнительно небольших расстояниях от сопла) профилей скорости. Это приводит к возможности разделения переменных

$$U_x=U_{xm}(x)\,U_x(\xi);$$

$$U_\varphi=U_{\varphi m}(x)\,U_\varphi(\xi),$$

где $\xi=r/(x+a)$, а U_{xm}, $U_{\varphi m}$ — максимальные значения скорости на оси. Подстановка этих значений в выражение закона сохранения и интегрирование дает зависимость величин U_{xm}, $U_{\varphi m}$, P_m на оси от x:

$$\frac{U_{xm}}{U_{xm0}}=k_1\,\frac{d}{x+a}f_1^{1/2};\quad \frac{U_{\varphi m}}{U_{\varphi m0}}=k_2\left[\frac{d}{x+a}\right]^2 f_2^{-1/2};$$

$$\frac{P_\infty-P_m}{\rho U^2_{\varphi m0}}=k_3\left[\frac{d}{x+a}\right]^4 f_2^{-1}.$$

Константы $k_1, \ldots, k_3$; f_1, f_2 являются эмпирическими постоянными. Значения этих постоянных затухания

$k_1, \ldots, k_3$ для различных степеней крутки приведены в [101], k_1 является функцией крутки, k_2 не зависит от степени крутки.

Профили аксиальной скорости хорошо описываются гауссовскими кривыми

$$U_x / U_{xm} = \exp(-k_U \xi^2),$$

где k_U — постоянная, которая дает возможность сопоставить теоретические данные по падению вдоль оси скорости с экспериментом.

Полученные зависимости скоростей и давлений от x включают в себя радиальные распределения этих величин в виде определенных интегралов-констант, которые должны быть определены из опыта.

Данные расчета авторы сравнили с экспериментом. Параметр крутки составлял величину от 0,066 до 0,64. Подобие осевых скоростей наблюдалось с четвертого калибра для малой и умеренной крутки и с десятого калибра — для сильно закрученной струи. Сравнение за пределами этих сечений показало хорошее согласие теории и опыта.

Таким образом, допущение о подобии профилей скорости и давления и запись безразмерной поперечной координаты в виде $\xi = r/(x+a)$ оправданы только на некотором удалении от сопла, причем для сильно закрученной струи это расстояние значительно больше, чем для слабо закрученной струи, т. е. протяженность неавтомодельного участка при сильной крутке довольно велика.

Итак, основная схема расчета в рамках интегральных методов состоит в том, что уравнения движения Рейнольдса и уравнение неразрывности интегрируются при соответствующих граничных условиях при использовании обычных аппроксимаций пограничного слоя. Затем находятся явные решения, основанные на допущении о подобии и различного рода упрощениях, вытекающих из эксперимента.

При этом следует помнить, что полученные решения справедливы только в области потока, где сохраняет силу предположение о подобии, т. е. эти решения имеют асимптотический характер и верны только на больших расстояниях вниз по потоку.

Существует другая возможность получения подобия профилей скорости и давления в закрученной струе, когда поле течения струи разбивается на две области. Такой подход приведен в § 1-10, обобщающем экспериментальные данные по полям составляющих скорости и давления в затопленной закрученной струе.

В заключение остановимся на интегральном методе расчета неавтомодельного течения в закрученной струе [90а]. Для описания течения был использован численный метод интегрирования уравнений движения для осесимметричного несжимаемого турбулентного течения в приближении пограничного слоя по типу (2-12), с учетом соотношения (2-5). Для замыкания системы уравнений, как это обычно делается (§ 2-1), корреляционные члены в правой части уравнений выражались через турбулентную вязкость ε [102]

$$\overline{U'_x U'_r} = -\varepsilon \frac{\partial U_x}{\partial r}; \quad \overline{U'_r U'_\varphi} = -\varepsilon \left(\frac{\partial U_\varphi}{\partial r} - \frac{U_\varphi}{r} \right).$$

Величина ε определялась по соотношению Прандтля

$$\varepsilon = Bl^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|, \tag{2-31}$$

где постоянная B принята для закрученной струи равной 0,017, а $U = \sqrt{U^2_x + U^2_\varphi}$. Полная вязкость представлялась в виде суммы молекулярной вязкости ν и турбулентной вязкости ε по (2-31).

Для решения системы уравнений движения использовалась четырехточечная разностная схема. Точность расчета контролировалась по выполнению (с точностью до 5%) условий сохранения, записанных по типу (2-30) из работы [101]. Заметим, что запись условий сохранения в [101] [формула (2-30)] и у авторов [90а] отличается пределами интегрирования. В [90а] интегрирование ведется по поперечной координате от оси струи до ее границы $r = b(x)$. В результате численного расчета были получены данные по затуханию максимальных значений продольной и вращательной составляющих скорости. Сравнение расчетных данных с опытами авторов выявило более медленное затухание вращательной составляющей скорости, чем по теории для слабой закрутки, где $U_{\varphi m} \sim x^{-2}$.

Интересно отметить, что и в [90а] расчет велся за зоной обратных токов, ибо профиль U_x, взятый для расчета в качестве исходного сечения, не имел ни провала, ни обратного тока на оси.

Таким образом, из анализа всех работ можно сделать вывод о том, что и интегральные методы не привели пока к описанию поля течения в области сильной крутки из-за трудности задания универсального профиля в зоне провалов аксиальной скорости на оси и в зоне обратных токов. Значит, начальный участок струи, на котором профили скорости не автомодельны, пока не удалось удовлетворительно рассчитать с помощью интегральных методов.

Некоторые обнадеживающие попытки расчета сильно закрученной струи в начальной области у среза сопла были предприняты на основе другого приближенного метода, о чем подробнее см. в гл 3.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

РАСЧЕТ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ ПО МЕТОДУ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

3-1. ФИЗИЧЕСКИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Физической основой метода является аналогия процессов струйного переноса и нестационарной теплопроводности. Различными исследователями было замечено, что экспериментальные профили скорости, скоростного напора и других величин в поперечных сечениях струй внешне схожи с решениями нестационарного уравнения теплопроводности. Например, экспериментальные профили скорости или импульса весьма хорошо описываются функцией ошибок или интегралом ошибок Гаусса, которые являются в то же время частными решениями уравнения теплопроводности.

Аналогия процессов струйного переноса и нестационарной теплопроводности не ограничивается только внешним сходством интегральных кривых, а лежит в основе этих двух процессов.

Действительно, и процесс нестационарной теплопроводности и турбулентный перенос в свободной струе можно рассматривать как процессы «растекания», диффузии начального импульса, идущие в направлении выравнивания начальных неравномерностей поля. При этом процесс выравнивания поля определяется каким-либо внутренним механизмом — вязкостью, теплопроводностью и пр. Установление универсального профиля скорости для различных поперечных сечений струй вдали от насадка как неоднократно наблюдаемый экспериментальный факт по физической сути аналогично явлению «регулярного» режима охлаждения, наступающему «вдали» от начальных условий во времени.

Общим для рассматриваемых процессов является и сохраняемость переносимой субстанции — сохранение суммарного количества тепла при нестационарной теплопроводности в безграничном твердом теле и сохранение суммарного импульса, например в свободной струе.

Однако между процессами турбулентного струйного переноса и нестационарной теплопроводности имеются и различия. Заключаются они в следующем. В процессе теплопроводности перестройка температурных профилей происходит во времени и описывается линейными дифференциальными уравнениями теплопроводности, а при струйном течении перестройка скоростных полей происходит в пространстве по удалении от сопла. При этом рассеяние импульса, например, описывается нелинейными дифференциальными уравнениями турбулентного пограничного слоя.

Рассмотрим математические соображения, приводящие к уравнению метода эквивалентной задачи теории теплопроводности.

Общие физические закономерности двух рассматриваемых процессов описываются одним классом уравнений математической физики: дифференциальными уравнениями параболического типа (уравнения теплопроводности и уравнения Прандтля для пограничного слоя). Различие между этими уравнениями в том, что уравнения теплопроводности являются линейными, а уравнения струйного переноса — нелинейными.

В связи с тем что общие методы решения нелинейных уравнений отсутствуют, обычно используют одну из следующих возможностей:

1. Находят такие преобразования переменных, которые преобразуют нелинейные уравнения в линейные.

2. Находят, если это удается, для некоторых задач такие линейные уравнения, которые с известной сте-

пенью точности аппроксимируют точные нелинейные уравнения.

Первая возможность лежит в основе разработанного Л. А. Вулисом метода расчета, а вторая использовалась на первых этапах попыток сведения уравнений пограничного слоя к уравнениям типа теплопроводности.

Остановимся только на одном из способов сведения уравнений пограничного слоя к уравнению типа теплопроводности. Речь идет о феноменологической, или индуктивной» теории теплопроводности, предложенной Г. Рейхардтом в 1942 г.

Напомним, что для вывода основного уравнения в теории Рейхардта вводится произвольный «закон теплопроводности», своего рода «закон Фурье» для поперечного переноса импульса:

$$\overline{U_x U_r} = -\Lambda(x)\frac{\partial \overline{U}^2_x}{\partial r}. \tag{3-1}$$

Здесь $\Lambda(x)$ — коэффициент «теплопроводности», зависящий от продольной координаты x, $\Lambda(x)$ подбирается из соображений размерности и для некоторых автомодельных задач несжимаемой жидкости имеет вид $\Lambda(x)=cx$, где постоянная c определяется из опыта.

Запишем уравнение импульса, отбрасывая члены, связанные с давлением и вязкостью:

$$\frac{\partial}{\partial x}\overline{U}^2_x + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} r\,\overline{U_x U_r} = 0. \tag{3-2}$$

Если принять гипотезу Рейхардта, то уравнение (3-2) преобразуется в уравнение типа уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial x}\overline{U}^2_x = \Lambda(x)\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\overline{U}^2_x\right), \tag{3-3}$$

решение которого можно представить в виде кривой Гаусса.

Теория Рейхардта довольно подробно обсуждалась в ряде монографий в разделах по свободной турбулентности [102, 112, 23].

В этих работах констатируется, с одной стороны, успешность применения теории для ряда автомодельных задач, а с другой стороны, — физическая (а также математическая) ее необоснованность. Однако то обстоятельство, что замена нелинейных уравнений турбулентного пограничного слоя линейным однородным уравнением типа теплопроводности приводила в большинстве случаев к удовлетворительному согласию с опытом (причем для автомодельных задач путем подбора только одной эмпирической постоянной), привлекала внимание к методу.

Дальнейшие работы велись в направлении упрощения интегрирования уравнений типа теплопроводности и расширения круга приложений метода.

С 1960 г. среди расчетных методов теории турбулентных струй получил распространение метод, названный его автором — Л. А. Вулисом — методом эквивалентной задачи теории теплопроводности. Общим для этого метода и метода Рейхардта является то, что в обоих используется внешняя схожесть профилей скоростного напора в поперечных сечениях струй и решений уравнения нестационарной теплопроводности.

Отличие и существо метода эквивалентной задачи теплопроводности состоит в том, что линеаризация задачи достигается своеобразной заменой переменных в уравнениях пограничного слоя, причем связь между новыми и старыми независимыми переменными устанавливается из опыта. Таким образом, соотношения типа (3-1) в методе эквивалентной задачи теории теплопроводности не вводятся.

Постулируется, что в плоскости эффективных переменных

$$\xi=\xi(x,\ y),\quad \eta=\eta(x,\ y) \tag{3-4}$$

решения уравнений сохранения имеют вид решений канонического уравнения параболического типа при соответствующих граничных условиях:

$$\frac{\partial F}{\partial \xi}=\frac{1}{\eta^k}\frac{\partial}{\partial \eta}\left(\eta^k\frac{\partial F}{\partial \eta}\right). \tag{3-5}$$

В качестве функции $F(\xi,\ \eta)$ принимается плотность потока импульса, энергии или вещества.

Для автомодельного ламинарного течения струй-источников оказалось, что общие формулы замены переменных (3-4) имеют более частный вид:

$$\xi=\xi(x),\quad \eta=\eta(x,\ y). \tag{3-6}$$

Для автомодельных турбулентных несжимаемых струй формулы приближенного преобразования к эквивалентной задаче теории теплопроводности имеют более простой вид:

$$\xi = cx^2, \quad \eta = y. \tag{3-7}$$

Замена переменных (3-7) приводит к уравнению типа теплопроводности, и решение его содержит одну эмпирическую константу c.

Дальнейший шаг, который делается в методе эквивалентной задачи теории теплопроводности, состоит в том, что для некоторых классов неавтомодельных течений постулируется переход от ξ, η к x, y с помощью простого преобразования

$$\xi = \xi(x) \text{ и } \eta = y. \tag{3-8}$$

Если предположение $\eta = y$ соответствует задаче, то при совмещении координат x и ξ экспериментальные профили искомых величин в поперечных сечениях струи должны с определенной точностью совпасть с расчетными. Тогда, определяя зависимость $\xi = \xi(x)$ из опыта, можно перейти от решения, полученного в фиктивном пространстве ξ, η, к реальному физическому пространству x, y.

Обширный экспериментальный и расчетный материал по неавтомодельным течениям несжимаемой жидкости и сжимаемого газа в прямоточных струях и факелах показал, что преобразования типа (3-8), хотя и являются простейшими, имеют наибольшее практическое распространение.

Следует заметить, что в общем случае решения неавтомодельных задач теории несжимаемых турбулентных струй для перехода от уравнений

$$\left.\begin{aligned} &\rho U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + \rho U_r \frac{\partial U_x}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\tau_т); \\ &\frac{\partial}{\partial x} (\rho r U_x) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho r U_r) = 0 \end{aligned}\right\} \tag{3-9}$$

к эквивалентному уравнению вида

$$\frac{\partial}{\partial \xi} (\rho U^2_x) = \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial (\rho U^2_x)}{\partial \eta} \right) \tag{3 10}$$

необходимо отыскать формулу замены переменных в таком виде, чтобы было установлено взаимно однозначное соответствие фиктивных переменных ξ, η действительным координатам x, y. Такими преобразованиями являются либо общие формулы замены переменных (3-4), либо более частные формулы (3-6).

Хотя установление соотношений (3-4) или (3-6) требует накопления и обобщения большого экспериментального и расчетного материала, в общем случае (и особенно для закрученных течений) этот путь представляется более обоснованным, чем принятие допущения (3-8). Результаты расчета для некоторых опытов, представленных в § 3-4, подтверждают это.

Для тех течений, в которых выполняется соотношение (3-8), в [23] было предложено выражение для $\tau_т$ — турбулентного касательного напряжения трения:

$$\tau_т = \frac{\partial}{\partial r}(\rho U^2)\frac{d\xi}{dx} + \rho U_x U_r. \tag{3-11}$$

Производная $d\xi/dx$ принимается из опыта. В дальнейшем [25] оказалось, что с помощью формулы (3-11) можно решить и обратную задачу, т. е. совпадение уравнений (3-5) с исходными уравнениями свободного турбулентного пограничного слоя достигается при выборе $\tau_т$ (в общем случае неизвестной функции координат) в виде (3-11). Формула (3-11) с физической точки зрения интересна тем, что учитывает в турбулентном переносе градиентную и конвективную диффузии.

Остановимся на обсуждении вопроса, связанного с определением пределов применимости метода и с возможностью распространения его на сложные типы струйных турбулентных течений.

Возможность применимости метода в виде (3-8) сводится к выполнению двух условий. Во-первых, струйное течение должно происходить в режиме развитого турбулентного обмена, когда молекулярными эффектами переноса можно пренебречь по сравнению с молярными. Во-вторых, течение должно быть практически изобарным, а поперечная компонента скорости должна быть мала по сравнению с продольной компонентой. Оба эти условия являются по существу условиями применимости всех методов теории пограничного слоя [23].

В более поздней работе [25] Л. А. Вулис ориентировочно определил течения, к которым метод неприменим в случае простейшего преобразования только продольной координаты. К ним, по мнению автора, относятся течения, включающие пристенный пограничный слой, а также течения со сложным начальным профилем, сочетающим в себе различные типы течений (например, истечение струи из системы плоских или кольцевых щелей). В этих случаях расчет непрерывной деформации сложного профиля при одной, общей для всей области течения закономерности $\xi=\xi(x)$ окажется, по мнению автора, слишком грубым приближением к данным опыта, особенно в начальном участке струи.

В [23] высказано предположение, что в ряде случаев (полуограниченные струи, встречные струи и др.) придется отказаться от инвариантности поперечной координаты. Решающее значение в этом вопросе остается за экспериментом, поэтому распространение применимости метода эквивалентной задачи на сложные струйные течения требует большой осторожности.

В плане возможного расширения метода Л. А. Вулисом был намечен путь обобщения метода на закрученные струи и течения со слабо меняющимся полем давления.

3-2. УЧЕТ ПЕРЕМЕННОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

В [23] в качестве одного из необходимых условий применимости метода эквивалентной задачи теории теплопроводности указывалась практическая изобарность течения. Это означает, что метод дает положительные результаты для струйных течений, характеризующихся отсутствием градиентов давления и значительных искривлений линий тока. В случае распространения закрученных струй это условие применимости метода нарушается.

В то же время отмечалось, что расширение границ применимости метода за рамки изобарных течений весьма желательно и представляет большой практический интерес. При этом о рациональности и эффективности применения метода к неизобарическим течениям (к которым и относятся закрученные струи) можно судить только после получения значительного экспериментального и расчетного материала.

В [23] было высказано также предположение о том, что при попытках обобщения метода на закрученные струи уравнение типа теплопроводности следует записывать для полного давления, т. е. для суммы осевого потока импульса ρU^2_x и избыточного над атмосферным статического давления P:

$$H=P+\rho U^2_x.$$

Первая попытка обобщения метода эквивалентной задачи теории теплопроводности на закрученную струю была предпринята в работе Б. П. Устименко [93, 94]. Были рассчитаны поля скоростей одиночной закрученной струи, сформированной улиточным тангенциальным регистром при определенном параметре крутки. Сравнение теории с экспериментом проводилось по опытным данным Д. Н. Ляховского [60].

Остановимся подробнее на результатах работы [94]. Для расчета аксиальной составляющей скорости в уравнение теплопроводности вводилась величина полного давления H. Включение статического давления в расчетную схему метода должно было учесть подтекание жидкости к ядру струи, поскольку и подтекание и разрежение на оси струи возникают вследствие центробежного эффекта. Основанием для введения H (вместо импульса ρU^2_x, как было при расчете прямоточных струй) в расчетную схему метода служили два обстоятельства. Во-первых, в случае неизобарического течения не ρU^2_x, а величина полного импульса H является сохраняющейся величиной, т. е. $\int\limits_0^\infty Hr\,dr=\mathrm{const}$. Во-вторых, форма профилей величины H на различных расстояниях от сопла похожа на решение уравнения теплопроводности.

Система уравнений, описывающих осесимметричную динамическую задачу, представлялась в виде

$$\frac{\partial\overline{H}}{\partial\overline{\xi}_H}=\frac{\partial^2\overline{H}}{\partial\overline{r}^2}+\frac{1}{r}\,\frac{\partial\overline{H}}{\partial\overline{r}};\qquad(3\text{-}12)$$

$$\frac{\partial(\overline{\rho U^2_\varphi})}{\partial\overline{\xi}_\varphi}=\frac{\partial^2(\overline{\rho U^2_\varphi})}{\partial\overline{r}^2}+\frac{1}{\overline{r}}\,\frac{\partial(\overline{\rho U^2_\varphi})}{\partial\overline{r}};\qquad(3\text{-}13)$$

$$\frac{\overline{\rho U^2_\varphi}}{\overline{r}}=\frac{\partial\overline{P}}{\partial\overline{r}};\qquad(3\text{-}14)$$

$$\frac{\partial(\overline{\rho r U_x})}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial(\overline{\rho r U_r})}{\partial \bar{r}} = 0. \tag{3-15}$$

Здесь

$$\bar{H} = \frac{P + \rho U^2{}_x}{(P + \rho U^2{}_x)_0}; \quad \overline{\rho U^2}_\varphi = \frac{\rho U^2{}_\varphi}{(\rho U^2{}_\varphi)_0}; \quad \rho \bar{U}_x = \frac{\rho U_x}{(\rho U_x)_0};$$

$$\bar{P} = \frac{P}{(\rho U^2{}_\varphi)_0}; \quad \overline{\rho U}_r = \frac{\rho U_r}{(\rho U_r)_0}; \quad \bar{r} = \frac{r}{R}; \quad \bar{x} = \frac{x}{R};$$

$$\bar{\xi}_{\bar{H}} = \frac{\xi_H}{R^2}; \quad \bar{\xi}_\varphi = \frac{\xi_\varphi}{R^2};$$

R — радиус сопла; $(P + \rho U^2{}_x)_0$ — значение полного импульса на оси струи на выходе из сопла; $(\rho U^2{}_\varphi)_0$ — максимальное значение импульса вращательной компоненты скорости на выходе из сопла; ξ_H, ξ_φ — функции продольной координаты x, подлежащие определению из опыта.

Начальные[1] и граничные условия заданы в виде

$$\text{при} \quad \left.\begin{array}{l} \bar{\xi}_H = \bar{\xi}_\varphi = 0, \quad \bar{H} = H_0(\bar{r}) \\ (\bar{x} = 0), \quad \overline{\rho U^2}_\varphi = f(\bar{r}); \end{array}\right\} \tag{3-16}$$

при $\bar{\xi}_H > 0$, $\bar{\xi}_\varphi > 0$

$$\left.\begin{array}{l} \bar{r} = 0; \quad \dfrac{\partial \bar{H}}{\partial \bar{r}} = 0; \quad \overline{\rho U^2}_\varphi = 0; \quad \dfrac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{r}} = 0; \\ \bar{r} \to \infty; \quad \dfrac{\partial \bar{H}}{\partial \bar{r}} \to 0; \quad \dfrac{\partial (\overline{\rho U^2}_\varphi)}{\partial \bar{r}} \to 0; \\ \dfrac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{r}} \to 0; \quad \overline{\rho U^2}_\varphi \to 0; \quad \bar{P} \to 0. \end{array}\right\} \tag{3-17}$$

Граничные условия (3-17) соответствуют «рассеянию» величин $\bar{H}$ и $\overline{\rho U^2}_\varphi$ на бесконечности, т. е. записаны для неограниченной осесимметричной закрученной струи.

При произвольном начальном профиле, заданном

---

[1] Понятие «начальные условия» (3-16) означает распределение рассматриваемых величин на срезе сопла.

в виде (3-16), и граничных условиях (3-17) решение уравнения (3-12) [50, 94] может быть представлено как

$$\overline{H}(\overline{\xi}_H, \overline{r}) = \frac{1}{2\overline{\xi}_H} \exp\left(-\frac{\overline{r}^2}{4\overline{\xi}_H}\right) \int_0^\infty H_0(\overline{\rho}) \times$$

$$\times \exp\left(\frac{\rho^2}{4\overline{\xi}_H}\right) I_0\left(\frac{\overline{r}\,\overline{\rho}}{2\overline{\xi}_H}\right) \overline{\rho}\, d\overline{\rho}. \qquad (3\text{-}18)$$

Здесь I_0 — функции Бесселя первого рода нулевого порядка от мнимого аргумента; $\overline{\rho}=\rho/r_0$ — безразмерный радиус-вектор в плоскости среза сопла; $H_0(\rho)$ — функция начальных условий.

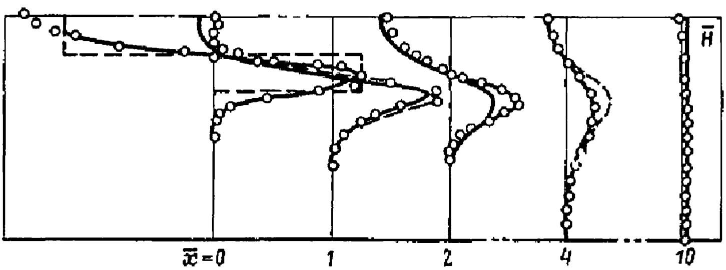


Рис. 3-1. Распределение полного давления $\overline{H}$ в поперечных сечениях сильно закрученных струй [94].

Для упрощения расчета профиль $\overline{H}$ аппроксимировался приближенно прямоугольным распределением с начальными условиями [вместо (3-16)]

$$\text{при}\quad \left.\begin{array}{lll} \overline{\xi}_H=0 & 0\leqslant\overline{r}\leqslant\overline{r}_1, & \overline{H}_0=-1; \\ (\overline{x}=0) & \overline{r}_1<\overline{r}\leqslant 1, & \overline{H}_0=m. \end{array}\right\} \qquad (3\text{-}19)$$

Тогда решение (3-18) представляется [94] через так называемые P-функции [131], затабулированные [24] в интервале $\sqrt{\xi}/r_0 = 0 \div 1{,}18$:

$$P(\xi, r) = \frac{\exp(-r^2/4\xi)}{2\xi} \int_0^1 \exp\left(-\frac{\rho^2}{4\xi}\right) I_0\left(\frac{r\rho}{2\xi}\right) \rho\, d\rho. \qquad (3\text{-}20)$$

Результаты расчета поля полного импульса по формуле (3-18) показали удовлетворительное согласие с экспериментом (рис. 3-1).

В [2] А. А. Альбицким был произведен учет неизобаричности. Как и в [93, 94], метод эквивалентной задачи теории теплопроводности применялся к величине полного импульса $\bar{H}$. Исследовались температурное и скоростное поле прямоточной струи, вытекающей из кольцевого насадка с заглушенной центральной трубой. В приосевой области сопла в связи с отсутствием поступления воздуха со стороны сопла возникали обратные токи, а линии тока из-за сильного сжимающего действия сил давления оказывались значительно искривленными, причем максимальные значения полного импульса быстро смещались на ось, что было обусловлено сильной неизобаричностью течения.

Использование метода эквивалентной задачи в виде, предложенном в [93, 94], не привело к согласию теории и эксперимента. Поэтому автором [2] был применен такой прием.

Для расчета каждого сечения задавалось свое начальное условие в виде постоянной по кольцу поля величины полного импульса $\bar{H}$. Радиус этого кольца выбирался равным (или приблизительно равным) радиусу окружности максимальных значений $\bar{H}$ в данном сечении. Площадь указанного кольца выбиралась равной площади кольца на срезе сопла. Сравнение опытных данных и модифицированной таким образом теории для поля $\bar{H}$ получилось вполне удовлетворительным. Искусственный прием, примененный в [2] для совмещения теории и эксперимента, фактически показал, что при применении метода эквивалентной задачи теории теплопроводности к неизобарическим течениям поперечная координата r не всегда остается инвариантной. Это означает, что для класса неизобарических течений, когда применение метода усложнено по крайней мере двумя обстоятельствами — искривлением границ потока и тем, что статические давления имеют значения одного порядка с динамическими, следует учитывать каким-либо образом искривленность границ потока.

3-3. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ВРАЩАТЕЛЬНОЙ СКОРОСТИ В ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУЕ

Расчет вращательной скорости является одной из важнейших задач при рассмотрении смешения закрученных струй. Вращательная скорость определяет степень закрученности потока и, тем самым, интенсивность турбулентной диффузии. Как известно, вращательная скорость затухает с удалением от сопла значительно быстрее аксиальной, поэтому методы расчета, позволяющие получить непрерывную деформацию начального профиля на близких расстояниях от устья, приобретают особую ценность для расчета вращательной скорости в закрученной струе. Кроме того, форма начальных профилей вращательной скорости в значительной степени зависит от способа закручивания струи.

Впервые попытка применить метод эквивалентной задачи теории теплопроводности к расчету вращательной составляющей скорости U_φ была предпринята в [94]. В ней уравнение типа теплопроводности (по аналогии с расчетом аксиальной скорости в прямоточных струях по величине ρU^2_x) было записано для величины ρU^2_φ.

В [94] решалось уравнение (3-13) с краевыми условиями (3-17)

$$\text{при } \xi_\varphi = 0 \quad \rho U^2_\varphi = f(r);$$

$$\text{при } \xi_\varphi > 0 \begin{cases} r \to \infty & \dfrac{\partial (\rho U^2_\varphi)}{\partial r} \to 0; \\ r = 0 & \rho U^2_\varphi = 0. \end{cases}$$

Решение уравнения (3-13) аналогично решению уравнения (3-12) и записывается в виде (3-18) с заменой соответственно $H_0(r)$ на $f(r)$ и $\bar{\xi}_H$ на $\bar{\xi}_\varphi$. Аппроксимация начального профиля ρU^2_φ в [94] не применялась, а экспериментальные данные сравнивались с результатами расчета поля ρU^2_φ на гидроинтеграторе.

В [8,15] была предложена новая методика расчета вращательной скорости U_φ, при использовании которой отпадает трудность задания граничного условия $U_\varphi = 0$ на оси [граничное условие $\rho U^2_\varphi = 0$ на оси при $r = 0$ находится в противоречии с исходным уравнением (3-13)].

Прежде чем перейти к изложению методики расчета вращательной скорости U_φ, напомним понятие вектора вихря, которое понадобится для понимания материала, излагаемого ниже.

Вектор $\nabla \times \vec{V} = \operatorname{rot} \vec{V}$ называется вектором вихря, или просто вихрем; ∇ — оператор «набла», $\vec{V}$ — скорость с составляющими U_x, U_r, U_φ:

$$\nabla \times \vec{V} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ U_x & U_y & U_z \end{vmatrix} =$$

$$= \vec{i}\left(\frac{\partial U_z}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial z}\right) + \vec{j}\left(\frac{\partial U_x}{\partial z} - \frac{\partial U_z}{\partial x}\right) + \vec{k}\left(\frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y}\right),$$

где $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ — орты прямоугольной координатной системы

В цилиндрических координатах x, r, φ величина $\operatorname{rot} \vec{V}$ запишется в виде (обозначим $\operatorname{rot} \vec{V} \equiv \vec{Z}$)

$$\vec{Z} = \vec{i}_r \frac{1}{r}\left[\frac{\partial U_x}{\partial \varphi} - \frac{\partial (rU_\varphi)}{\partial x}\right] +$$

$$+ \vec{i}_\varphi\left[\frac{\partial U_r}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial r}\right] + \vec{i}_x \frac{1}{r}\left[\frac{\partial (rU_\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial U_r}{\partial \varphi}\right].$$

При осевой симметрии задачи, когда скорость $\vec{V}$ зависит только от x и r и не зависит от угла φ $\left(\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0\right)$, $\operatorname{rot} \vec{V}$ перепишется в виде

$$\vec{Z} = \underbrace{-\frac{\partial U_\varphi}{\partial x}}_{Z_r} \vec{i}_r + \underbrace{\left(\frac{\partial U_r}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial r}\right)}_{Z_\varphi} \vec{i}_\varphi + \underbrace{\frac{1}{r}\frac{\partial (rU_\varphi)}{\partial r}}_{Z_x} \vec{i}_x. \quad (3\text{-}21)$$

В гидродинамике вязкого ламинарного движения доказано [72], что в плоском движении вихрь $\operatorname{rot} \vec{V} \equiv \vec{Z}$ удовлетворяет нестационарному уравнению теплопроводности

$$\frac{\partial \vec{Z}}{\partial t} = \nu \Delta \vec{Z}. \quad (3\text{-}22)$$

Здесь ν — молекулярная вязкость; Δ — оператор Лапласа; t — время.

Заметим, кстати, что уравнение, аналогичное уравнению (3-22), получил еще в 1931 г. А. И. Некрасов, показав, что осевая составляющая плоского вихря распространяется по закону теплопроводности [76].

Если мы допустим, что скорость $\vec{V}$ зависит только от x и r и не зависит от угла φ, то осевая составляющая вихря Z_x запишется согласно уравнению (3-21) в виде

$$Z_x = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rU_\varphi) = \frac{U_\varphi}{r} + \frac{\partial U_\varphi}{\partial r}. \qquad (3\text{-}23)$$

Гипотеза, лежащая в основе методики расчета вращательной скорости U_φ, состоит в следующем: уравнению типа теплопроводности удовлетворяет не величина ρU^2_φ, а осевая составляющая вихря Z_x, определяемая по формуле (3-23). Это означает фактически, что для трехмерной закрученной струи был предположен такой же закон распространения, так и для плоского вихря. Тогда уравнение (3-22) для функции Z_x в цилиндрических координатах примет вид:

$$\frac{\partial Z_x}{\partial t} = \nu \left(\frac{\partial^2 Z_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial Z_x}{\partial r} \right). \qquad (3\text{-}24)$$

Из соотношения (3-23) вращательная скорость U_φ определяется неоднозначно с точностью до выражения вида $\varphi(x)/r$, где $\varphi(x)$ — произвольная функция от x, т. е.

$$rU_\varphi = \int_0^r rZ_x dr + \varphi(x),$$

а

$$U_\varphi = \frac{1}{r} \int_0^r rZ_x dr + \frac{\varphi(x)}{r}.$$

Для того чтобы $U_\varphi(x, 0) = 0$ при любом r, необходимо, чтобы $\varphi(x) \equiv 0$.

Переход от уравнения (3-24) к уравнению типа теплопроводности в методе эквивалентной задачи чисто формально включает в себя замену $\partial/\partial t$ на $\partial/\partial \xi_z$, где ξ_z и η — фиктивная переменная, связь которой с реальной координатой x устанавливается из опыта. Тогда в случае центральной симметрии задачи уравнение (3-24) перепишется в виде

$$\frac{\partial Z_x}{\partial \xi} = \nu \left(\frac{\partial^2 Z_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial Z_x}{\partial r} \right). \qquad (3\text{-}25)$$

Из связи вихря Z с вращательной скоростью U_φ по (3-23) следует, что на U_φ можно наложить теперь необходимое дополнительное условие $U_\varphi|_{r=0}=0$. Действительно, из (3-23) находим:

$$U_\varphi = \frac{1}{r}\int_0^r Z_x r\,dr. \tag{3-26}$$

При

$$r \to 0\ U_\varphi = \frac{1}{r} Z_x(0)\,r^2|_{r\to 0} = Z(0)r|_{r\to 0} = 0.$$

Начальное условие для (3-25) задается в виде $Z_x|_{\xi_Z=0}=Z_0(r)$, а граничным условием, как и во всех случаях неограниченного пространства, служит убывание Z_x на бесконечности: при $\xi_Z>0$ ($x>0$) имеем $Z_x \longrightarrow 0$ при $r \longrightarrow \infty$. Тогда решением уравнения (3-25) будет решение, аналогичное (3-18):

$$Z_x(\xi_Z, r) = \frac{1}{2\xi_Z}\exp\left(-\frac{r^2}{4\xi_Z}\right)\int_0^\infty Z_0(\rho)\times$$

$$\times\exp\left(-\frac{\rho^2}{4\xi_Z}\right) I_0\left(\frac{\rho r}{2\xi_Z}\right)\rho\,d\rho. \tag{3-27}$$

Для вращательной составляющей скорости U_φ решение (3-27) будет иметь вид:

$$U_\varphi = \frac{1}{2\xi_Z r}\int_0^r r\exp\left(-\frac{r^2}{4\xi_Z}\right)\left[\int_0^\infty Z_0(\rho)\times\right.$$

$$\left.\times\exp\left(-\frac{\rho^2}{4\xi_Z}\right) I_0\left(\frac{\rho r}{2\xi_Z}\right)\rho\,d\rho\right] dr. \tag{3-28}$$

Основанием для введения осевой составляющей вихря в расчетную схему метода эквивалентной задачи теории теплопроводности, помимо уже сказанного, являлось следующее: x — составляющая вихря Z_x оказалась сохраняющейся величиной. Действительно, проинтегрируем Z_x по плоскости, перпендикулярной оси x. Тогда

$$2\pi\int_0^\infty Z_x r\,dr = 2\pi\int_0^\infty \frac{1}{r}\,\frac{\partial(rU_\varphi)}{\partial r}\,r\,dr = 2\pi r U_\varphi|_0^\infty = 2\pi r U_\varphi|_{r\to\infty},$$

т. е. во всех сечениях струи величина интеграла будет одинакова.

Остановимся несколько подробнее на схеме расчета вращательной составляющей скорости по формуле (3-28).

Начальное распределение величины $Z(0, r)$ находится экспериментально и задается в графическом или в табличном виде. Аналитическое представление величины $Z(0, r)$ обычно затруднительно, да и, вероятно, не имеет особого смысла, так как интеграл в формуле (3-28) вряд ли может быть представлен в виде табулированной функции. В силу этого для вычисления U_φ необходимо использовать какой-либо метод численного интегрирования. Авторами работы [8, 15] проводился численный расчет U_φ по формуле (3-28). При этом аппроксимировалась не вся подынтегральная функция, а лишь начальный профиль $Z(0, r)$. Это позволило свести задачу расчета U_φ к вычислениям с помощью так называемых P-функций, затабулированных в [131].

Коснемся здесь некоторых свойств P-функций. При $\xi > 1{,}18$ значения P-функций в таблицах не приводятся [131], но они могут быть вычислены по соотношению

$$P(\xi, r) = \frac{1}{4\xi} \exp\left(-\frac{r^2}{4\xi}\right). \quad (3\text{-}29)$$

При малых ξ P-функция переходит в

$$P(\xi, r) = \frac{1}{2}\left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{r}{\sqrt{\xi}}\right)\right]. \quad (3\text{-}30)$$

3-4. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИБЛИЖЕННОГО РАСЧЕТА ТУРБУЛЕНТНЫХ ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЙ КОНЕЧНОГО РАЗМЕРА ПО МЕТОДУ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Обоснование применимости метода эквивалентной задачи теории теплопроводности для расчета закрученных струй требовало проведения большого объема экспериментальных и расчетных исследований. Данных, по которым можно было судить об успешном расширении метода на класс закрученных струй, было явно недостаточно.

Для более широкой проверки применимости метода авторы работ [8, 15, 9, 10] исследовали и рассчитали поля полного давления и составляющих скорости в закрученной струе, вытекающей из различных завихрителей в широком диапазоне изменения их конструктивных параметров.

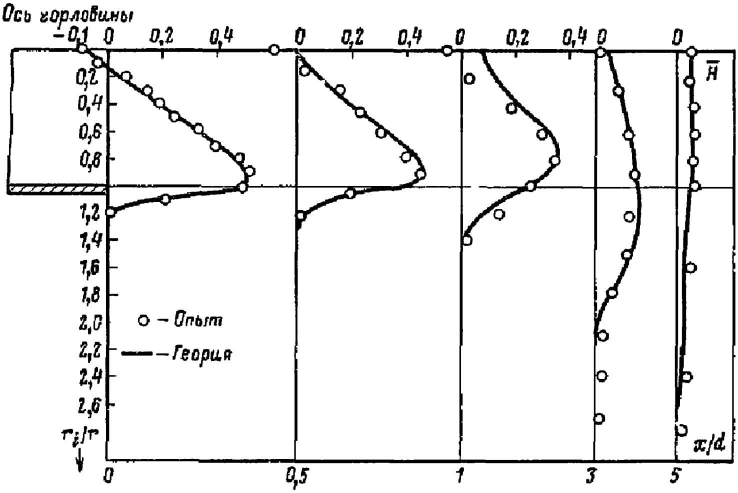


Рис 3-2 Распределение полного импульса $\bar{H}$ в закрученной струе, вытекающей из регистра А ($\alpha=20°$).

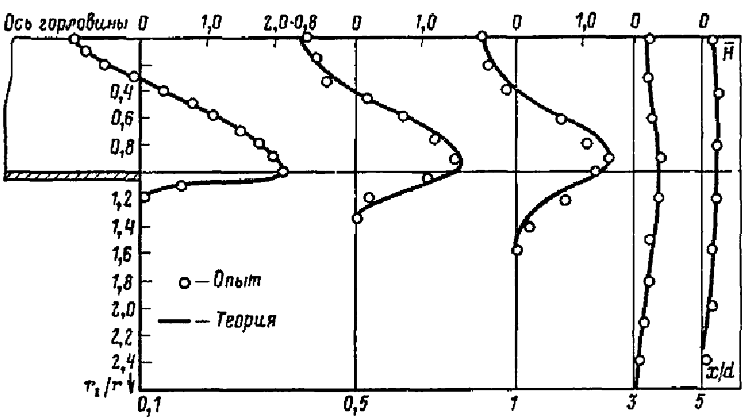


Рис. 3-3. Распределение полного импульса $\bar{H}$ в закрученной струе, вытекающей из регистра А ($\alpha=30°$).

В настоящем параграфе приведены данные сравнения расчета и опыта для закрученной струи, вытекающей из лопаточных завихрителей аксиального и аксиально-тангенциального типов, а также из тангенциального и улиточного завихрителей. Экспериментальные результаты по аэродинамическим характеристикам этих завихрителей представлены в § 1-7, а основные конструктивные параметры — в § 1-2.

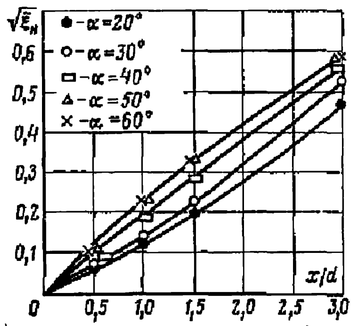


Рис. 3-4. Зависимость $\sqrt{\xi_H} = f(\overline{x})$ для закрученной струи, вытекающей из лопаточного регистра А.

Поля полного импульса строились на основе полученных экспериментально полей статического давления P и поля аксиальной составляющей скорости U_x. На рис. 3-2 и 3-3 представлены поля полного импульса $\overline{H}$ в закрученной струе, вытекающей из аксиального лопаточного регистра А с углом наклона лопаток в регистре $\alpha=20$ и 30°. Значение конструктивного параметра крутки для этих углов наклона лопаток составляло величину 0,32 и 0,51 соответственно. Из рис. 3-2, 3-3 видно, что совпадение теории и эксперимента вполне удовлетворительное. Теоретические кривые на рис. 3-2, 3-3 получены преобразованием координаты x при инвариантности второй координаты y.

Зависимость $\xi_H(x)$ (рис. 3-4) определялась при этом по совпадению положительных максимумов экспериментального и теоретического профилей поля $\overline{H}$. Такое определение $\xi_H(x)$ связано с тем, что максимум $\overline{H}$ на сечениях, близких к соплу, находится не на оси и обычно применяемый в методе эквивалентной задачи способ совмещения данных расчета и опыта при $y=0$ (т. е. на оси струи) здесь оказывается неприемлемым. Кроме того, для сильно закрученной струи (при $\alpha \geqslant 40°$), как показывают рис. 3-5—3-7, величина максимума $\overline{H}$ и форма рассчитанной кривой $\overline{H}$ не совпадают с аналогичными характеристиками из эксперимента. Если рассчитать кривую $\overline{H}$, пользуясь прежним предположением — $\xi_H=\xi_H(x)$ и $\eta=y$, то оказывается, что расчетные кривые $\bar{H}$ дают регулярное смещение расчетного максимума $\bar{H}$ от экспериментального в сторону от оси струи на сечениях, близких к соплу. Эти данные показали, что для сильно закрученных струй (с областью приосевых обратных токов) координата y не остается инвариантной и связь $\eta = y$ для таких струй не выполняется.

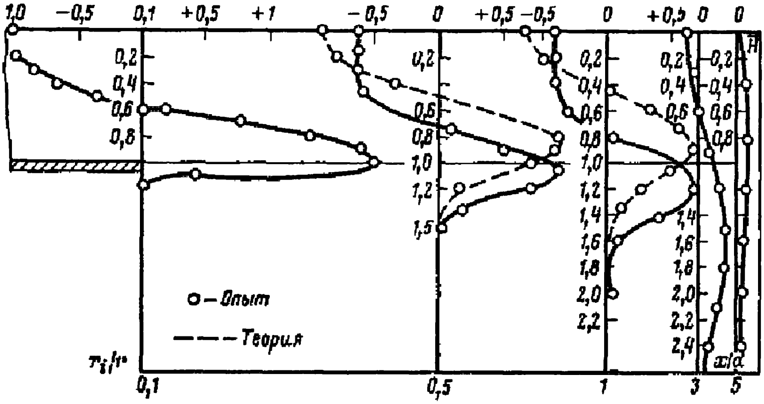


Рис. 3-5. Распределение полного импульса $\bar{H}$ в закрученной струе, вытекающей из регистра А ($\alpha = 40°$).

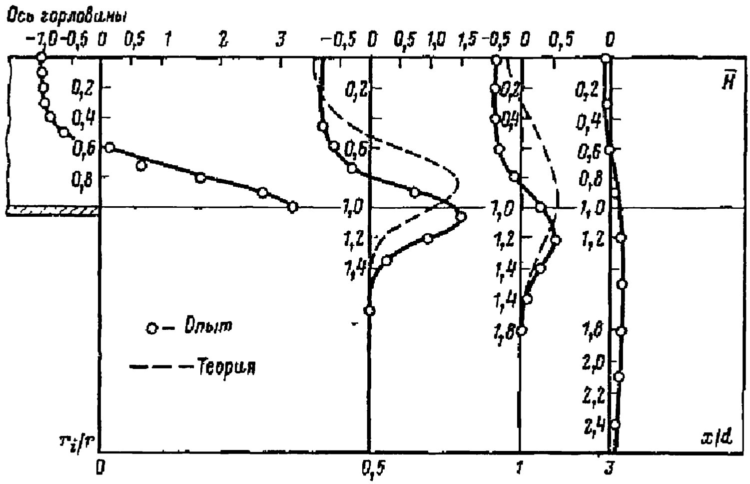


Рис. 3-6. Распределение $\bar{H}$ в закрученной струе регистра А ($\alpha = 50°$).

Для учета наблюдаемого регулярного смещения в [9, 10] было введено простейшее линейное преобразование координаты

$$\eta = y + a. \tag{3-31}$$

Величина a выбиралась так, чтобы совместить расчетный и экспериментальный максимумы $\bar{H}$. Вид теоре-

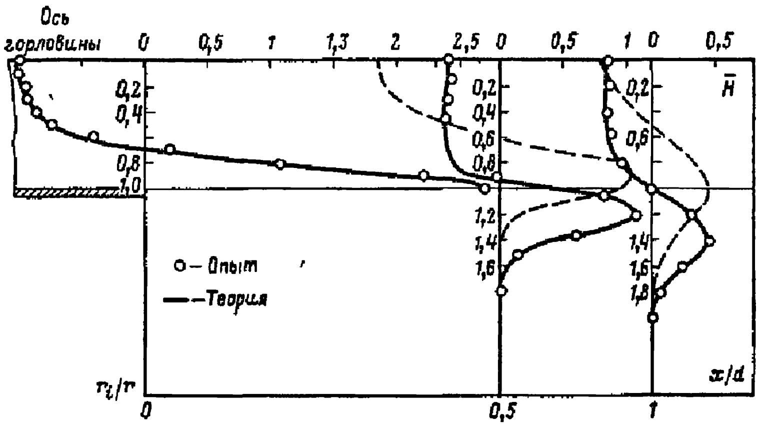


Рис. 3-7. Распределение $\bar{H}$ в закрученной струе регистра А ($\alpha=60°$).

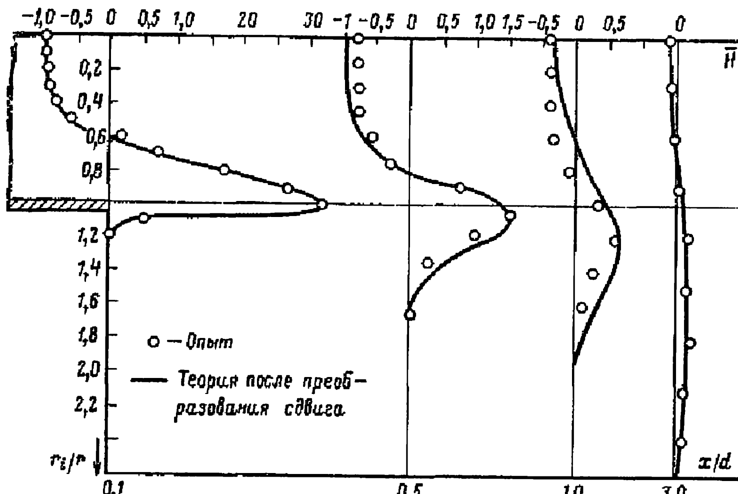


Рис. 3-8. Распределение $\bar{H}$ в регистре А ($\alpha=40°$) после преобразования сдвига.

тических кривых после такого сдвига представлен на рис. 3-8—3-10, из которых видно, что кривые в области положительных значений $\bar{\Pi}$ хорошо совпадают с экспериментальным полем $\bar{\Pi}$. В области отрицательных значений $\bar{\Pi}$ при $\alpha=50$ и $60°$ согласия теории и эксперимента не получено и после применения линейного преобразования координаты y.

На расстояниях от сопла около трех — пяти его диаметров, когда максимум полного давления $\bar{\Pi}$ уже сме-

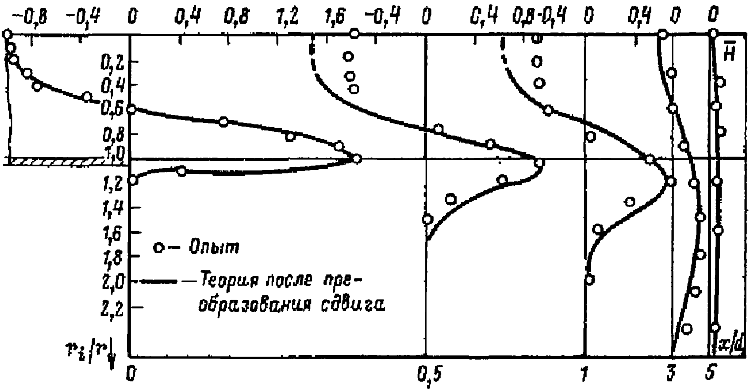


Рис. 3-9. Распределение $\bar{\Pi}$ в регистре А ($\alpha=50°$) после преобразования сдвига.

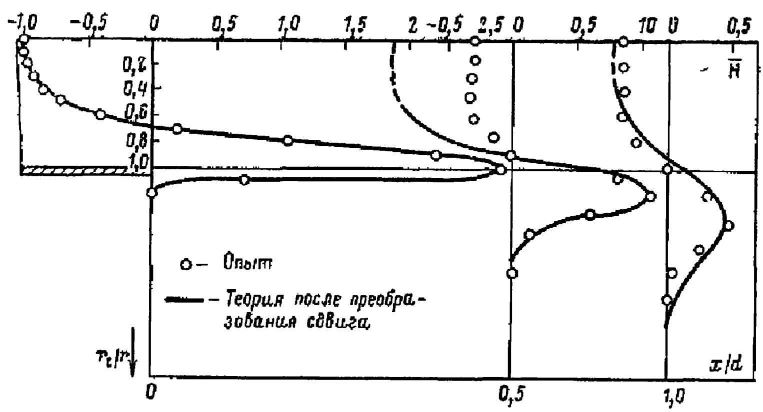


Рис. 3-10. Распределение $\bar{\Pi}$ в регистре А ($\alpha=60°$) после преобразования сдвига.

Таблица 3-1

Значения a в зависимости от крутки n и расстояния $\bar{x}=x/d$ сечения от сопла

n	$\bar{x}$		
	0,5	1,0	3,0
0,32—0,51	0	0	0
0,74	0,25	0,30	0
1,06	0,26	0,31	0
1,54	0,30	0,40	0

щается на ось струи, данные теории и эксперимента совпадают без каких-либо преобразований координаты y. Значения величины a для закрученной струи, вытекающей из регистра А в зависимости от параметра крутки n и сечения представлены в табл. 3-1. Данные таблицы показывают, что при выбранной крутке величина a с ростом продольного расстояния от сопла растет, а затем падает, достигая нуля с сечения $x/d=3—4$.

Для определенного сечения величина a с ростом крутки n растет. Необходимость введения преобразования (3-31) обусловлена тем, что распространение закрученной струи в радиальном направлении связано не только с турбулентной диффузией. Наличие центробежных сил в сильно закрученной струе приводит к тому, что имеется некоторое конвективное движение в радиальном направлении, которое и приводит к сдвигу максимума $\bar{H}$, к «разлету» закрученной струи.

С ростом крутки «разлет» струи возрастает, а величина сдвига a монотонно растет с удалением от сопла. Однако из-за турбулентного перемешивания максимум $\bar{H}$ по удалении от сопла смещается на ось струи. В результате величина a имеет максимум при возрастании x/d. Положение этого максимума и его величина определяются по данным эксперимента. Для исследованных регистров независимо от их типа величина a максимальна в сечении $x/d=1$ и лежит в пределах 0,30—0,40.

Расчет поля полного импульса был проведен и для двух улиточных завихрителей при отношении сторон $a/b=0,25$ и параметре крутки $n=1$, а также при отношении $a/b=0,25$, $n=2$. Результаты расчета показаны на рис. 3-11, 3-12. Как и в случае аксиального подвода, в приосевой зоне совпадение результатов расчета и опыта нельзя признать хорошим, а область положительных значений описывается теорией удовлетворительно (заметим, что значение параметра крутки n в этих опытах больше, чем соответствующие углам $\alpha=20$ и 30° в аксиальном лопаточном регистре).

Из рис. 3-11 видно, что максимум $\bar{H}$ в опытах (после сечения $x/d=1$) быстро сдвигается к оси струи, несмотря на то, что крутка относительно велика ($n=1$). Ввиду этого совпадение теории и опыта было получено на рис. 3-11 без введения преобразования (3-31). Правда, при бо́льшем значении параметра крутки ($n=2$) совпадение теории с опытом в области, близкой к оси, ухудшается. Такое расхождение данных с работой [94] может быть объяснено тем, что кроме параметра крутки n на характер поля течения влияет величина отношения

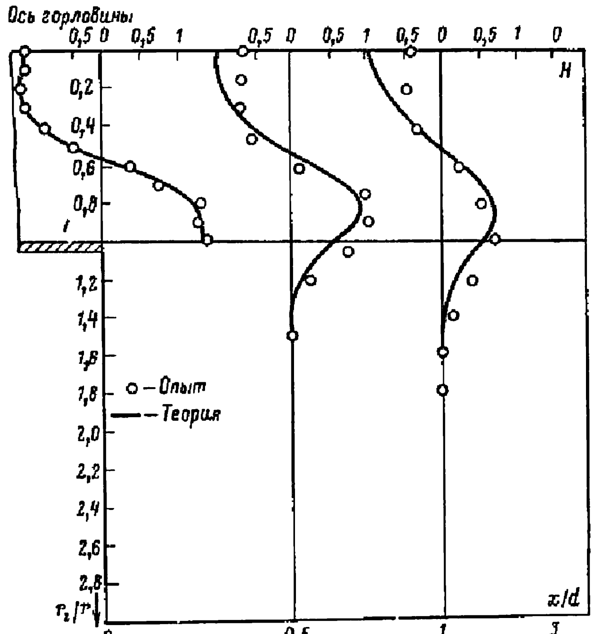


Рис 3-11. Распределение $\bar{H}$ в закрученной струе, вытекающей из улиточного завихрителя ($n=1$).

сторон a/b (a — ширина входного патрубка поперек оси, b — длина входного патрубка вдоль оси).

Как показано в гл. 1, с уменьшением отношения a/b увеличивается область квазитвердого вращения, характерная для регистра аксиального типа при больших углах наклона лопаток в регистре ($\alpha>40°$), когда также не удается совместить данные теории и эксперимента

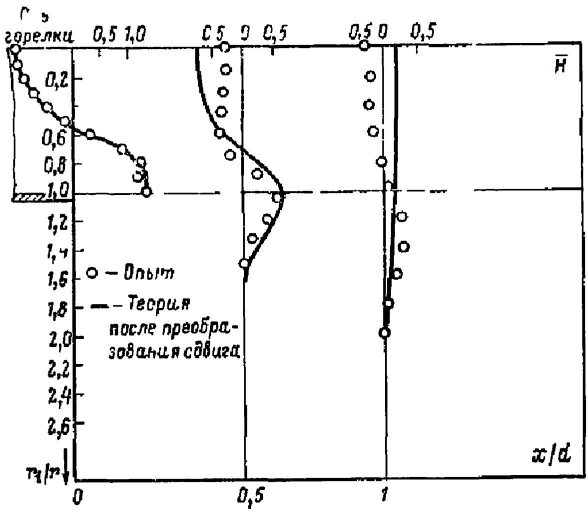


Рис 3-12 Распределение $\bar{H}$ в закрученной струе, вытекающей из улиточного завихрителя ($n=2$).

в приосевой области Поскольку в [94, 60] $a/b=0{,}90$, а в [9, 10] $a/b=0{,}25$, отклонение теории от эксперимента, показанное на рис. 3-12, может быть объяснено приведенными соображениями.

Таким образом, кроме непосредственного вида поля полного импульса $\bar{H}$ в устье, на совпадение теории и эксперимента влияет, вероятно, и характер вращения потока (квазитвердый или потенциальный).

Характер поля $\bar{H}$ в регистре АТ (аксиально-тангенциальном лопаточном регистре) отличается от поля $\bar{H}$ в улиточном и аксиальном регистрах

На рис. 3-13 показано поле $\bar{H}$ в закрученной струе, вытекающей из регистра АТ при $\alpha=30°$, $\beta=25°$, $n=0{,}64$. Как видно из рисунка, максимум $\bar{H}$ лежит ближе к оси, чем на рис. 3-12. На рис. 3-14 показано поле $\bar{H}$ в регистре АТ при $\alpha=20°$, $\beta=25°$ и $n=0,8$, а на рис 3-15 — поле $\bar{H}$ при $\alpha=30°$, $\beta=45°$ и $n=0,93$ Как видно из рис 3-15, только при крутке $n=0,93$ максимум $\bar{H}$ смещается к границе струи и лежит вблизи $\bar{y}=1$ Кроме того, максимум $\bar{H}$ не столь резкий, как в аксиальном регистре Преобразование координаты $\bar{y}$ приходится вводить для регистров АТ для всех рассмотренных значений крутки

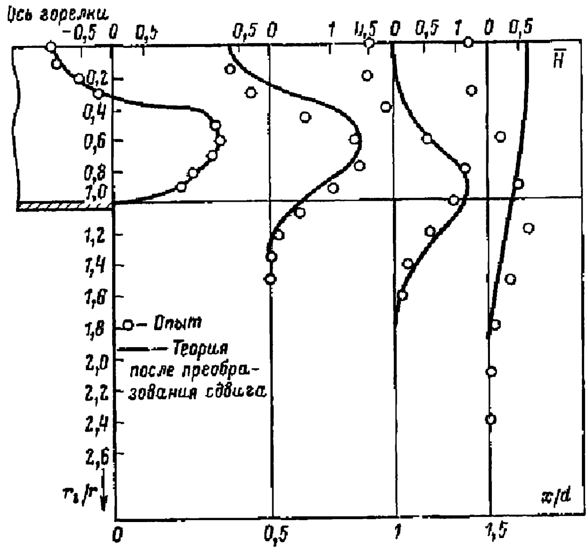


Рис 3-13 Распределение $\bar{H}$ в закрученной струе, вытекающей из регистра АТ ($\alpha=30°$, $\beta=25°$, $n=0,64$).

(от 0,64 до 0,93); причем для закрученной струи, вытекающей из регистра АТ, не удается проследить явной зависимости величины сдвига a по (3-31) от параметра крутки n.

На рис. 3-16 показано поле полного импульса $\bar{H}$ в закрученной струе, вытекающей из простого тангенциального регистра при $a/d=0,5$, $b/d=1,425$ и $n=4,9$. Как видно из рисунка, профили $\bar{H}$ в сечениях $x/d=0,5$ и 1,0 не похожи на профиль в устье и не могут быть получены из него непрерывной деформацией по уравнению теплопроводности. При меньших значениях (например, при $n=0,7$) согласия теории и эксперимента также не удалось получить: значения $\xi_H(x)$, подобранные так, чтобы совпали экспериментальный и теоретический максимумы $\overline{H}$, оказались слишком большими и давали теоретический профиль $\overline{H}$, значительно более расплывшийся, чем на опыте.

На рис. 3-2—3-16 видны две особенности экспериментальных полей полного импульса $\overline{H}$: во-первых, максимум сдвигается в сторону от оси по мере удаления от

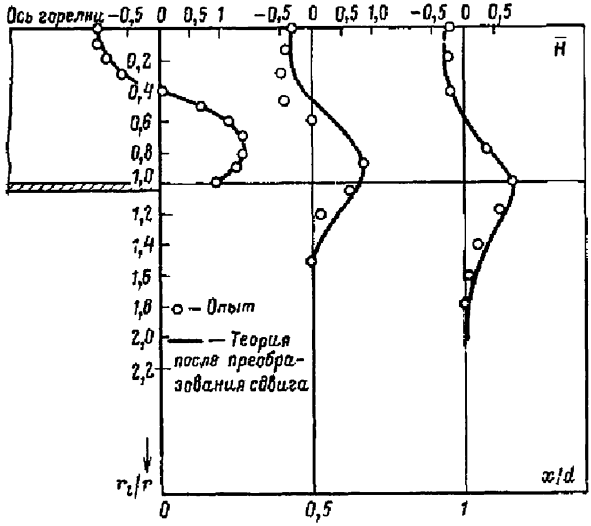


Рис. 3-14. Распределение $\overline{H}$ в закрученной струе, вытекающей из регистра АТ ($\alpha=20°$, $\beta=25°$, $n=0{,}8$).

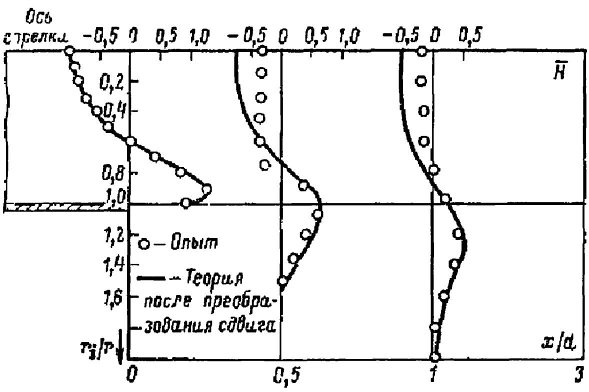


Рис. 3-15 Распределение $\overline{H}$ в закрученной струе, вытекающей из регистра АТ ($\alpha=30°$, $\beta=45°$, $n=0{,}93$).

сопла и с ростом параметра крутки n этот сдвиг растет; во-вторых, при больших значениях параметра крутки n (рис. 3-5, 3-6, 3-7, 3-12, 3-14, 3-15) в начальных сечениях от сопла профиль $\overline{H}$ сохраняет некоторое постоянное отрицательное значение в приосевой области, которое падает по абсолютной величине по мере удаления от устья сопла. Теоретический профиль $\overline{H}$, рассчитанный

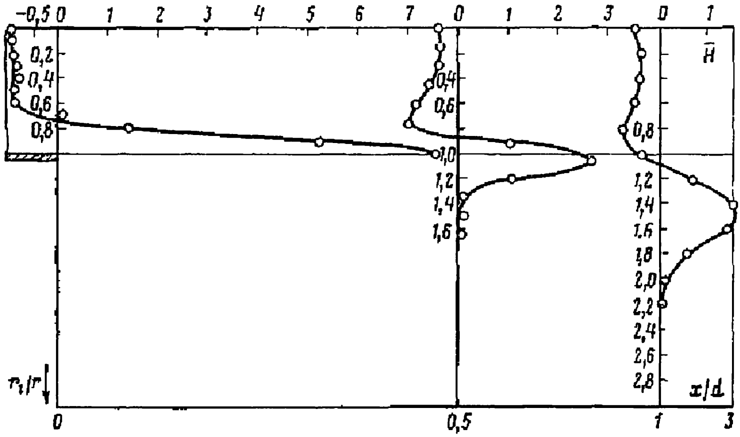


Рис 3-16 Распределение полного импульса $\overline{H}$ в закрученной струе, вытекающей из регистра Т при $a/d=0{,}5$, $b/d=1{,}425$; $n=4{,}9$.

по формуле (3-17), не повторяет эти экспериментальные особенности. Введение в теорию линейного преобразования (3-31) позволяет учесть первую из особенностей. Однако появление области постоянных отрицательных значений $\overline{H}$ вблизи оси струи теория метода не может объяснить — она дает плавное изменение величины и формы $\overline{H}$.

Расчетную схему с $\overline{H}$ можно рекомендовать для струй со сравнительно небольшой закруткой (регистр A с углами $\alpha=20$ и 30°, улиточный регистр), причем с ростом отношения сторон сходимость расчета и опыта улучшается. В таких случаях метод эквивалентной задачи теории теплопроводности применим в простейшей форме преобразований $\xi=\xi(x)$, $\eta=y$. Начиная с сечений, отстоящих от сопла на расстоянии 3—4 калибра, схему расчета с $\overline{H}$ можно применять для всех регистров А, АТ и У, не вводя преобразования координаты y [формула

(3-31)], т. е. можно применять метод в его простейшем виде (3-8).

Результаты расчета поля $\overline{H}$ в сильно закрученной струе показали, что метод эквивалентной задачи теории теплопроводности в своей простейшей форме (3-8) приводит к регулярному смещению расчетного максимума $\overline{H}$ от экспериментального. Введение преобразования (3-31) приводит к совмещению кривых в области положительных значений $\overline{H}$. В области отрицательных значений $\overline{H}$ (приосевая область) согласия теории и опыта получить не удалось. Это обстоятельство, вероятно, свидетельствует о том, что введение в расчетную схему метода эквивалентной задачи величины полного импульса $\overline{H}$ вместо осевого потока импульса ρU^2_x не всегда оправдано, так как не всегда удачно учитывает возникающие в области оси обратные токи.

Включение статического давления P в расчетную схему с $\overline{H}$ должно было учесть обратное подтекание к ядру струи, так как и подтекание и разрежение на оси возникают из-за центробежного эффекта. Но если разрежение учитывается вводом статического давления P со своим знаком, то знак осевой составляющей скорости не учитывается, так как входит в схему расчета в квадрате (величина ρU^2_x). Тот факт, что при расчете поля полного давления $\overline{H}$ в сильно закрученной струе происходит регулярное смещение расчетного максимума относительно экспериментального, свидетельствует о том, что в направлении $\overline{y}$ существен конвективный перенос.

Рассмотрим результаты расчета вращательной скорости в закрученной струе на основе метода эквивалентной задачи теории теплопроводности и методики, изложенной в § 3-3.

Нахождение вихря Z_x по экспериментальным профилям вращательной скорости U_φ в устье в ряде случаев может приводить к существенным погрешностям. Перепишем формулу (3-23) иначе, заменяя производную $\partial U_\varphi / \partial r$ отношением приращений. Тогда

$$Z_{x_i} = \frac{U_{\varphi i}}{r_i} + \frac{U_{\varphi_i} - U_{\varphi_{i-1}}}{\Delta r_i}. \tag{3 32}$$

Анализ экспериментальных данных по распределению U_φ показал, что величина скорости U_φ растет в устье с ростом $\bar{r}$ линейно либо остается приблизительно постоянной до $\bar{r}=1$, а затем резко падает. Величина вихря Z_{x_i} по формуле (3-32) приобретает поэтому большие отрицательные значения на коротком интервале $\bar{r}$ и определение Z_x на этом интервале связано с большими погрешностями. Когда U_φ вблизи края сопла меняется медленно (при углах наклона лопаток в аксиальном регистре $\alpha=20$, 30 и 40°, например) и погрешности, вноси-

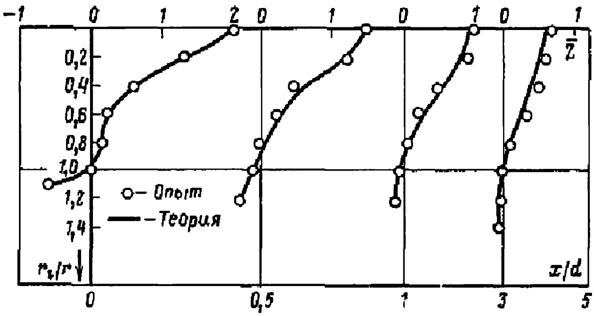


Рис 3-17. Профиль осевой составляющей вихря Z_x в закрученной струе, вытекающей из регистра А ($\alpha=20°$).

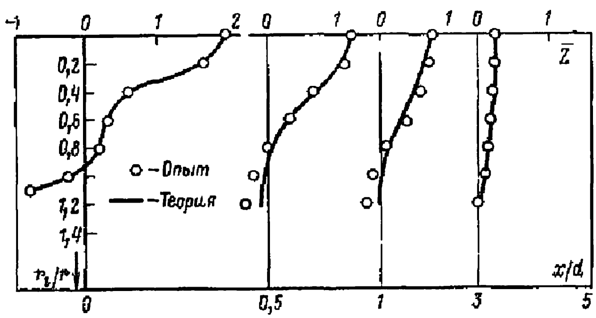


Рис. 3 18. Профиль осевой составляющей вихря Z_x в регистре А ($\alpha=30°$).

мые в начальный профиль $Z(0)$ вторым членом формулы (3-32), невелики, совпадение опытных данных с теоретическим расчетом U_φ по x-составляющей вихря Z_x [формула (3-27)] получается хорошим.

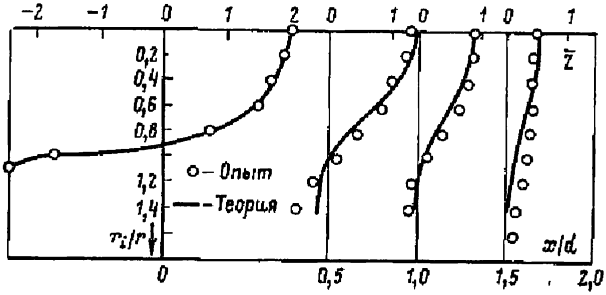


Рис. 3-19 Профиль осевой составляющей вихря Z_x в регистре А (α=40°).

На рис. 3-17 показано поле осевой составляющей вихря в закрученной струе, вытекающей из аксиального регистра А с углом наклона лопаток $\alpha=20°$.

На рис. 3-18, 3-19 представлены поля x-составляющей вихря в закрученной струе, вытекающей из регистра А с α=30 и 40°. Как видно из рисунков, совпадение результатов хорошее. С ростом параметра крутки n (при углах наклона лопаток в регистре А $\alpha>40°$) вращательная скорость U_φ резко меняется вблизи края сопла и большие погрешности в профиле $Z(0)$ в этом случае приводят к некоторому расхождению теории и опыта (рис. 3-19) в области границы струи

Была сделана попытка [8, 15] применить метод эквивалентной задачи теории теплопроводности не только к величине осевой составляющей вихря Z_x, но и к величине угловой скорости ω (т. е. первому члену правой части формулы 3-23). Критерием применимости эквивалентной задачи теории теплопроводности к величине угловой скорости должно было служить совпадение результатов теории и эксперимента.

Метод эквивалентной задачи теории теплопроводности в том виде, в котором он был предложен Л. А. Вулисом, не конкретизирует в принципиальной постановке переносимой субстанции, т. е. той величины, к которой применяется уравнение теплопроводности. Метод требует только, чтобы эта величина была сохраняющейся. Для прямоточных струй такими величинами оказались ρU^2_x; $\rho U_x c_p \Delta T$; $\rho U_x c_p \Delta C$. При расчете вращательной скорости авторами работ [8, 15] в схему метода была введена новая сохраняющаяся величина x — составляющая вихря Z_x.

В связи с этим отметим, что хотя угловая скорость ω, строго говоря, не является сохраняющейся величиной, данные расчета (табл. 3-2) свидетельствуют о том, что $\int\limits_0^\infty \omega r\,dr$ сохраняет постоянное (с точностью до 10—20%) значение на всех исследованных сечениях закрученной струи.

На рис. 3-20—3-22 показана диффузия локальной угловой скорости с удалением от сопла. Закрученная струя вытекала из аксиального регистра А с углом наклона лопаток α=20, 30 и 40°. На рис. 3-23—3-25 угловая скорость ω для наглядности пересчитана на U_φ.

Как показано на рис. 3-23—3-25, теория и опыт дают хорошее совпадение. При этом максимум угловой скорости находился на оси струи, поэтому зависимость $\xi_\omega(x)$ определялась путем сопоставления теоретических и экспериментальных данных при значении $r=0$ (на оси струи). Зависимость $\sqrt{\xi_\omega}(x)$ для закрученной струи, вытекающей из лопаточного регистра А, показана на рис. 3-26. Как видно из рисунка, с увеличением угла на-

Таблица 3-2

Проверка сохранения значения интеграла вида $\int\limits_0^\infty \omega r\,dr = \int\limits_0^\infty U_\varphi\,dr$ по сечениям закрученной струи, вытекающей из регистра типа А (относительные величины)

α=20°		α=30°	α=40°
$\bar{x}$=0	2192	3400	1864
$\bar{x}$=0,5	2234	3150	1651
$\bar{x}$=1,0	2017	2950	1633
$\bar{x}$=3,0	1961	2100	1600
Сохранение с точностью до 15 %		Сохранение с точностью до 10—20 %	Сохранение до 10 %

клона лопаток α значение $\sqrt{\xi_\omega}$ для всех сечений увеличивается.

Для широкой проверки гипотезы о диффузии угловой скорости в закрученной струе были проведены расчеты угловой (а, тем самым, и вращательной скорости) в закрученной струе, вытекающей из регистров трех типов: улиточного, аксиально-тангенциального и просто тангенциального. Конструктивные размеры и основные аэродинамические характеристики этих регистров приведены в гл. 1.

Результаты расчета и сравнение с опытными данными представлены на рис. 3-27—3-32. Как видно на рис. 3-27, 3-28, расчет и опыт дают удовлетворительное

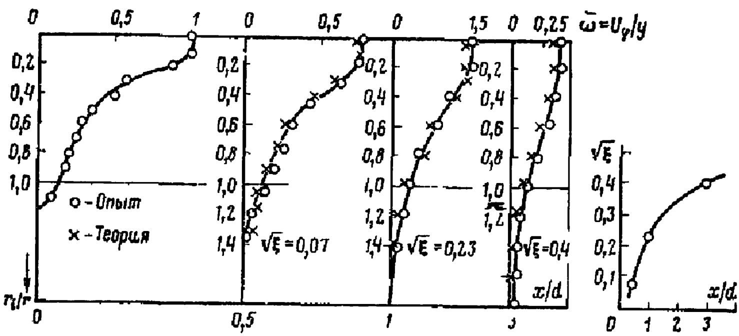


Рис. 3-20. Профиль угловой скорости $\bar{\omega}$ на выходе из регистра А ($\alpha=20°$).

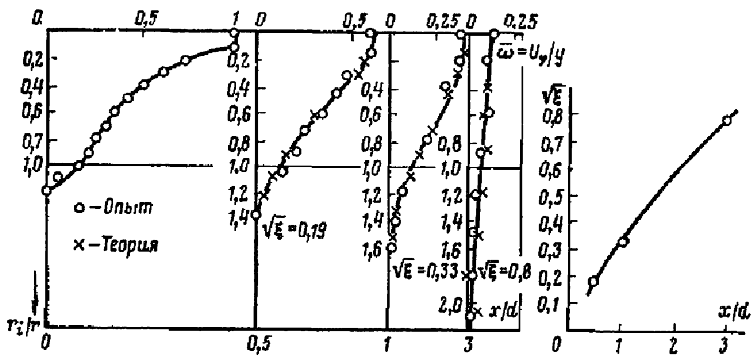


Рис. 3-21. Профиль угловой скорости $\bar{\omega}$ на выходе из регистра А ($\alpha=30°$).

совпадение. Поле угловой скорости струи, вытекающей из регистра АТ при $n=0{,}80$, аналогично полю угловой скорости струи, вытекающей из аксиального регистра А при $n=0{,}54$ (см. рис. 3-21 и 3-28). Максимум угловой скорости в обоих случаях лежит на оси струи.

При сравнении рис. 3-22 и 3-29 видно, что характер вращения закрученной струи, вытекающей из аксиального регистра А с $\alpha=40°$, $n=0{,}79$ отличается от характера

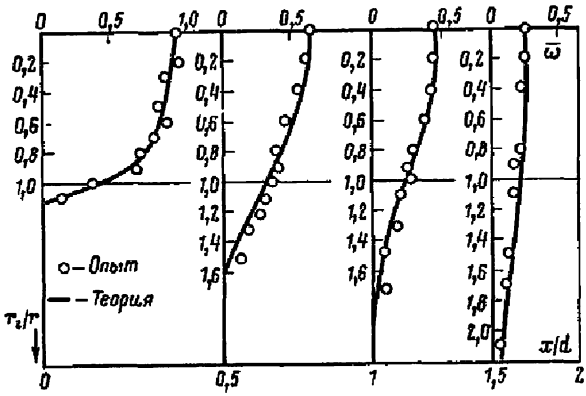


Рис. 3-22. Профиль угловой скорости на выходе из регистра А ($\alpha=40°$).

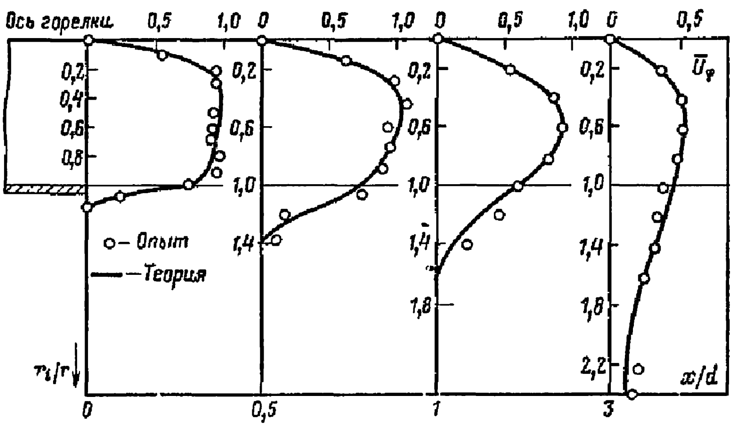


Рис 3-23. Профиль вращательной составляющей скорости U_φ на выходе воздушной струи из регистра А ($\alpha=20°$, $n=0{,}324$).

вращения струи, вытекающей из регистра АТ (n=1,35). Совпадение результатов расчета и опыта тем не менее можно считать хорошим как на рис. 3-22, так и на рис. 3-29. Некоторый выброс опытных точек в сечении x/d=0,5 (см. рис. 3-29) можно отнести, очевидно, за счет увеличения погрешности замеров скорости в приосевой области струи из-за малости величины скорости.

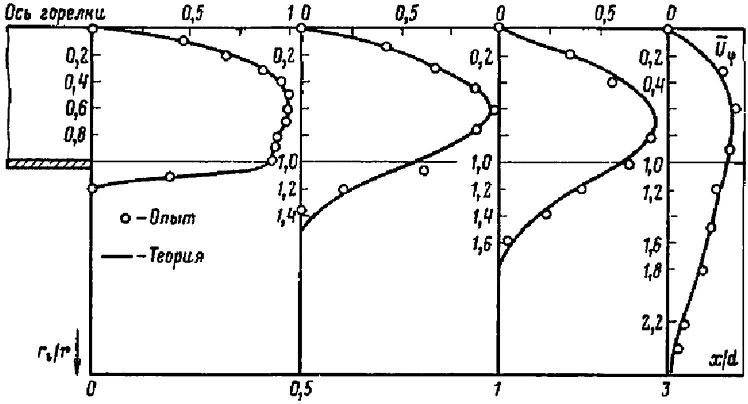


Рис 3-24 Профиль вращательной составляющей скорости U_φ на выходе воздушной струи из регистра А (α=30°, n=0,515).

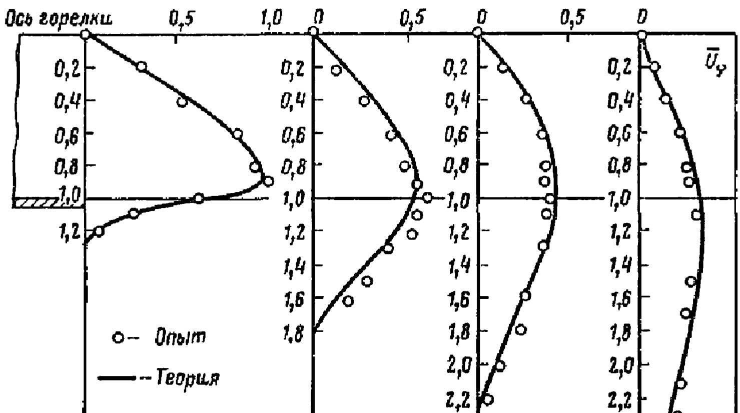


Рис. 3-25. Профиль вращательной составляющей скорости U_φ на выходе воздушной струи из регистра А (α=40°, n=0,745).

Рассмотрим данные, приведенные на рис. 3-29, 3-30. Профиль угловой скорости на выходе из сопла имеет для улиточного подвода особенность: при крутках $n=1$ и 2 и отношения сторон $a/b=0{,}25$ и 0,50 в центральной (приосевой) части струи вместо квазитвердого ядра на-

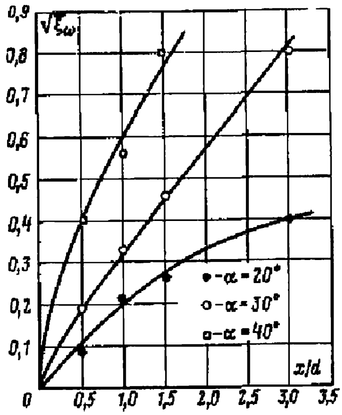


Рис. 3-26. Зависимость $\sqrt{\xi_\omega}(x)$ для закрученной струи, вытекающей из лопаточного регистра А.

блюдается провал угловой скорости, т. е. слабозакрученный поток. Расчет в этом случае дает хорошее совпадение с результатами опыта всюду, кроме приосевой области (см. рис. 3-29, 3-30). С ростом отношения сторон a/b и при больших крутках ($n=3$) в приосевой области струи появляется сильно закрученное ядро, угловая скорость которого подчиняется закону диффузии при расче-

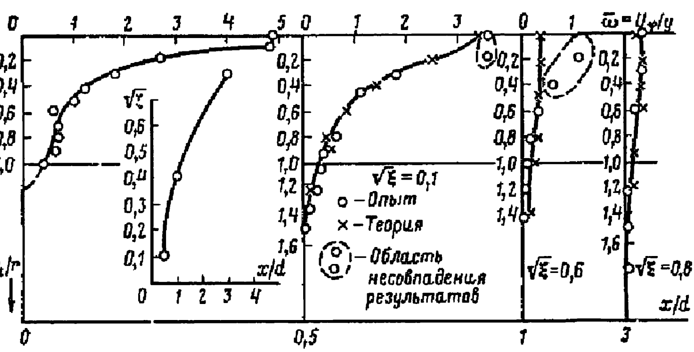


Рис. 3-27. Профиль угловой скорости $\bar{\omega}$ на выходе из завихрителя АТ ($\alpha=45°$, $\beta=25°$, $n=0{,}38$).

те по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности. Совпадение расчета и опыта, как показывает рис. 3-32, хорошее во всей области струи. Очевидно, таким характером вращения закрученной струи в улиточном регистре можно объяснить хорошее совпадение опыта и результатов расчета вращательной скорости в [94].

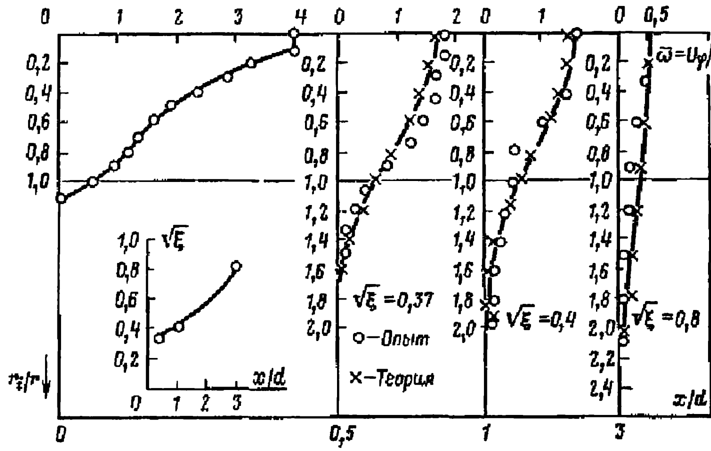


Рис 3-28 Профиль угловой скорости $\bar{\omega}$ на выходе из завихрителя АТ ($\alpha=20°$, $\beta=25°$, $n=0,80$).

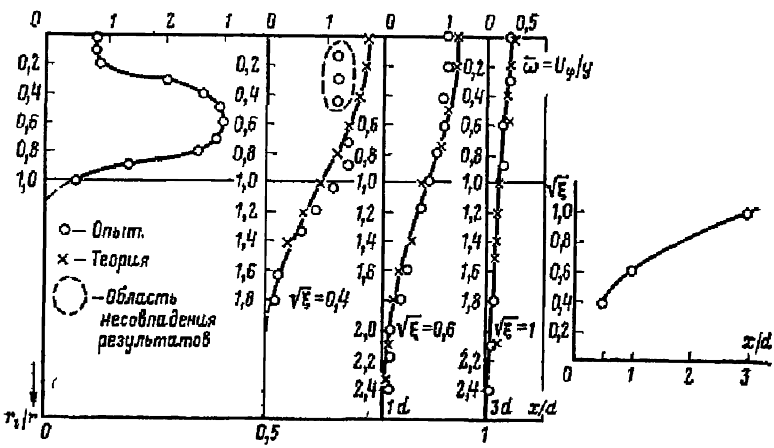


Рис 3-29. Профиль угловой скорости $\bar{\omega}$ на выходе из завихрителя АТ ($\alpha=20°$, $\beta=45°$, $n=1,35$).

Отношение сторон a/b равнялось в [94] значению 0,90, а параметр крутки — 2,07.

На рис. 3-33 и 3-34 показаны поля угловой скорости в закрученной струе, вытекающей из простого тангенциального регистра. Как видно из рисунков, для сечений,

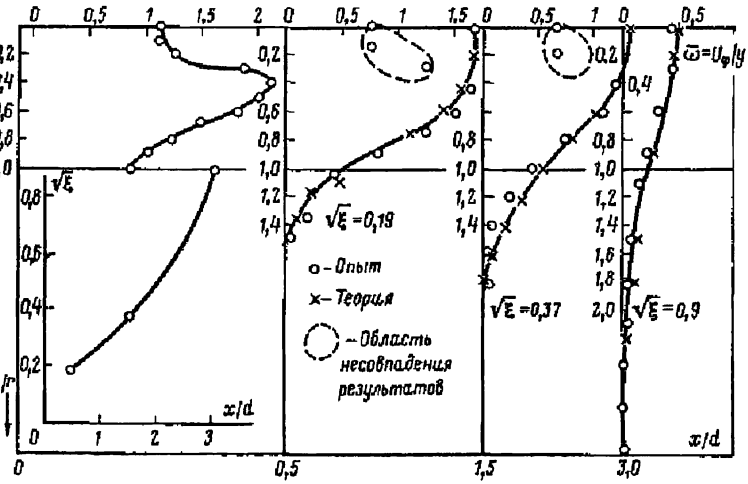


Рис 3-30 Профиль угловой скорости $\bar{\omega}$ на выходе из завихрителя У ($a/d=0{,}64$, $b/d=2{,}56$, $a/b=0{,}25$, $n=1$).

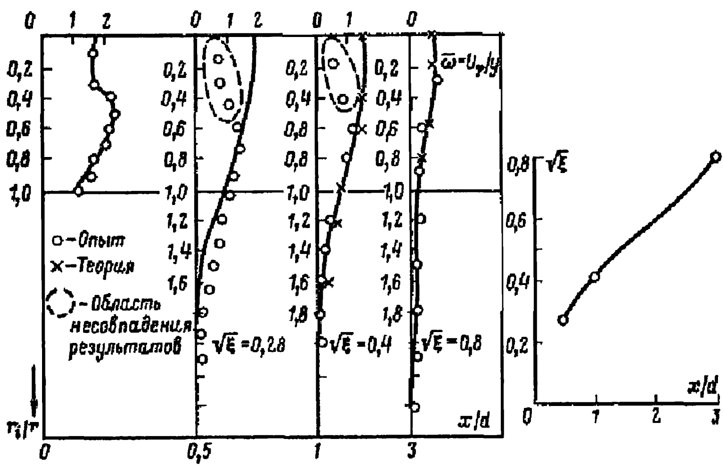


Рис. 3-31. Профиль угловой скорости $\bar{\omega}$ на выходе из завихрителя У ($a/b=0{,}64$, $b/d=1{,}28$, $n=2$).

близких к соплу, не удалось получить согласия опыта и расчета. Это связано с большой нерегулярностью скоростных полей на выходе из регистра.

Анализ полученных данных по расчету вращательной скорости показал, что предложенная гипотеза о диффузии осевой составляющей вихря и локальной угловой скорости в закрученной струе подтверждается опытом.

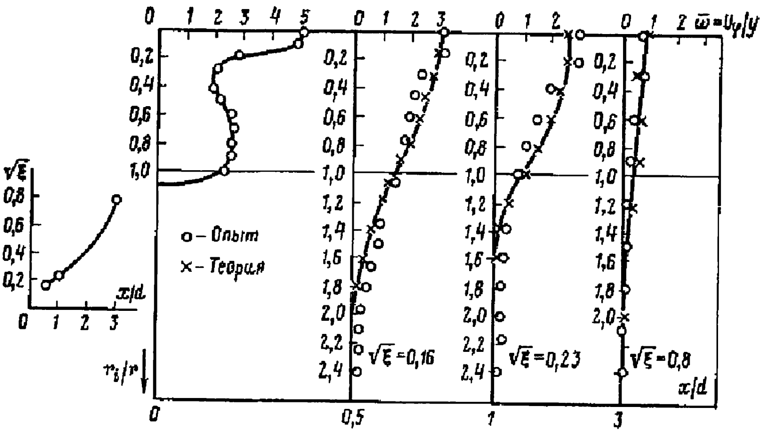


Рис. 3-32. Профиль угловой скорости $\bar{\omega}$ на выходе из завихрителя У ($a/d=0{,}5$; $b/d=1{,}0$; $n=3$).

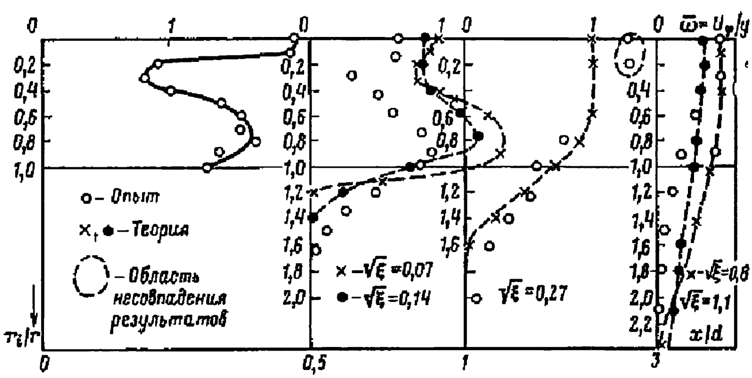


Рис. 3-33. Профиль угловой скорости $\bar{\omega}$ на выходе из завихрителя Т ($a/d=0{,}5$; $b/d=1{,}425$; $d_0/d=0{,}25$; $n=0{,}7$).

По-видимому, тот факт, что величина касательного напряжения $\tau_{r\varphi}$, входящая в третье уравнение системы для турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости (2-12), пропорциональна осевой составляющей вихря

$$\tau_{r\varphi} \sim \frac{dU_\varphi}{dr} + \frac{U_\varphi}{r}, \qquad (3\text{-}33)$$

дает основания предполагать о связи касательных напряжений Рейнольдса с переносом угловой скорости.

На конференции ASME по прикладной механике и механике жидкости в 1969 г. авторами работы [80] был доложен вывод о том, что в «процессе турбулентного переноса как момент количества движения, так и угловая скорость относятся к числу переносимых характеристик турбулентного потока, и напряжения Рейнольдса можно связать с переносом либо одной, либо обеих этих характеристик».

Этот вывод был сделан после аналитического исследования закрученного потока в цилиндрических трубах, проведенного на основе теории переноса завихренности Тейлора и гипотезы подобия Кармана.

В заключение главы остановимся на вопросе о взаимосвязи полей вращательной и аксиальной составляющих скорости. Анализ экспериментальных данных по

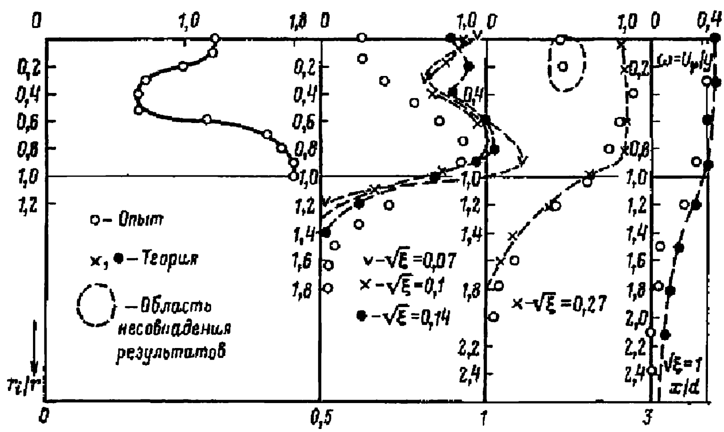


Рис. 3-34. Профиль угловой скорости $\bar{\omega}$ на выходе из завихрителя Т ($a/d = 0{,}375$; $b/d = 1{,}425$; $d_0/d = 0{,}25$; $n = 1{,}17$).

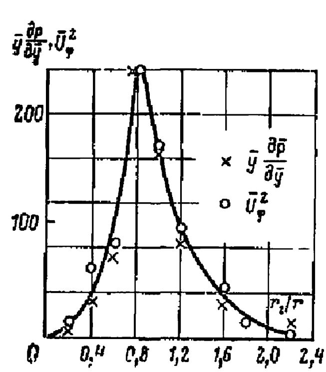


Рис. 3-35. Результаты экспериментальной проверки уравнения (3-24).

распределению профилей составляющих скорости в свободной закрученной струе [9, 10] показал, что увеличение вращательной составляющей скорости вызывает увеличение аксиальной рециркуляции газа во вращающемся потоке. Теоретический расчет составляющих скорости по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности также оказывается взаимосвязанным.

Путь расчета аксиальной составляющей скорости в закрученной струе, рассмотренный в [8, 15], показал, что для расчета поля U_x нужно строить поля полного импульса $H=P+\rho U^2_x$ и рассчитывать их, зная распределение поля статического давления P. Расчет же профилей статического давления можно провести, если предварительно рассчитать вращательную скорость U_φ.

Связь между вращательной скоростью U_φ и статическим давлением в потоке находится при интегрировании уравнения

$$\frac{U^2_\varphi}{r}=\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r}. \tag{3-34}$$

Интегрируя уравнение (3-34), получим:

$$P=\int\limits_0^r \frac{\rho U^2_\varphi}{r}dr+f(x), \tag{3-35}$$

где $f(x)$ — некоторая произвольная функция, задаваемая граничными условиями. При значении $r\to\infty$ давление $P\to 0$ и $f(x)=0$. Величина интеграла в формуле (3-35) вычисляется по профилям вращательной скорости.

Условие $\partial P/\partial r=\rho U^2_\varphi/r$ означает, что градиент давления $\partial P/\partial r$ уравновешивает центробежную силу. Если условие равновесия нарушается, то равенство переходит в неравенство $\partial P/\partial r>\rho U^2_\varphi/r$. Так, очевидно, получается в окрестности оси струи, на начальных сечениях от сопла и у края горелки, на ее периферии. Об этом свидетельствуют результаты сопоставления рассчитанных по экспериментальным данным авторов [8] левой и правой частей уравнения (3-34).

На рис. 3-35 приведены результаты такого сопоставления для закрученной струи, вытекающей из аксиального лопаточного регистра с углом наклона лопаток $\alpha=40°$ на расстоянии от среза сопла порядка одного калибра.

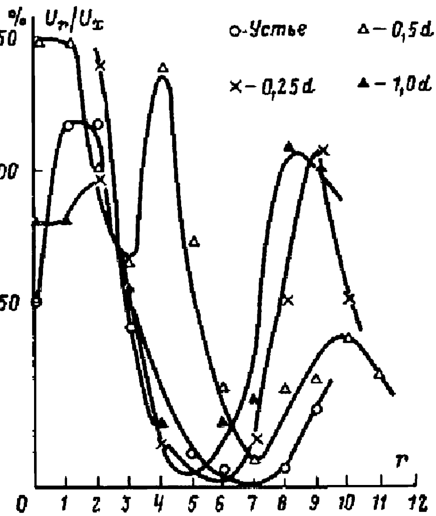


Рис. 3-36 Зависимость отношения радиальной скорости к аксиальной в процентах по сечению.

Из рис. 3-35 видно, что уравнение (3-34) выполняется приближенно, причем хуже в окрестности оси и на периферии горелки (по оси абсцисс отложен относительный радиус горелки).

Распределение радиальной составляющей скорости в закрученной струе по радиусу горелки и по сечению показало, что в окрестности оси и на периферии горелки наблюдается сильное возрастание радиальной скорости (рис. 3-36) (U_r составляет даже более 100% от продольной аксиальной скорости U_x). Поэтому, очевидно, возрастание радиальной составляющей скорости в двух зонах (ось и граница) на начальном участке у среза сопла является одной из причин нарушения условия равновесия (3-34).

Интересно отметить при этом, что наличие конвективного движения в радиальном направлении не приводит все же к значительному нарушению уравнения (3-34). К такому же выводу пришли и авторы работы [90а], показав, что при анализе течения в сильно закрученной струе за исключением небольшой области вблизи среза сопла можно использовать простое соотношение (3-34). Заметим, кстати, что вместо уравнения (3-34) авторы [90а] рассмотрели более полное уравнение в виде

$$\frac{U^2_\varphi}{r} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r}\overline{(U'_r)^2}, \tag{3-36}$$

здесь U'_r — поперечная пульсационная скорость, черта сверху означает осреднение по времени. Оказалось, что учет влияния пульсационного члена $\frac{\partial}{\partial r}\overline{(U'_r)^2}$ на величину статического давления P на оси струи не вносит существенного вклада в величину перепада давления.

Резюмируя результаты настоящей главы, отметим, что использование формул (3-18), (3-27) или (3-28), а также уравнения (3-34) позволяет получить основные аэродинамические характеристики закрученной струи.

Результаты расчета и сравнение с экспериментом показывают, что схему метода эквивалентной задачи теории теплопроводности можно использовать для получения приближенной картины течения с зонами обратной циркуляции, поскольку других схем для описания таких течений в настоящее время не предложено. Так, в последней работе [90а] излагаются результаты расчета течения в сильно закрученной струе, но за зоной обратных токов.

Согласие теории метода эквивалентной задачи с экспериментальными данными (рис. 3-3, 3-4, 3-9, 3-12, 3-14, 3-18—3-26, 3-29, 3-30, 3-33) является аргументом в ее пользу, ибо критерием годности любой расчетной схемы является опыт. Метод оказался, на наш взгляд, наиболее приемлемым применительно к расчету вихревых горелочных устройств. Как и любой другой полуэмпирический метод, он обладает достоинствами и недостатками. Преимущества метода заключаются в распространении его на неавтомодельные течения, в возможности получения непрерывной деформации профилей от начального до любого промежуточного по течению, в простоте решения с помощью табулированных функций, что существенно для инженерного расчета. Заметим, что в практическом плане необходимость такого инженерного расчета начальной области вблизи среза сопла горелочного устройства (в диапазоне до трех калибров сопла) становится понятной в связи с новыми тенденциями в промышленной энергетике: размеры горелок d растут, топка укорачивается (L становится меньше), отношение размеров L/d уменьшается, теплонапряженность топки растет.

Перечисленные преимущества метода не должны, однако, создавать иллюзию его универсальности, особенно при использовании в простейшем виде при инвариантности координаты y.

Если для ряда случаев расчетным «ключом» является только эмпирическая связь $\xi=\xi(x)$ (как на рис. 3-3, 3-4, 3-12, 3-18—3-26, 3-29, 3-33), то в более сложных случаях требуется преобразование обеих координат — x и y (рис. 3-6—3-11, 3-13—3-16).

Графики рис. 3-34 и 3-35, относящиеся к случаю, когда не удалось рассчитать горелочное устройство типа простого тангенциального подвода, показывают, что метод налагает некоторые ограничения на произвольную форму начального профиля, хотя и допускает довольно широкую его вариацию. Конструктивные особенности завихрителей типа Т таковы, что начальная неравномерность профиля скорости оказывает сильное влияние на течение закрученной струи. Из-за неравномерности профиля скорости повышается уровень турбулентности, растет турбулентная вязкость и, как следствие, интенсифицируется смешение. Учесть это при расчете по методу эквивалентной задачи (как, впрочем, и при других схемах расчета) не удается. Кроме того, метод не универсален, так как для каждого течения нужно по опытному начальному профилю и значению характерного параметра на оси находить расчетный «ключ» — эмпирическую связь $\xi=\xi(x)$.

Данные опытов для прямоточных струй свидетельствуют о том, что зависимость $\xi=\xi(x)$ приближается к универсальному характеру. Для закрученных струй вид этой связи еще окончательно не установлен.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ТУРБУЛЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ

4-1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОГО ДВИЖЕНИЯ

Наиболее распространенным типом течения жидкости или газа является турбулентное течение. Первый исследователь турбулентного движения О. Рейнольдс считал, что основным признаком турбулентного движения является «нерегулярное» изменение параметров течения. Бэтчелор связывал турбулентность с неповторяемостью значений скорости в фиксируемый момент в определенной точке потока при сохранении «макроскопических свойств потока».

Большинство ученых считают основным отличием турбулентного движения от ламинарного интенсификацию перемешивания в турбулентном потоке. В своем известном опыте с введением окрашенной жидкости в воду, движущуюся по круглой трубе, О. Рейнольдс обнаружил, что при некоторой скорости воды окрашенная струйка быстро перемешивается с окружающей средой. Движение воды в этом случае было турбулентным.

Г. Шлихтинг [113] объясняет возникновение перемешивания тем, что на основное движение жидкости налагается пульсационное движение. Обобщая эти высказывания, можно заключить, что турбулентное течение характеризуется средним и пульсационным движением. Рассмотрим величины, характеризующие турбулентное движение.

Пусть V — величина мгновенной скорости; $\overline{V}$ — величина средней скорости; V' — величина пульсационной скорости.

Согласно определению турбулентности должно выполняться следующее равенство:

$$V=\overline{V}+V'. \tag{4-1}$$

В этом выражении V' не может быть величиной, характеризующей турбулентное движение, так как в течение некоторого промежутка времени она принимает различные значения. Поэтому за величину, характеризующую турбулентность, принимают среднеквадратичную величину

$$\sqrt{\overline{V'^2}} \qquad (4\text{-}2)$$

(черта сверху здесь и далее означает осреднение по времени).

Отношение среднеквадратичной величины пульсационной скорости к средней скорости называют относительной интенсивностью турбулентности

$$\sqrt{\overline{V'^2}}\,/\,\overline{V} = \varepsilon. \qquad (4\text{-}3)$$

Если U'_x, U'_y, U'_z — пульсационные скорости, направленные по осям x, y, z, то $\overline{U'^2_x}$, $\overline{U'^2_y}$, $\overline{U'^2_z}$, $\overline{U'_x U'_y}$, $\overline{U'_x U'_z}$, $\overline{U'_y U'_z}$ являются величинами, пропорциональными дополнительным напряжениям, возникающим в турбулентном потоке.

Пульсационные скорости U'_{xA}, U'_{yA}, U'_{zA} и U'_{xB}, U'_{yB}, U'_{zB} двух точек A и B турбулентного потока могут образовать двойные корреляции скорости $\overline{U'_{xA}U'_{xB}}$, $\overline{U'_{zA}U'_{xB}}$, $\overline{U'_{yA}U'_{xB}}$ и т. д. Для изотропного турбулентного течения, в котором статистические турбулентные характеристики не зависят от системы координат, все двойные корреляции, за исключением $\overline{U'_{xA}U'_{xB}}$ и $\overline{U'_{yA}U'_{yB}}$, равны нулю [102]. Корреляция $\overline{U'_{xA}U'_{xB}}$ называется продольной двойной корреляцией, а корреляция $\overline{U'_{yA}U'_{yB}}$ — поперечной двойной корреляцией. Для точек, находящихся на оси y, поперечный коэффициент корреляции можно записать следующим образом:

$$\overline{g}(y) = \frac{\overline{U_y(\xi)\,U_y(\xi + y)}}{\overline{U'^2_y}}. \qquad (4\text{-}4)$$

В этой формуле ξ — координата одной из точек; y — расстояние между точками.

Интегрируя $g(y)$, получим поперечный интегральный масштаб турбулентности

$$L_g = \int_0^\infty g(y)\,dy. \qquad (4\text{-}5)$$

В [102] приведена формула, связывающая коэффициент поперечной корреляции $g(y)$ с другим поперечным масштабом турбулентности:

$$g(y) \approx 1 - \frac{y^2}{\lambda^2_g}. \qquad (4\text{-}6)$$

В этой формуле λ_g определяет величину наименьших вихрей, через которые происходит диссипация турбулентной энергии. Поэтому λ_g называют микромасштабом (поперечным) или масштабом диссипации.

Микромасштаб λ_g определяется по формуле

$$\frac{1}{\lambda^2_g} = \frac{1}{2\overline{U'^2_x}} \overline{\left[\frac{\partial U'_y}{\partial y}\right]^2}. \qquad (4\text{-}7)$$

Аналогично формуле (4-4) для коэффициента поперечной корреляции приведем формулу для коэффициента продольной корреляции для двух точек A и B, расположенных на оси x:

$$f(x) = \frac{\overline{U_x(\xi)\, U_x(\xi + x)}}{\overline{U'^2_x}}. \qquad (4\text{-}8)$$

В результате интегрирования коэффициента продольной корреляции $f(x)$ получим продольный интегральный масштаб

$$L_f = \int_0^\infty f(x)\, dx. \qquad (4\text{-}9)$$

Продольный микромасштаб λ_f входит в формулу для $f(x)$:

$$f(x) = 1 - \frac{x^2}{\lambda^2_f}. \qquad (4\text{-}10)$$

Для определения λ_f можно применить следующую формулу:

$$\frac{1}{\lambda^2_f} = \frac{1}{2\overline{U'^2_x}} \overline{\left(\frac{\partial U'_x}{\partial x}\right)^2}. \qquad (4\text{-}11)$$

В [102] приведена формула Лауфера и Липмана для определения λ_f по числу нулей N_0 пульсации U'_x в единицу времени

$$\frac{1}{\lambda_f} = \frac{\pi N_0}{\overline{U_x} \sqrt{2}}. \qquad (4\text{-}12)$$

Пульсационные скорости в данной точке потока, но взятые в разные моменты времени, также составляют корреляцию $\overline{U'(T)\, U'(T+t)}$.

Эта корреляция называется эйлеровой корреляцией, а величина

$$R_E(t)=\frac{\overline{U(T)U(T+t)}}{U'^2} \tag{4-13}$$

называется эйлеровым коэффициентом корреляции.

Интегрируя (4-13), получим интегральный масштаб времени

$$T_E=\int_0^\infty R_E(t)\,dt. \tag{4-14}$$

Если L_f показывает приближенно продольные размеры наибольших турбулентных молей, то T_E показывает приближенно время, в течение которого имеются корреляционные связи между пульсациями в данной точке. Для однородного течения с постоянной средней скоростью $\overline{U}_x$ коэффициент продольной корреляции совпадает с эйлеровым коэффициентом корреляции

$$f(x)=R_E(t).$$

В этом случае существует приближенная зависимость между интегральными масштабами L_f и T_E

$$L_f=\overline{U}_x T_E. \tag{4-15}$$

Все вышеприведенные турбулентные характеристики возникают при эйлеровом рассмотрении течения. При лагранжевом рассмотрении течения возникают другие характеристики турбулентности.

Если ввести в турбулентный поток источник небольших размеров, непрерывно выпускающий в поток красящее вещество, то с течением времени будет происходить диффузия этого вещества под действием турбулентности потока.

Среднеквадратичное отклонение окрашенных частиц от оси источника в течение времени t равно:

$$\overline{\sigma^2}=2\overline{U_y'^2}\int_0^t (T-t)\,R_L(t)\,dt, \tag{4-16}$$

где $\overline{\sigma^2}$ — среднеквадратичное отклонение частиц; $R_L(t)$ — лагранжева корреляция.

Формула (4-16) находит практическое применение при малых и больших периодах диффузии. При малом времени диффузии T (4-16) преобразуется к виду

$$\overline{\sigma^2}=\overline{U'^2_y}T^2, \qquad (4\text{-}17)$$

т. е. рассеяние зависит от времени диффузии T и поперечной пульсационной скорости.

При большом времени диффузии

$$\overline{\sigma^2}=2\overline{U'^2_y}T\int\limits_0^\infty R_L(t)\,dt. \qquad (4\text{-}18)$$

Таким образом, при малом времени диффузии $\overline{\sigma^2}$ пропорционально квадрату времени диффузии T^2, а при большом времени диффузии — пропорционально T.

Обозначим $\int\limits_0^\infty R_L(t)\,dt=T_L$, где T_L — лагранжев интегральный масштаб времени.

Величина T_L рассматривается как мера наиболее длительного времени, в течение которого частица, в среднем, испытывает перемещение в одном направлении. Расстояние, на которое перемещается частица за время T_L с пульсационной скоростью U'_y, есть лагранжев интегральный масштаб

$$\Lambda_L=U'_yT_L. \qquad (4\text{-}19)$$

Произведение

$$U'_y\Lambda_L=D_T \qquad (4\text{-}20)$$

составляет коэффициент турбулентной диффузии.

Формула (4-18) после введения D_T принимает следующий вид:

$$\overline{\sigma^2}=2D_TT. \qquad (4\text{-}21)$$

Итак, среднеквадратичное отклонение частиц красящего вещества от оси источника при большом времени диффузии зависит от коэффициента D_T.

Дифференцируя (4-21) по T, находим $\frac{1}{2}[d(\sigma^2)/dT]=D_T$, т. е. коэффициент турбулентной диффузии равен половине скорости возрастания среднеквадратичного отклонения.

Важной характеристикой турбулентности также является спектральная функция. Спектральная функция $F(\omega)$ показывает распределение турбулентной энергии по частотам ω. Интеграл от $F(\omega)$ равен среднеквадратичной пульсации, т. е.

$$\int_0^\infty F(\omega)\,d\omega = U'_x.$$

Если известна спектральная функция, то можно определить «среднюю» частоту пульсаций [87]

$$\omega_{ср} = \frac{\int_0^\infty F(\omega)\,\omega\,d\omega}{\int_0^\infty F(\omega)\,d\omega}. \qquad (4\text{-}22)$$

Для определения «средней» частоты применяется также формула, полученная Тейлором:

$$\overline{\omega^2}_{ср} = \frac{\int_0^\infty \omega^2 F(\omega)\,d\omega}{\int_0^\infty F(\omega)\,d\omega}. \qquad (4\text{-}23)$$

Средняя частота, определенная по формулам (4-22) и (4-23), отличается от средней частоты $\omega'_{ср}$, определенной по осциллограммам.

Средняя частота $\omega'_{ср}$ по осциллограмме определяется как половина экстремумов в единицу времени на кривой мгновенной скорости. В [73] установлена следующая связь между частотами:

$$\sqrt{\overline{\omega^2}_{ср}} = 1{,}5\omega'_{ср}. \qquad (4\text{-}24)$$

По известной спектральной функции продольный микромасштаб определяется формулой

$$\frac{1}{\lambda^2 f} = \frac{2\pi^2}{\overline{U}^2_x \overline{U'^2_x}} \int_0^\infty \omega^2 F(\omega)\,d\omega.$$

Таким образом, турбулентность потока характеризуется интенсивностью, коэффициентами корреляции, масштабами и спектральной функцией.

Рассеяние частиц в турбулентном потоке определяется коэффициентом турбулентной диффузии.

В потоках с поперечным изменением скорости в формулу для определения рассеяния частиц вблизи источника входят касательные напряжения [102]

$$\sqrt{\overline{\sigma^2}} = \frac{\overline{U'_x U'_y}}{U_x} T. \qquad (4\text{-}25)$$

4-2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОТЕРМОАНЕМОМЕТРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СТРУЙ

Основным прибором для измерения турбулентности потоков является электротермоанемометр. Чувствительный элемент термоанемометра представляет собой нагретую нить диаметром до 20 мкм. Электронная аппаратура поддерживает постоянной температуру нити термоанемометра (термоанемометры постоянной температуры), хотя между нитью, помещенной в поток, н потоком происходит теплообмен При равенстве количеств теплоты, полученной нитью термоанемометра и отданной потоку, имеем:

$$\frac{I^2 R_w}{R_w - R_g} = A + B\sqrt{U_x}. \qquad (4\text{-}26)$$

В этой формуле I — ток нити; R_w — сопротивление нагретой нити; R_g — сопротивление нити при температуре потока; A и B — постоянные, определяемые из скоростной тарировки термоанемометра; U_x — скорость потока.

В незакрученных струях скорость течения $\overline{U}_x$ направлена параллельно оси струи.

В этом случае пульсации скорости U'_x определяется по следующей формуле [102]:

$$e = \frac{R_w - R_g}{4I} B\sqrt{\overline{U}_x}\ \frac{U'_x}{\overline{U}_x}. \qquad (4\text{-}27)$$

Формула (4-27) получена из (4-26) при подстановке в нее вместо $I = \overline{I} + i$, $U = \overline{U} + U'$. Здесь также принято во внимание, что пульсация напряжения нити e равна.

$$e = R_w i.$$

При необходимости определения поперечных пульсаций скорости в одномерных потоках (к которым можно отнести и незакрученную струю) применяют метод поворота нити.

Допустим, что ось x совпадает с направлением движения, повернем нить на угол φ. Формула (4-26) примет следующий вид:

$$\frac{I^2 R_w}{R_w - R_g} = A + B\sqrt{U_x \sin\varphi}. \qquad (4\text{-}28)$$

Величина $U_x \sin\varphi \equiv U_{эф}$ представляет собой эффективную скорость, действующую в перпендикулярном нити направлении Определим $U_{эфф}$:

$$U_{эфф} = \{[(\overline{U}_x + U'_x)\sin\varphi + U'_y \cos\varphi]^2 + U'^2\}. \qquad (4\text{-}29)$$

Раскрывая скобки и пренебрегая членами второго порядка малости, получим из (4-29):

$$U_{\text{эфф}}=\overline{U}_x \sin\varphi\left(1+\frac{2U'_x}{\overline{U}_x}+\frac{2U'_y}{\overline{U}_x}\operatorname{ctg}\varphi\right)^{1/2}. \qquad (4\text{-}30)$$

Разложим правую часть формулы (4-30) в ряд и, ограничиваясь первыми двумя членами этого ряда, а также принимая во внимание уравнение (4-27), напишем формулу для пульсаций напряжения в этом случае

$$e=\frac{\overline{R}_w-R_g}{4\overline{I}R_w}B\sqrt{\overline{U}_x\sin\varphi}\left(\frac{U'_x}{\overline{U}_x}+\frac{U'_y}{\overline{U}_x}\operatorname{ctg}\varphi\right). \qquad (4\text{-}31)$$

Для определения среднеквадратичной величины пульсаций скорости возведем обе части выражения (4-31) в квадрат и осредним

$$\overline{e^2}=\left[\frac{R_w-R_g}{4\overline{I}R_w}B\sqrt{\overline{U}_x\sin\varphi}\right]^2\times$$

$$\times\left(\frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U}^2_x}+\frac{\overline{U'^2_y}}{\overline{U}^2_x}+\frac{\overline{2U'_xU'_y}}{\overline{U}^2_x}\operatorname{ctg}\varphi\right). \qquad (4\text{-}32)$$

Проведя измерение среднеквадратичной величины пульсаций напряжения при трех поворотах нити относительно оси x, получим три уравнения для определения $\overline{U'^2_x}$, $\overline{U'^2_y}$ и $\overline{U'_xU'_y}$. Обычно углы отклонения нити с осью x составляют —45, 90, +45°.

Направление вектора скорости составляет угол ψ с осью x.

Этот случай возможен в закрученных струях, когда радиальные скорости отсутствуют, а аксиальная и тангенциальная составляющие скорости не равны нулю. При повороте нити на угол φ относительно оси x (рис. 4-1) эффективная скорость будет равна:

$$U_{\text{эфф}}=\{[(\overline{U}_x+U'_x)\sin\varphi+(\overline{U}_\varphi+U'_\varphi)\cos\varphi]^2+U'^2_r\}^{1/2}. \qquad (4\text{-}33)$$

Раскрывая скобки и пренебрегая членами 2-го порядка малости, получим:

$$U_{\text{эфф}}=[\overline{V}^2\sin^2(\psi+\varphi)+2\overline{V}\sin(\varphi+\psi)U'_x+$$

$$+2\overline{V}U'_\varphi\cos\varphi\sin(\varphi+\psi)]^{1/2}. \qquad (4\text{-}34)$$

При выводе этой формулы приняты во внимание следующие равенства: $\overline{U}_{\text{эфф}}=\overline{U}_x\sin\varphi+\overline{U}_\varphi\cos\varphi=\overline{V}\sin(\psi+\varphi)$, а также $\overline{U}_x=\overline{V}\cos\psi$, $\overline{U}_\varphi=\overline{V}\sin\psi$. Из формулы (4-34) имеем:

$$U_{\text{эфф}}=\overline{V}\sin(\varphi+\psi)\left[1+\frac{2U'_x}{\overline{V}}\frac{\sin\varphi}{\sin(\varphi+\psi)}+\right.$$

$$\left.+\frac{2U'_\varphi}{\overline{V}}\frac{\cos\varphi}{\sin(\varphi+\psi)}\right]^{1/2} \qquad (4\text{-}35)$$

Разложим правую часть (4-35) в ряд и ограничимся двумя первыми членами этого ряда

$$U_{эфф}=\overline{V}\sin(\varphi+\psi)\left[1+\frac{U'}{\overline{V}}\frac{\sin\varphi}{\sin(\varphi+\psi)}+\frac{U'_{\varphi}}{\overline{V}}\frac{\cos\varphi}{\sin(\varphi+\psi)}\right]. \qquad (4\text{-}36)$$

Второй и третий члены равенства (4-36) составляют пульсацию эффективной скорости $U'_{эфф}$. Поэтому, применяя формулу (4-27), можно получить:

$$e=\frac{\overline{R_w}-\overline{R_g}}{4\overline{I}}B\sqrt{\overline{V}}\sin(\varphi+\psi)\times$$

$$\times\left[\frac{U'_x}{\overline{V}}\frac{\sin\varphi}{\sin(\varphi+\psi)}+\frac{U'_{\varphi}}{\overline{V}}\frac{\cos\varphi}{\sin(\varphi+\psi)}\right]. \qquad (4\text{-}37)$$

При $\psi=0$ (т. е. когда вектор скорости направлен по оси x) из формулы (4-37) вытекает формула (4-31) как частный случай. При $\varphi=90°$ (нить перпендикулярна оси x) измеряем лишь пульсацию U'_x. После возведения в квадрат обеих частей формулы (4-37) и последующего осреднения можно применить метод трех поворотов нити для определения $\overline{U'^2_x}$, $\overline{U'^2_{\varphi}}$ и $\overline{U'_xU'_{\varphi}}$.

Все три составляющие скорости не равны нулю ($\overline{U}_x\neq0$; $\overline{U}_{\varphi}\neq0$; $\overline{U}_r\neq0$).

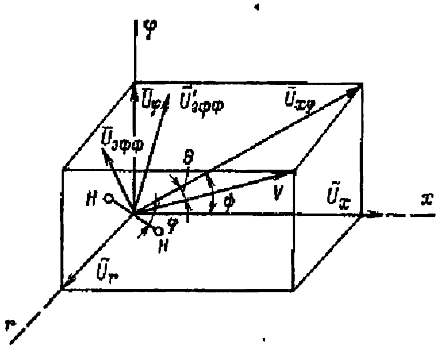


Рис. 4-1. Определение эффективной скорости в пространственном потоке.

Для определения трех пульсационных скоростей U'_x, U'_{φ}, U'_r и шести корреляций между ними необходимо введение насадка с нитью по трем взаимно перпендикулярным направлениям. Определим величину эффективной скорости, действующей на нить термоанемометра при введении насадка в поток по радиусу (рис. 4-1). В этом случае нить расположена в плоскости $xO\varphi$. Угол наклона нити к оси x равен φ, θ — угол между направлением вектора скорости и плоскостью $xO\varphi$; ψ — угол между проекцией вектора скорости на плоскость $xO\varphi$ и осью x. Эффективная скорость равна

$$U_{эфф} = \{[(\overline{U}_x + U'_x)\sin\varphi + (\overline{U}_\varphi + U'_\varphi)\cos\varphi]^2 + (\overline{U}_r + U'_r)^2\}^{1/2}. \tag{4-38}$$

Составляющие вектора скорости, входящие в (4-38), будут равны

$$\overline{U}_x = \overline{V}\cos\theta\cos\psi;\quad \overline{U}_\varphi = \overline{V}\cos\theta\sin\psi;\quad \overline{U}_r = \overline{V}\sin\theta.$$

Подставим эти выражения в формулу (4-38), пренебрегая членами 2-го порядка малости, получим следующее выражение:

$$U_{эфф} = \{\overline{V}^2[\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi) + \sin^2\theta] + 2\overline{V}\cos\theta\sin\varphi\sin(\varphi+\psi)U'_x + 2\overline{V}\cos\theta\cos\varphi\sin(\varphi+\psi)U'_\varphi + 2\overline{V}\sin\theta U'_r\}^{1/2}. \tag{4-39}$$

Формулу (4-39) можно записать следующим образом:

$$U_{эфф} = \overline{V}[\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi) + \sin^2\theta]^{1/2}\left[1 + \frac{2U'_x}{\overline{V}}\frac{\cos\theta\sin\varphi\sin(\varphi+\psi)}{\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta} + \frac{2U'_\varphi}{\overline{V}}\frac{\cos\theta\cos\varphi\sin(\varphi+\psi)}{\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta} + 2\frac{U'_r}{\overline{V}}\frac{\sin\theta}{\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta}\right]^{1/2}. \tag{4-40}$$

Разложим выражение, находящееся в квадратных скобках, в ряд и ограничимся двумя членами

$$U_{эфф} = \overline{V}[\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi) + \sin^2\theta]^{1/2}\left[1 + \frac{U'_x}{\overline{V}}\frac{\cos\theta\sin\varphi\sin(\varphi+\psi)}{\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta} + \frac{U'_\varphi}{\overline{V}}\frac{\cos\theta\cos\varphi\sin(\varphi+\psi)}{\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta} + \frac{U'_r}{\overline{V}}\frac{\sin\theta}{\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta}\right]. \tag{4-41}$$

Так как $U_{эфф} = \overline{U}_{эфф} + U'_{эфф}$, то, сравнивая с выражением (4-41), находим, что осредненная эффективная скорость равна

$$\overline{U}_{эфф} = \overline{V}[\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi) + \sin^2\theta]^{1/2}, \tag{4-42}$$

а пульсационная эффективная скорость выражена через пульсационные скорости U'_x, U'_φ, U'_r так:

$$U'_{эфф} = U'_x\frac{\cos\theta\sin\varphi\sin(\varphi+\psi)}{[\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta]^{1/2}} + U'_\varphi\frac{\cos\theta\cos\varphi\sin(\varphi+\psi)}{[\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta]^{1/2}} + U'_r\frac{\sin\theta}{[\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta]^{1/2}}. \tag{4-43}$$

Подставим выражения (4-42) и (4-43) в выражение (4-27), получим:

$$e=\frac{\overline{R}_w-R_g}{4l}B\sqrt{\overline{U}_{эфф}}\frac{U'_{эфф}}{\overline{U}_{эфф}}=$$

$$=\frac{\overline{R}_w-R_g}{4l}B\sqrt{\overline{V}\left[\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta\right]}\times$$

$$\times\left[\frac{U'_x}{\overline{V}}\frac{\cos\theta\sin\varphi\sin(\varphi+\psi)}{\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta}+\right.$$

$$+\frac{U'_\varphi}{\overline{V}}\frac{\cos\theta\cos\varphi\sin(\varphi+\psi)}{\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta}+$$

$$\left.+\frac{U'_r}{\overline{V}}\frac{\sin\theta}{\cos^2\theta\sin^2(\varphi+\psi)+\sin^2\theta}\right]. \quad (4\text{-}44)$$

После возведения обеих частей выражения (4-44) в квадрат и последующего осреднения можно заключить, что среднеквадратичная величина пульсационного напряжения зависит от трех составляющих пульсационной скорости и трех составляющих турбулентных напряжений.

Вводя насадок с нитью термоанемометра в поток по направлениям двух других координатных осей, получим формулы, аналогичные формуле (4-44), связывающие пульсацию напряжения на нити с другими пульсационными характеристиками потока.

Применяя метод трех поворотов нити при введении насадка по всем трем направлениям, соответствующим направлениям координатных осей, можно получить девять уравнений для определения девяти пульсационных характеристик потока.

4-3. ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОДОЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЯХ

Формула (4-44) применяется для вычисления пульсационных скоростей в закрученных струях. Эта формула упрощается при установлении в радиальном направлении нити насадка, введенной перпендикулярно продольной оси:

$$e=\frac{\overline{R}_w-R_g}{4l}B\sqrt{\overline{U}_{эфф}}\frac{U'_{эфф}}{\overline{U}_{эфф}}=\frac{\overline{R}_w-R_g}{4l}\sqrt{\overline{U}_{эфф}}\times$$

$$\times\left(\frac{U'_x}{\overline{V}}\frac{\cos\theta\cos\psi}{\cos^2\theta\cos^2\psi+\sin^2\theta}+\frac{U'_r}{\overline{V}}\frac{\sin\theta}{\cos^2\theta\cos^2\psi+\sin^2\theta}\right). \quad (4\text{-}45)$$

После возведения в квадрат и осреднения получим:

$$\overline{e^2}=\left(\frac{\overline{R}_w-R_g}{4l}B\right)^2\overline{U}_{эфф}\left[\frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{V}^2}\frac{\cos^2\theta\cos^2\varphi}{(\cos^2\theta\cos^2\varphi+\sin^2\theta)^2}+\right.$$

$$+\frac{\overline{U_r'^2}}{\overline{V^2}}\frac{\sin^2\theta}{\cos^2\theta\cos^2\varphi+\sin^2\theta}+\frac{\overline{U'_xU'_r}}{\overline{V^2}}\frac{\sin^2\theta\cos\psi}{\cos^2\theta\cos^2\psi+\sin^2\theta}\Bigg]. \tag{4-46}$$

При отсутствии радиальных скоростей ($\theta=0$) формула (4-46) позволяет вычислить продольную пульсационную скорость. В закрученных струях значения θ отличаются от нуля. Анализ результатов измерений средних скоростей в закрученных струях показывает, что в большей части сечения $\overline{U}_r/\overline{U}_x\leqslant 0,1$. В этом случае продольная интенсивность турбулентности определяется по формуле (4-46) с некоторой погрешностью. Обозначим в формуле (4-46)

$$\frac{\overline{R_\omega}-R_g}{4\overline{l}}B\sqrt{\overline{V}(\cos^2\theta\cos^2\psi+\sin^2\theta)}=S,$$

тогда

$$\overline{e^2}=S^2\Bigg[\frac{\overline{U_x'^2}}{\overline{V^2}}\frac{\cos^2\theta\cos^2\psi}{\cos^4\theta\cos^4\psi\left(1+\frac{\sin^2\theta}{\cos^2\theta\cos^2\psi}\right)^2}+$$

$$+\frac{\overline{U_r'^2}}{\overline{V^2}}\frac{\sin^2\theta}{\cos^4\theta\cos^4\psi\left(1+\frac{\sin^2\theta}{\cos^2\theta\cos^2\psi}\right)^2}+$$

$$+\frac{\overline{U'_xU'_r}}{\overline{V^2}}\frac{\sin^2\theta\cos\psi}{\cos^4\theta\cos^4\psi\left(1+\frac{\sin^2\theta}{\cos^2\theta\cos^2\psi}\right)^2}\Bigg]. \tag{4 47}$$

Так как $\overline{V}\cos\theta\cos\psi=\overline{U}_x$; $\overline{V}\sin\theta=\overline{U}_r$, то из выражения (4-47) имеем:

$$\overline{e^2}=S^2\left[\frac{\overline{U_x'^2}}{\overline{U}^2_x}\frac{1}{\left(1+\frac{\overline{U}^2_r}{\overline{U}^2_x}\right)^2}+\frac{\overline{U_r'^2}}{\overline{U}^2_x}\frac{\frac{\overline{U}^2_r}{\overline{U}^2_x}}{\left(1+\frac{\overline{U}^2_r}{\overline{U}^2_x}\right)^2}+\right.$$

$$\left.+\frac{\overline{U'_xU'_r}}{\overline{U}^2_x}\frac{2\frac{\overline{U}_r}{\overline{U}_x}}{\left(1+\frac{\overline{U}^2_r}{\overline{U}^2_x}\right)^2}\right]. \tag{4-48}$$

Формула (4-48) показывает, что погрешность определения $\overline{U'^2_x}/\overline{U}^2_x$ зависит от величины отношения радиальной скорости к аксиальной. Примем $\overline{U}_r/\overline{U}_x=0,1$. Тогда, считая $U'_x \approx U'_r$ и

$$\frac{\overline{U'_x U'_r}}{\overline{U}^2_x} \approx \frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U}^2_x},$$

получим:

$$\overline{e}^2 = S^2 \left[0,98 \frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U}^2_x} + 0,01 \frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U}^2_x} + 0,2 \frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U}^2_x}\right] = 1,19 \frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U}^2_x} S^2.$$

Действительное пульсационное напряжение, соответствующее продольной пульсации, должно равняться

$$\frac{\overline{e}^2}{1,19} = \overline{e}^2_g,$$

причем

$$\overline{e}^2_g = S^2 \left(0,825 \frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U}^2_x} + 0,175 \frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U}^2_x}\right). \qquad (4\text{-}49)$$

Второй член, состоящий в скобках, определяет долю погрешности в квадрате пульсационного напряжения. В среднеквадратичном измеряемом напряжении доля продольной пульсации составит 0,91 от всей измеряемой величины. Погрешность при этом равна 0,09.

Таким образом, при $\overline{U}_r/\overline{U}_x=0,1$ продольная интенсивность турбулентности при установлении нити в плоскости $xO\varphi$ перпендикулярно продольной оси измеряется с относительной погрешностью

$$\frac{0,09}{0,91} \cdot 100\% = 10\%.$$

Проведенные измерения радиальной и аксиальной составляющих скорости в струях, имеющих различную крутку и закрученных аксиально-лопаточными завихрителями, показали, что значению $\overline{U}_r/\overline{U}_x=0,1$ соответствует область обратных токов и зона максимальных скоростей. На границе зоны обратных токов и на границе струи отношение $\overline{U}_r/\overline{U}_x>0,1$. В этом случае погрешность измерения продольной интенсивности турбулентности при установке нити перпендикулярно продольной оси превосходит приведенную величину погрешности.

Формула (4-46) позволяет определить продольную пульсационную скорость с меньшей погрешностью, чем продольную интенсивность. Так как $\overline{U}_{эфф}=\overline{V}(\cos^2\theta\cos^2\psi+\sin^2\theta)^{1/2}$, то из формулы (4-46) имеем:

$$e^2=\left(\frac{\overline{R}_w-R_g}{4I}B\right)^2\sqrt{\overline{U}_{эфф}}\left[\frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U^2}_{эфф}}\frac{\cos^2\theta\cos^2\psi}{\cos^2\theta\cos^2\psi+\sin^2\theta}+\right.$$

$$\left.+\frac{\overline{U'^2_r}}{\overline{U^2}_{эфф}}\frac{\sin^2\theta}{\cos^2\theta\cos^2\psi+\sin^2\theta}+\frac{\overline{U'_xU'_r}}{\overline{U^2}_{эфф}}\frac{2\sin\theta\cos\theta\cos\psi}{\cos^2\theta\cos^2\psi+\sin^2\theta}\right].$$

При $\sin\theta=0{,}1$ и полагая

$$\frac{\overline{U'_xU'_r}}{\overline{U^2}_{эфф}}\approx\frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U^2}_{эфф}},$$

получим $\overline{e^2}=1{,}21S^2\frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U^2}_{эфф}}$. Среднеквадратичное напряжение равно $\sqrt{\overline{e^2}}=1{,}1S\frac{\sqrt{\overline{U'^2_x}}}{\overline{U^2}_{эфф}}$, т. е. увеличивается в 1,1 раза по сравнению с действительным напряжением. Формула, аналогичная формуле (4-49), имеет вид:

$$\overline{e^2_g}=S^2\left(0{,}83\frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U^2}_{эфф}}+0{,}17\frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U^2}_{эфф}}\right). \qquad (4\text{-}50)$$

Вклад 2-го члена в измеряемое напряжение уменьшается по сравнению с влиянием в формуле (4-49). В действительности

$$\frac{\overline{U'_xU'_r}}{\overline{U^2}_{эфф}}<\frac{\overline{U'^2_x}}{\overline{U^2}_{эфф}}.$$

Поэтому вклад корреляционного члена в пульсационное напряжение еще более уменьшается, а пульсационная скорость определяется с погрешностью менее 10%.

4-4. ИНТЕНСИВНОСТЬ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СТРУЕ И ВЛИЯНИЕ НА НЕЕ ТУРБУЛИЗАТОРОВ

Для повышения интенсивности турбулентности в струе и изменения масштабов турбулентности применяют турбулизаторы. Известны различные способы турбулизации струи. Для определения влияния турбулизаторов на осесимметричную незакрученную струю рассмотрим ее турбулентные характеристики, относящиеся к начальному участку струи, так как в этой области действие турбулизаторов проявляется сильнее.

Исследование турбулентности начального участка осесимметричной струи приведено в работе Л. И. Илизаровой [41]. Особую ценность ее работе придает то обстоятельство, что исследованные струи имели большие начальные диаметры (150, 440, 2200 мм). Измерения показали, что величины продольных пульсационных скоро-

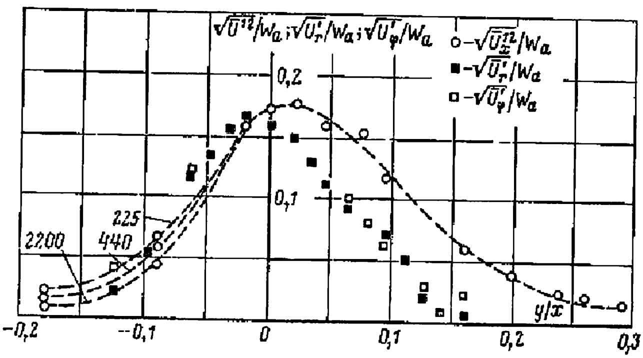


Рис. 4-2. Составляющие интенсивности турбулентности на начальном участке струи (приведены среднеквадратичные пульсации).

стей внутри ядра струй отличаются для этих диаметров струй (рис. 4-2). Отношение максимальной пульсационной скорости к скорости истечения струи при измерении однониточным насадком составляло 17%. В пограничном слое струи происходило нарастание турбулентных возмущений и проникание пульсаций в ядро постоянных скоростей. В ядре струи можно выделить область, в пределах которой интенсивность практически постоянна и равна начальной интенсивности турбулентности на срезе сопла. Приближенно эту область можно представить в виде конуса с высотой одного калибра струи. Профили относительной продольной интенсивности турбулентности и продольной пульсационной скорости в зависимости от функции $f(y/x)$ оказались универсальными (координата y отсчитывается к границе струи от линии, параллельной оси струи и проходящей через кромку сопла, а координата x — от сопла). Значение y/x, в которой интенсивность турбулентности достигала максимума, равнялось 0,19. Максимальные значения касательного напряжения и полной пульсационной энергии достигались на оси x. В работе Л. И. Илизаровой приведены результаты вычислений длин путей смешения и масштаба турбулентности. Величины продольной длины пути смешения l и поперечного масштаба L приблизительно совпадали

$$l \simeq L \simeq 0{,}03x. \tag{4-51}$$

Влияние турбулизирующих решеток на турбулентные характеристики струи описано В. П. Солнцевым [87]. Турбулизирующие решетки устанавливались перед соплом Витошинского, из которого вытекали струи. Применялись сопла Витошинского с двумя выходными диаметрами: 280 и 154 мм. Исследование интенсивности турбулентности ε в струе при отсутствии турбулизаторов показало, что ε не остается постоянной по сечению ядра. В струе, вытекающей из малого сопла (d=154 мм), наблюдается еще большая неравномерность ε по сечениям ядра.

При постановке турбулизирующей решетки перед соплом ядро становится несколько уже. По оси струи с удалением от сопла происходит возрастание интенсивности турбулентности. Турбулизаторы увеличивают интенсивность турбулентности на расстояниях, близких к соплу. С удалением от сопла их действие уменьшается. При установлении турбулизаторов расширяется спектр турбулентных пульсаций, возрастает средняя частота пульсаций, определенная по формуле (4-22). В результате турбулизации струи уменьшился продольный масштаб турбулентности

$$L = k\frac{\overline{U_x}}{\omega_{\text{ср}}}.$$

В работе А. С. Гиневского и К. А. Почкиной [32] величина интенсивности турбулентности в начальном сечении турбулизированной струи могла достигать значений 2—20%.

При увеличении начальной интенсивности турбулентности центральное ядро струи постепенно уменьшается, а затем и исчезает. Аэродинамические характеристики струи с увеличением интенсивности турбулентности изменяются, угол раскрытия струи возрастает, затухание скорости на оси с удалением от сопла происходит интенсивнее. Таким образом, турбулизаторы ускоряли процессы обмена импульсом, происходящие в струе.

Более перспективными с точки зрения практического применения являются турбулизаторы, которые позволяют управлять аэродинамическими характеристиками струи. К таким турбулизаторам относится диск, вращающийся вокруг оси, перпендикулярной направлению течения. Диск устанавливается в трубе на некотором расстоянии от выходного сечения. Действие такого турбулизатора на струю было исследовано в [26]. Главным параметром, определяющим действие этого турбулизатора на струю, явилось число Струхаля, составленное из числа оборотов турбулизатора, средней скорости истечения струи и диаметра сопла. Исследования показали, что при увеличении числа Струхаля протяженность центрального ядра уменьшается, затухание струи происходит быстрее, процессы тепломассообмена интенсифицируются. Аналогично проявляется действие звука на струю, исследованную В. Е. Власовым и А. С. Гиневским [29], а также В. И. Фурлетовым [99]. Эти исследования показали эффективность звукового воздействия на аэродинамические характеристики турбулентных струй.

В. И. Фурлетовым [99] проведен анализ шлирен-фотографий струи при различном акустическом воздействии. Акустическое воздействие привело к образованию в начальном участке струи вихрей с частотой, равной частоте звука. С удалением от сопла эти вихри разрушаются. В результате появления вихрей и их разрушения происходит интенсификация перемешивания, сопровождающаяся увеличением ширины струи. При увеличении воздействия звука на струю происходит увеличение размеров вихрей, наблюдается сокращение центрального ядра струи. Струя, на которую действует звук, может увеличивать свою ширину при увеличении скорости струи, что также подтверждает гипотезу образования вихрей в струе под действием звука.

4-5. ТУРБУЛИЗАЦИЯ СТРУИ ПРИ ЗАКРУЧИВАНИИ

Наибольшее применение для интенсификации процессов обмена в струе получило закручивание. Влияние закручивания на турбулентность в струях со слабой круткой, когда деформация скоростного поля под действием крутки невелика, рассматривали Д. Н. Ляховский [63] и В. Г. Роуз [79]. Д. Н. Ляховский исследовал при помощи термоанемометра турбулентные характеристики прямоточной и закрученной струй, выходящих из одинаковых сопл. Крутка струи, пересчитанная по формуле, предложенной в [4], равнялась:

$$\Theta = \frac{8}{\pi}\frac{M}{Kd} = 1{,}28.$$

Измерения показали, что вплоть до сечения $x/d=10$ значения интенсивности турбулентности в закрученной струе выше значений интенсивности турбулентности, взятых в тех же точках прямоточной струи (рис. 4-3). Действие крутки как турбулизатора проявляется в том, что

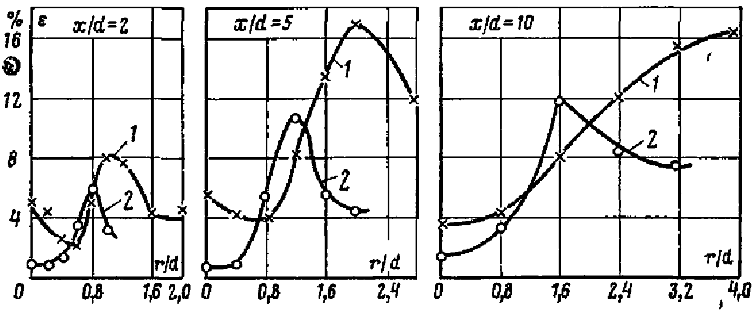


Рис. 4-3. Сравнение относительной интенсивности турбулентности прямоточной и закрученной струй.

1 — закрученная струя; *2* — прямоточная струя.

пульсационные скорости в закрученной струе превосходят соответствующие значения в прямоточной струе и затухание максимальной аксиальной скорости происходит быстрее.

В. Г. Роуз проводил измерения средних и пульсационных скоростей в струе, выходящей из вращающейся трубы. Величину крутки этой струи можно оценить по величине отношения максимальной тангенциальной скорости к максимальной аксиальной в наиболее близко расположенном к соплу сечении $x/d=0{,}235$, в котором проводились измерения: $U_{\varphi m}/U_{xm}=0{,}35$. Роуз считает, что вблизи выхода трубы поток в закрученной струе можно считать полностью турбулентным и его вращение — аналогичным вращению твердого тела. Распределение осевой скорости под влиянием вращения в этой области изменилось незначительно.

Закручивание вызвало более быстрое расширение струи в области от одного калибра до расстояния, равного 15 калибрам. Кроме того, на некотором расстоянии от сопла закрученная струя эжектировала примерно в 2 раза больше воздуха из окружающей среды, чем незакрученная струя. Интенсивность турбулентности в закрученной струе оказалась выше, чем в соответствующих сечениях незакрученной струи. Следует отметить, что действие крутки как турбулизатора заключалось не в искусственном повышении начальной турбулентности (в закрученной струе, исследованной Роузом, начальная турбулентность была меньше, чем в незакрученной струе), а в интенсивном образовании и распаде вихрей. В этом отношении действие слабой крутки на струю аналогично действию акустического и механического турбулизаторов. Но эффект турбулизации при помощи слабого закручивания, в отличие от других турбулизаторов, проявляется до расстояний $x/d=15$ от сопла. В этом основное преимущество такой турбулизации. С дальнейшим увеличением крутки ее действие на турбулентность видоизменяется. Увеличение крутки, с одной стороны, приводит к увеличению поперечных градиентов скорости, которые благодаря турбулентной вязкости с удалением от сопла выравниваются, с другой стороны, крутка стабилизирует турбулентность. Более полные сведения о влиянии увеличения крутки на турбулентность можно получить из рассмотрения баланса пульсационной энергии. Но в этом случае затруднительна оценка влияния типа завихрителя на турбулентные характеристики. В зависимости от типа завихрителя профили осредненных скоростей в одних и тех же сечениях закрученных струй, имеющих одинаковую крутку, отличаются. Также должны отличаться и турбулентные характеристики струй с одинаковой круткой, закрученные завихрителями разных типов. Поэтому для определения влияния увеличения крутки при помощи завихрителей различных типов на турбулентные характеристики закрученных струй были проведены дополнительные измерения турбулентных характеристик. Для удобства дальнейшего анализа все исследованные закрученные струи группируются по величине коэффициента крутки. С этой целью отдельно рассматриваются турбулентные характеристики слабо закрученных, сильно закрученных и умеренно закрученных струй. В параграфе о сильно закрученных струях рассматривается и струя, исследованная П. Майером [130].

4-6. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СЛАБО ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЯХ

Слабо закрученные струи в основном формируются лопаточными завихрителями аксиального типа при малых углах установки лопаток завихрителя α. Для изучения влияния изменения крутки на турбулизацию струи рассмотрим слабо закрученные струи за завихрителем аксиального типа при углах α=0,10, 20, 30°. Завихрители устанавливались на расстоянии 80 мм от выхода длинной цилиндрической трубы диаметром d=100 мм. Конструктивные параметры крутки исследованных струй равнялись соответственно: n=0; 0,162; 0,335; 0,532.

Измерения интенсивности турбулентности в сечениях x/d=0; 0,5; 1: 2; 5 струи были проведены при помощи аппаратуры ЭТАМ-3А со специальным усилителем ЭСУ. Нить насадка вводилась по радиусу в поток и устанавливалась перпендикулярно оси струи. Таким образом, измерялась лишь продольная интенсивность турбулентности. Измерения показали, что с увеличением угла наклона лопаток возрастает начальная интенсивность турбулентности. Ядро струи за завихрителем с $\alpha=10°$ отсутствует. Особенно интенсивность турбулентности возрастает с увеличением угла установки лопаток завихрителя в области, которая являлась ядром незакрученной струи (рис. 4-4).

Измерения, проведенные в струях за завихривающим устройством аксиального типа А при углах установки лопаток завихрителя α, равных 0, 15, 25°, показали аналогичное влияние на интенсивность турбулентности увеличения угла α.

Сравнимая интенсивность турбулентности в слабо закрученной струе

Сравнимая интенсивность турбулентности ε_y равна отношению среднеквадратичной величины пульсационной скорости к среднерасходной скорости в устье

$$\varepsilon_y = \frac{\sqrt{\overline{U_x'^2}}}{U_{ср}},$$

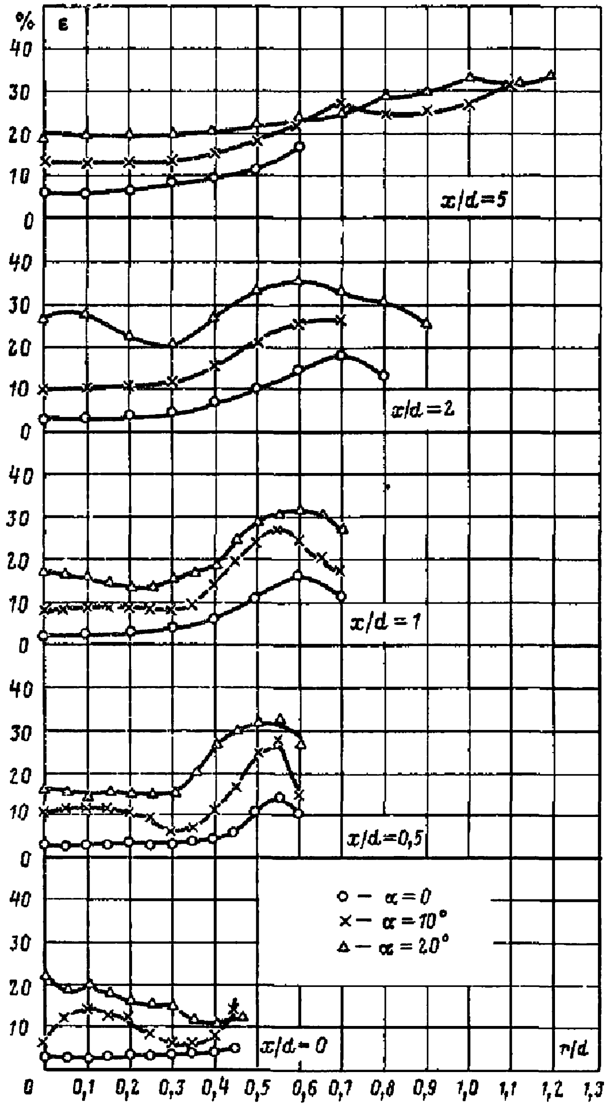


Рис. 4-4. Относительная интенсивность турбулентности при изменении крутки в слабо закрученных струях (завихритель типа А).

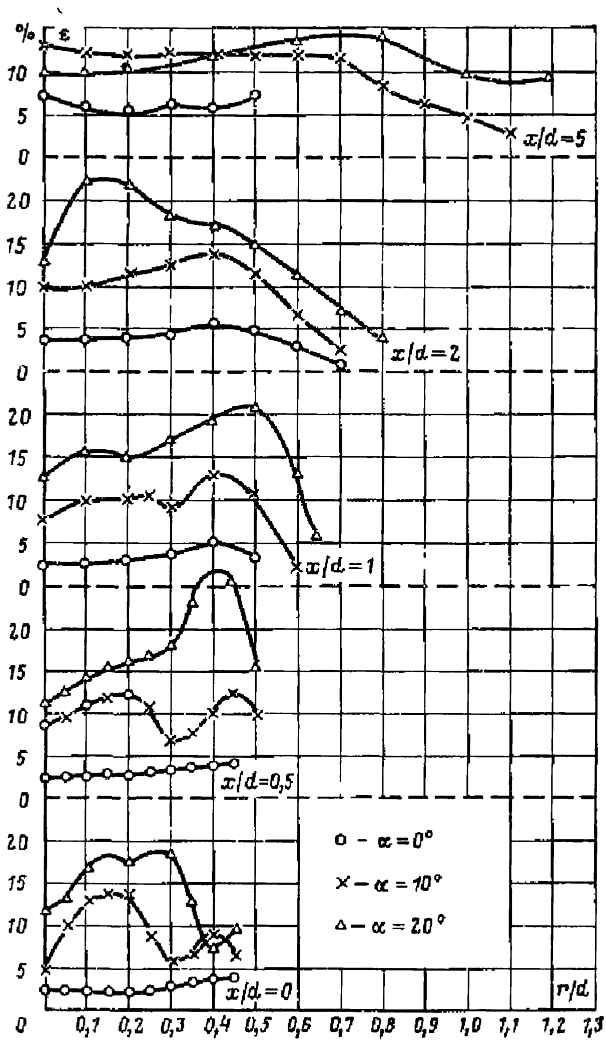


Рис. 4-5. Изменение сравнимой интенсивности турбулентности в струе при изменении угла наклона лопаток (завихритель типа А).

Величина ε_y, так же как и ε, независима от среднерасходной скорости [63].

Рассмотрим влияние изменения параметра крутки n на величину ε_y, вычисленную по значениям относительной интенсивности турбулентности (рис. 4-5) и средних аксиальных скоростей, измеренных шаровым зондом. На рис. 4-5 показано, что при одной и той же среднерасходной скорости в устье с возрастанием крутки в соответствующих сечениях слабо закрученных струй также возрастают пульсационные скорости.

Сравнимая интенсивность турбулентности ε_y в сечениях $x/d=0$; 0,5; 1,0 и 2,0 закрученных струй оказалась больше сравнимой интенсивности ε_y в соответствующих сечениях незакрученной струи. Это означает, что при одной и той же среднерасходной скорости в устье обеих струй пульсационные скорости в сечениях закрученной струи принимают бо́льшие значения, чем пульсационные скорости в тех же сечениях незакрученной струи.

4-7. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СИЛЬНО ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЯХ

При больших крутках в струе образуются обратные токи, занимающие некоторую область перед соплом. Появление обратных токов влияет на характер распределения интенсивности турбулентности в сечениях закрученной струи. При образовании обратных токов струя в поперечном направлении делится на ряд зон: зона обратных токов, зона взаимодействия обратного и прямого потока, основная часть струи и зона смешения с окружающей средой. Величины интенсивности турбулентности в этих зонах неодинаковы. Рассмотрим, как изменяются величины интенсивности турбулентности в указанных зонах, в струях, закрученных разными типами закручивающих устройств.

Измерения турбулентности в сильно закрученной струе провел П. Майер [130]. Им рассматривалась струя за винтовой вставкой, истечение струи происходило из цилиндрического сопла. На рис. 4-6, 4-7 приводятся результаты этих измерений. На рис. 4-6 показано распределение интенсивности ε и осевой скорости в сечении $x/d=0,67$. В распределении ε в поперечном сечении струи существует два максимума: ближайший к оси максимум ε располагается в зоне взаимодействия прямого и обратного потоков, а второй максимум находится на границе струи в зоне смешения с окружающей средой. В точке, где аксиальная скорость принимает наибольшее значение, $\varepsilon=\varepsilon_{мин}$.

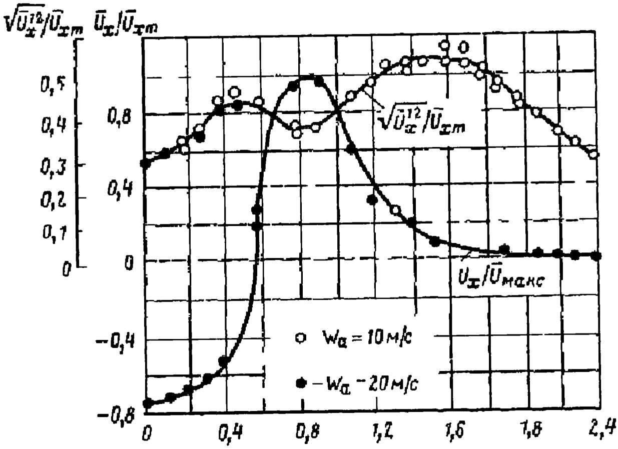


Рис 4 6 Продольная интенсивность турбулентности и аксиальная скорость в закрученной струе, Сечение $x/d=0,67$ [30], абсцисса — r/d.

Если обратиться к рис. 4-7, то видно, что в первой точке $\varepsilon_{макс}$ значение касательного напряжения также максимально. Это объясняется тем, что слои газа, движущиеся в одном направлении, проходят мимо слоев газа, движущихся в противоположном направлении, поэтому в этой точке градиент скорости увеличивается. Но наибольшего значения касательное напряжение достигает на границе струи также в точке с максимальным градиентом скорости.

Из сравнения рис. 4-6 и 4-7, полученных для одного и того же сечения, видно, что точки максимума интенсивности турбулентности и максимумы касательного напряжения на границе струи не совпадают.

Закрученная струя благодаря центробежным силам расширяется быстрее, чем незакрученная струя. В связи с этим граничные слои неподвижной среды взаимодейст-

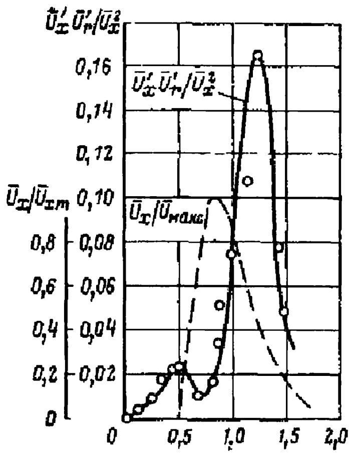


Рис. 4-7. Турбулентное касательное напряжение в закрученной струе, абсцисса — r/d.

вуют с вращающейся струей. Это приводит к образованию вихрей и повышению интенсивности турбулентности. Высокая степень турбулентности на границе струи поясняет причину наибольшего присоединения массы потока окружающей среды в начале струи.

При рассмотрении максимума ε, лежащего на границе обратного потока, из [130] следует, что его значение с удалением от сопла первоначально возрастает, затем постепенно убывает.

В области зоны обратного потока значения интенсивности турбулентности также превосходят значения ε в незакрученной струе. Пульсации в этой области могут доходить до 55% значения средней скорости.

Если вблизи оси струя вращается как твердое тело, то интенсивность турбулентности в этой области будет небольшой. Поэтому вблизи сопла в зоне обратного течения интенсивность турбулентности невысока. С удалением от сопла турбулентность в зоне обратного тока сначала понижается, затем возрастает до конца зоны обратных токов. По мере дальнейшего удаления от сопла, когда $x/d=5$, характер изменения турбулентности в закрученной струе стремится к характеру изменения турбулентности в незакрученной струе.

Рассмотрим две струи, закрученные другими типами завихривающих устройств. Первая струя закручена завихрителем типа У. Конструктивные параметры завихрителя: $a/b=1$, $ab/d^2=1$; $d=100$, где a и b — размеры входного патрубка, d — диаметр канала. Конструктивный параметр крутки равняется:

$$n=\frac{d(a+d)}{ab}=2.$$

Вторая струя закручена завихрителем типа Т.

В качестве завихрителя типа Т применялось реверсивное завихривающее устройство РТС конструкции института СредазНИИГаз. Описание завихрителей такого типа приведено в [4]. Необходимая крутка в этой конструкции устанавливалась вращением цилиндрического шибера с прямоугольным окном. Струя вытекала из цилиндрического канала при установке следующих конструктивных параметров: $a/b=0{,}23$, $d=100$ мм. Конструктивный параметр крутки равнялся:

$$n=\frac{d\,(d-a)}{ab}=2{,}1.$$

Таким образом, обе струи вытекали из устья канала с примерно одинаковыми конструктивными параметрами. Эффективные коэффициенты круток у струй также отличались незначительно.

В струе, закрученной улиткой, $\Theta=1{,}52$, а в струе, закрученной завихрителем типа Т, $\Theta=1{,}6$. Для сравнения приведем эффективный коэффициент крутки струи за винтовой вставкой

$$\Theta=\frac{4}{\pi}\,\frac{M}{KR}=1{,}86.$$

Таким образом, струя, рассмотренная П. Майером [130], имела бо́льший коэффициент крутки.

На рис. 4-8 и 4-9 приведены результаты измерения ε в струях за завихрителями типа Т (сечения $x/d=0{,}3$; 1,2 и 5) и У (сечения $x/d=0$; 0,5; 1; 2 и 5). На этих же рисунках приведены границы зоны обратных токов. Границу зоны обратных токов составляет линия, проведенная через точки, расположенные вдоль струи, в которых аксиальная скорость $\bar{U}_x=0$. Несмотря на небольшое отличие коэффициента круток рассматриваемых струй, протяженность зоны обратных токов в них сильно различается. Например, в струе за завихрителем У граница зоны обратного течения в сечении $x/d=1$ равна $(y/d)_{обр}=0{,}12$, а в струе за завихрителем типа Т $(y/d)_{обр}=0{,}26$ в том же сечении и $(y/d)_{обр}=0{,}07$ в сечении $x/d=2$.

Характер распределения интенсивности турбулентности в сечениях обеих струй, имеющих обратное течение, одинаков. Действительно, в сечениях $x/d=0$; 0,5 и 1 за завихрителем типа У кривая ε имеет так же, как и струя, рассмотренная П. Майером [130], два максимума.

Ближайший к оси струи максимум расположен в зоне взаимодействия прямого и обратного течений (за исключением сечения $x/d=0$ на рис. 4-9, в котором второй максимум находится в зоне взаимодействия прямого и обратного течения, а первый максимум ε — на оси).

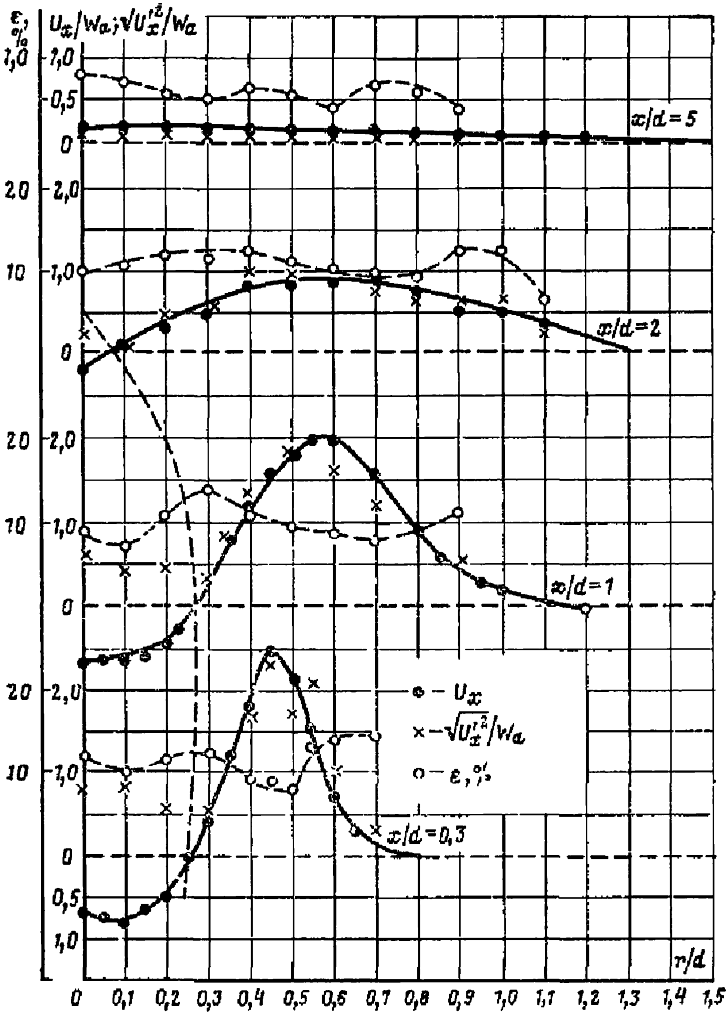


Рис. 4-8. Интенсивность турбулентности в закрученной струе (завихритель типа Т, $n=2,1$, приведены среднеквадратичные пульсации).

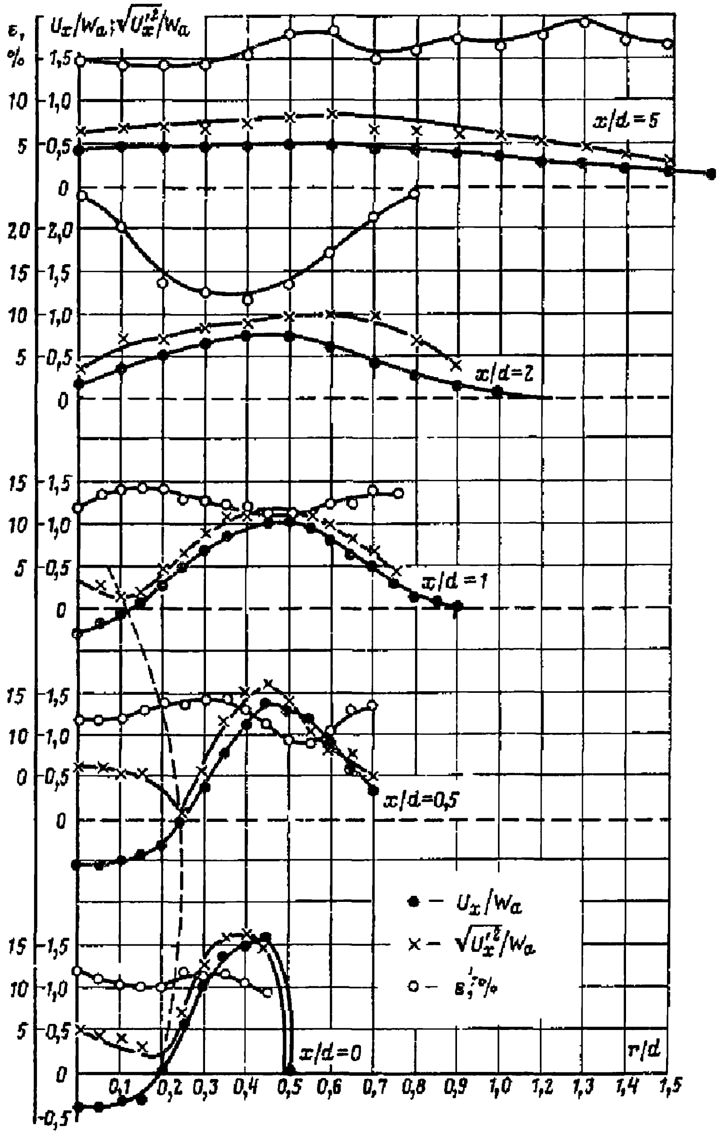


Рис. 4-9. Интенсивность турбулентности в закрученной струе (завихритель типа У, $n=2$, приведены среднеквадратичные пульсации).

Величины интенсивности турбулентности в указанных сечениях отличаются незначительно. Второй максимум интенсивности турбулентности находится на границе струи.

Но различие в протяженности зоны обратных токов проявляется в различии их внутренней турбулентной структуры при удалении от сопла. Особенно это видно в сечениях $x/d=2$ обеих струй. В сечении $x/d=2$ струи за улиткой отсутствует обратное течение. Но влияние крутки в этом сечении сказывается в том, что слои жидкости, находящиеся вблизи оси, движутся с малыми ско-

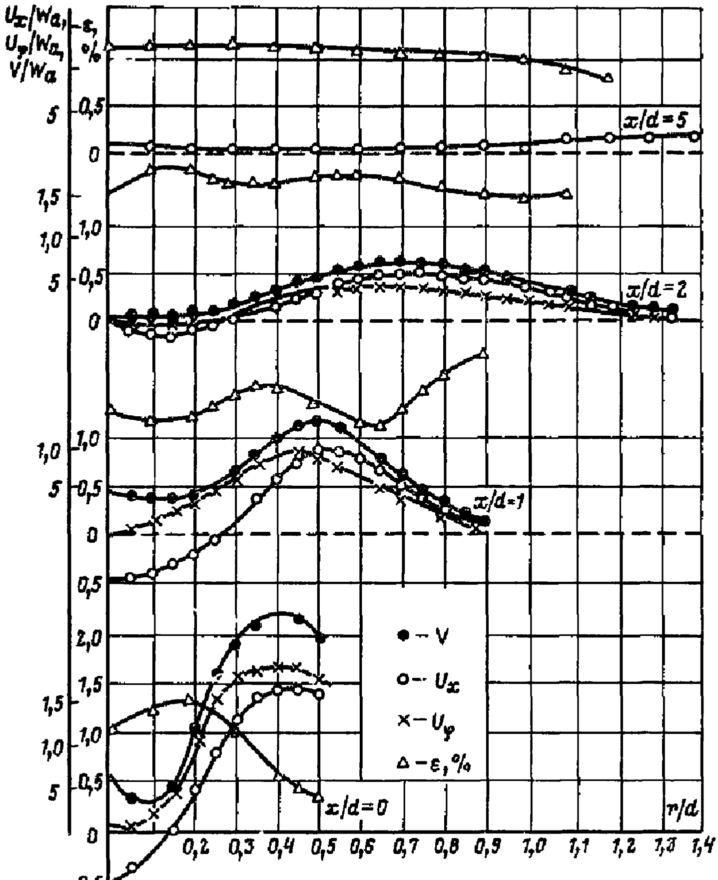


Рис. 4-10. Распределение средних и пульсационных скоростей в закрученной струе (завихритель АТ, $n=1{,}26$).

ростями. Поэтому даже небольшие пульсации скорости в этой области приводят к большим значениям относительной интенсивности турбулентности. На оси струи и на границе ε достигает величины 22—24%, а в большей части струи остается на том же уровне, что и в сечениях, содержащих обратное течение.

В сечениях $x/d=2$ струи за завихрителем типа Т наблюдается обратное течение (рис. 4-8). Характер изменения и сама величина ε в этом сечении соответствуют характеру изменения и величине в предыдущих сечениях.

Очень близко к рассмотренным струям примыкает струя за лопаточным регистром аксиально-тангенциального типа (АТ), имеющим следующие конструктивные параметры $\alpha=20°$, $\beta=45°$, $d=100$, $n=1,26$. В этой струе обратное течение существует до сечения $x/d=2$. В сечении $x/d=1$ ширина зоны обратного течения составляет 0,25, как и в ранее рассмотренных струях. Эффективный коэффициент крутки этой струи составляет $\Theta=1,67$.

Влияние конструктивной особенности завихривающего устройства типа АТ на характер изменения интенсивности турбулентности сказывается в сечении $x/d=0$. В этом сечении после достижения максимума кривая ε резко убывает (рис. 4-10).

В других сечениях ($x/d=1$ и $x/d=2$) характер изменения кривой ε такой же, как и в других сильно закрученных струях. Значения ε в этих сечениях равны 15—22%.

В сечении $x/d=1$ значение второго максимума ε превосходит значение первого максимума, находящегося в толще струи. Эта закономерность выполняется не для всех струй. В струях за завихрителями типов У и Т значения второго максимума ε, находящиеся на границе струи, не превосходят значений первого максимума.

С дальнейшим удалением от сопла кривая интенсивности турбулентности в струе за завихрителем АТ выравнивается быстрее, чем в других струях.

4-8. СРАВНИМАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СИЛЬНО ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЯХ

Характер изменения сравнимой интенсивности турбулентности совпадает с изменением пульсаций скорости. Электротермоанемометры, применяющиеся при измерениях турбулентности, позволяют определить величину относительной интенсивности турбулентности ε. В этом случае для определения сравнимой интенсивности турбулентности ε_y необходимо дополнительное измерение средней скорости в точках струи. Обычно эти измерения производят пневмометрическими приборами, так как погрешность определения средней скорости электротермоанемометром возрастает вместе с возрастанием интенсивности турбулентности.

При известных средней скорости $\bar{U}_x$ и ε сравнимая интенсивность ε_y определяется как произведение

$$\varepsilon_y = \frac{\sqrt{\overline{U_x'^2}}}{\bar{U}_x} \frac{\bar{U}_x}{W_a} = \frac{\sqrt{\overline{U_x'^2}}}{W_a}, \tag{4-52}$$

где W_a — среднерасходная скорость; $\bar{U}_x$ — средняя аксиальная скорость в точке струи.

Соотношение (4-52) показывает, что характер изменения ε_y зависит от характера изменения ε и средней скорости.

В незакрученных струях на больших расстояниях от сопла ($x/d=40$) характер изменения ε_y в сечениях совпадает с характером изменения средней скорости.

В закрученных струях, особенно в сильно закрученных, такое совпадение изменения ε_y и $\bar{U}_x$ не всегда выполняется, так как характер изменения ε_y и $\bar{U}_x$ в начале струи для разных типов завихривающих устройств различен.

В струе, закрученной винтовой вставкой, характеры изменения средней и пульсационной скоростей не совпадают (рис. 4-6 и 4-11). Анализ рис. 4-6 и 4-11 показывает, что максимальные значения пульсаций совпадают с минимальными значениями ε, которые находятся в зоне максимальных скоростей. Пульсации максимальны там, где средние скорости также максимальны.

Если в начальном участке незакрученной струи максимальные значения ε_y располагаются на линии, параллельной оси струи и проходящей через кромку сопла [41], то в струе за винтовой вставкой максимальные значения ε_y располагаются лишь вблизи указанной линии.

В [130] проведены измерения поперечных пульсационных скоростей (рис. 4-11) в сечении $x/d=0,67$. Измерения показали, что в большей части сечения струи все три пульсационные скорости одинаковы. В незакрученных струях поперечные пульсации всегда меньше продольных [41]. Таким образом, вращение струи приводит к увеличению поперечных составляющих пульсаций скорости. В зоне обратных токов обе поперечные составляющие скорости равны, а продольные пульсации скорости меньше их. Это означает, что процессы в зоне обратного течения существенны в поперечном направлении.

В струе за завихривающим устройством АТ с $n=1{,}26$ сравнимая интенсивность ε_y в сечениях $x/d=1$, 2 и 5

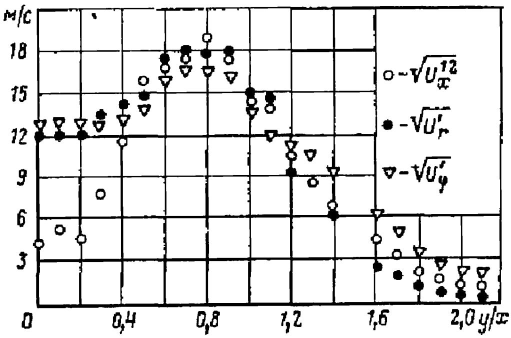


Рис 4-11. Пульсационные скорости в закрученной струе. Сечение $x/d=0{,}67$ [130], приведены среднеквадратичные пульсации

изменяется так же, как и средняя скорость в этих сечениях. В точках с максимальным значением средней скорости максимальны и пульсации скорости. Но максимальные пульсации не располагаются на линии, параллельной оси струи так же, как на этой линии не располагаются точки с максимальными значениями средней скорости.

Одновременное влияние изменения относительной интенсивности и изменения средней скорости на ε_y проявляется в устье этой струи. В этом сечении максимум ε_y располагается между максимумами ε и средней скорости. На характер изменения ε_y от оси до точки с максимальным значением ε сильнее влияет средняя скорость, менее сильно — относительная интенсивность турбулентности.

В струе за завихрителем типа Т с $n=2{,}1$ (рис. 4-8) в сечении $x/d=0{,}3$ совместное влияние обеих составляющих сравнимой интенсивности (ε и $\bar{U}_x$) видно лишь в зоне максимальных скоростей. Такое совместное влияние ε и $\bar{U}_x$ определяется не только расположением максимума ε_y между максимумами ε и $\bar{U}_x$ (как это было в предыдущей струе), но и образованием характерного «горба» с двумя максимумами ε_y.

Изменение ε_y с двумя близко расположенными максимумами наблюдалось и в [63]. С удалением от сопла кривая ε_y становится все более похожей на кривую средней скорости.

В струе за завихрителем типа У ($n=2$) только в устье профиль ε_y отличается от профиля средней скорости. В остальных сечениях ($x/d=0,5$; 1; 2 и 5) характер изменения обеих кривых совпадает. Максимальные значения ε_y приходятся на те же точки струи, где скорость максимальна. Даже сильное изменение относительной интенсивности турбулентности в пределах 12—24% в сечении $x/d=2$ не изменило характера изменения ε_y в сечении.

Таким образом, на расстояниях более одного диаметра от сопла для всех рассмотренных струй изменение сравнимой интенсивности по сечению происходит так же, как и изменение средней скорости, а на расстояниях менее одного диаметра — максимум на кривой ε_y располагается либо между максимумами относительной интенсивности и максимумом средней осевой скорости, либо на кривой ε_y существуют два близко расположенных максимума.

4-9. ИНТЕНСИВНОСТЬ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В УМЕРЕННО ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЯХ

В § 4-6 были рассмотрены слабо закрученные струи, сформированные завихрителями типа А. По принятой в § 1-1 классификации такие струи должны были иметь максимум аксиальной скорости на оси. Но из-за конструктивных особенностей завихрителей А в этих струях наблюдался и провал аксиальной скорости на оси, хотя по степени закрученности струи ее нужно было бы отнести к слабозакрученным струям. Имеется ряд завихрителей, формирующих струи с большими значениями параметра крутки, но в приосевой области, имеющие слабое обратное течение. Турбулентная структура таких струй отличается от турбулентной структуры ранее рассмотренных слабо закрученных и сильно закрученных струй. Поэтому целесообразно струи с большой круткой, но без значительной зоны обратного течения рассмотреть отдельно, отнеся их к струям с умеренной круткой.

От слабо закрученных струй умеренно закрученные струи отличаются тем, что в них радиальное движение жидкости к оси больше, слои жидкости вращаются с большими скоростями, так как максимальная тангенциальная скорость может иметь такой же порядок величины, как осевая.

От сильно закрученных струй умеренно закрученные струи отличаются тем, что в них зона обратного течения занимает весьма узкую область перед соплом. В умеренно закрученных струях затухание скоростей происходит медленнее, чем в сильно закрученных струях.

Умеренно закрученные струи могут создаваться всеми типами однопоточных завихрителей. Струи с равным значением параметра n, но за различными типами завихрителей могут иметь неодинаковую интенсивность турбулентности, так как поля средних скоростей в них тоже различны. С целью определения влияния типа завихрителя были проведены измерения интенсивности турбулентности в умеренно закрученных струях за устройствами типов ТЛ, АТ, Т, У.

В качестве завихривающего устройства типа ТЛ был взят завихритель, позволявший изменять крутку за счет изменения входного сечения при перемещении цилиндрического шибера [4]. Конструктивные параметры: угол установки лопаток $\alpha=20°$; количество лопаток $m=16$; диаметр устья горелки $d=100$ мм; наименьшее расстояние между лопатками $\delta=11$ мм; длина лопаток в одной ступени $L=25$ мм; конструктивный параметр крутки при открытых трех ступенях завихрителя составлял $n=0{,}71$, а одной ступени $n=2{,}14$.

На рис. 4-12 приведены профили осевой скорости, относительной и сравнимой интенсивности турбулентности в сечениях $x/d=0$; 1; 2 и 5 струи с параметром крутки $n=2{,}14$ за завихрителем типа ТЛ.

В этой струе обратные токи существуют на небольших расстояниях от сопла (в сечениях $x/d=0$ и 0,5). Кривые относительной интенсивности турбулентности имеют два четко выраженных максимума. Своеобразие

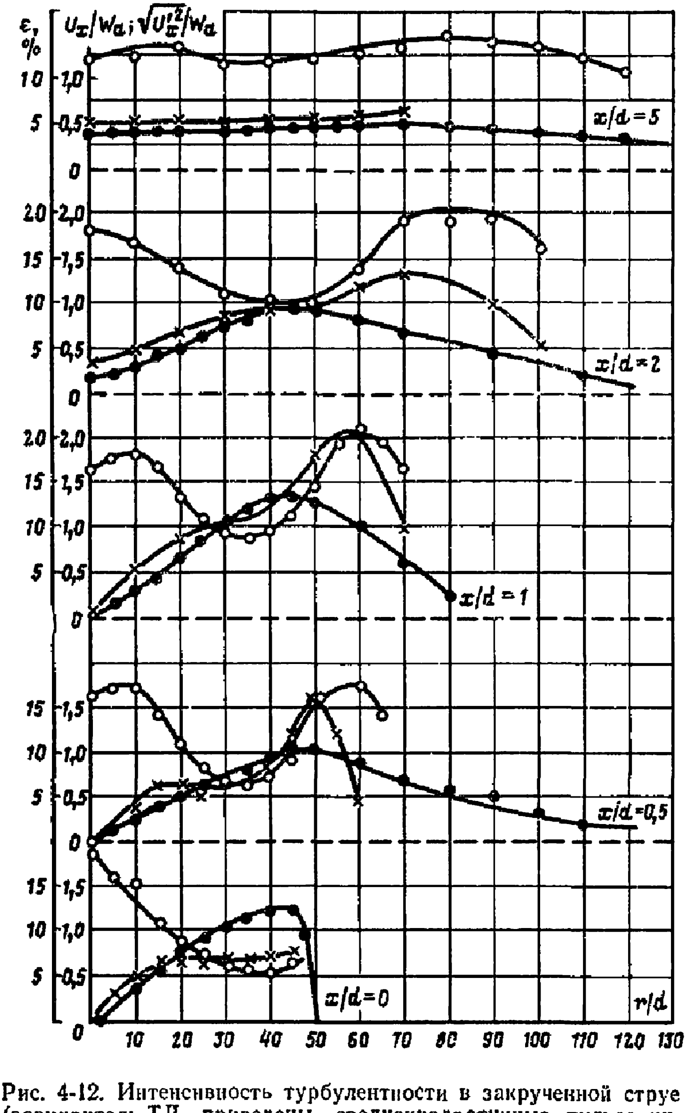


Рис. 4-12. Интенсивность турбулентности в закрученной струе (завихритель ТЛ, приведены среднеквадратичные пульсации, по оси абсцисс — $r/d \cdot 10^2$).

$n = 24$; ● — $\overline{U}_x$; ○ — ε; × — $\sqrt{\overline{U'^2}}/W_a$.

данной струи, закрученной тангенциально-лопаточным устройством, проявляется в том, что оба максимальных значения ε в сечениях $x/d=0{,}5$; 1; 2 и 5 почти равны. Кроме того, в этой струе минимальное значение $\varepsilon_{мин}$, расположенное между максимумами ε, значительно меньше величины $\varepsilon_{макс}$. Например, в сечениях $x/d=2$, $\varepsilon_{макс}-\varepsilon_{мин}=10\%$. Максимальные значения ε с удалением от устья до сечения $x/d=2$ возрастают, затем убывают. Минимальные же значения $\varepsilon_{мин}$ с удалением от соп-

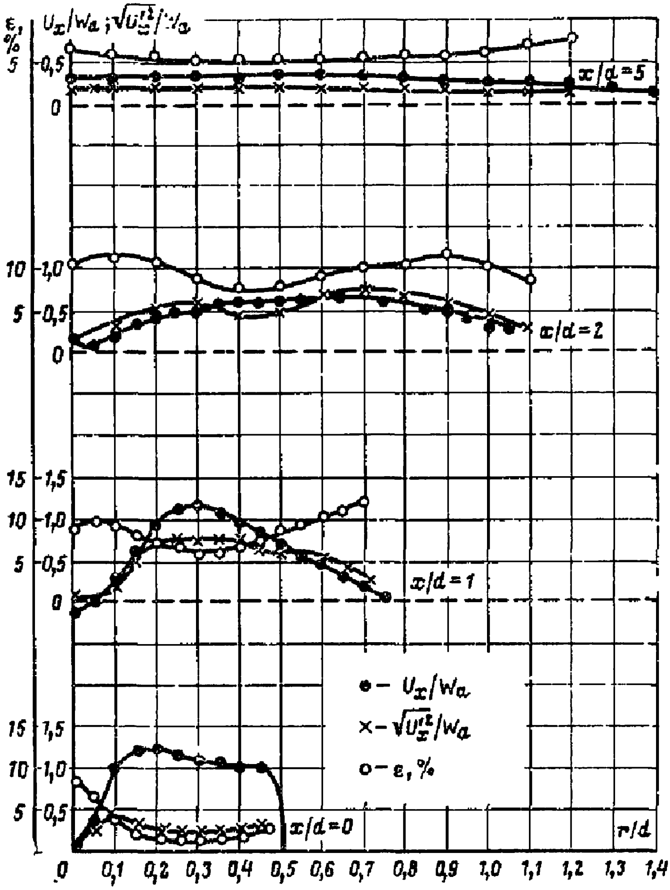


Рис. 4.13. Интенсивность турбулентности в закрученной струе (завихритель АТ, $n=0{,}64$, приведены среднеквадратичные пульсации).

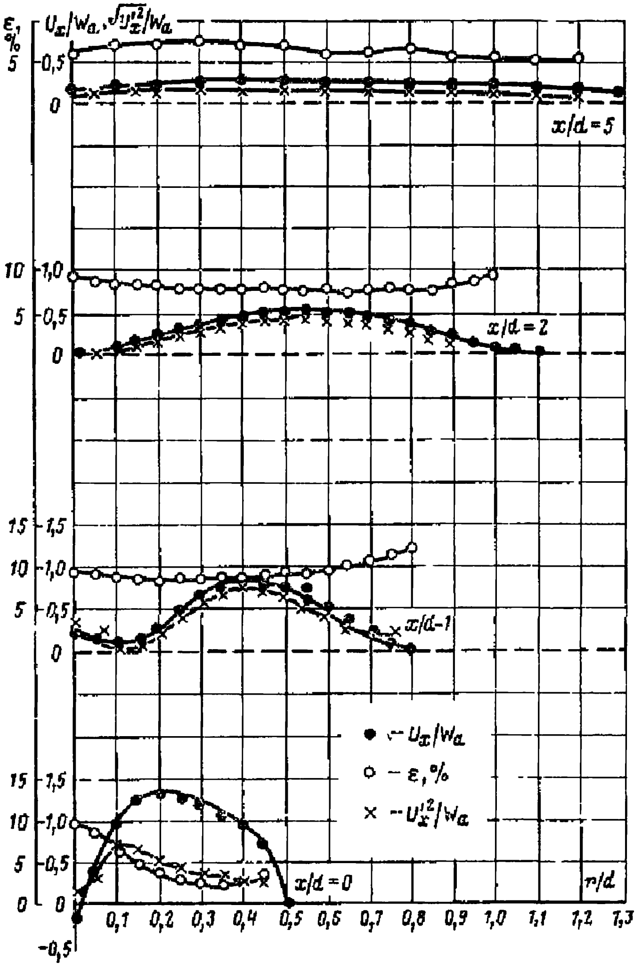


Рис. 4-14. Интенсивность турбулентности в закрученной струе (завихритель АТ, $n=0{,}80$, приведены среднеквадратичные пульсации).

ла изменяются незначительно. Сравнимая интенсивность турбулентности в данной струе на расстояниях, близких к оси струи, изменяется как средняя аксиальная скорость. С удалением от оси характер изменения ε_y совпадает с изменением интенсивности турбулентности. Кривые распределения ε_y по сечениям имеют одну точку с максимумом, которая располагается между максимумом скорости и максимумом ε, расположенным вблизи границы струи.

Приведем результаты измерения интенсивности турбулентности в двух струях, закрученных регистрами типа АТ.

Первая струя вытекала из регистра с углами установки лопаток $\alpha=30°$; $\beta=25°$ ($n=0{,}64$), а вторая — из регистра с $\alpha=20°$; $\beta=25°$ ($n=0{,}8$). Диаметры устья составляли 100 мм (рис. 4-13, 4-14).

Поля интенсивности турбулентности в струях за этими регистрами отличаются от поля интенсивности турбулентности предыдущей струи. Например, в струе с коэффициентом крутки $n=0{,}64$ наибольшая разность $\varepsilon_{макс}-\varepsilon_{мин}$ составляет 3—4%, т. е. распределение интенсивности турбулентности в этой струе имеет более равномерный характер.

В большей части сечения $x/d=0$ значения ε не превосходят значений 1,5—2%, которые соответствуют значениям в ядре незакрученной струи [41]. Максимального значения интенсивность турбулентности достигает вблизи оси, что указывает на интенсивное вихреобразование в этой области данной закрученной струи. В начальном участке незакрученной струи вихреобразование происходит лишь на границе струи. Распределение сравнимой интенсивности ε_y вблизи оси и на границе струи соответствует распределению средней скорости, а в других областях — распределению относительной интенсивности турбулентности.

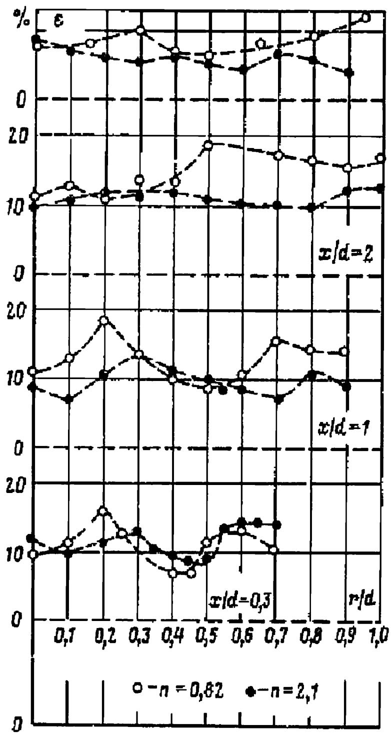


Рис. 4-15. Интенсивность турбулентности в закрученной струе (завихритель типа Т).

Рассмотрим далее струю, закрученную при помощи завихривающего устройства с простым тангенциальным подводом воздуха. Коэффициент крутки струи составлял $n=0{,}82$ (рис. 4-15). Распределение интенсивности турбулентности в сечениях этой струи происходит так же, как и в других закрученных струях. Но в отличие от струй за другими типами завихрителей в струе за завихрителем типа Т на расстояниях, близких к устью, значение первого максимума интенсивности турбулентности, ближайшего к оси струи, превосходит значение второго максимума. С удалением от устья значение второго максимума становится больше значения первого максимума. Характерные величины интенсивности турбулентности, такие как турбулентность на оси струи, первые и вторые максимумы ε вдоль оси струи, изменяются одинаково — до сечения $x/d=2$ возрастают, затем убывают.

Распределение сравнимой интенсивности турбулентности во всех сечениях струи, кроме устья, совпадает с распределением средней скорости. В устье ε_y имеет два близко расположенных максимума, т. е. в устье имеются две точки, в которых пульсации достигают максимума. Расстояние между максимумами пульсаций значительно меньше, чем расстояние между максимумами относительной интенсивности. Между максимумами пульсаций находится точка, в которой пульсации достигают наименьших величин. В этой же точке интенсивность турбулентности минимальна.

4-10. СРЕДНЯЯ ЧАСТОТА ПУЛЬСАЦИЙ В СТРУЯХ С ЗАВИХРИТЕЛЯМИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

Важной турбулентной характеристикой является средняя частота пульсаций. Средняя частота пульсаций обратно пропорциональна размеру среднего вихря, т. е. определение средней частоты пульсаций способствует определению масштаба турбулентности. В [37] указывается на влияние «средней» частоты пульсаций в струе на процессы горения.

Рассмотрим результаты определения «средней» частоты пульсаций в закрученных струях по осциллограммам, снятым при помощи шлейфного осциллографа Н-102. Средние частоты определялись в точках поперечных сечений струй. Влияние изменения крутки на среднюю частоту целесообразно определять по изменению характерной «средней» частоты. За такую частоту была принята среднеинтегральная величина

$$\overline{\omega}_{\text{ср}} = \frac{\int\limits_0^\infty \omega'_{\text{ср}} dr}{b},$$

где $\omega'_{\text{ср}}$ — «средняя» частота в точке струи, определенная по осциллограмме; b — полуширина струи.

Вычисленные по этой формуле среднеинтегральные величины частот по сечениям струй, закрученных завихрителями трех типов, приведены в табл. 4-1.

Таблица 4-1

Средняя частота пульсаций, 1/с, в струях, закрученных завихрителями различных типов

Расстояние от устья x/d	Завихритель типа А			Завихритель типа ТЛ			Завихритель типа Т	
	Средняя частота пульсации							
	$n=0,46$ $(\alpha=27°)$	$n=0,24$ $(\alpha=15°)$	$n=0$ $(\alpha=0°)$	$n=2,14$	$n=1,42$	$n=0,71$	$n=2,1$	$n=0,82$
0, 3	380	370	—	265	246	335	323	282
1, 0	320	230	475	256	287	304	348	262
2, 0	260	190	310	258	325	267	228	236
5, 0	210	175	290	230	262	206	133	140

Сравнение величин среднеинтегральных частот в одинаковых сечениях струй, вытекающих с одной и той же средней скоростью, показало, что наибольшая частота пульсаций наблюдается в сечениях незакрученной струи, небольшое закручивание приводит к резкому понижению частоты пульсаций, при дальнейшем увеличении крутки среднеинтегральная частота возрастает.

При переходе от слабого закручивания к умеренному наблюдается уменьшение среднеинтегральных частот, при переходе от умеренно закрученной струи к сильно закрученной струе отмечается, что частота пульсаций в близких к устью сечениях вновь возрастает, однако уменьшение частоты вдоль этой струи происходит интенсивнее. Быстрое уменьшение частоты с удалением от сопла наблюдается также в слабо закрученной струе с параметром крутки $n=0,24$ (завихритель типа А). Слабое изменение частоты пульсаций с удалением от устья происходит в умеренно закрученных струях за тангенциальнолопаточным и тангенциальным ($n=0,82$) завихрителями. Например, в струях за завихрителем типа ТЛ ($n=2,14$ и $n=1,42$) даже при удалении от сопла на расстоянии $x/d=5$ среднеинтегральная частота убывает незначительно, что указывает на сохранение размеров «среднего» вихря вдоль струи.

4-11. ДЛИНА ПУТИ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ И ПРОДОЛЬНЫЙ МАСШТАБ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЯХ

В [41] приводятся значения длины пути перемешивания в начальном участке осесимметричной незакрученной струи.

Длина пути перемешивания подсчитывалась [102] в слое смешения по известной формуле

$$l = \frac{\sqrt{\overline{U'^2_x}}}{d\overline{U}_x \, dr}.$$

В сечениях незакрученной струи величина l постоянна, вдоль струи длина пути перемешивания возрастает пропорционально расстоянию от сопла. В [63] приводятся результаты по длине пути перемешивания в слабо закрученной струе. Относительная длина пути смешения в струе, рассмотренной в [63], оказалась в 2,7—2,8 раза больше, чем в струе незакрученной. В закрученных струях, рассмотренных в предыдущих параграфах, такого возрастания длины пути перемешивания не наблюдается.

В табл. 4-2 приведены отнесенные к диаметру устья значения длин пути перемешивания струй, закрученных завихрителями типа А. В этой же таблице приведены вычисленные в тех же сечениях значения продольного масштаба турбулентности.

Продольный масштаб находился по формуле

$$L = k \frac{\overline{U}_x}{\omega_{ср}}. \qquad (4\text{-}53)$$

В этой формуле значения $k=0,25$ при нахождении средней частоты $\omega_{ср}$ по осциллограммам [73]. Данные табл. 4-2 позволяют сравнивать значение длин пути перемешивания и продольного масштаба двух слабо за-

Таблица 4-2

Относительная длина пути перемешивания l/d и относительный масштаб L/d турбулентности в слабо закрученных струях (завихритель типа А)

r/r'	Сечение $x/d=0,3$				Сечение $x/d=1$				Сечение $x/d=2$					
	L/d		l/d		L/d		l/d		L/d			l/d		
	$n=0,24$	$n=0,46$	$n=0,24$	$n=0,46$	$n=0$	$n=0,21$	$n=0$	$n=0,24$	$n=0$	$n=0,24$	$n=0,46$	$n=0$	$n=0,24$	$n=0,46$
0,00	0,01	0,04	—	—	0,07	0,015	—	—	0,105	0,07	0,086	—	—	—
0,05	0,073	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,10	—	0,068	0,009	0,022	0,072	0,035	—	0,011	0,088	0,085	0,095	—	0,048	0,15
0,15	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,20	0,148	0,092	0,035	0,032	0,075	0,095	—	0,018	0,188	0,155	0,143	0,14	0,079	0,11
0,25	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,30	0,098	0,133	0,058	—	0,075	0,128	—	0,026	0,098	0,075	0,156	—	0,045	0,037
0,40	0,152	0,143	0,122	0,028	0,08	0,32	0,035	0,012	0,108	0,122	0,148	0,12	0,083	0,077
0,35	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,45	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,50	0,125	0,145	0,01	0,028	0,068	0,295	0,035	—	0,155	0,22	0,209	0,12	0,18	0,24
0,55	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,60	—	—	—	0,038	0,062	0,4	—	—	0,083	0,243	0,178	—	0,057	0,17
0,70	—	—	—	—	—	0,35	—	—	0,070	0,138	0,135	—	0,03	0,23
0,80	—	—	—	—	—	—	—	—	0,103	0,163	0,170	—	0,11	0,06
0,90	—	—	—	—	—	—	—	—	0,023	0,182	0,118	—	0,019	0,029
1,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,078	—	—	0,052

Таблица 43

Относительная длина пути перемешивания l/d и относительный масштаб L/d турбулентности в закрученных струях (завихрители типа Т)

r/d	Сечение x/d=0,3				Сечение x/d=1				Сечение x/d=2			
	l/d		L/d		l/d		L/d		l/d		L/d	
	n=2,1	n=0,82	n=2,1	n=0,82	n=2,1	n=0,82	n=2,1	n=0,82	n=2,1	n=0,82	n=2,1	n=0,82
0	—	—	0,08	0.0175	—	—	0,06	0,04	—	—	0,025	0,03
0,5		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,10	0, 24	0,008	0,09	0,08	0,082	0,022	0,07	0,022	0,003	0,029	0,015	0,08
0,15	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,052	—	—
0,20	0,05	0,029	0,047	0,2	0,021	0,026	0,045	0,047	0,016	0,042	0,045	0,13
0,25	—	0,03	—	0,165	—	—	—	—	—	—	—	—
0,30	0,016	0,045	0,045	0,178	0,004	0,019	0,022	0,08	0,051	0,036	0,072	0,077
0,35	—	0,05	—	0,167	—	—	—	—	—	—	—	—
0,40	0,043	0,07	0,17	0,167	0,014	0,029	0,13	0,157	0,03	—	0,1	0,095
0,45	0,103	0,092	0,21	0,187	—	—	—	—	—	—	—	—
0,50	0,096	0,098	0,27	0,21	0,046	0,1	0,16	0,18	0,14	0,083	0,12	0,085
0,55	0,071	—	—	—	—	—	—	0,16	—	—	—	—
0,60	0,023	0,009	0,072	0,05	—	0,075	0,175	0,155	0,21	0,038	0,13	0,152
0,70	0,038	—	0,02	0,0	0,029	0,035	0,13	0,11	0,047	0,025	—	0,195
0,80	—	—	—	—	—	0,021	—	0,097	0,18	—	0,097	0,197
0,90	—	—	—	—	—	0,016	0,072	0,04	0,039	—	0,14	0,167
1,0	—	—	—	—	—	—	—	—	0,2	—	0,01	0,11
1,1	—	—	—	—	—	—	—	—	0,018	—	0,11	—
											0,0[illegible]	

крученных струй в сечении $x/d=0{,}3$, а также сопоставить значения этих величин в струях с $n=0{,}24$ и $n=0{,}46$ с соответствующими значениями длины пути перемешивания и продольного масштаба в незакрученной струе.

Аналогичное сравнение значений длин пути перемешивания и масштабов турбулентности двух струй, закрученных завихрителем типа Т, приведено в табл. 4-3 (значения масштабов отнесены к диаметру устья завихрителя).

Анализ табл. 4-2 и 4-3 показывает, что если в сечении незакрученной струи существуют вихри примерно одного масштаба, то в сечениях закрученных струй размеры вихрей изменяются значительно, вблизи оси закрученных струй преобладают мелкие вихри, а ближе к границе струи и в зоне максимальных скоростей преобладают крупные вихри (или так называемая крупномасштабная турбулентность). Сравнение масштабов турбулентности слабо закрученных струй показывает, что даже незначительное изменение крутки от $n=0{,}24$ до $n=0{,}46$ приводит к изменению размеров вихрей. При переходе от умеренной крутки к сильной в прилегающих к оси струи слоях (в зоне обратных токов и в зоне взаимодействия обратного и прямого потоков) происходит измельчение вихрей (см. табл. 4-3), а при приближении к границе — укрупнение вихрей.

В сечениях закрученной струи длина пути перемешивания постоянна, так же как и масштабы вихрей. Значительное увеличение длины пути перемешивания с увеличением крутки в слабо закрученных струях происходит при удалении от устья (табл. 4-2, сечение $x/d=2$). В сечениях закрученной струи за завихрителем Т длина пути перемешивания также больше, чем в соответствующих сечениях умеренно закрученной струи за завихрителем того же типа.

4-12. КОЭФФИЦИЕНТ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ В ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЯХ

Полное сравнение закрученных струй по турбулентным характеристикам невозможно без сравнения коэффициентов турбулентной диффузии. Коэффициент турбулентной диффузии пропорционален среднеквадратичному перемещению частиц, т. е. характеризует турбулентное перемешивание. Определение коэффициента

Относительный коэффициент турбулентной диффузии в закручен

r/d	Завихритель типа Т							
	$x/d=0,3$		$x/d=1$		$x/d=2$		$x/d=5$	
	$n=0,82$	$n=2,1$	$n=0,82$	$n=2,1$	$n=0,82$	$n=2,1$	$n=0,82$	$n=2,1$
0	0,00009	0,072	0,0018	0,0235	0,000087	0,0005	0,0081	0,00063
0,5	—	—	—	—	—	—	—	—
0,10	0,0308	0,095	0,0038	0,0182	0,0453	0,00046	—	0,00021
0,15	—	—	—	—	—	—	0,0031	—
0,20	1,5	0,012	0,0071	0,0187	0,159	0,00684	—	0,0059
0,25	0,98	—	—	—	—	—	—	—
0,30	1,69	0,0105	0,0734	0,0013	0,051	0,028	0,00276	0,00018
0,35	1,18	—	—	—	—	—	—	—
0,40	0,61	1,51	0,57	0,150	0,123	0,179	—	0,0003
0,45	0,622	2,6	—	—	—	—	0,00076	0,0003
0,50	—	—	0,78	1,6	0,156	0,224	—	1,00005
0,55	—	—	—	—	—	—	—	—
0,60	0,0052	0,0994	0,632	1,82	0,403	0,247	0,0005	0,1000
0,70	—	0,0034	0,324	0,455	1,3	0,134	—	—
0,80	—	—	0,0037	—	1,44	0,133	—	—
0,90	—	—	0,0024	—	0,577	0,078	—	—
1,1	—	—	—	—	—	0,0139	—	—
1,2	—	—	—	—	—	—	—	—

турбулентной диффузии в устье струи за завихрителем ТЛ (рис. 4-16) показало, что этот коэффициент постоянен по сечению струи [19]

Рассмотрим, как изменяется коэффициент турбулентной диффузии по сечениям слабо закрученных и сильно закрученных струи Для вычисления $D_т$ применим предложенную в [53] формулу

$$D_т = \frac{k}{30} \frac{\overline{U_x'^2}\,\lambda^2}{\nu}, \qquad (4\ 54)$$

Средние по сечению турбулентные характеристики в закручен

x/d	Завихритель типа А									
	$n=0$				$n=0,24$				$n=$	
	$\overline{l}$	$\overline{L}$	$\overline{D}_т$	$\overline{\varepsilon}$	$\overline{l}$	$\overline{L}$	$\overline{D}_т$	$\overline{\varepsilon}$	$\overline{l}$	$\overline{L}$
0,3	—	—	—	—	0,025	0,125	0,549	9,8	0,08	0,103
1	0,035	0,073	0,0348	6,5	0,017	0,19	0,109	10,1	0,017	0,15
2	0,107	0,097	0,056	9,3	0,074	0,175	0,0417	14,3	0,115	0,14
5	0,13	0,075	0,029	9,3	—	0,083	0,0386	12,2	—	0,12

Таблица 4-4

ных струях

Завихритель типа Λ									
$x/d=0,3$		$x/d=1$		$x/d=2$			$x/d=5$		
$n=0,24$	$n=0,46$	$n=0$	$n=0,24$	$n=0$	$n=0,24$	$n=0,46$	$n=0$	$n=0,24$	$n=0,46$
0,00003	0,0122	0,0228	0,00009	0,00037	0,021	0,062	0,0417	0,0152	0,071
0,0322	0,1	0,412	0,0028	0,0591	0,073	0,00845	0,046	0,032	0,105
0,805	0,236	0,034	0,1305	0,0617	0,553	0,823	0,015	0,0225	0,0684
0,138	0,65	0,028	0,1005	0,0666	0,098	1,34	0,082	0,11	0,075
0,807	0,9	0,0311	0,114	0,0733	0,357	1,28	0,0387	0,076	0,058
0,124	1,9	0,0045	—	—	0,1	3,26	0,0266	0,0239	0,126
—	0,159	0,0224	—	0,116	1,37	2,7	0,0097	0,0238	0,064
—	—	—	—	0,018	0,452	0,645	0,0138	0,0055	—
—	—	—	—	0,043	0,128	1,15	0,0024	—	0,092
—	—	—	—	—	0,026	0,208	—	—	0,060
—	—	—	—	—	0,00009	0,0443	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

где λ — продольный микромасштаб, определяется по формулам, приведенным в § 4-1, с подстановкой в них значений средних частот, ν — кинематический коэффициент вязкости, k — постоянный коэффициент, для слоя смешения его значение находится в промежутке 0,63—1 [53]. Приняв среднее значение из этого интервала, $k=0,81$, подсчитаем $D_т$ в закрученных струях. Результаты вычислений $D_т$ в относительных единицах приведены в табл. 4-4 (значения $D_т$ относились к произведению

Таблица 4-5

ных струях

		Завихритель типа Т							
0,46		$n=0,82$				$n=2,1$			
$\overline{D}_т$	$\overline{\varepsilon}$	$\overline{l}$	$\overline{L}$	$\overline{D}_т$	$\overline{\varepsilon}$	$\overline{l}$	$\overline{L}$	$\overline{D}_т$	$\overline{\varepsilon}$
0,436	14,7	0,048	0,142	0,827	11,2	0,052	0,122	0,548	11,2
—	15	0,038	0,1	0,3	12,8	0,049	0,095	0,535	9,96
1,05	13,3	0,043	0,12	0,403	14,8	0,085	0,065	0,095	10,6
0,079	9	—	0,057	0,003	9,2	—	0,0125	0,0004	6,0

среднерасходной скорости струи и диаметра устья завихрителя). Из табл. 4-4 видно, что в слабо закрученных струях за завихрителем А $D_т$ значительно превосходит коэффициент турбулентной диффузии незакрученной струи (сечения x/d 1; 2 и 5).

При сравнении двух слабо закрученных струй можно отметить, что в сечениях струи с большей круткой (n=

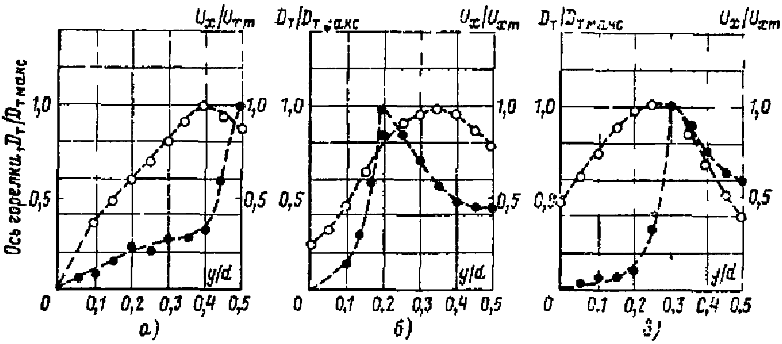


Рис. 4-16. Относительный коэффициент турбулентной диффузии в устье завихрителя типа ТЛ.

а — n=2,14, б — n=1,07, в — n=0,71, ○ — аксиальная скорость, ● — коэффициент турбулентной диффузии.

=0,46) значения $D_т$ больше, чем соответствующие значения в струе с меньшей круткой (n=0,24). В умеренно закрученной струе за завихрителем типа Т турбулентная диффузия также происходит интенсивнее, чем в сильно закрученной струе за завихрителем того же типа.

4-13. СРАВНЕНИЕ СРЕДНИХ ПО СЕЧЕНИЮ ТУРБУЛЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЙ

В [63] проведено сравнение средних по сечению значений длин путей перемешивания в закрученных и незакрученных струях. Нахождение среднего по сечению значения турбулентной характеристики удобно для сравнения нескольких закрученных струй по этой характеристике. Осреднение по сечению можно производить различными способами: интегрированием по сечению, нахождением среднеарифметической величины и т. д.

Определение средних величин частот пульсаций обоими способами показало, что «средняя» частота, найден-ная интегрированием, близка к значению среднеарифметической частоты. Таким образом, среднеарифметическая величина также может быть выбрана за характерную для данного сечения величину.

В табл. 4-5 приведены вычисленные таким образом значения длин путей перемешивания l, продольного масштаба турбулентности $\bar{L}$, коэффициенты турбулентной диффузии $D_т$ и интенсивности турбулентности ε в пяти струях, имеющих разные крутки.

В слабо закрученных струях ($n=0,24$; $0,46$) длина пути перемешивания меньше, чем в незакрученной струе при $x/d=0$, $0,5$; $1,0$, в струях с крутками $n=0,82$ и $n=2,1$ длина пути перемешивания больше, чем в незакрученной струе, а удаление от устья до $x/d=2$ приводит к уменьшению l в закрученной струе.

Во всех сечениях закрученных струй продольный масштаб турбулентности, интенсивность турбулентности и коэффициенты турбулентной диффузии больше, чем в соответствующих сечениях незакрученной струи. Таблица 4-5 позволяет сравнить величины турбулентных характеристик закрученных струй. При сравнении одинаковых сечений двух слабо закрученных струй, видно, что ε, l, $D_т$ и L в струе с большей круткой больше. Значит, турбулентное перемешивание в слабо закрученной струе с большей круткой происходит интенсивнее.

При переходе от умеренной крутки ($n=0,82$) к сильной ($n=2,1$) в струях за завихрителем типа Т уменьшаются ε, а длина пути перемешивания возрастает. Отсюда следует, что в сечениях умеренно закрученной струи перемешивание также происходит лучше, чем в соответствующих сечениях сильно закрученной струи.

4-14. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЯХ В ОБОБЩЕННЫХ КООРДИНАТАХ

В [41] обработка экспериментальных кривых распределения интенсивности турбулентности в сечениях начального участка незакрученной струи производилась в виде функции

$$\varepsilon=f\left(\frac{y}{x}\right). \qquad (4\text{-}55)$$

В результате такой обработки экспериментальных результатов профили интенсивности турбулентности были представлены одной кривой. Обработка экспериментальных результатов, относящихся к закрученным струям, в виде формулы (4-55) не привела к получению универсальной кривой. В [63] профили пульсации скорости в начальных сечениях незакрученной струи обрабатывались в виде функции

$$\frac{\sqrt{\overline{U_x'^2}}}{\sqrt{\overline{U_{x\,\text{макс}}'^2}}} = f\left(\frac{y}{R_{\text{гр}}}\right), \tag{4-56}$$

где $\sqrt{\overline{U_{\text{макс}}'^2}}$ — максимальное значение пульсационной скорости в данном сечении; $R_{\text{гр}}$ — радиус струи.

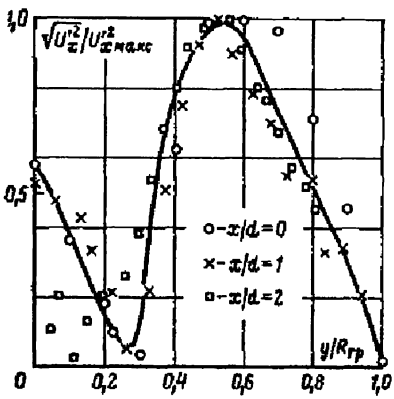


Рис 4-17. Обработка экспериментальных результатов в обобщенных координатах (закрученная струя, завихритель АТ, n—1,26).

Результаты аналогичной обработки экспериментальных результатов для сильно закрученных струй приведены на рис. 4-17. Из рисунка видно, что максимумы пульсаций скорости в струе находятся в интервале (0,5—0,6) $y/R_{\text{гр}}$, а минимумы — в интервале (0,25—0,3) $y/R_{\text{гр}}$. Кроме того, характер изменения функции (4-56) для сильно закрученной струи отличается от характера изменения этой функции для незакрученных струй, приведенной в [63].

4-15. ВЛИЯНИЕ КРУТКИ НА ПУЛЬСАЦИОННЫЕ СКОРОСТИ

Влияние крутки на пульсационные скорости можно установить из анализа энергетических уравнений для турбулентных напряжений [90].

Запишем эти уравнения

$$\frac{\partial\overline{U'_iU'_j}}{\partial t}+\Sigma\frac{\partial\overline{U'_iU'_j}}{\partial x_k}\overline{U}_k+\Sigma\overline{U'_kU'_i}\frac{\partial\overline{U}_i}{\partial x_k}+$$

$$+\Sigma\overline{U'_kU'_i}\frac{\partial\overline{U}_j}{\partial x_k}-\overline{P'\left(\frac{\partial U'_i}{\partial x_j}+\frac{\partial U'_j}{\partial x_i}\right)}+$$

$$+\sum_k\frac{\partial}{\partial x_k}\left[-\nu\frac{\partial\overline{U'_iU'_j}}{\partial x_k}+\overline{U'_kU'_iU'_j}+\right.$$

$$\left.+\overline{(\delta_{kj}U'_i+\delta_{ik}U'_j)\frac{P'}{\rho}}\right]-2\nu\Sigma\overline{\frac{\partial U'_i}{\partial x_k}\frac{\partial U'_j}{\partial x_k}}=0. \quad (4\text{-}57)$$

При различных комбинациях i и j получим уравнения для девяти турбулентных напряжений. Допустим, что $i=1$ соответствует оси x, тогда выражение для продольной составляющей пульсационной скорости запишется следующим образом ($i=j=1$):

$$\frac{\rho}{2}\frac{\partial\overline{U_1'^2}}{\partial t}+\frac{\rho}{2}\Sigma U_k\frac{\partial\overline{U_1'^2}}{\partial x_k}+\sum_k\rho\overline{U'_kU'_1}\frac{\partial\overline{U}_k}{\partial x_k}-$$

$$-\overline{P'\frac{\partial U'_1}{\partial x_i}}\rho+\sum_k\frac{\partial}{\partial x_k}\left[-\frac{\rho\nu}{2}\frac{\partial\overline{U_1'^2}}{\partial x_k}+\right.$$

$$\left.+\overline{U'_k\left(\frac{\rho}{2}U_1'^2+\delta_{1k}P'\right)}\right]+\rho\nu\sum_k\overline{\left(\frac{\partial U'_1}{\partial x_k}\right)^2}=0. \quad (4\text{-}58)$$

Первые два члена, входящие в (4-58), выражают изменение продольной составляющей пульсационной энергии в единицу времени; третий — порождение пульсационной энергии средним движением; четвертый — обмен энергиями с другими компонентами пульсаций; пятый — вязкую и турбулентную диффузию пульсационной энергии; шестой — диссипацию.

Четвертый и шестой члены уравнения (4-58) для изотропной турбулентности выражаются через полную пульсационную энергию E и масштаб турбулентности l при помощи гипотезы Колмогорова

$$\nu\Sigma\Sigma\overline{\left(\frac{\partial U'_i}{\partial x_k}\right)^2}=c\frac{E^{3/2}}{l}+\nu c_1\frac{E}{l^2}; \quad (4\text{-}59)$$

$$\frac{1}{\rho}\overline{P'\frac{\partial U'_i}{\partial x_i}}=-k\frac{\sqrt{E}}{l}\left(\frac{\overline{U_i'^2}}{2}-\frac{E}{3}\right). \quad (4\text{-}60)$$

Формулы (4-59) и (4-60) в некоторых работах используются при проведении анализа уравнений (4-57), и для случая неизотропной турбулентности [56]. В [56] рассматриваются уравнения (4-57) с учетом (4-59) и (4-60). При пренебрежении диффузией турбулентных пульсаций и произведением $\overline{U'_i U'_j U'_k}$ получено уменьшение турбулентного трения и пульсаций для вращающегося потока в трубе. Влияние центробежных сил на пульсационные характеристики потока для различных вращательных движений рассмотрено в [96]. Действие вращения на турбулентные характеристики потока зависит от вида стратификации течения: при устойчивой стратификации, когда центробежные силы возрастают с увеличением радиуса, турбулентные характеристики потока стабилизируются, а при неустойчивой стратификации центробежные силы убывают с увеличением радиуса и турбулентные характеристики потока возрастают [96]. Запишем уравнения (4-57) в цилиндрических координатах для простейшего плоского турбулентного вращательного движения, когда $\overline{U}_\varphi = \overline{U}_\varphi(r)$; $\overline{U}_x = \overline{U}_r = 0$:

$$\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{U'^2_x}}{\partial t} = \frac{1}{\rho}\overline{P'\frac{\partial U'_x}{\partial x}} - \nu\left[\overline{\left(\frac{\partial U'_x}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial U'_x}{\partial r}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial U'_x}{r\partial\varphi}\right)^2}\right]; \tag{4-61}$$

$$\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{U'^2_r}}{\partial t} = 2\overline{U'_r U'_\varphi}\frac{\overline{U}_\varphi}{r} + \frac{1}{\rho}\overline{P'\frac{\partial U'_r}{\partial r}} - \nu\left[\overline{\left(\frac{\partial U'_r}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial U'_r}{\partial r}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial U'_r}{r\partial\varphi}\right)^2}\right]; \tag{4-62}$$

$$\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{U'^2_\varphi}}{\partial t} = -\overline{U'_r U'_\varphi}\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left[\overline{U}_\varphi r\right] + \frac{1}{\rho}\overline{P'\frac{\partial U'_\varphi}{r\partial\varphi}} - \nu\left[\overline{\left(\frac{\partial U'_\varphi}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial U'_\varphi}{\partial r}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial U'_\varphi}{r\partial\varphi}\right)^2}\right]; \tag{4-63}$$

$$\frac{\partial \overline{U'_r U'_\varphi}}{\partial t} = -\overline{U'^2_r}\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(\overline{U}_\varphi r) + 2\overline{U'^2_\varphi}\frac{\overline{U}_\varphi}{r} + \frac{1}{\rho}\left(\overline{P'\frac{\partial U'_\varphi}{\partial r}} + \overline{P'\frac{\partial U'_r}{r\partial\varphi}}\right) - 2\nu\left(\overline{\frac{\partial U'_r}{\partial x}\frac{\partial U'_\varphi}{\partial x}} + \overline{\frac{\partial U'_r}{\partial r}\frac{\partial U'_\varphi}{\partial r}} + \overline{\frac{\partial U'_r}{r\partial\varphi}\frac{\partial U'_\varphi}{r\partial\varphi}}\right). \tag{4-64}$$

Анализ показывает, что при устойчивой стратификации корреляция $\overline{U'_r U'_\varphi}$ будет отрицательной, а при неустойчивой стратификации – положительной. Из уравнения (4-62) имеем, что при устойчивой стратификации $\overline{U'^2_r}$ убывает, а из уравнения (4-63) $\overline{U'^2_\varphi}$ возрастает. При вращении жидкости по закону твердого тела $\overline{U}_\varphi = \mathrm{const}\, r$, корреляция $\overline{U'_r U'_\varphi} = 0$ и турбулентность затухает [96].

Наиболее сложным типом вращательного движения является закрученная струя. В закрученной струе $\overline{U}_x \neq 0$; $\overline{U}_\varphi \neq 0$; $U_r \neq 0$. Поэтому в уравнении (4-61) появляется дополнительный член, характеризующий генерацию энергии продольного пульсационного движения за счет энергии среднего движения:

$$-\overline{U'_x U'_r}\,\frac{\partial \overline{U}_x}{\partial r} \tag{4-65}$$

а в уравнениях (4-62) и (4-64) соответственно $\overline{U'^2_r}\,\frac{\partial \overline{U}_r}{\partial r}$ и $\overline{U'_r U'_x}\,\partial \overline{U}_r/\partial r$.

Генерация энергии касательного напряжения $\overline{U'_x U'_r}$ также зависит от величины $\partial \overline{U}_x/\partial r$

$$\frac{\partial \overline{U'_x U'_r}}{\partial t} = -\overline{U'^2_r}\,\frac{\partial \overline{U}_x}{\partial r} + \overline{2U'_x U'_\varphi}\,\frac{U_\varphi}{r} + \frac{1}{\rho}\,\overline{P'\left(\frac{\partial U'_r}{\partial x} - \frac{\partial U'_x}{\partial r}\right)} -$$

$$-2\nu\left(\overline{\frac{\partial U'_x}{\partial x}\frac{\partial U'_r}{\partial x}} + \overline{\frac{\partial U'_x}{\partial r}\frac{\partial U'_r}{\partial r}} - \overline{\frac{\partial U'_x}{r\partial\varphi}\frac{\partial U'_r}{r\partial\varphi}}\right). \tag{4-66}$$

Произведем оценку знака величины (4-65), влияющей на изменение энергии продольного пульсационного движения. При $\partial \overline{U}_x/\partial r > 0$ (что имеет место в области от оси струи до зоны максимальных скоростей) положительная пульсация радиальной скорости ($U'_r > 0$) вызывает отрицательную пульсацию аксиальной скорости, так как частицы, имеющие меньшую аксиальную скорость, попадают в зону, где частицы имеют большую аксиальную скорость, т. е. $\overline{U'_x U'_r} < 0$. Точно так же при $U'_r < 0$ имеем $U'_x > 0$ и $\overline{U'_x U'_r} < 0$.

В области от зоны максимальных скоростей до границы струи $d\overline{U}_x/dr < 0$. В этом случае при $U'_r > 0$ $U'_x >$

>0 и $\overline{U'_x U'_r}>0$, а также при $U'_r<0$ имеем $U'_x<0$ $\overline{U'_x U'_r}>0$. Таким образом, по всему сечению струи величина (4-65) положительна, поэтому она всегда способствует порождению кинетической энергии пульсационного движения в аксиальном направлении.

Изменение величины $\overline{U'_x U'_r}$, определяемой уравнением (4-66) для областей устойчивой и неустойчивой стратификации, происходит по-разному. Действительно, для области устойчивой стратификации $d\bar{U}_x/dr>0$ должно происходить уменьшение энергии $\overline{U'_x U'_r}$, а для области неустойчивой стратификации $d\bar{U}_x/dr<0$ — увеличение энергии $\overline{U'_x U'_r}$.

Влияние радиального движения на генерацию энергии турбулентности зависит от знака величин

$$-\overline{U'_r U'_\varphi}\frac{\partial \bar{U}_r}{\partial r}; \quad -\overline{U'^2_r}\frac{\partial \bar{U}_r}{\partial r}$$

В близкой к соплу области закрученных струй изменяется характер радиального движения и резко возрастают радиальные скорости и их градиенты (см. гл. 1).

В закрученных струях знак $\partial \bar{U}_r/\partial r$ изменяется внутри областей устойчивой и неустойчивой стратификации. Вблизи от оси струи $-\overline{U'_r U'_\varphi}(\partial \bar{U}_r/\partial r)<0$, а $-\overline{U'^2_r}\times$ $\times(\partial U_r/\partial r)>0$, с дальнейшим удалением от оси $\partial U_r/\partial r$ становится положительной. В области устойчивой стратификации это способствует порождению касательного напряжения и уменьшению $\overline{U'^2_r}$, а в области неустойчивой стратификации — уменьшению касательного напряжения $\overline{U'_\varphi U'_r}$.

Во всех формулах (4-61)—(4-64) присутствуют величины, способствующие обмену турбулентной энергией с другими компонентами пульсаций. В незакрученных струях энергия продольного пульсационного движения превосходит энергию поперечных пульсационных движений. В этом случае обмен энергиями способствует выравниванию всех трех составляющих пульсационной скорости [102].

Величины $\overline{P'\left(\frac{\partial U'_r}{\partial x}-\frac{\partial U'_x}{\partial r}\right)}$ и $\overline{P'\left(\frac{\partial U'_\varphi}{\partial r}-\frac{\partial U'_r}{r\partial \varphi}\right)}$, входящие соответственно в (4-66) и (4-64), способствуют уменьшению касательных напряжений, так как они имеют противоположные знаки по отношению к $U'_x U'_r$ и $U'_\varphi U'_r$ в областях с устойчивой и неустойчивой стратификацией.

Анализ выражений (4-61)—(4-64) с учетом выражения (4-66) может способствовать качественному определению влияния крутки на изменение составляющих пульсационной энергии.

С увеличением крутки влияние членов, характеризующих обмен энергиями, возрастает, что приводит к выравниванию пульсационных составляющих скорости. Действительно, если в незакрученной струе наблюдается значительное различие между составляющими пульсационной скорости, то в умеренно закрученных струях это различие уменьшается, а в сильно закрученных струях пульсационные скорости полностью выравниваются [130].

При сравнении двух струй, имеющих сильную крутку, вероятность выравнивания составляющих пульсационной скорости выше у струи с большей круткой, так как величина, способствующая обмену пульсационными энергиями, возрастает. В то же время градиент скорости $\partial \bar{U}_x / \partial r$ может не увеличиться в струе с большей круткой из-за того, что убывание скорости в области, где $\partial \bar{U}_x / \partial r < 0$, происходит медленнее в связи с расширением струи и из-за небольшого отличия в величинах $\bar{U}_{x\,\text{макс}}$. Таким образом, в сильно закрученных струях выравнивание составляющих пульсационной скорости происходит благодаря передаче энергии продольного пульсационного движения другим составляющим пульсационной скорости и поэтому продольная пульсационная скорость при больших крутках убывает.

Следовательно, из анализа уравнений (4-61)—(4-64) с учетом выражения (4-66) можно установить влияние крутки на составляющие турбулентной энергии.

Измерения составляющих пульсационной скорости производились в струях, закрученных завихрителями аксиального типа с углами установок лопаток $\alpha=30, 40, 50, 60°$ при помощи термоанемометра постоянной температуры с однониточным насадком с диаметром нити $7 \cdot 10^{-6}$ м и длиной $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ м. Насадок вводился в поток радиально и параллельно оси. Углы отклонения нити насадка составляли $\pm 45°$. Измерения проводились на расстояниях $0{,}5d$ и $1{,}0d$ от выходного сечения сопла.

Определение пульсационных скоростей U'_x, U'_φ, U'_r и корреляции $\overline{U'_\varphi U'_r}$ производилось по формулам, приведенным в [88а]. На рис. 4-18 приведены профили касательного напряжения $\overline{U'_\varphi U'_r}$ исследованных струй. Характер изменения $\overline{U'_\varphi U'_r}$ в сечениях струй зависит от ее крутки. В струях за завихрителями $\alpha=30$, 40, 50° $\overline{U'_\varphi U'_r}$ вблизи оси принимает отрицательное значение, а в струе за завихрителем α=60° — положительное значение. В сечении x/d=1 при α=60° область положительных значений $\overline{U'_\varphi U'_r}$ убывает. Область отрицательных значений с увеличением крутки возрастает и в струе за завихрителем с α=40° занимает все сечение x/d=0,5.

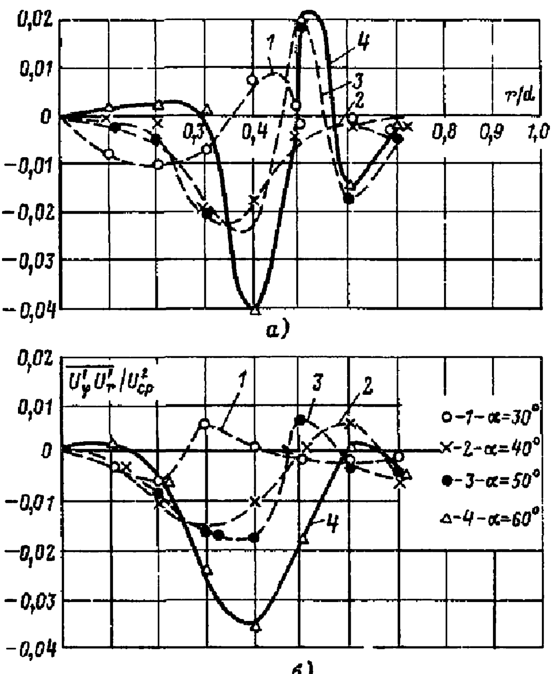


Рис. 4-18. Изменение касательного напряжения $\overline{U'_\varphi U'_r}$ с круткой в закрученной струе (завихритель типа А).

а — сечение x/d=0,5; *б* — сечения x/d=1.

По порядку величины $\overline{U'_\varphi U'_r}$ и характеру ее изменения в сечениях $x/d=0,5$ и 1 струя, закрученная завихрителем с $\alpha=30°$, близка к струе за вращающейся трубой, исследованной в [76б]. С увеличением крутки абсолютная величина $\overline{U'_\varphi U'_r}$ возрастает.

Изменения величин пульсационных скоростей и касательного напряжения в струях, закрученных завихрителями с $\alpha=30$, 40, 50°, удовлетворительно согласуются с теоретическим анализом (§ 4-15). В этих струях устойчивая стратификация течения наблюдается в приосевой области. В ней пульсации радиальных скоростей убывают, изменение же U'_x и U'_φ незначительно (рис. 4-19).

В области неустойчивой стратификации течения для первой струи ($\alpha=30°$) наблюдается уменьшение U'_x и U'_φ (рис. 4-19). В приосевой области струи, закрученной завихрителем с $\alpha=60°$, как отмечалось, $\overline{U'_\varphi U'_r}$ положительна. Изменение U'_x, U'_φ и U_r' в этой области соответствует неустойчивой стратификации, а на периферии — устойчивой. Действительно, в приосевой области струи U'_r возрастает, а в периферийной области убывает (рис. 4-19).

Различие в расположении областей устойчивой и неустойчивой стратификации течения происходит из-за значительного роста величины радиальной скорости и ее радиального градиента в закрученной струе при увеличении крутки. На рис. 4-19 показано также влияние увеличения крутки на величины пульсационных скоростей. Увеличение крутки струи приводит к возрастанию радиальной и тангенциальной скорости в сечении $x/d=0,5$. С удалением от сопла ($x/d=1$) влияние возрастания крутки на эти скорости ослабевает. С увеличением крутки точка максимума U'_x удаляется от оси струи к ее периферии, а величина U'_x при этом в сечении $x/d=1$ несколько убывает.

Из анализа рис. 4-19 приходим к выводу, что если с увеличением крутки характер радиального распределения продольной пульсационной скорости изменяется значительно, то радиальное распределение тангенциальной и радиальной пульсационных скоростей на расстоянии 1,0 d от сопла изменяется слабо. При рассмотрении

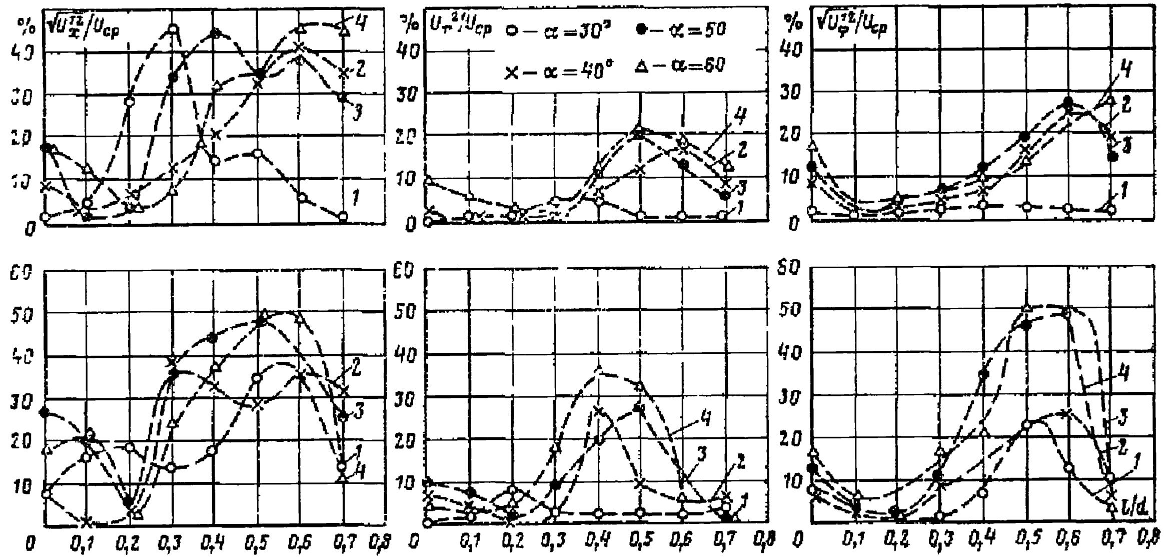
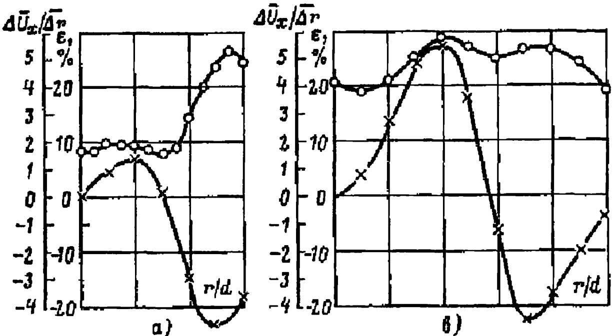


Рис. 4-19. Изменение пульсационных среднеквадратичных скоростей с круткой в закрученной струе (завихритель типа А).

сильно закрученных струй (α=40, 50, 60°) увеличение крутки приводит к перемещению зоны с максимумом сравнимой интенсивности турбулентности к границе.



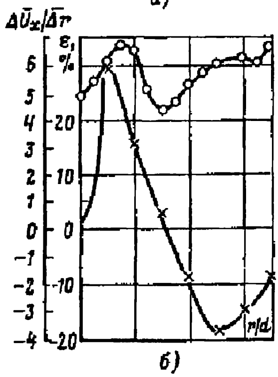


Рис 4-20 Продольная интенсивность турбулентности и градиент аксиальной скорости в закрученной струе на расстоянии 1 d от устья (аксиальный завихритель)

$а$ — α=10°; $б$ — α=20°; $в$ — α=50° (масштаб измерения r/d равен 0,2).

Сравнение струй, закрученных аксиальными завихрителями с различными α (рис. 4-4, 4-5, 4-19), показывает, что повышение интенсивности турбулентности происходит при изменении α в пределах $0<\alpha<40°$.

Рассмотрим влияние крутки на относительную интенсивность турбулентности при применении завихрителей других типов. На рис. 4-20—4-23 приведены результаты измерений ε при изменении n за завихрителями типов У, АТ, ТЛ, Т. Завихрители этих типов имели следующие значения n:

тип У — n=0,7; 1,33; 2;
тип Т — n=0; 0,82; 2,1;
тип АТ — n=0,64; 0,8; 1,26;
тип ТЛ — n=0,71; 1,42; 2,14.

Таким образом, для исследований были выбраны завихрители со значениями n, которые получили наибольшее применение в горелочных устройствах. Целью этих исследований являлось сравнение завихрителей одного типа по интенсивности турбулентности струй, созданных ими, а также сравнение завихрителей разных типов. Можно считать, что изменение ε с увеличением n в струях за этими завихрителями происходит так же, как для

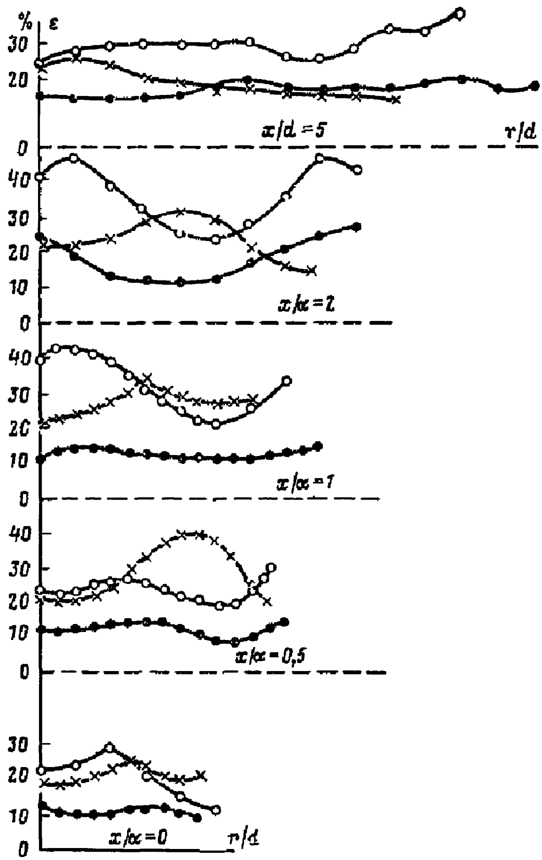


Рис. 4-21. Изменение интенсивности турбулентности в зависимости от n (завихритель типа У).

● — $n=2$; О — $n=1{,}33$; × — $n=0{,}7$.

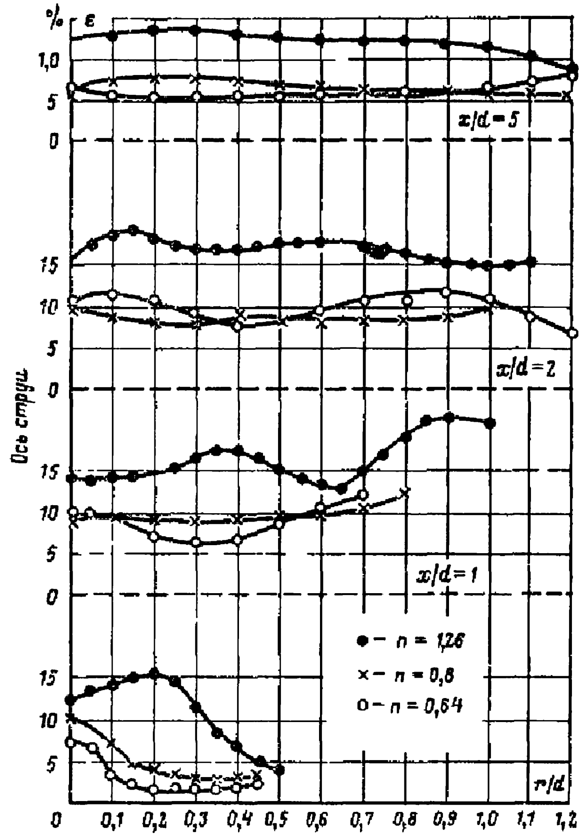


Рис. 4-22. Изменение интенсивности турбулентности в зависимости от n (завихритель типа АТ).

завихрителей аксиального типа. Для каждого типа завихрителя должно существовать такое значение $n_{опт}$, при котором уровень интенсивности турбулентности ε достигает наибольшего значения.

При $n > n_{опт}$ струи имеют сильную крутку, а при $n < n_{опт}$—умеренную или слабую. Для аксиального завихрителя оптимальное значение равно $n=0,77$. При сравнении сильно закрученных струй для рассматриваемых завихрителей та струя имеет наибольший уровень относительной интенсивности турбулентности, у которой крут-

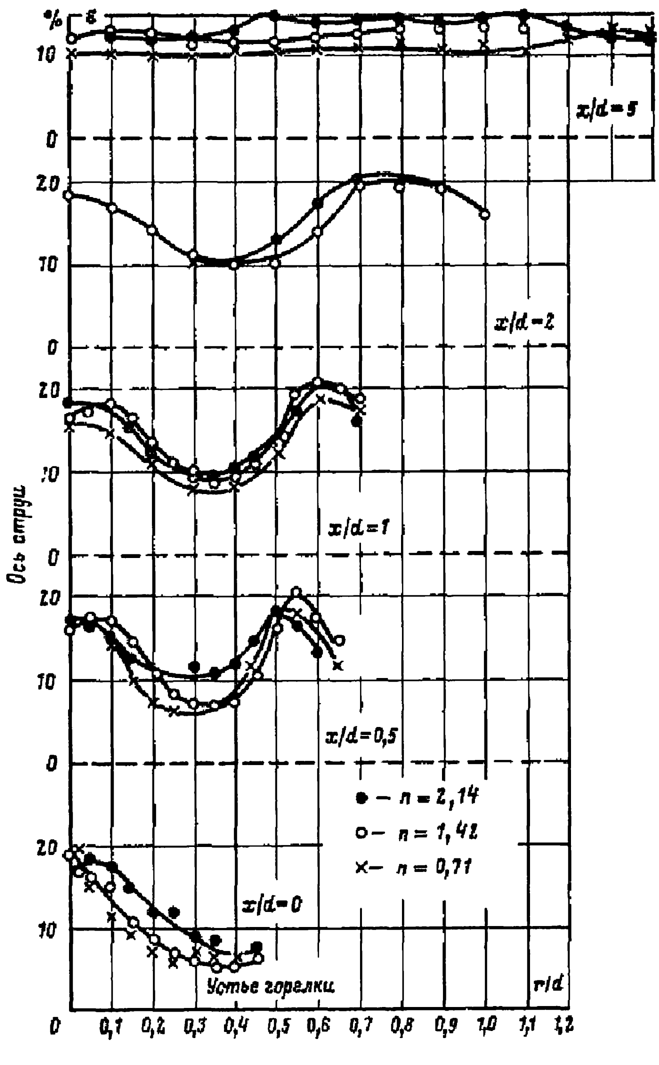


Рис. 4-23. Интенсивность турбулентности в зависимости от n (завихритель типа ТЛ).

ка меньше (см. рис. 4-21, $n=1{,}33$ и $n=2$). В слабо и умеренно закрученных струях с увеличением крутки ε возрастает (см. рис. 4-20, 4-22).

Проведенные исследования способствуют выбору однопоточных горелочных устройств, формирующих закрученные струи, в которых создаются наилучшие условия для турбулентного перемешивания, т. е. такие струи, в которых интенсивность турбулентности и коэффициент турбулентной диффузии принимают наибольшие значения. При увеличении крутки слабо закрученных струй интенсивность турбулентности и коэффициент турбулентной диффузии возрастают. В сильно закрученных струях увеличение крутки не приводит к увеличению интенсивности турбулентности. Из всех струй, создаваемых завихрителями, наилучшие показатели по турбулентному перемешиванию имеют умеренно закрученные струи.

При изменении крутки в струях за завихрителями ТЛ турбулентные характеристики изменяются слабо. Завихрители типа ТЛ позволяют регулировать аэродинамические параметры струй, не изменяя существенно их перемешивающей способности. Поэтому для регулирования аэродинамических характеристик закрученных струй рекомендуется применять завихрители типа ТЛ. Наиболее равномерная по сечению интенсивность турбулентности зафиксирована в струях за завихрителями АТ. Для получения закрученных струй рекомендуется применять завихрители с коэффициентами круток $n=0{,}4\div1{,}0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В книге рассматривался самый простой вид вихревого течения — свободная изотермическая закрученная струя. Распространение такой струи сводится в сущности к постепенному выравниванию начальных полей скорости и давления. При слабых крутках закономерности развития свободной закрученной струи отличаются от закономерностей прямоточных струй лишь более быстрым затуханием определяющих струю параметров и расширением зоны взаимодействия струи с окружающей средой.

При сильных крутках наблюдается характерная особенность течения — возникновение зоны обратного тока.

Из-за ограничения задачи лишь изотермической закрученной струей в книге не приводилось известных результатов по распределению температуры или концентрации в закрученной струе. Кстати, таких работ весьма мало и пробел восполнен в монографии [90а].

По измерениям напряжений Рейнольдса типа (3-1) в самое последнее время появилось несколько работ, в которых получены интересные результаты. В частности, в работе [127] по результатам измерений трех осредненных составляющих скорости и давления в струях с числом крутки, определяемым по формуле (1-5) и равным 0—0,6, были рассчитаны напряжения Рейнольдса $\overline{U'_x U'_r}/(U_0)^2_m$ и $\overline{U'_r U'_\varphi}/(U_0)^2_m$ (здесь U_{0m} — максимальная осевая составляющая скорости в выходном сечении трубы).

В работе В. Д. Пратта и Д. Ф. Кеффера, представленной на конференцию ASME по газовым турбинам и технической гидромеханике в 1972 г. [76б], эти же напряжения Рейнольдса были замерены экспериментально с помощью термоанемометра DISA.

Сравнение экспериментальных данных В. Д. Пратта и Д. Ф. Кеффера с данными работы [127] показало, что форма распределения напряжений Рейнольдса достаточно хорошо согласуется, однако расчетные максимальные напряжения в 3—4 раза превышают замеренные на расстоянии в несколько калибров от выходного сечения струи. В. Д. Пратт и Д. Ф. Кеффер объясняют это расхождение частично тем, что способы создания крутки у них и у авторов работы [127] были совершенно разными, а также экспериментальный замер напряжений Рейнольдса связан с определенными трудностями и погрешностью. Выявление более глубоких причин расхождения намечено в качестве дальнейшей задачи.

Появление двух описанных работ дает основание полагать, что в настоящее время несколько ближе, чем раньше, осуществление непосредственного решения дифференциальных уравнений Рейнольдса (2-3). До сих пор решение этих уравнений требует принятия физически обоснованных и проверенных практикой допущений относительно напряжений Рейнольдса и смешанных вторых моментов полей скорости и давления (что для закрученной струи является весьма трудной задачей). Такой дифференциальный подход к решению задачи о закрученной струе, вероятно, лучше отражает физическую сущность происходящих в закрученной струе процессов (особенно на ее начальном участке), чем различные гипотезы подобия.

Одно из интересных направлений дальнейшего развития наметилось и в методе эквивалентной задачи теории теплопроводности: метод был использован для установления связи между характеристиками среднего и пульсационного течения в струях [25]. Оказалось, что для плоской турбулентной струи [после нахождения расчетного ключа $\xi=\xi(x)$] расчет касательного напряжения трения τ, проведенный по формуле (3-11), давал хорошую сходимость с непосредственными термоанемометрическими измерениями величины τ. Кроме того, при обработке экспериментальных результатов наметилась простая связь между профилем пульсационной скорости и производной $\partial U/\partial y$ или $\partial^2 U/\partial y^2$.

Проверка возможности получения связи пульсационных и осредненных величин для закрученной струи была весьма заманчивой. Поэтому для закрученной струи, сформированной улиточным регистром при крутке $n=2$, и сечения $x/d=1$ рассчитаны по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности $\partial U/\partial y$ и $\partial^2 U/\partial y^2$ и сравнены с распределением интенсивности турбулентности ε в этом сечении. Первые результаты показали, что применение метода к величине второй производной $\partial^2 U/\partial y^2$ дает лучшую сходимость, так как величина $\partial^2 U/\partial y^2 \neq 0$ при $y=0$ характеризует выпуклость или вогнутость кривой при $y=0$ и на краю струи не меняется столь резко, как $\partial U/\partial y$.

Дальнейшее детальное исследование этого вопроса выяснит его действительную перспективность.

Отметим в заключение главные задачи дальнейшего исследования закрученной струи.

На наш взгляд, ценным дополнением к уже имеющимся исследованиям в этой области явится установление влияния крутки на составляющие тензора турбулентных напряжений. Кроме того, с увеличением крутки следует ожидать изменения расстояний от сопла, при которых турбулентные характеристики становятся автомодельными. Определение участков автомодельности по турбулентным характеристикам в струях с различной круткой также является задачей дальнейших исследований.

Измерение характеристик турбулентности в закрученных струях, особенно при высоких уровнях турбулентности, связано со значительными трудностями. Основным препятствием остается отсутствие надежной термоанемометрической аппаратуры, а также надежной методики измерений.

В работе В. Д. Пратта и Д. Ф. Кеффера справедливо отмечается, что при измерении напряжений Рейнольдса с помощью одной термонити вероятность ошибки возрастает с уменьшением разности сигналов от термонити. Поэтому из-за получающегося разброса опытных данных до настоящего времени дана только оценка порядка величины этих напряжений, т. е. в основном правильная качественная картина их распределения.

МЕТОДИКА И ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ

Поясним подробнее схему расчета угловой $\overline{\omega}$ (или вращательной скорости $\overline{U}_\varphi$), а также полного импульса $\overline{H}$. Результаты расчета, сравнение с экспериментом и обсуждение результатов были приведены в § 3-3 и 3-4.

Решение уравнения теплопроводности для величин $\overline{H}$ и $\overline{\omega}$ записывается в виде

$$\overline{H}, \overline{\omega} = \frac{e^{-\overline{y}^2/4\xi}}{2\xi} \int\limits_0^1 f(\overline{r})\, e^{-\rho^2/4\xi} I_0\left(\frac{y\rho}{2\xi}\right) \rho\, d\rho, \qquad (\text{П-1})$$

где $f(\overline{r}) = \overline{\omega}, \overline{H}(0, \overline{r})$.

Аппроксимируем начальный профиль $\overline{\omega}$, $\overline{H}$ $(0, \overline{r}) = f(\overline{r})$ ступенчатой функцией так, что значение $f(\overline{r}) = f_i$ на кольцевой площади с радиусами $(\overline{r}_i + \overline{r}_{i-1})/2$ и $(\overline{r}_i + \overline{r}_{i+1})/2$. В кольце радиуса $r_1/2$ функция $f(\overline{r}) = f_0$. Тогда интеграл в (П-1) представляется в виде суммы интегралов

$$\overline{H}, \overline{\omega} = \frac{e^{-\overline{y}^2/4\xi}}{2\xi}\left[f_0 \int\limits_0^{0,05} e^{-\rho^2/4\xi} I_0 \rho\, d\rho + \right.$$

$$\left. + f_1 \int\limits_{0,05}^{0,15} e^{-\rho^2/4\xi} I_0 \rho\, d\rho + f_2 \int\limits_{0,15}^{0,25} e^{-\rho^2/4\xi} I_0 \rho\, d\rho + \ldots + f_{10} \int\limits_{0,95}^{1,0} e^{-\rho^2/4\xi} I_0 \rho\, d\rho \right]. \qquad (\text{П-2})$$

Функции вида

$$\frac{e^{-\overline{y}^2/4\xi}}{2\xi} \int\limits_0^{r_i} e^{-\rho^2/4\xi} I_0 \rho\, d\rho \qquad (\text{П-3})$$

сводятся к так называемым P-функциям [23]

$$P(\xi, y) = \frac{1}{2\xi} e^{-y^2/4\xi} \int\limits_0^1 e^{-\rho^2/4\xi} I_0\left(\frac{y\rho}{2\xi}\right) \rho\, d\rho.$$

Произведем подстановку вида $y_i = y/\overline{r}_i$; $\sqrt{\xi_i} = \sqrt{\xi}/\overline{r}_i$ и $\rho_i = \rho/\overline{r}_i$.

Тогда функция (П-3) сведется к функции P_{r_i}:

$$P_{r_i}(\xi_i, y_i) = \frac{1}{2\xi_i} e^{-y^2_i/4\xi_i} \int_0^1 e^{-\rho^2_i/4\xi_i} I_0 \rho_i d\rho_i. \qquad (\text{П-4})$$

Учитывая очевидное равенство

$$\frac{e^{-y^2/4\xi}}{2\xi} \int_{r_i}^{r_{i+1}} e^{-\rho^2/4\xi} I_0 \rho\, d\rho = P_{r_{i+1}} - P_{r_i}, \qquad (\text{П-5})$$

представим выражение (2) в виде

$$\overline{H}, \overline{\omega} = f_0 P_{0,05} + f_1 (P_{0,15} - P_{0,05}) + f_2 (P_{0,25} - P_{0,15}) + \dots$$
$$\dots + f_{10} (P_{1,0} - P_{0,95}) = a_0 P_{0,05} + a_1 P_{0,15} + a_2 P_{0,25} + \quad + a_{10} P_{1,0}, \qquad (\text{П-6})$$

где $a_k = f_{k-1} - f_k$, $k = 1, 2, 3,\ \ , 9$, $a_{10} = f_{10}$

Далее весь расчет ведется по выражению (П 6) и сводится к вычислению затабулированных P функции при использовании табл П 4 и П 5

Покажем для примера расчет угловой скорости в закрученной струе, вытекающей из улиточного регистра У Основные конструктивные параметры регистра

Ширина тангенциального подвода . . . . $a = 100$ мм
Длина тангенциального подвода . . . . . $b = 200$ мм
Диаметр горловины . . . . $d = 200$ мм
Площадь поперечного сечения тангенциального подвода . . . . $F_1 = 20000$ мм^2
Площадь поперечного сечения горловины $F_2 = 31400$ мм^2
Конструктивный параметр крутки . . . . $n = 3$
$a/d = 0,5$; $b/d = 1,0$, $a/b = 0,5$

Основные аэродинамические характеристики

Диаметр зоны обратных токов . . . . . $d_{об}/d = 0,5$
Максимальная относительная скорость . $U_{хоб}/U_m = 0,4$
Угол раскрытия струи на выходе из цилиндрической амбразуры . . . . $\omega = 98°$
Коэффициент гидравлического сопротивления . . . . $\xi = 17,6$
Неравномерность профиля скорости на выходе струи из устья . . . . $\varepsilon = 0,067$

В табл П-1 приведено распределение относительных вращательных скоростей потока на различных расстояниях от устья улиточного завихрителя при $a/d - 0,5$, $b/d = 1,0$ и конструктивном параметре крутки $n = 3$

Там же приведено значение угловой скорости, рассчитанное по формуле

$$\omega_i = \overline{U}_{\varphi i} / \overline{r}_i.$$

Таблица П-1

Относительные значения вращательной и угловой скоростей потока по сечениям струй в улиточном завихрителе

$\bar{x}=0,0$			$\bar{x}=0,5$			$\bar{x}=1,0$			$\bar{x}=3,0$		
$\bar{r}_i$	$\bar{U}_{\varphi i}$	$\bar{\omega}_i$	$\bar{r}_i$	$\bar{U}_{\varphi i}$	$\bar{\omega}_i$	$\bar{r}_i$	$\bar{U}_{\varphi i}$	$\bar{\omega}_i$	$\bar{r}_i$	$\bar{U}_{\varphi i}$	$\bar{\omega}_i$
0	0	5,0	0	0	3,13	0	0	2,80	0	0	0,8
0,1	0,50	5,0	0,15	0,47	3,13	0,2	0,58	2,80	0,3	0,24	0,8
0,2	0,57	2,85	0,30	0,69	2,30	0,4	0,78	1,95	0,6	0,25	0,41
0,3	0,69	2,3	0,45	0,93	2,06	0,6	0,91	1,51	0,9	0,28	0,31
0,4	0,78	1,95	0,60	1,13	1,88	0,8	0,89	1,11	1,2	0,23	0,19
0.5	1,11	2,22	0,75	1,31	1,74	1,0	0,73	0,73	1,5	0,17	0,11
0,6	1,49	2,48	0,90	1,39	1,54	1,2	0,64	0,53	1,8	0,16	0,08
0,7	1,84	2,63	1,05	1,33	1,26	1,4	0,48	0,34	2,1	0,11	0,05
0,8	2,07	2,59	1,20	1,26	1,05	1,6	0,44	0,28	2,4	0,07	0,03
0,9	2,30	2,55	1,35	1,22	0,90	1,8	0,41	0,23			
1,0	2,32	2,32	1,50	1,21	0,81	2,0	0,32	0,16			
			1,65	1,01	0,61	2,2	0,27	0,12			
			1,80	0,80	0,44	2,4	0,2	0,08			
			1,95	0,68	0,35	2,6	0,056	0,02			
			2,10	0,50	0,25						
			2,25	0,62	0,27						
			2,40	0,47	0,19						

Значение $\bar{\omega}$ при $\bar{r}=0$ полагали равным значению $\bar{\omega}$ при $\bar{r}=0,1$ В первом столбце таблицы приведены относительные значения рас стояний $\bar{r}_i$ от оси точек замера, взятых по горизонтальному радиусу.

Профиль угловой скорости $\bar{\omega}$ по табл П-1 показан на рис 3 32, где кружками обозначены опытные данные Выбираем сечение $\bar{x}=0$ (срез сопла) за начало отсчета По табл П-1 при $\bar{x}=0$ находим ко эффициенты a_0—a_{10}

$$a_0=5,0-5,0=0,$$
$$a_1=5,0-2\,85=2,15,$$
$$a_2=2,85-2\,3=0\,55,$$
$$a_3=2,3-1,95=0,35,$$
$$a_4=1,95-2,22=-0\,27$$
$$a_5=2,22-2\,48=-0,26,$$
$$a_6=2,48-2,63=-0,15,$$
$$a_7=2,63-2,59=0,04,$$
$$a_8=2,59-2,55=0,04,$$
$$a_9=2,55-2,32=0,23,$$
$$a_{10}=2,32$$

Подсчитаем распределение угловой скорости в сечении, располо женном на расстоянии $\bar{x}=0,5$ от устья На опыте $\bar{\omega}$ при $\bar{r}=0$—3 13 Подбирается такая величина $\sqrt{\xi}$, чтобы значение $\bar{\omega}$ рассчитанное по формуле (П 1), давало величину, равную экспериментальной (3 13), т е нужно найти такое $\sqrt{\xi}$ чтобы сумма $a_i P$ $(\xi_i, \eta_i)\simeq 3\,13$

Для удобства подсчета приводим две вспомогательные табл. П-2 и П-3. В табл. П-2 приведены значения $\sqrt{\xi_i} = \sqrt{\xi}/\bar{r}_i$ при разных значениях $\sqrt{\xi}$ от 0,1 до 1,0, где $\bar{r}_i$ имеют последовательно значения 0,05, 0,15; 0,25; 0,35 и т д до 1,15 В табл П 3 приведены значения $y_i = y/\bar{r}_i$ от 0,1 до 2,0, где $\bar{r}_i$ имеют, как и в табл П 2, значения от 0,05 до 1,15

Пусть $\sqrt{\xi} = 0,16$. Тогда $\sqrt{\xi_1} = 0,16 \; 0,05 = 3,2$; $\sqrt{\xi_2} = 1,06$; $\sqrt{\xi_3} = 0,64$, $\sqrt{\xi_4} = 0,46$; $\sqrt{\xi_5} = 0,35$, $\sqrt{\xi_6} = 0,29$; $\sqrt{\xi_7} = 0,24$; $\sqrt{\xi_8} = 0,21$; $\sqrt{\xi_9} = 0,19$: $\sqrt{\xi_{10}} = 0,17$; $\sqrt{\xi_{11}} = 0,16$; $\sqrt{\xi_{12}} = 0,14$.

При $\bar{r} = 0$ (на оси) по таблице P функций [24] находим все значения $P(\sqrt{\xi_i}, 0)$

$P_1(3,2;\ 0) = 0;$ $P_7(0,24;\ 0) = 0,987;$
$P_2(1,06;\ 0) = 0,200,$ $P_8(0,21;\ 0) = 0,997;$
$P_3(0,64,\ 0) = 0,457,$ $P_9(0,19,\ 0) = 0,999;$
$P_4(0,46;\ 0) = 0,694;$ $P_{10}(0,17;\ 0) = 1,0;$
$P_5(0,35,\ 0) = 0,869,$ $P_{11}(0,16;\ 0) = 1,0.$
$P_6(0,29;\ 0) = 0,949;$

Затем, умножая a_k на P_i и суммируя, находим значение $\bar{\omega}$ в точке $\bar{r} = 0$

$$
\begin{aligned}
P_1 a_0 &= 0; \\
P_2 a_1 &= 0,200 \; 2,15 = +0,43; \\
P_3 a_2 &= 0,457 \; 0,55 = +0,251; \\
P_4 a_3 &= 0,694 \; 0,35 = +0,243; \\
P_5 a_4 &= 0,869 \; (-0,27) = -0,235, \\
P_6 a_5 &= 0,949 \; (-0,26) = -0,247, \\
P_7 a_6 &= 0,987 \; (-0,15) = -0,148; \\
P_8 a_7 &= 0,997 \; 0,04 = +0,0399; \\
P_9 a_8 &= 0,999 \; 0,04 = +0,0399, \\
P_{10} a_9 &= 1,0 \; 0,23 = +0,23, \\
P_{11} a_{10} &= 1,0 \cdot 2,32 = +2,32; \\
\hline
\bar{\omega}(\xi, 0) &= 2,92.
\end{aligned}
$$

Поскольку при $\sqrt{\xi} = 0,16$ совпадение теории с опытом хорошее, выбираем это значение $\sqrt{\xi}$ и при данном $\sqrt{\xi}$ рассчитываем $\bar{\omega}$ во всех остальных точках сечения Возьмем для примера еще две точки $\bar{r} = 0,45$, $\bar{r} = 0,6$ При $\bar{r} = 0,45$ и $\sqrt{\xi} = 0,16$ (пользуясь табл П-3) находим снова сумму $a_k P_i$:

$P_1(3,2;\ 9) = 0;$ $P_7(0,24;\ 0,69) = 0,747;$
$P_2(1,06;\ 2,97) = 0,033;$ $P_8(0,21;\ 0,60) = 0,869;$
$P_3(0,64;\ 1,80) = 0,105;$ $P_9(0,19;\ 0,53) = 0,947;$
$P_4(0,46;\ 1,27) = 0,233;$ $P_{10}(0,17;\ 0,47) = 0,966;$
$P_5(0,35;\ 1,0) = 0,398;$ $P_{11}(0,16;\ 0,45) = 0,983,$
$P_6(0,29,\ 0,82) = 0,598;$

Таблица П-2

Значения величины $\sqrt{\xi_i} = \sqrt{\xi}/r_i$

r_i	$\sqrt{\xi}$ 0,10	0,11	0,12	0,13	0,14	0,15	0,16	0,17	0,18	0,19	0,20	0,21	0,22	0,23	0,24
1	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0	3,2	3,4	3,6	3,8	4,0	4,2	4,4	4,6	4,8
2	0,66	0,73	0,80	0,86	0,94	1,0	1,06	1,14	1,20	1,27	1,33	1,40	1,47	1,53	1,60
3	0,40	0,44	0,48	0,52	0,56	0,60	0,64	0,68	0,72	0,76	0,8	0,84	0,88	0,92	0,96
4	0,28	0,31	0,34	0,37	0,40	0,42	0,46	0,48	0,51	0,54	0,57	0,60	0,63	0,66	0,68
5	0,22	0,24	0,27	0,29	0,32	0,34	0,35	0,38	0,40	0,43	0,44	0,47	0,49	0,51	0,53
6	0,18	0,20	0,21	0,23	0,25	0,27	0,29	0,30	0,32	0,34	0,36	0,38	0,40	0,42	0,44
7	0,15	0,16	0,18	0,20	0,21	0,23	0,24	0,26	0,27	0,29	0,31	0,32	0,34	0,35	0,37
8	0,13	0,14	0,16	0,17	0,18	0,20	0,21	0,22	0,24	0,25	0,27	0,28	0,29	0,31	0,32
9	0,11	0,12	0,14	0,15	0,16	0,17	0,19	0,20	0,21	0,22	0,23	0,25	0,26	0,27	0,28
10	0,10	0,11	0,12	0,13	0,14	0,15	0,17	0,17	0,18	0,18	0,21	0,22	0,23	0,24	0,25
11	0,09	0,10	0,11	0,12	0,13	0,14	0,16	0,16	0,17	0,18	0,19	0,20	0,21	0,22	0,23
12	0,08	0,09	0,10	0,11	0,12	0,13	0,14	0,15	0,16	0,16	0,17	0,18	0,19	0,20	0,21

Продолжение табл. П-2

r_i	$\sqrt{E}$														
	0,25	0,26	0,27	0,28	0,29	0,30	0,31	0,32	0,33	0,34	0,35	0,36	0,37	0,38	0,39
1	5,0	5,2	5,4	5,6	5,8	6,0	6,2	6,4	6,6	6,8	7,0	7,2	7,4	7,6	7,8
2	1,67	1,73	1,8	1,87	1,93	2,0	2,07	2,13	2,20	2,27	2,33	2,4	2,47	2,53	2,60
3	1,0	1,04	1,08	1,12	1,16	1,20	1,24	1,28	1,32	1,36	1,40	1,44	1,48	1,52	1,56
4	0,71	0,74	0,77	0,80	0,83	0,86	0,88	0,91	0,94	0,97	1,0	1,03	1,06	1,08	1,11
5	0,56	0,58	0,60	0,62	0,64	0,67	0,69	0,71	0,73	0,75	0,78	0,80	0,82	0,84	0,87
6	0,45	0,47	0,49	0,51	0,53	0,54	0,56	0,58	0,60	0,62	0,64	0,65	0,67	0,69	0,71
7	0,39	0,40	0,41	0,43	0,45	0,46	0,48	0,49	0,51	0,52	0,54	0,55	0,57	0,58	0,60
8	0,33	0,35	0,36	0,37	0,39	0,40	0,41	0,43	0,44	0,45	0,47	0,48	0,49	0,51	0,52
9	0,29	0,30	0,32	0,33	0,34	0,35	0,33	0,38	0,39	0,40	0,41	0,42	0,43	0,45	0,46
10	0,26	0,27	0,28	0,29	0,30	0,32	0,33	0,34	0,35	0,36	0,37	0,38	0,39	0,40	0,41
11	0,24	0,25	0,26	0,27	0,28	0,29	0,30	0,31	0,32	0,33	0,33	0,34	0,35	0,36	0,37
12	0,22	0,23	0,24	0,25	0,25	0,26	0,27	0,28	0,29	0,29	0,30	0,31	0,32	0,33	0,34

r_i	$\sqrt{\xi}$														
	0,40	0,41	0,42	0,43	0,44	0,45	0,46	0,47	0,48	0,49	0,50	0,51	0,52	0,53	0,54
1	8,0	8,2	8,4	8,6	8,8	9,0	9,2	9,4	9,6	9,8	10,0	10,2	10,4	10,6	10,8
2	2,65	2,73	2,80	2,87	2,93	3,0	3,07	3,13	3,20	3,27	3,33	3,40	3,47	3,53	3,60
3	1,6	1,64	1,68	1,72	1,76	1,80	1,84	1,88	1,92	1,96	2,0	2,04	2,08	2,12	2,16
4	1,15	1,17	1,20	1,23	1,26	1,29	1,31	1,34	0,37	1,40	1,45	1,46	1,48	1,51	1,54
5	0,89	0,91	0,93	0,95	0,98	1,0	1,02	1,04	1,07	1,09	1,10	1,13	1,15	1,18	1,20
6	0,73	0,74	0,76	0,78	0,80	0,82	0,84	0,85	0,87	0,89	0,91	0,93	0,94	0,96	0,98
7	0,62	0,63	0,65	0,66	0,68	0,69	0,71	0,72	0,74	0,75	0,77	0,78	0,80	0,81	0,83
8	0,53	0,55	0,56	0,57	0,58	0,60	0,61	0,63	0,64	0,65	0,67	0,68	0,69	0,71	0,72
9	0,47	0,48	0,49	0,50	0,52	0,53	0,54	0,55	0,56	0,58	0,59	0,60	0,61	0,62	0,63
10	0,42	0,43	0,44	0,45	0,46	0,47	0,48	0,49	0,50	0,51	0,53	0,54	0,55	0,56	0,57
11	0,38	0,39	0,40	0,41	0,42	0,43	0,44	0,45	0,46	0,47	0,48	0,48	0,49	0,50	0,51
12	0,35	0,36	0,37	0,37	0,38	0,39	0,40	0,41	0,42	0,42	0,43	0,44	0,45	0,46	0,47

Продолжение табл. П-2

r_i	$\sqrt{\xi}$													
	0,55	0,56	0,57	0,58	0,59	0,60	0,65	0,70	0,75	0,80	0,85	0,90	0,95	1,0
1	11,0	11,2	11,4	11,6	11,8	12,0	13,0	14,0	15,0	16,0	17,0	18,0	19,0	20,0
2	3,67	3,73	3,80	3,86	3,93	4,0	4,33	4,67	5,0	5,33	5,67	6,0	6,33	6,67
3	2,20	2,24	2,29	2,32	2,37	2,40	2,60	2,80	3,0	3,20	3,40	3,60	3,80	4,0
4	1,56	1,60	1,62	1,65	1,69	1,71	1,85	2,0	2,14	2,29	2,42	2,58	2,71	2,85
5	1,22	1,24	1,26	1,28	1,31	1,33	1,44	1,55	1,67	1,78	1,89	2,0	2,11	2,22
6	1,0	1,01	1,03	1,05	1,08	1,10	1,18	1,28	1,37	1,45	1,54	1,63	1,72	1,81
7	0,84	0,87	0,87	0,90	0,90	0,92	1,0	1,08	1,15	1,28	1,30	1,39	1,47	1,53
8	0,73	0,74	0,77	0,78	0,79	0,80	0,87	0,93	1,0	1,06	1,13	1,20	1,27	1,33
9	0,64	0,65	0,67	0,68	0,69	0,70	0,77	0,82	0,88	0,94	1,0	1,06	1,12	1,18
10	0,58	0,59	0,60	0,61	0,62	0,63	0,68	0,74	0,79	0,84	0,89	0,95	1,0	1,05
11	0,52	0,53	0,54	0,55	0,56	0,57	0,62	0,67	0,71	0,76	0,81	0,86	0,90	0,95
12	0,48	0,49	0,49	0,50	0,51	0,52	0,56	0,61	0,65	0,69	0,74	0,78	0,83	0,87

Примечание. r_i — текущие точки радиуса; $\sqrt{\xi}$=0,10; 0,11 и т. д.; $\sqrt{\xi_i}=\frac{0,10}{0,05}$ (в точке $r=1$); $\frac{0,10}{0,15}$ (в точке $r=2$); $\frac{0,10}{0,25}$ (в точке $r=3$ и т д.).

Таблица 113

Значения величины $y_l = y/r_l$

r_l	y																			
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	2,0
1	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	26	28	30	32	34	36	38	40
2	0,67	1,35	2	2,65	3,3	4	4,6	5,3	6	6,7	7,3	8	8,7	9,1	10	10,6	11	12	12,7	13,3
3	0,4	0,8	1,2	1,63	2	2,4	2,8	3,2	3,6	4,0	4,4	4,8	5,2	5,6	6,0	6,4	6,8	7,2	7,6	8,0
4	0,29	0,57	0,86	1,15	1,4	1,7	2,0	2,3	2,55	2,85	3,15	3,40	3,7	4,0	4,30	4,6	4,8	5,1	5,4	5,7
5	0,22	0,44	0,67	0,93	1,1	1,35	1,65	1,80	2,0	2,20	2,45	2,65	2,90	3,1	3,30	3,35	3,8	4,0	4,2	4,4
6	0,18	0,36	0,54	0,73	0,91	1,10	1,25	1,45	1,65	1,80	2,00	2,20	2,35	2,55	2,70	2,9	3,1	3,25	3,45	3,6
7	0,15	0,31	0,46	0,61	0,77	0,90	1,10	1,25	1,40	1,55	1,70	1,85	2,00	2,15	2,30	2,45	2,6	2,75	2,90	3,1
8	0,13	0,27	0,40	0,53	0,67	0,80	0,93	1,05	1,20	1,35	1,45	1,60	1,75	1,85	2,0	2,15	2,25	2,40	2,50	2,65
9	0,12	0,23	0,35	0,47	0,59	0,70	0,82	0,91	1,05	1,20	1,30	1,40	1,55	1,65	1,75	1,90	2,00	2,10	2,20	2,35
10	0,11	0,21	0,32	0,42	0,53	0,65	0,74	0,84	0,93	1,05	1,15	1,25	1,35	1,45	1,60	1,70	1,80	1,90	2,00	2,10
11	0,10	0,19	0,29	0,38	0,48	0,55	0,67	0,76	0,83	0,95	1,05	1,15	1,25	1,35	1,45	1,50	1,60	1,70	1,80	1,90
12	0,09	0,17	0,26	0,35	0,43	0,50	0,61	0,70	0,78	0,87	0,95	1,05	1,15	1,20	1,30	1,40	1,50	1,55	1,65	1,75

Примечание. $y=0{,}1;\ 0{,}2$,3 и т. д.; $y_l=y/r_l$; в точке $r_l=1$ $y_l=\frac{0{,}1}{0{,}05}=2{,}0$; в точке $r_l=2$ $y_l=\frac{0{,}1}{0{,}15}=0{,}67$ и т. д.

Тогда

$$P_1a_0 = 0;$$
$$P_2a_1 = 0,033\cdot 2,15 = +0,071;$$
$$P_3a_2 = 0,105\cdot 0,55 = +0,0577;$$
$$P_4a_3 = 0,233\cdot 0,35 = +0,0815;$$
$$P_5a_4 = 0,398\,(-0,27) = -0,107;$$
$$P_6a_5 = 0,598\,(-0,26) = -0,155;$$
$$P_7a_6 = 0,747\,(-0,15) = -0,112;$$
$$P_8a_7 = 0,869\cdot 0,04 = +0,0347;$$
$$P_9a_8 = 0,947\cdot 0,04 = +0,0379;$$
$$P_{10}a_9 = 0,966\cdot 0,23 = +0,222;$$
$$P_{11}a_{10} = 0,983\cdot 2,32 = +2,28;$$

$$\overline{\omega} = 2,41.$$

Произведем вычисления для точки с $\overline{r} = 0,6$ при $\sqrt{\xi} = 0,16$

$$P_1a_0 = 0;$$
$$P_2a_1 = 0,009\cdot 2,15 = +0,0193;$$
$$P_3a_2 = 0,035\cdot 0,55 = +0,0192;$$
$$P_4a_3 = 0,091\cdot 0,35 = +0,0318;$$
$$P_5a_4 = 0,178\cdot(-0,27) = -0,048;$$
$$P_6a_5 = 0,329\cdot(-0,26) = -0,085;$$
$$P_7a_6 = 0,544\cdot(-0,15) = -0,082;$$
$$P_8a_7 = 0,689\cdot 0,04 = 0,027;$$
$$P_9a_8 = 0,823\cdot 0,04 = 0,033;$$
$$P_{10}a_9 = 0,925\cdot 0,23 = 0,213;$$
$$P_{11}a_{10} = 0,957\cdot 2,32 = 2,22;$$

$$\overline{\omega} = 2,3.$$

В сечении $\overline{x} = 1,0$ по опыту величина $\overline{\omega} \simeq 2,8$ на оси Расчет проводим при $\sqrt{\xi} = 0,23$. Тогда расчет при $\overline{r} = 0$ и $\sqrt{\xi} = 0,23$ дает величину 2,72. При этом $\sqrt{\xi}$ просчитано все сечение, т. е. значечия $\overline{\omega}$ в точках $\overline{r} = 0,2$; 0,4; 0,6 и т. д.

Для сечения $\overline{x} = 3,0$ $\sqrt{\xi}$ уже равно 0,8. Результаты сравнения расчета и опыта приведены на рис 3-32.

Рассмотрим для примера расчет профиля полного импульса $\overline{H}$ в закрученной струе, вытекающей из улиточного регистра типа У. Основные конструктивные параметры регистра:

Ширина тангенциального подвода . . . . a=128 мм
Длина тангенциального подвода . . . . b=512 мм
Диаметр горловины . . . . d=200 мм
Площадь поперечного сечения тангенциального подвода . . . . F_1=65 600 мм^2
Площадь поперечного сечения горловины F_2=31 400 мм^2
Конструктивный параметр крутки . . . . n=1
a/d=0,64; b/d=2,56; a/b=0,25

Таблица П4

Экспериментальные данные по профилю $\overline{H}$ на выходе из устья завихрителя типа У

$\overline{x}=0$				$\overline{x}=0,5$				$\overline{x}=1,0$			
$\overline{r}_l$	$P_{ст}$	ρU^2_x	$\overline{H}=\frac{P_{ст}+\rho U^2_x}{(P_{ст}+\rho U^2_x)_0}$	$\overline{r}_l$	$P_{ст}$	ρU^2_x	$\overline{H}$	$\overline{r}_l$	$P_{ст}$	ρU^2_x	$\overline{H}$
0	—54,56	4,61	—1	0	—35,8	2,6	—0,66	0	—23,19	2,92	—0,40
0,1	—54,48	4,95	—0,99	0,15	—36,9	2,88	—0,68	0,2	—23,09	0,0012	—0,44
0,2	—56,58	3,29	—1,07	0,30	—35,4	0,49	—0,70	0,4	—19,28	2,165	—0,34
0,3	—52,24	1,39	—1,02	0,45	—30	3,55	—0,53	0,6	—13,9	15,97	+0,41
0,4	—36,6	0,24	—0,73	0,60	—20,0	23,58	0,072	0,8	—7,3	28,4	+0,42
0,5	—33,8	16,1	—0,35	0,75	—12,9	44,59	0,63	1,0	—0,54	37,18	0,73
0,6	—22	40,97	0,38	0,90	—3,7	53,00	0,99	1,2	—2,4	23,03	0,41
0,7	—22,63	60,78	0,76	1,05	—2,8	39,29	0,73	1,4	—2,76	9,39	0,13
0,8	—3,6	69,05	1,31	1,20	—2,45	12,39	0,20	1,6	—1,64	2,035	0,008
0,9	0,72	64,70	1,31	1,35	—1,44	2,26	0,016	—	—	—	—
1,0	9,78	59,50	1,39	—	—	—	—	—	—	—	—

Основные аэродинамические характеристики

Диаметр зоны обратных токов . . . . . $d_{об}/d=0{,}22$
Максимальная относительная скорость обратного тока на оси . . . . $U_{x\,об}/U_m=0{,}35$
Угол раскрытия факела . . . . $\omega=55°$
Коэффициент гидравлического сопротивления . . . . $\xi=2{,}81$

В табл П-4 представлены экспериментальные данные по профилю полного импульса $\bar{H}$ на выходе из устья завихрителя типа У Данные опыта и расчета приведены для трех сечений срез сопла ($\bar{x}=0$); $\bar{x}=0{,}5$; $\bar{x}=1{,}0$

Находим коэффициенты a_0—a_{10} аналогично тому, как они найдены при расчете угловой скорости

$$a_0=f_0-f_1=-1+0{,}99=-0{,}01;$$
$$a_1=+0{,}08,$$
$$a_2=-0{,}05;$$
$$a_3=-0{,}29;$$
$$a_4=-0{,}38;$$
$$a_5=-0{,}73;$$
$$a_6=-0{,}38;$$
$$a_7=-0{,}55;$$
$$a_8=0;$$
$$a_9=-0{,}08;$$
$$a_{10}=+1{,}39$$

В отличие от расчета угловой скорости $\bar{\omega}$ расчетный ключ — зависимость $\sqrt{\xi_H}\,(x)$ — находим по совпадению положительных максимумов экспериментального и теоретического профилей $\bar{H}$ Выбираем $\sqrt{\xi}=0{,}10$ и проверяем значение $\bar{H}$ в точке максимума По опыту максимум $\bar{H}$ лежит между точками $\bar{r}=0{,}90$ и $\bar{r}=1{,}0$ Пусть $\bar{r}=0{,}8$, $\sqrt{\xi}=0{,}10$ Тогда $\bar{H}\,(0{,}10,\ 0{,}8)=0{,}95$ Это значение находится аналогично предыдущему примеру, как сумма a_kP, с помощью табл П-2 и П-3 В точке $\bar{r}=0{,}9$ $\bar{H}\ (0{,}10;\ 0{,}9)=0{,}88$

В точке $\bar{r}=1{,}0$ $\bar{H}\ (0{,}10,\ 1{,}0)=0{,}62.$

В точке $\bar{r}=0$ $(0{,}10,\ 0)=-1{,}01$

В точке $\bar{r}=0{,}2$ $\bar{H}\ (0{,}10,\ 0{,}2)=-0{,}93$

В точке $\bar{r}=0{,}40$ $\bar{H}\ (0{,}10,\ 0{,}4)=-0{,}51$

В точке $\bar{r}=0{,}6$ $\bar{H}\ (0{,}10,\ 0{,}6)=+0{,}34$

В точке $\bar{r}=1{,}1\bar{H}\,(0{,}10;\ 1{,}1)=0{,}28$ Расчет сечения $\bar{x}=1{,}0$ проводился при значении $\sqrt{\xi}=0{,}14$. Снова по величине максимума на опыте проверялась величина $\bar{H}\ (\sqrt{\xi},\ \bar{r})$ в точках $\bar{r}=0{,}8$ и $\bar{r}=0{,}9$. Итак, $\bar{H}(0{,}14,\ 0)=-0{,}92$; $\bar{H}(0{,}14,\ 0{,}2)=-0{,}76$; $\bar{H}(0{,}14\ 0{,}4)=-0{,}32$, $\bar{H}(0\,14;\ 0\,6)=+0{,}34$, $\bar{H}(0{,}14,\ 0{,}8)=+0{,}71$; $\bar{H}(0{,}14;\ 1{,}0)=+0{,}55$, $\bar{H}(0{,}14,\ 1{,}2)=+0{,}18$, $\bar{H}(0{,}14,\ 1{,}4)=0{,}02$. Результаты расчета и опыта приведены на рис 3 11.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 **Абрамович Г. Н.** Теория турбулентных струй М, Физматгиз, 1960, 715 с
2 **Альбицкий А. А.** Расчет кольцевых закрученных струй методом эквивалентной задачи теории теплопроводности — В кн Теплофизика и теплотехника Киев, «Наукова думка», 1970, вып 16, с 111—115
3 **Арутюнов В. А.** Прикладная газодинамика в металлургических процессах — В кн Металлургическая теплотехника Контрольно измерительные приборы и автоматизация металлургического производства М, 1966, с 5—75
4 **Ахмедов Р. Б.** Дутьевые газогорелочные устройства М «Недра», 1970, 264 с
5 **Ахмедов Р. Б.** Интенсивность крутки воздушного потока в вихревых горелочных устройствах — «Теплоэнергетика», 1962, № 6, с 9—12
6 **Ахмедов Р. Б.** Интегральные и локальные характеристики закрученного воздушного потока — «Газовая промышленность» 1965, № 12, с 27—33
7 **Ахмедов Р. Б.** Аэродинамические характеристики факела на выходе из вихревых горелок с тангенциальным лопаточным подводом воздуха — «Теплоэнергетика», 1963, № 1, с 28—33
8 **Ахмедов Р. Б., Балагула Т. Б.** К расчету аэродинамических характеристик закрученных струй — В кн Теория и практика сжигания газа Л, «Недра», 1972, т 5, с 15—27
9 **Ахмедов Р. Б., Балагула Т. Б., Рашидов Ф. К.** К расчету закрученной струи, вытекающей из лопаточных завихрителей — В кн Технология сжигания газа и мазута Ташкент, «Фан», 1970, вып 8, с 41—53
10 **Ахмедов Р. Б., Балагула Т. Б., Рашидов Ф. К.** Аэродинамика закрученной струи вблизи сопла — «Изв АН УзССР Сер технич», 1971, № 2, с 53—57
11 **Ахмедов Р. Б., Рашидов Ф. К.** Аэродинамические характеристики вихревых горелок с аксиально-тангенциальным лопаточным подводом — «Теплоэнергетика», 1969, № 8, с 52—55
12 **Ахмедов Р. Б., Рашидов Ф. К.** Интенсивность крутки воздушного потока в вихревых горелках с аксиально тангенциальным лопаточным подводом воздуха — «Изв АН УзССР Сер технич», 1967, № 1, с 46—51
13 **Ахмедов Р. Б., Рашидов Ф. К.** Интегральные и локальные характеристики закрученного воздушного потока на выходе из реверсивной горелки РТС — В кн Использование газа в народном хозяйстве Ташкент, «Фан», 1968, вып VI, с 37—44
14 **Ахмедов Р. Б., Рашидов Ф. К.** Универсальный профиль скоростей и давлений в закрученных струях — В кн Технология сжигания газа и мазута Ташкент, «Фан», 1970, вып VIII, с 62—74

15 **Ахмедов Р. Б., Балагула Т. Б.** О диффузии вихря в закрученной струе В кн Технология сжигания газа и мазута Ташкент, «Фан», 1970, вып VIII, с 3 13
16 **Ахмедов Р. Б., Рашидов Ф. К., Сакаев А. Ю.** Исследование аэродинамических и турбулентных характеристик закрученных струй — В кн Теория и практика сжигания газа, Л, «Недра», 1975, т VI, с 18—27
17 **Ахмедов Р. Б., Азизов А. А., Сакаев А. Ю.** Турбулентность в струях, образованных регистрами тангенциально-лопаточного и аксиально-тангенциального типа — «Изв АН УзССР Сер технич», Ташкент, 1975, № 6, с 37—39
18 **Ахмедов Р. Б., Азизов А. А., Сакаев А. Ю.** Сравнение характеристик турбулентности слабо закрученных и сильно закрученных струй. — В кн Вопросы механики Ташкент, «Фан», 1974, вып 14, с 134—140
19 **Ахмедов Р. Б., Сакаев А. Ю.** Определение коэффициента турбулентности диффузии в струях, закрученных тангенциально-лопаточным завихрителем — «Изв АН УзССР Сер технич», 1973, № 4, с 38—40
20 **Бай Ши И.** Теория струи М, Физматгиз, 1960, 326 с
21. **Бай Ши И.** Введение в теорию течения сжимаемой жидкости М, Изд-во иностр лит ры, 1962, 410 с
22 **Бялостоцки С.** Влияние закрутки потока на смесеобразование в цилиндрической модели горелки — «Теплоэнергетика», 1970, № 1, с 89—92
23 **Вулис Л. А., Кашкаров В. П.** Теория струи вязкой жидкости М, «Наука», 1965, 431 с
24 **Вулис Л. А., Ярин Л. П., Ершин Ш. А.** Основы теории газового факела Л, «Энергия», 1968, 203 с
25 **Вулис Л. А.** К расчету турбулентных струй и газового факела по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности — В кн Тепло- и массоперенос Минск, «Наука и техника», 1968, т 1, с. 365—375
26 **Вулис Л. А, Михасенко Ю. И.** Об интенсификации переноса тепла и вещества в свободной струе при помощи механического турбулизатора — «Изв АН СССР Механика жидкости и газа», 1968, № 1, с 142—145
27 **Вулис Л. А., Джаугаштин К. Б., Кельмансон И. А.** Некоторые данные о влиянии турбулизатора на структуру течения в свободной струе — В кн Тепло и массоперенос Минск, «Наука и техника», 1968, т 1, с 401—416
28 **Викторов Г. В.** О погрешности измерения зондами потоков от вихреисточника — «Энергомашиностроение», 1966, № 11, с 4—7
29 **Власов В. Б., Гиневский А. С.** Акустическое воздействие на аэродинамические характеристики турбулентной струи — «Изв АН СССР Механика жидкости и газа», 1967, № 4, с 133—138
30 **Гиневский А. С.** Интегральные методы решения задач свободной турбулентности — В кн Промышленная аэродинамика М, Оборонгиз, 1959, вып 15, с 212
31 **Гиневский А. С.** Метод интегральных соотношений в теории турбулентных струйных течений — В кн Промышленная аэродинамика М, «Машиностроение», 1966, вып 27, с 5—30
32 **Гиневский А. С., Почкина К. А.** Влияние начальной турбулентности потока на характеристики осесимметричной затопленной струи — «Инженерно-физический журнал», 1967, № 1, с. 15—19.

33 **Гиневский А. С.** Теория турбулентных струй и следов М, «Машиностроение», 1969, 400 с

34 **Гольдштик М. А.** Некоторые вопросы гидродинамики стационарных вихревых течений Автореф дис на соиск учен степени докт техн наук Новосибирск, СО АН СССР, 1965

35 **Гольдштик М. А.** Вопросы теории вихревых течений — В кн Пристеночная турбулентность Новосибирск, СО АН СССР, 1968, с 101—113

36 **Горбунов Г. М, Эммиль М. В.** Закрученные струи за кольцевыми лопаточными завихрителями в камере сгорания ГТД — В кн Исследование двухфазных магнитогидродинамических и закрученных турбулентных струй М, Изд МАИ, 1972, вып 248, с 101

37 **Горбунов Г. М.** Влияние параметров турбулентности на скорость распространения пламени — В кн · Стабилизация пламени и развитие процессов сгорания в турбулентном потоке М, Оборонгиз, 1961, с 31—47

38 **Дейли, Харлеман Д.** Механика жидкости М, «Энергия», 1971, 480 с

39 **Дубов В. С.** Распространение свободной закрученной струи в затопленном пространстве — В кн Труды ЛПИ (Энергомашиностроение), 1955, № 176, с 137—145

40 **Ентов В. М, Калашников В Н., Райский Ю. Д.** О параметрах, определяющих вихревой эффект — «Изв АН СССР Сер. Механика жидкости и газа» 1967, № 3, с 42—47

41 **Илизарова Л. И** Некоторые результаты измерения пульсаций скорости в начальном участке осесимметричной струи — В кн · Промышленная аэродинамика, 1966, вып 27, с 111—120

42 **Калашников В. Н, Райский Ю. Д., Тункель Л. Е.** О возвратном течении закрученной жидкости в трубе — «Изв АН СССР. Механика жидкости и газа», 1970, № 1, с 185—187

43 **Кельмансон И. А, Устименко Б. П.** Решение задач о распространении закрученных струй интегральным методом — В кн · Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики Алма-Ата, «Наука», 1965, вып 2, с 173—178

44 **Киини Р. Б.** Универсальное подобие скоростей в полностью турбулентных вращающихся потоках — «Труды ASME Сер Г, Прикладная механика» (пер с англ) 1967, т 34, № 2, с 199—206

45 **Коробко В. И.** К расчету закрученных струи - В кн Использование газа в народном хозяйстве Саратов, 1968, вып 7, с 263—279

46 **Коробко В. И.** Определение длины зоны обратных токов в закрученных струях — В кн Использование газа в народном хозяйстве Саратов, 1967, вып 6, с 215—223

47 **Коробко В. И., Адинсков Б. П.** Аэродинамика закрученных струй, формируемых газогорелочными устройствами —В кн Использование газа в народном хозяйстве Саратов 1969, вып 8, с. 210

48 **Коробко В. И., Фалькович С В** Развитие закрученной струи в безграничном пространстве — «Изв АН СССР Сер Механика жидкости и газа», 1969, № 3, с 56—63

49 **Королев П. П., Чебышева К. В.** Экспериментальное исследование направляющих аппаратов, создающих закрученный поток — «Труды ЦАГИ» 1939, вып 405, с 42—48

50 **Кочин Н. Е, Кибель И. А., Розе Н. В.** Теоретическая гидромеханика М Физматгиз, 1963, Часть II 583 с

51 Крашенинников С. Ю. Исследование затопленной воздушной струи при высокой интенсивности закрутки — «Изв АН СССР Сер Механика жидкости и газа», 1971, № 6, с 148—154

52 Крашенинников С. Ю. Об условиях автомодельности турбулентного течения в закрученной струе — В кн Исследование двухфазных магнитогидродинамических и закрученных турбулентных струй М, Изд МАИ, 1972, вып 248, с 25—47

53 Крашенинников С. Ю., Секундов А. П. Связь между коэффициентом диффузии и эйлеровыми характеристиками турбулентности в различных потоках — «Изв АН СССР Сер Механика жидкости и газа», 1970, № 1, с 74—82

54 Куваев Ю. Ф. О распространении турбулентных струй жидкости и газов — «Инженерно физический журнал», 1959, № 4, с 21—27

55 Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред М, Гостехиздат, 1953, 788 с

56 Левин В Б. О стабилизирующем влиянии вращения потока на турбулентность — «Теплофизика высоких температур», 1964, т 2, № 6, с 892—900

57 Ли Шао Лин Осесимметричная турбулентная закрученная струя — «Труды ASME Сер Е, Прикладная механика» (пер с англ), 1965, т 32, № 2, с 1—6

58 Лойцянский Л. Г. Распространение закрученной струи в безграничном пространстве, затопленном той же жидкостью — «Прикладная математика и механика», 1953, т 17, вып 1, с 3—16

59 Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа М, «Наука», 1973, 847 с

60 Ляховский Д. Н. Аэродинамика закрученных струй и ее значение для факельного процесса сжигания — В кн Теория и практика сжигания газа Л, Гостоптехиздат, 1958, с 28—77

61 Ляховский Д. Н. Кинематический ультрадиффузор и перспективы применения его в топочной технике — «Труды ЦКТИ Теплопередача и аэрогидродинамика» 1955, кн 28, с 3—168

62 Ляховский Д. Н, Фаловская Л. З. Аксиальный лопаточный закручиватель как элемент горелочного устройства — «Энергомашиностроение», 1970, № 2, с 23—26

63 Ляховский Д Н. Турбулентность в прямоточных и закрученных струях — В кн Теория и практика сжигания газа Л, «Недра», 1964, т II, с 18—48

64 Ляховский Д. Н. Влияние конструктивных параметров круглых горелок на их сопротивление и аэродинамику факела —«Труды ЦКТИ», 1947, кн 2, вып 1, с

65 Ляховский Д. Н. Аэродинамика струевых и факельных процессов — «Теплопередача и аэродинамика» 1949, кн 12, с 72—79

66 Ляховский Д. Н. Улиточный тангенциальный подвод в горелках — «Котлотурбостроение», 1950, № 3, с 4—10

67 Матур М., Маккалум Н. Закрученные воздушные струи, вытекающие из лопаточных завихрителей — «Экспресс-информация Сер Теплоэнергетика», 1967, № 41, реф 156, с 1—42

68 Мартыщенко Л. Ф. О характеристиках закрученных течений —В кн Использование газа в народном хозяйстве, Саратов, 1968, вып 7, с 257—262.

69 Мартыщенко Л Ф, Коробко В. И, Душкина Н. В. Методика оценки погрешностей измерения шаровым зондом аэродинами-

ческих характеристик закрученных потоков — В кн. Использование газа в народном хозяйстве, Саратов, 1968, вып 7, с 279—283
70 **Маршак Ю. Л.**, Лопаточные горелки для предтопков ВТИ — «Теплоэнергетика», 1957, № 9, с 40—45.
71 **Мелентьев П. В.** Новая теория свободной струи — «Труды Волгоградского механического института» 1952, т 1, с 179—198
72 **Мили-Томсон Л. М.** Теоретическая гидродинамика М, «Мир», 1964, 655 с
73 **Минский Е. М.** Турбулентность руслового потока М, Гидрометиздат, 1952, 164 с
74 **Рабочий процесс** и расчет камер сгорания газотурбинных двигателей М, Оборонгиз, 1959, с 285 Авт. А И Михайлов, Г. М. Горбунов, В В Борисов и др
75 **Найденов Г. Ф.** Вихревые газовые горелки Киев, «Техника», 1966 121 с
76 **Некрасов А. И.** Диффузия вихрей — «Труды ЦАГИ», 1931, вып 84
76а **Основы** практической теории горения Под ред В В Померанцева Л, «Энергия», 1973, 210 с с ил
76б **Пратте В. Д., Кеффер Д. Ф.** Закрученная турбулентная струя — «Труды ASME Сер Д, Теоретические основы инженерных расчетов» (пер с англ), 1972, № 4, с 36—47
77 **Рашидов Ф. К.** Исследование воздушных регистров вихревых горелочных устройств Автореф дис на соиск учен степени канд техн наук Ташкент, 1970, 150 с (СредНИИГАЗ).
78 **Рашидов Ф. К, Сакаев А. К.** К вопросу распространения радиальной скорости в закрученных струях — Тезисы докладов IV Республиканской конференции энергетиков Ташкент, 1973, с 108—109
79 **Роуз В. Г.** Закрученная осесимметричная турбулентная струя — «Труды ASME, Сер Е, Прикладная механика» (пер. с англ), 1962, т 29, с 11
80 **Рочино, Лэвэн.** Аналитическое исследование несжимаемого турбулентного закрученного потока в неподвижных трубах — «Труды ASME Сер Е, Прикладная механика» (пер с англ), 1969, № 2, с 7
81 **Самойлов М. С.** К расчету ламинарной закрученной струи сжимаемой жидкости — «Изв вузов Машиностроение», 1966, № 10, с 62—70
82 **Самойлов М. С.** Свободная закрученная струя — Изв вузов Машиностроение», 1964, № 6, с. 127—133
83 **Сигал И. Я.** Газогорелочные устройства котельных установок Киев, Гостехиздат, 1961, 162 с
84 **Секундов А. П., Яковлевский О. В.** Некоторые вопросы перехода каналового течения в струйное — «Изв АН СССР Механика жидкости и газа», 1967, № 3, с 32
85 **Сидоров М. И.** Основные характеристики воздухонаправляющих устройств паровых судовых котлов. — «Информационный сборник ЦНИИМФ» Л, 1961, вып 61, с 62
86 **Сидоров М. И.** Построение проточной части воздухонаправляющих устройств мазутных горелок и определение характеристик воздушного потока — «Информационный сборник ЦНИИМФ», Л, 1961, вып 69, с 42—46
87 **Солнцев В. П.** Экспериментальное исследование параметров турбулентности в ядре свободной струи — В кн Стабилизация пла-

мени и развитие процесса сгорания в турбулентном потоке М., Оборонгиз, 1961, с 7—29

88 **Стейджер, Блум** Смешение в свободной струе в условиях осесимметричного ламинарного течения с сильной закруткой — «Труды ASME Сер С Теплопередача» (пер с англ), 1962, т 84, № 4, с 114

88а **Стуров Г. Е** О методике измерений в трехмерных турбулентных потоках с помощью термоанемометра — В кн Динамика сплошной среды, Институт гидродинамики СО АН СССР Новосибирск, 1971, вып 8, с 44—49

89 **Сударев А В.** Аэродинамика закрученного потока в кольцевом канале — «Энергомашиностроение», 1969, № 1, с 45—46

90 **Таунсенд А. А.** Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом М., Изд во иностр лит, 1959, 399 с

90а **Турбулентное** смешение газовых струи М «Наука» 1974 212 с Авт Г. Н Абрамович, С Ю Крашенинников А Н Секундов и др

91 **Устименко Б П** Об автомодельности движения вязкой несжимаемои жидкости в слабозакрученных струях — «Изв АН КазССР Сер энергетич», 1956, вып 11, с 111—121

92 **Устименко Б. П.** Исследование слабо закрученных струй — В кн Исследование физических основ процесса топок и печей Алма Ата, «Наука», 1957, с 64—75

93 **Устименко Б. П.** О расчете свободных турбулентных сильно закрученных струи с помощью эквивалентной задачи теории теплопроводности — «Вестник АН КазССР», 1964, № 10 (235), с 69

94 **Устименко Б П.** О расчете свободных турбулентных сильно закрученных струи — В кн Теория и практика сжигания газа Л, «Недра», 1967, т 3, с 20—25

95 **Устименко Б. П., Ткацкая О. С.** Аэродинамика закрученной струи — В кн Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики Алма Ата, «Наука», 1970, вып 6, с 211—216

96 **Устименко Б. П.** Исследование аэродинамики и теплообмена во вращающихся течениях вязкой несжимаемой жидкости Автореф дис на соиск учен степени докт. техн наук Новосибирск, 1970

97 **Устименко Б П, Ткацкая О. С.** Исследование закономерностей движения и теплопереноса в турбулентных слабо закрученных струях — В кн Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики Алма Ата, «Наука», 1971, вып 7, с 215—224

98 **Фалькович С. В.** Распространение закрученной струи в безграничном пространстве, затопленном той же жидкостью — «Прикладная математика и механика», 1967, т 31, вып 2, с 282—288

99 **Фурлетов В. И.** Воздействие звуковых колебаний на турбулентную струю газа — «Изв АН СССР Механика жидкости и газа», 1969, № 5, с 166—170

100 **Хигир, Бэр.** Распределение скорости и статического давления в закрученных воздушных струях, вытекающих из кольцевых и расширяющихся сопл — «Труды ASME Сер Д, Теоретические основы инженерных расчетов» (пер с англ), 1964, с 185—194

101 **Хигир, Червинский.** Экспериментальное исследование закрученного вихревого движения в струях — «Труды ASME Сер Д Прикладная механика» (пер с англ) 1967, т 34, т 208—216

102 **Хинце И. О.** Турбулентность М, Физматгиз, 1968, с 680

103 **Цуккер М С** Закрученная струя, распространяющаяся в пространстве заполненном той же жидкостью — «Прикладная математика и механика», 1955, т 19 вып 4, с 500—503

104 **Червинский, Лоренц.** Затухание турбулентных осесимметричных свободных потоков с закруткой — «Труды ASME Сер L Прикладная механика» (пер с англ), 1967, № 4, с 82

105 **Шагалова С Л., Шницер И. Н, Громов Г В.** Характеристики потока в цилиндрических каналах за улиткой и лопаточным аппаратом — «Теплоэнергетика», 1965, № 3 с 7—11

106 **Шагалова С Я, Шницер И Н, Громов Г. В** Исследование аэродинамических характеристик потока, выдаваемого горелкой с лопаточным аппаратом — «Теплоэнергетика», 1965, № 6, с 27—32

107 **Определение** параметра крутки, коэффициента гидравлического сопротивления газогорелочных устройств с различными завихрителями — «Теплоэнергетика», 1970 № 7, с 88—89 Авт С Л Шагалова, В М Кацман, Т И Балихина и др

108 **Шагалова С. Л, Кацман В. М, Балихина Т. И.** Выбор оптимальной крутки вихревых горелок и расчет профиля скоростей на начальном участке закрученных струй — «Труды ЦКТИ» Л, 1971 вып 110 с 40 -63

109 **Исследование** турбулентных закрученных потоков — «Газовая промышленность» 1966, № 6, с 38—41 Авт В А Шимельфенинг, В И Коробко, О И Брюханов, Л Ф Мартыщенко, Б П Ачинсков

110 **Методика** исследования закрученных струй на аэродинамическом стенде — В кн Использование газа в народном хозяйстве, Саратов, 1967, вып 6, с 224—232 Авт В А Шимельфенинг, Л Ф Мартыщенко, В И Коробко, Т Г Суворова

111 **Шиндякин Г. П, Севостьянов Г. Д** Оптический метод исследования закрученных струй и факелов — В кн Использование газа в народном хозяйстве Саратов, 1968, вып 7, с 271

112 **Шлихтинг Г** Возникновение турбулентности М, Изд во иностр лит, 1962 203 с

113 **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя М, «Наука», 1969 742 с

114 **Эммиль М В.** Закрученные струи за кольцевыми лопаточными завихрителями — В кн Исследование двухфазных магнитогидродинамических и закрученных турбулентных струй М, Изд МАИ, 1972 вып 248 с 93—100

115 **Binnie A M** Experiments on the slow swirling flow of a viscous liquid through a tube — «J Mech Appl Math», 1957, vol 10, pt 3, p 276

116 **Chigier N. A., Chervinsky A.** Experimental investigation of swirling vortex motion in jets — «Trans ASME», 1967, E 34, № 2, p 443

117 **Chervinsky A** Similarity of turbulent axisymmetrical swirling jets — «AIAA Journ», 1968, № 5, vol 6, p 912

118 **Chervinsky A, Lorenz D** Decay of turbulent axisymmetrical free flow with rotation — «Trans ASME», 1967, E 34, № 4, p 806

119 **Chervinsky A, Lorenz D.** Analysis of axisymmetrical compressible rotating free jets — «The Physics of Fluids», 1968, vol 11, № 8 p 324

120 **Chigier N. A, Lorenz D.** Axisymmetric free turbulent rotating jets — «The Physics of Fluids», 1967, vol 10, № 9, pt I

121 **Chervinsky A.** Similarity of turbulent axisymmetrical swirling jets — «AIAA Journ», 1968, 6, № 5, p 912
122 **Crayn A, Darrigol M** Turbulent swirling jet — «The Physics of Fluids», 1967, vol 10, № 9, pt II, p 423
123 **De Graaf J. E.** Aims and achievements of the international flame research foundation — «J of Inst of Fuel», 1966, № 39, p 310
124 **Gore R. W., Ranz W. E.** Backflows in rotating fluids moving axially through expanding cross sections — «AIChE Journ», 1964, vol 10, № 1, p 83
125 **Gortler H.** Decay of swirl in an axially symmertrical jet far from the orifice — «Revista Matematica», 1954, 14 (4 and 5), p 143—178
126 **Kerr N. M, Fraser D.** Effect and axisymmetrical turbulent jets — «J of Inst Fuel», 1965, vol 38, № 299, p 519
127 **Lilley D, Chigier N. A.** Nonisotropic turbulent stress distribution in swirling flows from mean value distributions — «Int J Heat and Mass Transfer», 1971, vol 14, № 4, p 573
128 **Long R. R.** Sources and sinks at the axis of rotating liquid — «Quart J Mech Appl Math», 1956, vol 9, pt 4, p 385
129 **Maier P.** Untersuchung isothermen drallbehafteter Freistrahlen — «Forsch Ing», 1968, № 5, S 133—164, 1969, № 4, S 101—106
130 **Maier P.** Turbulenzmessungen an isothermen Drallfreistrahlen — «Forsch Ing Wes», 1969, Bd 35, № 4, S 101
131 **Masters J.** Some applications of physics of the P function — «The J of Chemical Physics», 1955, vol 23, № 10
132 **Morton B. R.** Similarity and breakdown in swirling turbulent jets — «Mechanical Chemical Engineering Transactions», November, 1968, p 241—246
133 **Reynolds A.** Similarity in swirling wakes and jets — «J of Fluid Mech», 1962 p 252
134 **Rose W G.** A swirling round turbulent jet — «J Appl Mech», 1962, vol 29, p 615—625
135 **Sunalava P. D.** The path of a roud turbulent free jet in a cross flowing stream — «Fuel Soc J Univ», Sheffild, 1966, 17, p 61
136 **Steiger M., Bloom M.** Axially symmetric laminar free mixing with swirl — «Proceedings of the Heat Transfer and Fluid Mechanics» Inst, Stanford University Press, 1961 p 328
137 **Steiger M, Bloom M.** Linearized swirling wakes — «The Physics of Fluids», 1962, vol 5 № 9 p 275
138 **Syred N, Chigier N A, Beer J M** Flame stabilization in recirculation zones of jets with swirl — «Thirteenth Symposium (International) on Combustion», 1971, p 617—625
139 **Ullrich H** Stromungsvorgange in Drallbrennern mit regelbaren Drall und bei rotationsymmetrischen Freistrahlen — «Forschung auf dem Gebiete Ingenieurwesens» 1960, vol 26, № 1, p 19—28
140 **Ullrich H** Über einen Rundbrenner fur unterschiedliche Brennstoffe — «Brennstoff Warme Kraft (BWK), 1959, № 11, S 465—467

ОГЛАВЛЕНИЕ

РУСТАМ БЕРОВИЧ АХМЕДОВ
ТАТЬЯНА БОРИСОВНА БАЛАГУЛА
ФАЙЗУЛА КАРИМОВИЧ РАШИДОВ
АЛЬБЕРТ ЮХАЕВИЧ САКАЕВ

АЭРОДИНАМИКА ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ

Редактор В. И Кушнырев
Редактор издательства А. А. Кузнецов
Переплет художника Е. В. Никитина
Технический редактор Г. Г. Самсонова
Корректор И. А. Володяева
ИБ № 156

Сдано в набор 21/X 1976 г. Подписано к печати 7/I 1977 г. Т-03412
Формат 84×108[1]/[32] Бумага типографская № 1 Усл. печ. л. 12,6
Уч.-изд. л. 13,15 Тираж 2400 экз. Зак. 843 Цена 1 р. 47 к.

Издательство «Энергия», Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Москва, М 114, Шлюзовая наб., 10.