

ТЕПЛООБМЕН И ГИДРО- ДИНАМИКА

**в каналах
сложной
формы**

«МАШИНОСТРОЕНИЕ»

ТЕПЛООБМЕН И ГИДРО- ДИНАМИКА

В каналах
сложной
формы

Под редакцией
чл.-корр. АН СССР
В.М. ИЕВЛЕВА



Москва
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»
1986

ББК 39.55

T11

УДК 629.7 [536.27+662.987]

Ю. И. Данилов, Б. В. Дзюбенко, Г. А. Дрейцер, Л. А. Ашмантас

Рецензент д-р техн. наук проф. *Н. И. Мелик-Пашаев*

Теплообмен и гидродинамика в каналах сложной формы
T11 /Ю. И. Данилов, Б. В. Дзюбенко, Г. А. Дрейцер и др.; Под
ред. чл.-корр. АН СССР В. М. Иевлева. — М.: Машиностроение,
1986. — 200 с.

65 к.

В книге приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований теплообмена, гидравлического сопротивления, поперечного перемешивания потока и его турбулентной структуры при обтекании потоком плотнотупакованных лучков витых труб, а также теплообмена и гидравлического сопротивления при течении внутри витых труб. Даны рекомендации для практических расчетов рассматриваемых процессов. Показана эффективность применения теплообменных аппаратов в различных областях техники.

Книга предназначена для инженеров, занимающихся исследованием и расчетами процессов теплообмена.

Т 3606030000-119
038(01)-86 119-86

ББК 39.55

6Т6

Теплообменные аппараты и устройства в настоящее время широко применяются в авиационной технике для охлаждения систем авиационных двигателей, элементов конструкции летательных аппаратов, приборных отсеков и кабин самолетов [30].

Такие теплообменники должны обладать малыми габаритными размерами и массой, иметь возможно меньшие гидравлические потери и высокую надежность работы. Этим же требованиям должны отвечать и теплообменные устройства, которые используются в энергетике, химической и других отраслях промышленности, поскольку на них приходится существенные части массы и объема энергетических установок и технологического оборудования производств. Так, в химической и нефтеперерабатывающей промышленности на долю теплообменных устройств приходится значительная часть массы и стоимости всего технологического оборудования.

Также значительная доля массы и объема приходится на теплообменные устройства в тепловых двигателях.

Одним из перспективных путей создания компактных теплообменников является интенсификация теплообмена в каналах за счет закрутки потока [56, 57]. В работе [7] для увеличения эффективности и надежности энергонапряженных устройств были предложены теплоотдающие поверхности сложной геометрии — в виде винтообразных труб овального и трехлепесткового профилей. Теплообменный аппарат с поперечным обтеканием винтообразных (витых) овально-профилированных труб был рассмотрен в работе [6], где показана возможность интенсификации теплообмена при малых шагах закрутки лопастей труб при умеренных потерях давления.

Проблема интенсификации процессов конвективного теплообмена и перемешивания является в настоящее время одной из актуальнейших. Ее решение имеет большое научное и практическое значение. Уменьшая размеры и массу теплообменных аппаратов, их металлоемкость и стоимость, можно одновременно улучшить поперечное перемешивание потока, снизить неравномерность температур по сечению аппарата, понизить нагрев поверхности теплообменников.

Интенсификация теплообмена в пучках круглых труб может быть достигнута в основном увеличением скорости движения теплоносителя, что невыгодно из-за существенного роста энергетических затрат. Создание искусственной шероховатости, применение волнистых каналов, установка проволоки, диафрагм, шайб и стержней в каналы обычно приводит к тому, что теплоотдача возрастает в значительно меньшей степени, чем гидравлическое сопротивление и энергетические затраты на прокачку теплоносителей.

В теплообменных аппаратах с витыми трубами овального профиля [2, 13, 24, 58, 59] интенсификация конвективного теплообмена достигается закруткой потока в каналах сложной формы, образованных плотно упакованным пучком таких труб. При этом удастся не только интенсифицировать теплообмен закруткой потока одновременно как внутри витых труб, так и в межтрубном пространстве, но и существенно увеличить теплообменные поверхности на единицу объема аппарата. В теплообменных аппаратах с витыми трубами можно достичь более высоких теплогидравлических характеристик, чем в аппаратах, имеющих круглые трубы, так как благодаря спиральной закрутке теплоносителя в каналах сложной формы появляются поперечные составляющие скорости, происходит дополнительная турбулизация и возникает вторичная циркуляция потока. Действие этих механизмов приводит к интенсивному обмену порциями жидкости между пристенным слоем и ядром потока и, как следствие, — к интенсификации тепломассопереноса.

Наличие спиралеобразного течения в межтрубном пространстве теплообменного аппарата с поперечным обтеканием пучков витых труб позволяет выравнять температурное поле в межтрубном пространстве и на выходе из него, что повышает эффективность аппарата и надежность его работы. Спиральная закрутка потока позволяет также существенно снизить неравномерность температуры стенки по периметру витых труб.

В книге предложены физически обоснованные модели течения в пучках витых труб и дано их математическое описание. Рассмотрены некоторые методы приближенного замыкания систем уравнений, описывающих течения в ядре потока и в пристенном слое. Показана возможность использования методов расчета пограничного слоя на начальном участке пучка. На основании теорий подобия и размерностей предложен новый критерий подобия, позволяющий учитывать особенности течения в пучке витых труб и обобщать экспериментальные данные по теплообмену, межканальному перемешиванию теплоносителя, гидравлическому сопротивлению и по структуре потока. Этот же критерий получен и на основании использования полуэмпирической теории турбулентности.

Предложена модель течения, основанная на введении эффективной толщины пристенного слоя, позволившая использовать закономерности теплоотдачи и трения в круглых трубах для обобщения опытных данных по теплообмену и гидравлическому сопротивлению в пучках витых труб. Такая форма обработки опытных

данных позволила расширить возможности моделирования и сократить количество экспериментов, необходимых для установления критериальных зависимостей. Экспериментально обоснована модель течения гомогенизированной среды, которая заменяет реальный пучок труб, и предложены методы решения систем уравнений, описывающих течения при осесимметричной и асимметричной неравномерности подвода тепла. Определены критериальные зависимости для расчета эффективных коэффициентов турбулентной вязкости и теплопроводности, входящих в эти уравнения. Разработаны методы экспериментальных исследований процессов теплообмена и гидродинамики.

Выявленные особенности течения позволили обосновать характер протекания теплогидравлических характеристик в зависимости от определяющих критериев подобия. Определенные критериальные зависимости по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению при течении в продольно и поперечно обтекаемых пучках витых труб и внутри труб используются для оценки эффективности теплообменных аппаратов с такими трубами. Оценки эффективности теплообменников, выполненные по разработанным методикам, показали, что при заданной тепловой мощности и тех же гидравлических потерях применение пучков витых труб вместо прямых круглых труб позволяет примерно на 20...30% уменьшить массу и объем теплообменника.

Предисловие, гл. 1, 3, 4 написаны Б. В. Дзюбенко, гл. 2 и 5 — совместно Б. В. Дзюбенко, Г. А. Дрейцером и Ю. И. Даниловым, гл. 6 и 7 — Л. А. Ашмантасом, гл. 8 — Г. А. Дрейцером.

Основные обозначения

- a — коэффициент температуропроводности; коэффициент структуры струи;
- b — «половинная» ширина струи, $b = 2r_{\text{ср}}$;
- c_p — теплоемкость;
- d — максимальный размер профиля трубы;
- $d_{\text{э}}$ — эквивалентный диаметр;
- D_t — эффективный коэффициент диффузии тепла;
- E — падение напряжения на нити датчика;
- e' — флюктуация напряжения;
- $F_{\text{п}}$ — площадь проходного сечения пучка;
- G — массовый расход воздуха;
- G_i — аксиальный расход теплоносителя в ячейке;
- G_{ij} — поток теплоносителя в поперечном направлении из ячейки i в ячейку j на единице длины канала;
- I — энтальпия единицы массы;
- j_0 — напор энтальпий в пограничном слое;
- k — безразмерный эффективный коэффициент диффузии;
- \bar{k} — среднее значение коэффициента k ;
- $L_{\text{э}}, L_{\text{л}}$ — пространственные интегральные масштабы турбулентности при описании течения по Эйлеру и Лагранжу;
- $l_{\text{к}}$ — длина контрольного участка;
- l — путь смещения;
- m — пористость пучка по теплоносителю;
- q — поток энергии в пограничном слое; плотность теплового потока;
- q_v — объемная плотность тепловыделения;
- p — давление;
- Δp — перепад давления;
- r — радиальная координата;
- $r_{\text{к}}$ — радиус пучка;
- $r_{\text{ср}}$ — «половинный» радиус струи;
- s — шаг закрутки профиля трубы;
- T — температура;
- t — время;

- t_{cp} — средний температурный напор в пограничном слое;
- u, v, w — составляющие осредненной скорости в ортогональной системе координат;
- u', v', w' — составляющие пульсационной скорости;
- u_τ, u_r — тангенциальная и радиальная составляющие скорости в цилиндрических координатах;
- V — модуль вектора осредненной скорости;
- v_1 — средняя квадратичная пульсационная скорость;
- v_k — компонента вектора скорости вдоль оси x_k (при написании уравнений в тензорной форме);
- $w^2 = \frac{\overline{v'_i v'_i}}{3}$ — квадрат пульсационной скорости в приближении изотропности турбулентности;
- x_k (где $k=1, 2, 3$) — декартовы координаты;
- \bar{y}^2 — среднестатистический квадрат перемещения;
- α — коэффициент теплоотдачи; безразмерный коэффициент трения;
- α_m — безразмерный коэффициент теплоотдачи;
- Γ — степень закрутки потока;
- δ — толщина пристенного слоя;
- δ^* — толщина вытеснения пограничного слоя;
- ε — эффективная интенсивность турбулентности;
- λ — коэффициент теплопроводности;
- μ — динамический коэффициент вязкости; коэффициент межканального перемешивания (гл. 4);
- η — второй коэффициент вязкости;
- ν — кинематический коэффициент вязкости;
- $\nu_\varepsilon, \lambda_\varepsilon$ — эффективные коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности;
- ξ — коэффициент гидравлического сопротивления;
- ρ — плотность;
- τ — касательное напряжение;
- τ_{xw} — осевая составляющая касательного напряжения на стенке;
- τ_{zw} — тангенциальная составляющая касательного напряжения на стенке;
- τ_{z0} — тангенциальная составляющая касательного напряжения на оси канала;
- $\tau_{\Sigma w}$ — суммарное касательное напряжение на стенке;
- φ — угловая координата, угол между нитью датчика и направлением вектора скорости;
- φ' — флюктуация угла φ ;

- ψ — температурный фактор (гл. 6, 7); пористость пучка по теплоносителю (гл. 8);
 $F_{гм}$ — критерий, характеризующий особенности течения в пучке витых труб;
 Nu — число Нуссельта;
 Pe — число Пекле;
 Pr — число Прандтля;
 Re — число Рейнольдса.

И н д е к с ы:

- v — внутри трубы;
 $г$ — горячая сторона теплообменника;
 $м$ — максимальная; модифицированный;
 $к$ — контрольный; кожух;
 $н$ — начальный; снаружи трубы;
 $о$ — на оси пучка;
 $п$ — поток;
 $с$ — стенка;
 $ср$ — среднemasсовый;
 $т$ — турбулентный;
 $тр$ — труба;
 $х$ — холодная сторона теплообменника;
 $ц$ — центробежный;
 $1, 2$ — вход в участок и выход из него;
 I, II — вход и выход в теплообменник;
 d — определено по d_3 ;
 m — при средней температуре в пристенном слое;
 δ — определено по толщине пристенного слоя.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА И ГИДРОДИНАМИКИ В КАНАЛАХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

1.1. Особенности конструкции теплообменных аппаратов с витыми трубами

Особенности процессов теплообмена и гидродинамики в каналах сложной формы, образованных пучками витых труб, определяются конструктивными особенностями этих пучков. На рис. 1.1 схематично представлен кожухотрубный теплообменник с витыми трубами овального профиля, закрепленными прямыми круглыми концами в трубных досках*. Трубы в этом теплообменнике установлены одна относительно другой с касанием по максимальному размеру овала. При циркуляции теплообмениваемых сред по трубам и в межтрубном пространстве осуществляется спиральная закрутка сред. Наиболее сложный характер течения имеет в межтрубном пространстве теплообменника, которое условно можно рассматривать как систему чередующихся взаимосвязанных винтовых и сквозных каналов. Турбулентность в такой системе генерируется неподвижной стенкой и за счет трения слоев жидкости с различными скоростями. В винтовых каналах соседних труб поток закручен в противоположных направлениях, что приводит к разрыву тангенциальной составляющей скорости. Продольная составляющая скорости в ядре потока также претерпевает тангенциальный разрыв из-за различных условий течения в сквозном канале и за местами касания соседних труб. На поток в пучке витых труб оказывает влияние и вторичная циркуляция, обусловленная действием центробежных сил, возникающих при течении теплоносителя в винтовых каналах.

Таким образом, в пучке витых труб турбулентность генерируется под влиянием ряда причин, которые должны приводить к интенсификации теплообмена и межканального перемешивания.

Характерной особенностью рассматриваемого случая течения является то, что закрутка генерируется по всей длине пучка, поэтому в среднем структура потока на некотором расстоянии от входа стабилизируется. Это приводит к стабилизации в среднем коэффициентов теплоотдачи, гидравлического сопротивления и перемешивания, хотя по периметру такого сложного по форме канала, каким является пучок витых труб, коэффициент теплоотдачи может и изменяться. В некоторых пределах коэффициент теплоотдачи может периодически изменяться и по длине труб пучка из-за периодичности расположения мест касания соседних труб между собой.

* Дзюбенко Б. В., Вилемас Ю. В. Кожухотрубный теплообменник. Авторское свидетельство СССР № 761820. Б. И., 1980, № 33, с. 194.

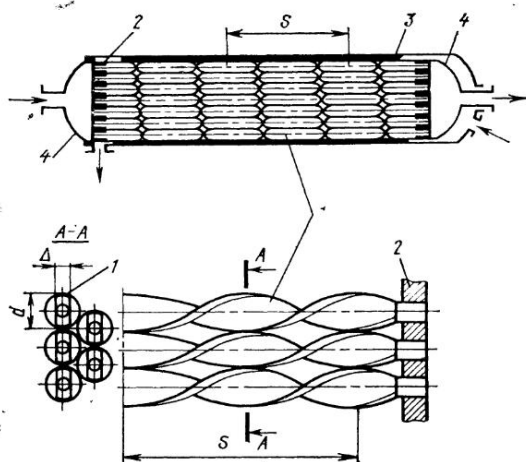


Рис. 1.1. Теплообменный аппарат с закруткой потока:

1 — витые трубы; 2 — трубные доски; 3 — кожух; 4 — днища

Течение в пучке витых труб является пространственным, т. е. наряду с продольной составляющей вектора скорости здесь имеют место поперечные составляющие скорости, которые значительно увеличивают интенсивность межканального перемешивания в пучке. Высокий уровень турбулентности потока, конвективный перенос в масштабе ячейки и организованный перенос в масштабе диаметра пучка благодаря спиральной закрутке потока витыми трубами являются механизмами,

определяющими особенности поперечного перемешивания потока в пучке по сравнению с явлениями переноса в круглой прямой трубе.

Наиболее важным геометрическим параметром пучка витых труб является шаг закрутки s лопастей, отнесенный к максимальному размеру овального профиля трубы d . Этот параметр в значительной мере определяет интенсивность поля центробежных сил в пучке и особенности процессов теплообмена и перемешивания теплоносителя. Оптимальный относительный шаг закрутки s/d определяется из условия обеспечения максимальной интенсификации этих процессов при приемлемых значениях коэффициентов гидравлического сопротивления пучка. При этом оказывается возможным создать достаточно компактные теплообменные аппараты с витыми трубами. Решение актуальной проблемы интенсификации процессов конвективного теплообмена и перемешивания за счет замены круглых труб витыми трубами овального профиля позволяет не только существенно уменьшить габаритные размеры и массу теплообменных аппаратов, их металлоемкость и стоимость, но и снизить неравномерность температур по сечению аппарата, понизить нагрев поверхности теплообменников. Такие теплообменные аппараты и устройства с наибольшим успехом могут использоваться в авиационной технике, а также в различных областях народного хозяйства.

Рассмотренные конструктивные особенности пучков витых труб и обусловленные ими особенности течения теплоносителя в них могут привести к особенностям протекания процессов теплоотдачи и гидродинамики и в зависимости от числа Рейнольдса. Действи-

тельно, из общих соображений спиральная закрутка теплоносителя в переходной области чисел Рейнольдса должна в большей степени интенсифицировать теплообмен и перемешивание, чем при больших числах Re . Закономерности протекания этих процессов должны быть установлены из эксперимента.

Спиральная закрутка потока приводит к потере устойчивости ламинарного течения при числах Рейнольдса примерно на полтора порядка меньших, чем в прямой круглой трубе. Но в отличие от течения в змеевиках закрутка потока в межтрубном пространстве теплообменника с витыми трубами приводит и к более раннему переходу к турбулентному движению (при числах $Re \approx 10^3$). При этом переход от ламинарного к турбулентному режиму течения в пучках витых труб — плавный.

В настоящей работе на основе разработанных моделей течения проведено обобщение детальных исследований структуры потока, теплообмена, гидравлического сопротивления и межканального перемешивания теплоносителя и предложены экспериментально обоснованные методы теплогидравлического расчета теплообменных аппаратов с витыми трубами с учетом поперечного перемешивания. При этом в большей мере рассматривался случай продольного обтекания плотноупакованных пучков витых труб, хотя в книге в достаточной мере уделено внимание и другим конструктивным схемам теплообменных аппаратов с витыми трубами. На рис. 1.2 представлена схема кожухотрубного аппарата*, который отличается от предыдущего аппарата тем, что пучок витых труб выполнен закрученным относительно его продольной оси с уменьшающимся по радиусу пучка относительным шагом закрутки, а прямые концы труб имеют длину, равную диаметру входящих и выходящих патрубков с образованием в кожухе коллекторов для среды межтрубного пространства, имеющих пористость, большую пористости закрученной части пучка. При этом достигается интенсификация теплообмена и перемешивания теплоносителя и выравниваются поля скорости и температуры на входе в аппарат при боковом входе и выходе теплоносителя. В этом случае можно ожидать уменьшения относительной деформации труб при температурных изменениях. Закрутка витых труб относительно оси пучка приводит к перераспределению расхода среды по радиусу в межтрубном пространстве из-за различия в коэффициентах гидравлического сопротивления для рядов труб, расположенных на разных радиусах относительно оси пучка. Такая конструкция аппарата позволяет выровнять азимутальную неравномерность полей скорости и температуры, которые формируются, в частности при боковом подводе теплоносителя.

На рис. 1.3 представлена схема теплообменного аппарата с витыми трубами при поперечном обтекании пучка потоком тепло-

* Дзюбенко Б. В., Вилемас Ю. В., Варшкявичус Р. Р., Дрейцер Г. А. Кожухотрубный теплообменник. Авторское свидетельство СССР № 937954. Б. И., 1982, № 23, с. 189.

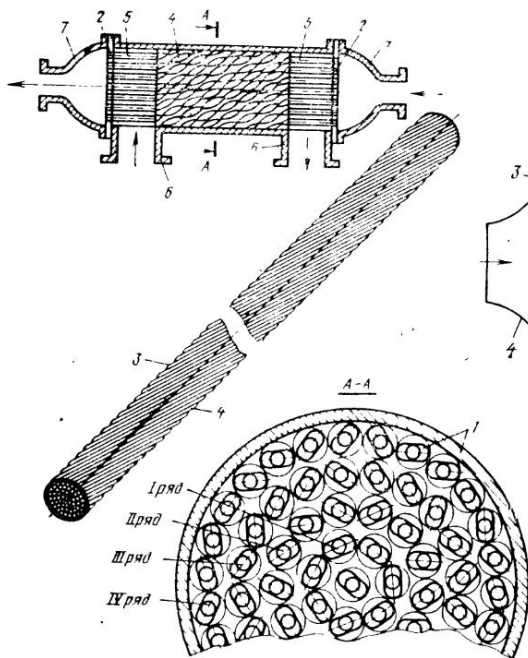


Рис. 1.2. Теплообменный аппарат с закрученным пучком витых труб:

1 — кожух; 2 — трубная доска; 3 — закрученный пучок труб; 4 — витая труба; 5 — прямые круглые концы труб; 6, 7 — патрубки

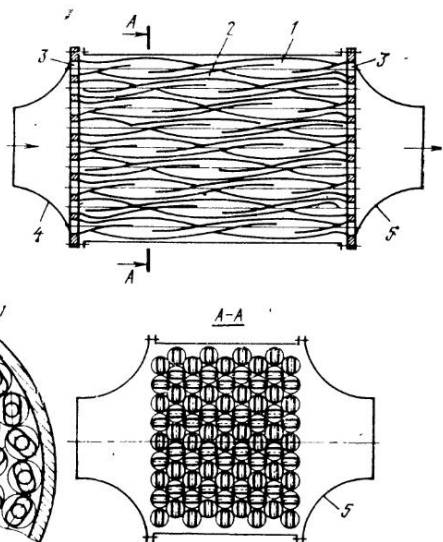


Рис. 1.3. Теплообменный аппарат с поперечно обтекаемыми витыми трубами:

1 — витая труба; 2 — щелевые каналы между трубами; 3 — трубная доска; 4, 5 — коллекторы подвода и отвода теплообменивающегося сред

носителя. Для интенсификации процессов теплообмена и выравнивания неравномерности температур по периметру труб конструкция аппарата существенно отличается от конструкции теплообменников с поперечно обтекаемыми пучками круглых труб. Прежде всего теплообменник содержит пучок из винтообразно закрученных труб овального профиля, установленных с касанием соседних труб по максимальному размеру овала, т. е. плотноупакованный пучок, что невозможно реализовать в случае круглых труб. Кроме того, витые трубы в пучке установлены специальным образом, а именно: трубы в каждом поперечном ряду пучка установлены с зазорами, образующими по длине пучка щелевые каналы с максимальной шириной, равной половине разности между максимальным и минимальным размерами овала, и имеют касания только с трубами соседних рядов*. Такая установка труб

*Дзюбенко Б. В., Дрейцер Г. А., Вилемас Ю. В., Парамонов Н. В., Ашмантас Л. А., Сурвила В. Ю. Кожухотрубный теплообменник. Авторское свидетельство СССР № 840662. Б. И., 1981, № 23, с. 178.

обеспечивает оптимальную интенсификацию теплообмена при поперечном обтекании труб потоком благодаря спиральной закрутке теплоносителя в направлении осей витых труб, т. е. перпендикулярно основному потоку. При этом выравнивается поле температур в межтрубном пространстве и на выходе из него, что повышает надежность работы теплообменного аппарата. Как будет показано в гл. 7, в теплообменнике такой конструкции при относительном шаге закрутки витых труб $s/d=6...12$ неравномерность теплоотдачи по периметру составляет соответственно 15...22%, что в 2...3 раза меньше, чем для пучков круглых труб.

Перечисленные особенности конструктивного выполнения теплообменных аппаратов с витыми трубами различных схем и связанные с ними особенности процессов теплообмена и гидродинамики учитываются при постановке экспериментальных исследований этих процессов и разработке моделей течения и методов расчета.

1.2. Исходные уравнения. Определение турбулентных коэффициентов переноса

Течение теплоносителя в пучке витых труб носит пространственный характер. В общем виде для математического описания такого течения можно использовать систему дифференциальных уравнений сплошной среды. Макромасштаб потока газа в пучке равен диаметру кожуха, в котором он размещается. Для определения трех составляющих скорости (u, v, w), давления (p), температуры (T) и параметров, определяющих физические свойства жидкости (μ, λ, c_p, ρ), в любой момент времени необходимо решить систему из уравнения неразрывности, уравнений Навье—Стокса, уравнения энергии и зависимостей ρ, μ, λ, c_p от T и p . Эти уравнения справедливы как при ламинарном режиме течения, так и для мгновенных значений параметров при турбулентном режиме.

Турбулентное течение закрученных потоков в каналах сложной формы, образованных пучками витых труб, а также течение внутри таких труб в общем случае может быть описано уравнениями движения, энергии и неразрывности, которые для случая движения однородной среды с переменными физическими свойствами в тензорной форме имеют вид [23]:

$$\rho_e \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left(\eta - \frac{2}{3} \mu \right) \frac{\partial v_e}{\partial x_e} \right\}, \quad i=1, 2, 3. \quad (1.1)$$

$$\rho \frac{\partial I_0}{\partial t} + \rho v_k \frac{\partial I_0}{\partial x_k} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \mu v_i \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) \right\} + \left(\eta - \frac{2}{3} \mu \right) v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_i} + \lambda \frac{\partial T}{\partial x_k}; \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_k)}{\partial x_k} = 0, \quad (1.3)$$

где
$$I_0 = I + \frac{v^2}{2}, \quad (1.4)$$

v — модуль полного вектора скорости;

$$\rho, I, \mu, \eta, \lambda = f(\rho, T). \quad (1.5)$$

В уравнениях (1.1)...(1.3) по повторяющимся координатным индексам предполагается суммирование по всем осям координат, например

$$v_k \frac{\partial I_0}{\partial x_k} = \sum_{k=1}^3 v_k \frac{\partial I_0}{\partial x_k} = u \frac{\partial I_0}{\partial x} + v \frac{\partial I_0}{\partial y} + w \frac{\partial I_0}{\partial z},$$

а
$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = \operatorname{div} \mathbf{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}.$$

Для решения задачи в дополнение к системе указанных уравнений необходимо задать геометрические условия, характеризующие форму и размеры пучка витых труб, обтекаемых теплоносителем, и приобщить краевые условия (физические, граничные и временные).

Для математического исследования турбулентного течения его раскладывают на осредненное движение и на пульсационное движение: $u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$, $w = \bar{w} + w'$, $\rho = \bar{\rho} + \rho'$, $T = \bar{T} + T'$, т. е. представляют поток как результат наложения на осредненное движение жидкости движений отдельных турбулентных молей. Здесь черта над \bar{u} , \bar{v} и другими параметрами означает, что параметр осреднен во времени.

Уравнение неразрывности, Навье — Стокса и энергии в турбулентном потоке должны удовлетворяться не только в любой момент времени, но и в среднем. При этом имеются в виду средние значения во времени и фиксированной точке пространства, т. е.

$$\bar{u} = \frac{1}{t} \int_{t_0}^{t_0+t} u dt \text{ и т. д.}$$

Промежуток времени t такой большой, что $\bar{w}' = 0$, $\bar{v}' = 0$, $\bar{w}' = 0$, $\bar{\rho}' = 0$ и т. д.

Действие пульсационного движения на осредненное движение проявляется увеличением в осредненном движении сопротивления возникновению деформации. Уравнения неразрывности, движения и энергии, которым удовлетворяют осредненные во времени скорости \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} , давления \bar{p} и температуры \bar{T} , выводятся из системы уравнений неразрывности, Навье — Стокса и энергии с использованием соответствующих правил осреднения [23, 54].

Поскольку в данной работе рассматриваются только установившиеся течения в пучках труб, ограничимся рассмотрением в

среднем стационарного течения среды. Тогда уравнения (1.1)... (1.4) после подстановки вместо мгновенных значений скорости, энтальпии и других величин суммы их средних и пульсационных значений приводятся к системе, описывающей осредненное течение среды [23]:

$$\overline{\rho v_k} \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_k} = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\eta - \frac{2}{3} \mu \right) \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \overline{\mu} \left(\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{v_k}}{\partial x_i} \right) + \overline{\mu'} \left(\frac{\partial \overline{v_i'}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{v_k'}}{\partial x_i} \right) - \overline{(\rho v_k)' v_i'} \right\}; \quad (1.6)$$

$$\overline{\rho v_k} \frac{\partial \overline{I_0}}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \overline{\mu} v_i \left(\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{v_k}}{\partial x_i} \right) + \overline{\mu'} \left[v_i \left(\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{v_k}}{\partial x_i} \right) \right] \right\} + \left(\eta - \frac{2}{3} \mu \right) \overline{v_k} \frac{\partial \overline{v_e}}{\partial x_e} + \frac{\overline{\lambda}}{c_p} \frac{\partial \overline{I}}{\partial x_k} + \left(\frac{\overline{\lambda}}{c_p} \right)' \frac{\partial \overline{I'}}{\partial x_k} - \overline{(\rho v_k)' I_0'}; \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial \overline{(\rho v_k)}}{\partial x_k} = 0; \quad (1.8)$$

$$\overline{I_0} = \overline{I} + \frac{\overline{v^2}}{2} + \frac{\overline{v'^2}}{2}. \quad (1.9)$$

Уравнение неразрывности (1.8), которому удовлетворяют составляющие скорости осредненного движения при условии, что корреляция между ρ' и u' равна нулю, в координатной форме имеет вид

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0,$$

а уравнения движения (1.6) принимают в координатной форме вид, который впервые был получен Рейнольдсом:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) - \left[\frac{\partial (\rho \overline{u'^2})}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \overline{u'v'})}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \overline{u'w'})}{\partial z} \right];$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} + \rho w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right) - \left[\frac{\partial (\rho \overline{u'v'})}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \overline{v'^2})}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \overline{v'w'})}{\partial z} \right];$$

$$\rho u \frac{\partial w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w}{\partial y} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \right) - \left[\frac{\partial (\rho \overline{u'w'})}{\partial x} + \frac{\partial (\rho \overline{v'w'})}{\partial y} + \frac{\partial (\rho \overline{w'^2})}{\partial z} \right].$$

Влияние пульсаций в уравнении энергии выражается в том, что к количеству тепла, протекающему за счет молекулярной проводимости в единицу времени сквозь единицу площади, нормальной к каждой координатной оси, следует добавить члены, выражающие теплопередачу, происходящую от турбулентности. Если пренебречь членами, связанными с работой трения и с работой расширения (сжатия) при изменении объема, то для существенно дозвукового течения получим уравнение энергии, которое в координатной форме будет иметь вид

$$\rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial y} + \rho w c_p \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z},$$

где $q_x = \rho c_p \overline{u'T'} + \lambda \frac{\partial T}{\partial x}$, $q_y = \rho c_p \overline{v'T'} + \lambda \frac{\partial T}{\partial y}$, $q_z = \rho c_p \overline{w'T'} + \lambda \frac{\partial T}{\partial z}$.

Поскольку получение общего решения рассмотренной системы уравнений для случая течения в пучке витых труб невозможно из-за больших математических трудностей, то необходимо провести упрощение этой системы уравнений применительно к определенной физической модели течения. В дальнейшем будут рассмотрены различные модели течения.

При математическом описании области течения вблизи витых труб, где проявляются силы вязкости, можно принять общие для теории пограничного слоя упрощения, а также схематизировать течение. Переменный по периметру трубы пристенный слой заменим постоянным по толщине пристенным слоем δ , а трубу представим в виде закрученной пластины. Поскольку толщина пристенного слоя δ мала, по сравнению с радиусом кривизны стенки винтового канала трубы, а кривизна винтовой поверхности трубы является сравнительно небольшой и не претерпевает резких изменений, то можно принять давление p в пристенном слое постоянным по δ , а для математического описания течения в этом случае можно использовать уравнения для плоского пограничного слоя. В процессе развития пограничного слоя на витой трубе его толщина изменяется от нуля на входе до δ в конце участка стабилизации и далее вниз по потоку остается постоянной. Предполагается, что условия течения на торцах лопастей трубы не влияют на течение в пристенном слое, поскольку площадь торцевых поверхностей мала по сравнению с площадью поверхности винтовых каналов, а вихри, образующиеся при обтекании точек касания соседних труб, выносятся в ядро потока и не разрушают пограничный слой на винтовой поверхности труб.

Тогда для течения в пограничном слое уравнения (1.6)...(1.9) можно привести к виду (в координатной форме):

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial \tau}{\partial y}; \quad (1.10)$$

$$\rho u \frac{\partial I_0}{\partial x} + \rho v \frac{\partial I_0}{\partial y} = \frac{\partial q_0}{\partial y}; \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0. \quad (1.12)$$

В (1.10)...(1.12) и далее по тексту знаки осреднения параметров \bar{u} , \bar{v} и т. п. опускаются, где

$$I_0 = I + \frac{u^2}{2}; \quad (1.13)$$

$$\tau = \rho v \frac{\partial u}{\partial y} - \rho \overline{u'v'}; \quad (1.14)$$

$$q_0 = q + u\tau; \quad (1.15)$$

$$q = \rho a \frac{\partial I}{\partial y} - \rho \overline{v'I'};$$

τ — общее напряжение силы трения; q — плотность теплового потока (без $q_{\text{луч}}$). Положительное направление \bar{q} — стенке. Эта система уравнений должна быть дополнена зависимостью ρ , v , $a = \varphi(\rho, I)$. В уравнении (1.9), пренебрегая величиной $\frac{v'^2}{2}$, принимаем, что $v^2 \approx v_1^2 \approx u^2$. Для замыкания этой системы уравнений представим турбулентное напряжение силы трения и плотность турбулентного теплового потока в виде

$$-\rho \overline{u'v'} = \rho \nu_\tau \frac{\partial u}{\partial y}, \quad -\rho \overline{v'I'} = \rho a_\tau \frac{\partial I}{\partial y},$$

при этом
$$\tau = \rho (v + \nu_\tau) \frac{\partial u}{\partial y}; \quad (1.16)$$

$$q = \rho (a + a_\tau) \frac{\partial I}{\partial y} = \rho \left(\frac{\nu}{Pr} + \frac{\nu_\tau}{Pr_\tau} \right) \frac{\partial I}{\partial y}. \quad (1.17)$$

Такое представление справедливо для равновесной турбулентности, когда производство и диссипация энергии турбулентности равны друг другу, а также для автомодельных течений, что, как будет показано в дальнейшем, выполняется в первом приближении при течении в межтрубном пространстве теплообменника с витыми трубами. Обычно величины ν_τ и a_τ определяются чисто эмпирическим способом, в основе которого лежит предположение, что характеристики турбулентности в каждой точке потока зависят только от его локальных параметров в этой точке. Причем эти характеристики совпадают с характеристиками при тех же локальных параметрах потока в случае несжимаемой жидкости, т. е.

$$\nu_\tau = \nu_\tau \left(\rho, \nu, \frac{\partial u}{\partial y}; l \right), \quad a_\tau = a_\tau \left(\rho, \nu, \frac{\partial u}{\partial y}, l, a \right).$$

Тогда
$$\frac{\nu_\tau}{\nu} = \varphi \left(\frac{l \sqrt{\tau/\rho}}{\nu} \right); \quad Pr_\tau = Rr_\tau \left(\frac{l \sqrt{\tau/\rho}}{\nu}, Pr \right); \quad \frac{l}{\delta} = f \left(\frac{y}{\delta} \right). \quad (1.18)$$

Для определения l/δ можно использовать эмпирическую формулу Никурадзе

$$\frac{l}{\delta} = 0,14 - 0,08 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 - 0,06 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^4, \quad (1.19)$$

а для определения v_τ/v — формулу Рейхардта

$$\frac{v_\tau}{v} = 0,4 \left\{ \eta - 7,15 \left[\operatorname{th} \left(\frac{\eta}{7,15} \right) + \frac{1}{3} \operatorname{th}^3 \left(\frac{\eta}{7,15} \right) \right] \right\}. \quad (1.20)$$

Формула (1.20), установленная для несжимаемой жидкости, может быть использована для течения произвольной среды с переменными свойствами, если вместо $\eta = \frac{y v_*}{\nu}$, где $v_* = \sqrt{\tau/\rho}$, подставлять η в виде

$$\eta = \frac{l \sqrt{\tau/\rho}}{0,4\nu}, \quad (1.21)$$

принимая у стенки $l \approx 0,4y$ и используя в (1.21) местные значения величин τ , ρ и ν . Величина v_τ может быть определена и по формуле Прандтля $v_\tau = l^2 \frac{\partial u}{\partial y}$, если найти длину пути смещения l по формуле Ван-Дрифта

$$\frac{l}{y} = 0,4 \left[1 - \exp \left(-\frac{\eta}{26} \right) \right]. \quad (1.22)$$

В этом случае получается расчетная формула [23]

$$\frac{v_\tau}{v} = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{1 + 0,64\eta^2 [1 - \exp(-\eta/26)]^2} - 1 \right\}, \quad (1.23)$$

результаты расчета по которой мало отличаются от результатов расчета по уравнению (1.20).

Поскольку в теплообменных аппаратах с витыми трубами в качестве теплоносителя используются больше газы, то можно принять турбулентное число Прандтля

$$\operatorname{Pr}_\tau \approx 1. \quad (1.24)$$

Таким образом, выражения (1.16), (1.17), (1.19), (1.20), (1.21) и (1.24) позволяют замкнуть рассмотренную систему уравнений турбулентного пограничного слоя. Следует иметь в виду, что приведенный подход к расчету теплогидравлических характеристик пучка может быть использован в первом приближении.

Для определения величин v_τ и a_τ могут быть использованы эмпирические методы и полуэмпирические выражения. В работе [23] при получении выражений для v_τ и a_τ были использованы уравнения баланса турбулентности для промежуточной зоны пограничного слоя, где производство энергии турбулентности примерно равно диссипации

$$-\overline{u'v'} \frac{\partial u}{\partial y} \approx \frac{\nu}{2} \left[\left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v'_k}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v'_k}{\partial x_i} \right) \right]; \quad (1.25)$$

$$-\overline{v'I'} \frac{\partial I}{\partial y} \approx a \overline{\left(\frac{\partial I'}{\partial x_k} \frac{\partial I'}{\partial x_k} \right)}. \quad (1.26)$$

При этом принимается, что величины

$$\overline{u'v'} \approx \omega^2, \quad \overline{I'v'} \approx \sqrt{I'^2} \cdot \omega.$$

Правая часть (1.25) при малых числах Re

$$\left[\left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v'_k}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v'_k}{\partial x_i} \right) \right] \sim \frac{\nu \omega^2}{l^2},$$

где l — размер крупных вихрей при больших числах Re;

$$\left[\left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v'_k}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v'_k}{\partial x_i} \right) \right] \sim \frac{\nu_m \omega^2}{l^2},$$

где ν_m — эффективный кинематический коэффициент вязкости, определяющий воздействие на крупномасштабные пульсации более мелких турбулентных вихрей.

При произвольных числах Re примем

$$\left[\left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v'_k}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v'_k}{\partial x_i} \right) \right] \sim (\nu + \nu_m) \frac{\omega^2}{l^2}.$$

Аналогично

$$a \overline{\left[\frac{\partial I'}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial I'}{\partial x_k} \right]} \sim (a + a_m) \frac{\overline{I'^2}}{l^2}.$$

Примем

$$\nu_m = \alpha \nu_\tau, \quad a_m = \beta a_\tau, \quad (1.27)$$

где

$$\alpha, \beta = \text{const} (\alpha, \beta < 1).$$

После подстановки в (1.25) и (1.26) получим

$$k_1 \omega^2 \frac{\partial u}{\partial y} = A_1 (\nu + \alpha \nu_\tau) \frac{\omega^2}{l^2}; \quad (1.28)$$

$$k_2 \omega \sqrt{\overline{I'^2}} \frac{\partial I}{\partial y} = A_2 (a + \beta a_\tau) \frac{\overline{I'^2}}{l^2}, \quad (1.29)$$

где A_1, A_2, k_1, k_2 — константы.

Принимая $\alpha A_1/k_1 = 1$ и подставляя в (1.28) вместо du/dy величину $\frac{\tau/\rho}{\nu + \nu_\tau}$, из уравнения (1.28) окончательно получим

$$\frac{\nu_\tau}{\nu} = -\frac{1-\alpha}{2\alpha} + \sqrt{\left(\frac{1-\alpha}{2\alpha} \right)^2 + \left(\frac{l \sqrt{\tau/\rho^4}}{\nu} \right)^2}. \quad (1.30)$$

При $\frac{l \sqrt{\tau/\rho}}{\nu} \gg 1$ из уравнения (1.30) имеем $\nu_\tau/\nu \approx \frac{l \sqrt{\tau/\rho}}{\nu}$,

что совпадает с формулой Прандтля для турбулентного трения [55]. Наилучшие согласия с опытом формула (1.30) дает при $\alpha = 0,15$. Выражение для a_τ получается следующим образом. В выражение (1.29) подставляется значение $\frac{\partial \Gamma}{\partial y} = k_2 \omega \sqrt{\Gamma'} / a_\tau$.

$$\text{Тогда} \quad \frac{\omega^2}{a_\tau} = \frac{A_2}{k_2^2} (a + \beta a_\tau) \frac{1}{l^2}. \quad (1.31)$$

Среднее значение квадрата пульсационной скорости ω^2 можно выразить через v_τ :

$$-\overline{u'v'} = k_1 \omega^2 = v_\tau \frac{du}{dy},$$

но $du/dy = \tau/\rho (v + v_\tau)$. Тогда

$$\omega^2 = \frac{v_\tau \tau / \rho}{k_1 (v + v_\tau)}. \quad (1.32)$$

Из выражений (1.31), (1.32) и (1.29) при $\alpha A_1/k_1 = 1$, получим

$$\frac{a_\tau}{v} = -\frac{1}{2\beta Pr} + \sqrt{\frac{1}{4\beta^2 Pr^2} + \frac{1}{Pr_\tau^2} \frac{v_\tau}{v} \left(\frac{v_\tau}{v} + \frac{1}{\alpha} \right)}, \quad (1.33)$$

где $Pr_\tau = \sqrt{\beta k_1 A_2 / k_2}$ — турбулентное число Прандтля вдали от стенки. Вместо формулы для a_τ/v можно пользоваться связью [23]

$$Pr_\tau = \frac{v_\tau}{a_\tau} = \frac{v_\tau/v}{-\frac{1}{2\beta Pr} + \sqrt{\left(\frac{1}{2\beta Pr}\right)^2 + \frac{1}{Pr_\tau^2} \frac{v_\tau}{v} \left(\frac{v_\tau}{v} + \frac{1}{\alpha}\right)}}. \quad (1.34)$$

При $v_\tau/v \gg 1$, $Pr_\tau \approx \overline{Pr}_\tau$.

Изложенная теория может быть уточнена, если учесть диффузию турбулентности под влиянием только молекулярной вязкости. При этом «ламинарный подслой» у стенки исчезает. В этом случае получаются более точные результаты у стенки и уравнение для v_τ имеет вид [23]

$$\frac{l^4 v_\tau (\tau/\rho)^2}{(v + v_\tau)^2} - v_\tau \left(v_\tau + \frac{v}{\alpha} \right)^2 + \frac{y^4}{2a\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \rho v \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{v_\tau}{y^2} \left(v_\tau + \frac{v}{\alpha} \right) \right] \right\} = 0. \quad (1.35)$$

Без последнего члена (диффузионного) уравнения (1.35) и (1.30) совпадают. При расчете по (1.35) эмпирическая константа α несколько отличается от α , используемого в (1.30), и составляет $\alpha = 0,152$ [23].

Полуэмпирические теории могут быть использованы наравне с чисто эмпирическими методами, а также позволяют выяснить границы области применимости эмпирического подхода.

1.3. О методах расчета пограничного слоя

В межтрубном пространстве теплообменных аппаратов с витыми трубами распределение температуры стенки по длине и радиусу аппарата можно определить, используя различные методы расчета пристенного (пограничного) слоя, если задано внешнее течение. Внешнее течение, т. е. течение в ядре потока, определяется решением системы уравнений, приведенной в гл. 3, 4. В этом случае систему уравнений пограничного слоя, рассмотренную в предыдущем разделе, можно решить численно на ЭВМ. В качестве граничных условий должны быть заданы условия на стенке, условия вне пристенного слоя (распределение скорости, температуры и давления по длине) и профили скоростей и температур в начальном сечении пристенного слоя. В результате расчета пограничного слоя определяются поля скоростей и температур и распределения по длине величины теплового потока и трения на стенке.

Более простой и удобный метод, для уточнения которого легко использовать различные опытные данные (результаты исследований коэффициентов теплоотдачи и гидравлического сопротивления, полей скорости и температуры), основывается на приближенной замене исходной системы двумерных уравнений системой одномерных уравнений. Такой метод предложен в работе [23]. При этом одномерные уравнения решаются с использованием быстро сходящихся последовательных приближений (для расчета трения и теплообмена часто достаточно двух приближений). При переходе к одномерной задаче предполагается, что форма безразмерных профилей скорости и других величин в пограничном слое достаточно медленно изменяется по длине обтекаемого тела.

Распределение τ и q_0 находится с помощью уравнений (1.10) ... (1.12), а величина q — по выражению (1.15):

$$\tau = \tau_c - \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} y + \int_0^y \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} dy - u \int_0^y \frac{\partial \rho u}{\partial x} dy; \quad (1.36)$$

$$q_0 = q_c + \int_0^y \frac{\partial \rho u I_0}{\partial x} dy - I_0 \int_0^y \frac{\partial \rho u}{\partial x} dy, \quad (1.37)$$

при этом учитывается, что $dp/dx = \bar{\rho} \bar{u} d\bar{u}/dx$. Пренебрегая интегралами в правых частях этих уравнений, получим

$$\tau^* = \tau_c - \bar{\rho} \bar{u} \frac{d\bar{u}}{dx} y; \quad (1.38)$$

$$q_0^* = q_c. \quad (1.39)$$

На стенке ($y=0$)

$$\tau_c = \tau_c^*, \left(\frac{\partial \tau}{\partial y} \right)_c = \left(\frac{\partial \tau^*}{\partial y} \right)_c, \left(\frac{\partial^2 \tau}{\partial y^2} \right)_c = \left(\frac{\partial^2 \tau^*}{\partial y^2} \right)_c; \quad (1.40)$$

$$q_c = (q_0)_c = (q_0^*)_c, \left(\frac{\partial q_0}{\partial y} \right)_c = \left(\frac{\partial q_0^*}{\partial y} \right)_c; \left(\frac{\partial^2 q_0}{\partial y^2} \right)_c = \left(\frac{\partial^2 q_0^*}{\partial y^2} \right)_c. \quad (1.41)$$

Следовательно, на стенке величины τ и τ^* , q_0 и q_0^* , их первые и вторые производные совпадают между собой. Поэтому приближенное определение интегралов в (1.36), (1.37) приведет к ошибке только для области вдали от стенки, где эта ошибка не очень существенная, так как вдали от стенки величины u и I_0 мало изменяются, поскольку ν_T и a_T в этой области велики. Приближенно можно считать, что u/\bar{u} и $(I_0 - I_c)/(I_0 - I_c)$ зависят только от y/θ и y/θ , где θ и θ — толщины потери импульсов и энергии. Тогда производные по x от различных величин

чин, входящих под знаки интегралов в (1.36), (1.37), можно выразить через производные по y , например:

$$\frac{\partial u}{\partial x} \approx u \frac{1}{\bar{u}} \frac{d\bar{u}}{dx} - y \frac{du}{dy} \frac{1}{\vartheta} \frac{d\vartheta}{dx} \text{ и т. п. } \frac{1}{\vartheta} \frac{d\vartheta}{dx} \text{ и } \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dx}$$

можно найти из интегральных соотношений импульсов и энергии для пограничного слоя. Вынося из-под знаков интегралов некоторые средние значения плотности и сокращая их, принимая профили скоростей и I_0 подобными друг другу, т. е. $u/\bar{u} \approx (I_0 - I_c)/(\bar{I}_0 - I_c) \approx (y/\delta)^n$, где δ — толщина пограничного слоя, можно приближенно найти интегралы в формулах (1.36), (1.37) и получить

$$\tau \approx \tau_c \left[- \left(\frac{u}{\bar{u}} \right)^{2 + \frac{1}{n}} \right] - \bar{y} \bar{\rho} \bar{u} \frac{d\bar{u}}{dx} \left[1 - \left(\frac{u}{\bar{u}} \right)^2 \right]; \quad (1.42)$$

$$q_0 \approx q_c \left[1 - \left(\frac{I_0 - I_c}{\bar{I}_0 - I_c} \right)^{2 + \frac{1}{n}} \right]. \quad (1.43)$$

Уравнения (1.16), (1.17) при подстановке в них δ из (1.42) и $q = q_0 - u\tau$, где q_0 определяется по (1.43), и подстановке v_T и a_T , образуют систему из двух обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка с двумя неизвестными функциями от y : u и I , которые легко решаются численно с граничными условиями при $y=0$; $u=0$ и $I=I_c$. Таким образом, при известных I_c , \bar{u} , \bar{I}_0 , $d\bar{u}/dx$, q_c , τ_c расчет профилей u , I и других величин производится путем интегрирования выражений (1.16), (1.17) с использованием (1.42), (1.43) и рассмотренных ранее формул для v_T и a_T . Величина степени n в (1.42) и (1.43) задается на основании опытных данных.

При использовании этого приближенного метода расчета пристенного слоя вводятся безразмерные величины

$$\alpha = \frac{\tau_c}{\rho_x \bar{u}^2}; \quad (1.44)$$

$$\alpha_m = \frac{q_c}{\rho_x \bar{u} j_0}; \quad (1.45)$$

$$\left. \begin{aligned} z &= \frac{\bar{u} \rho_x \vartheta}{\mu_x \alpha}; \quad z_m = \frac{\bar{u} \rho_x \theta}{\mu_x \alpha_m}, \quad d \operatorname{Re}_x = \frac{\rho_x \bar{u} dx}{\mu_x}; \\ H &= \frac{1}{(\rho \vartheta)} \int_0^{\delta} \rho \left(1 - \frac{u}{\bar{u}} \right) dy; \quad H_p = \frac{1}{(\rho \vartheta)} \int_0^{\delta} \rho \left(1 - \frac{\bar{p}}{\bar{p}} \right) dx; \\ H_m &= \frac{1}{(\rho \theta)} \int_0^{\delta} \rho \frac{\bar{I}_0 - I}{\bar{j}_0} dy, \end{aligned} \right\} \quad (1.46)$$

$$\text{где} \quad (\rho \vartheta) = \int_0^{\delta} \rho \frac{u}{\bar{u}} \left(1 - \frac{u}{\bar{u}} \right) dy, \quad (\rho \theta) = \int_0^{\delta} \rho \frac{u}{\bar{u}} \frac{\bar{I}_0 - I_0}{\bar{I}_0 - I_c} dy. \quad (1.47)$$

$\rho_x = \rho_x(x)$ — некоторая характерная («средняя») плотность в рассматриваемом сечении пограничного слоя; $\mu_x = \text{const}$ — некоторое среднее (по сечению пограничного слоя и по всей длине обтекаемого тела) значение коэффициента вязкости среды; \bar{j}_0 — эффективный напор энтальпий:

$$\bar{j}_0 = \bar{I} + \psi \frac{\bar{u}^2}{2} - I_c, \quad (1.48)$$

где ψ — коэффициент восстановления. Величины H , H_Q и H_m зависят от формы профилей скоростей и энтальпий и от вида уравнений состояния среды.

Следующим этапом метода является подбор средних значений плотности и вязкости среды ρ_x и μ_x и среднего значения числа Прандтля Pr_x , чтобы зависимости между рассматриваемыми безразмерными параметрами стали бы приблизительно такими же, как и для жидкости с постоянными свойствами. Для жидкости с постоянными свойствами для вычисления профилей скоростей и $I-I_c$, а также τ_c , q_c и $I_{\text{форм}}-I_c$ по описанной методике нужно задать только \bar{u} , $d\bar{u}/dx$, $I-I_c$, $\bar{\theta}$, θ и свойства среды ρ , ν , a . Тогда связи между безразмерными параметрами для этого случая течения будут иметь вид

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha \left(z, \frac{\bar{\theta}}{\bar{u}} \frac{d\bar{u}}{dx} \right); \\ H &= H \left(z, \frac{\bar{\theta}}{\bar{u}} \frac{d\bar{u}}{dx} \right); \\ \psi &= \psi \left(z, z_m, \frac{\bar{\theta}}{\bar{u}} \frac{d\bar{u}}{dx}, Pr \right); \\ \alpha_m &= \alpha_m \left(z, z_m, \frac{\bar{\theta}}{\bar{u}} \frac{d\bar{u}}{dx}, Pr \right); \\ H_m &= H_m \left(z, z_m, \frac{\bar{\theta}}{\bar{u}} \frac{d\bar{u}}{dx}, Pr \right). \end{aligned} \quad (1.49)$$

Эти формулы могут находиться как с помощью расчётов, так и эмпирически.

Опытные зависимости для расчета теплоотдачи и гидравлического сопротивления в пучках витых труб в форме (1.49) будут получены в дальнейшем. Результаты расчетов при переменных свойствах среды приблизительно можно представить с помощью тех же формул путем выбора ρ_x , μ_x , Pr_x . В работе [23] показано, что при монотонном изменении свойств среды формулы при постоянных свойствах среды справедливы и для расчета при переменных свойствах, если принять

$$\rho_x = \rho_m^{0,82} \rho_*^{0,18}; \quad \mu = \mu_m; \quad Pr_x = Pr_m \quad (1.50)$$

при определяющих

$$\begin{aligned} I_m &= \frac{\bar{I}_0 + I_c}{2} - \left(\frac{\bar{u}}{2} \right)^2 / 2; \\ I_* &= \frac{3\bar{I}_0 + I_c}{4} - \left(\frac{3\bar{u}}{4} \right)^2 / 2. \end{aligned} \quad (1.51)$$

Изменение по длине аргументов z и z_m в формулах вида (1.49) находится из интегральных соотношений импульсов и энергии в [23]:

$$\frac{dz}{d Re_x} + \frac{z}{\alpha} \frac{d\alpha}{d Re_x} + (1 + H - H_\rho) \frac{z}{\bar{u}} \frac{d\bar{u}}{d Re_x} + \frac{z}{R} \frac{dR}{d Re_x} = 1; \quad (1.52)$$

$$\frac{dz_m}{d Re_x} + \frac{z_m}{\alpha_m} \frac{d\alpha_m}{d Re_x} + \frac{z_m}{\bar{j}_0} \frac{d\bar{j}_0}{d Re_x} + \frac{z_m}{R} \frac{dR}{d Re_x} = 1. \quad (1.53)$$

Для плоского случая $R = \text{const}$, $d Re_x = \frac{\rho_x \bar{u} dx}{\mu_x}$. Соотношения (1.52), (1.53) полностью замыкают систему уравнений для расчета пограничного слоя по этому

методу. Порядок расчета по рассмотренному приближенному методу приведен в [23]. Некоторые рекомендации по использованию этого метода расчета в пучках витых труб будут представлены в следующих разделах книги.

1.4. Подобие процессов при продольном обтекании пучка витых труб

Обычно при определении критериальных зависимостей, описывающих процессы теплообмена и гидродинамики в том или ином устройстве, требуется соблюдать требования геометрического, кинематического, динамического и теплового подобия. Эти зависимости функциональных связей между величинами, характеризующими исследуемые явления, определяются на основании теорий подобия и размерностей — в виде соотношения между безразмерными величинами — критериями подобия [45]. В ряде случаев можно, комбинируя теорию подобия с физическими соображениями и соображениями, полученными из опыта, получить минимальное число безразмерных параметров, отражающих в наиболее удобной форме основные эффекты, что облегчает проведение эксперимента.

Рассмотрим сначала задачу определения вида критериального уравнения для коэффициента гидравлического сопротивления в пучке витых труб, для чего необходимо провести анализ сил, действующих на поток жидкости и характеризующих ее движение. Задачу можно схематизировать следующим образом. Пучок витых труб и доля его поперечного сечения для прохода газа определяются либо заданием площади сечения F_n , либо заданием характерного линейного размера. В качестве характерного линейного размера для каналов сложной формы может быть принят эквивалентный диаметр, определенный по смоченному периметру $\Pi_{см}$, $d_s = 4F_n / \Pi_{см}$. Из эксперимента для каналов некруглого сечения и пучков стержней известно, что введение d_s обычно приводит к хорошему обобщению опытных данных. Особенность течения на начальном и концевом участке не учитываем. Движение теплоносителя — установившееся. Влияние неизотермичности течения и сжимаемости газа учитывать не будем. Свойство инерции характеризуется плотностью ρ , а свойство вязкости — коэффициентом вязкости μ . Влияние температуры рабочего тела на ρ и μ учитывается введением известных зависимостей. Движение жидкости определяется либо заданием расхода жидкости, либо заданием среднemasсовой (средней по сечению) скорости $u_{ср}$. Действие инерционного поля центробежных сил в пучке, создаваемого в масштабе радиуса витой трубы при течении теплоносителя по винтовым каналам, в геометрически подобных пучках учитывается выполнением условий: $s/d_s = idem$; $d/d_s = idem$; $s/d = idem$ и т. д. Тогда получим систему параметров: d_s , ρ , μ , $u_{ср}$ при трех независимых основных единицах измерения, для длины — метр, для массы — килограмм, для времени — секунда, на основании которой можно образовать одну безразмерную комбинацию:

$$Re_d = \frac{u_{ср} d_s \rho}{\mu} \quad (1.54)$$

Безразмерный коэффициент сопротивления в пучке витых труб $\xi = \left| \frac{dp_0}{dx} \right| \frac{2d_3}{\rho u_{cp}^2}$ является функцией критерия $Re_d \xi = \xi(Re_d)$.

Если рассматривать геометрически неподобные пучки витых труб с разной пористостью m , числом труб n , со значительной разницей в величинах s/d , s/d_3 , h/d_3 , d/d_3 и т. п., где h — минимальный размер овального профиля, то критериальная зависимость будет иметь вид

$$\xi = \xi \left(Re_d, \frac{d}{d_3}, \frac{s}{d_3}, \frac{h}{d_3}, n \dots \right).$$

Получение таких зависимостей из эксперимента представляет большие трудности.

Приближенное гидродинамическое подобие при течении теплоносителя в пучке витых труб в условиях отсутствия геометрического подобия, видимо, можно обеспечить, если использовать в качестве параметра, характеризующего особенности течения в пучке, максимальные значения ускорения поля центробежных сил $g_{ц.м}$.

В этом случае для стабилизированного, установившегося турбулентного течения несжимаемой жидкости при условиях, близких к изотермическим, получим следующую систему параметров: d_3 , ρ , μ , u_{cp} , $g_{ц.м}$, на основании которой можно образовать две безразмерные комбинации: число Рейнольдса (1.54) и критерий $Fr_{ц} = u_{cp}^2 / g_{ц.м} d_3$, характеризующий действие центробежных сил на поток в пучке. Коэффициент ξ , зависящий от указанных пяти параметров, является функцией определяющих критериев Re_d и $Fr_{ц}$: $\xi = \xi(Re_d, Fr_{ц})$.

Если предположить, что поток теплоносителя в винтовых каналах труб закручивается по закону твердого тела $u_{\tau} r^{-1} = \text{const}$, то максимальное значение тангенциальной составляющей скорости $u_{\tau м}$ будет связано с определяющей скоростью u_{cp} зависимостью $u_{\tau м} = \frac{\pi d u_{cp}}{s}$. Поскольку ускорение в поле центробежных сил

равно $g_{ц.м} = \frac{2u_{\tau м}^2}{d}$, то критерий, характеризующий поле центробежных сил в пучке спирально закрученных труб, можно привести к виду $Fr_{ц} = \frac{s^2}{2\pi^2 d d_3}$, когда он является функцией только геометрических размеров витых труб и пучка. Таким образом, критерий $Fr_{ц}$, или модифицированный критерий

$$Fr_{м} = \frac{s^2}{d d_3} \quad (1.55)$$

представляет собой комплексную геометрическую характеристику пучка витых труб, определяющую особенности течения в пучке. Тогда критериальное уравнение для ξ в геометрически неподобных

пучках витых труб будет иметь вид

$$\xi = \xi(\text{Re}_d, \text{Fr}_m). \quad (1.56)$$

Эта зависимость должна быть определена из эксперимента.

При изучении распределений полей скорости помимо указанных пяти параметров необходимо ввести координаты точек пространства. Тогда для участка стабилизированного течения будем иметь следующую критериальную зависимость:

$$\frac{\bar{u}}{u} = f\left(\text{Re}_d, \text{Fr}_m, \frac{y}{d_s}\right), \quad (1.57)$$

где \bar{u} — максимальная скорость потока.

Поскольку вторичная циркуляция потока, возникающая в поле центробежных сил, приводит к образованию ядра потока и тонкого пристенного слоя на витых трубах, эффективная толщина которого δ должна зависеть от критерия Fr_m , то можно предположить, что введение в качестве характерного размера пучка величины δ приведет к получению универсальных критериальных зависимостей вида

$$\xi = \xi(\text{Re}_\delta); \quad (1.58)$$

$$\frac{u}{\bar{u}} = f\left(\text{Re}_\delta, \frac{y}{\delta}\right), \quad (1.59)$$

где

$$\text{Re}_\delta = \frac{u_{\text{ср}} \rho \delta}{\mu}. \quad (1.60)$$

Как будет показано в дальнейшем, введение величины δ позволяет представить опытные данные по ξ , Nu , полям скорости и температуры в таком виде, когда наглядно подтверждается справедливость гидродинамической теории теплообмена и оказывается возможным использовать методы расчета пограничного слоя в рассматриваемом случае течения.

Из выражений (1.58) и (1.59) следует, что воздействие критерия Fr_m на ξ и $\frac{u}{\bar{u}}$ проявляется только через посредство интегральной геометрической характеристики пучка — толщины пристенного слоя δ , входящей в критерий Re_δ . Это упрощает зависимости для коэффициента гидравлического сопротивления и профиля скорости. Однако при этом необходимо дополнительно определить из эксперимента связь:

$$\frac{\delta}{d_s} = \varphi(\text{Fr}_m). \quad (1.61)$$

Из выражений (1.58), (1.59), (1.61) следует, что в ряде случаев можно расширить возможности моделирования, получить более ясное понимание физической картины протекания процессов теплообмена и гидродинамики в пучках витых труб и разработать более общие методы расчета трения и теплообмена.

Для геометрически неподобных пучков витых труб при введении величины $g_{ц}$ задача определения вида критериального уравнения для теплоотдачи также упрощается.

Искомый коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{q}{T_c - T_n} \quad (1.62)$$

является функцией следующих параметров: $d_э$, ρ , μ , $u_{ср}$, $g_{ц}$, характеризующих движение жидкости, и параметров, характеризующих свойство теплопроводности жидкости λ и свойство теплоемкости жидкости c_p . Тогда будем иметь следующую систему параметров: α , $d_э$, ρ , μ , $u_{ср}$, $g_{ц}$, λ , c_p при четырех независимых основных единицах измерения: метр, килограмм, секунда, градус, на основании которой можно образовать четыре безразмерные комбинации:

$$\text{критерий Нуссельта } Nu = \frac{\alpha d_э}{\lambda},$$

$$\text{критерий Прандтля } Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda},$$

$$\text{критерий Рейнольдса } Re = (1.54) \text{ и критерий } Fr_m = (1.55).$$

Искомая критериальная зависимость для участка стабилизированного течения при условиях, близких к изотермическим, будет иметь вид

$$Nu_d = Nu(Re_d, Fr_m, Pr), \quad (1.63)$$

а введение в качестве определяющего размера величины δ , определяемой выражением (1.61), позволяет в этом случае получить следующую функциональную связь:

$$Nu_\delta = Nu(Re_\delta, Pr), \quad (1.64)$$

где

$$Nu_\delta = \frac{\alpha \delta}{\lambda}. \quad (1.65)$$

В случае учета особенностей течения на начальном участке пучка необходимо в критериальные зависимости (1.56), (1.58), (1.63), (1.64) ввести безразмерную продольную координату, отсчитываемую от входа в пучок $x/d_э$, или x/δ , в качестве определяющего параметра. Влияние неизотермичности течения на теплоотдачу и гидравлическое сопротивление обычно учитывается введением в критериальное уравнение температурного фактора T_c/T_n в качестве определяющего критерия.

Для получения критериальной зависимости, описывающей поля температур в пристенном слое на участке стабилизированного течения, помимо параметров: $d_э$, ρ , μ , $u_{ср}$, $g_{ц}$, λ , c_p , необходимо ввести поперечную координату « y », отсчитываемую по нормали к стенке трубы. Тогда получим связи:

$$\frac{T_c - T}{T_c - \bar{T}} = \psi \left(Re_d, Fr_m, Pr, \frac{y}{d_э} \right); \quad (1.66)$$

$$\frac{T_c - T}{T_c - \bar{T}} = \psi \left(Re_\delta, Pr, \frac{y}{\delta} \right), \quad (1.67)$$

где \bar{T} — температура жидкости на внешней границе пристенного слоя.

Установленный на основании теории подобия и размерности вид критериальных зависимостей, описывающих процессы теплоотдачи и трения, отличается от вида аналогичных зависимостей для круглых труб. Это отличие определяется действием на поток в пучке витых труб поля центробежных сил, что приводит к появлению дополнительного критерия динамического подобия (1.55), который либо непосредственно входит в функциональные связи, либо посредством введения характерного размера δ , определяемого выражением (1.61). Представление опытных данных по теплообмену и гидродинамике в пучках витых труб в виде предложенных критериальных зависимостей расширяет возможности моделирования процессов теплообмена и гидродинамики и сокращает объем экспериментальных исследований, необходимый для их установления.

1.5. Содержание проблемы и методы ее решения

В книге рассматривается проблема, связанная с разработкой и расчетом компактных теплообменных аппаратов, предназначенных для авиационной техники, в которых интенсификация процессов переноса тепла и количества движения достигается путем закрутки потока в каналах сложной формы, образованных витыми трубами. Для выполнения теплогидравлических расчетов с учетом межканального перемешивания теплоносителя в межтрубном пространстве аппарата необходимо выполнить комплекс исследований по структуре турбулентного потока, полям скорости и температуры, теплообмену, определению эффективных коэффициентов турбулентной теплопроводности и вязкости для различных конструктивных схем теплообменных аппаратов.

Учитывая сложный характер течения в пучках витых труб, а также невозможность строго аналитического решения задачи, математический аппарат целесообразно привлекать только при рассмотрении различных физических обоснованных моделей течения, которые базируются на опытных закономерностях протекающих процессов. Для замыкания систем дифференциальных уравнений, описывающих течение в рамках принятых моделей, в работе большое внимание уделяется вопросу получения зависимостей эффективных коэффициентов переноса от определяющих критериев подобия. Разработанные методы приближенного замыкания уравнений для различных областей течения (в ядре потока и в пристенном слое) экспериментально обосновываются на модельных экспериментальных установках. При этом большое внимание уделяется расширению возможности моделирования и переносу данных, полученных в одних условиях, например, для несжимаемой жидкости, для расчета пучков витых труб в других условиях, например, при переменных физических свойствах однородной среды. При получении критериальных зависимостей для расчета коэффициентов

теплоотдачи, гидравлического сопротивления, эффективных коэффициентов вязкости, теплопроводности и диффузии была разработана теория подобия и размерностей для геометрически неподобных пучков витых труб, были разработаны оригинальные методы исследования, что позволило выделить исследуемые эффекты в наиболее чистом виде. Поскольку исследование теплогидравлических характеристик в пучках витых труб проводилось впервые, очень важно было обосновать характер их протекания от определяющих критериев подобия с помощью термоанемометрических исследований осредненного и пульсационного движения в пучке, а также анализируя энергетические спектры турбулентности. Это увеличивает надежность полученных результатов.

В работе экспериментальные и теоретические методы решения проблемы хорошо дополняют друг друга. Так, теоретические методы исследования и расчета полей температур теплоносителя и скорости потока в пучках витых труб обосновываются совпадением расчетных и экспериментальных результатов на модельных установках. Полученные экспериментальные результаты позволили разработать методы расчета эффективности теплообменных аппаратов с витыми трубами различных конструктивных схем. Использование методов расчета пограничного слоя позволило привести полученные опытные данные по теплообмену и гидравлическому сопротивлению к универсальному виду.

Экспериментальные методы исследования, которые применялись при выполнении данной работы, позволили установить границы режимов течения для закрученных потоков в пучках витых труб, а также границы использования полученных критериальных зависимостей для расчета теплообмена, гидравлического сопротивления и коэффициентов турбулентного переноса.

Глава 2

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОВ В ПУЧКАХ ВИТЫХ ТРУБ

2.1. Особенности экспериментального исследования потоков, обтекающих витые поверхности

Течение теплоносителя в межтрубном пространстве теплообменного аппарата с витыми трубами является весьма сложным. Поэтому известные методы экспериментального исследования теплообмена, переносных свойств и структуры потока, которые используются при изучении этих процессов в круглых трубах или плоских каналах, в пограничном слое и для других хорошо исследованных случаев течения, в пучках витых труб в чистом виде не могут быть применены.

Так, использование метода термоанемометра для исследования структуры потока в пучке витых труб из-за стесненности меж-

трубного пространства, высокого уровня турбулентности, более широкого спектра частот энергосодержащих вихрей, по сравнению с прямым каналом круглого или плоского сечения, потребовало разработки специального термоанемометрического датчика с наклонной нитью и с вмонтированной трубкой Пито, уточнения термоанемометрического уравнения и настройки термоанемометрической аппаратуры «DISA» на существенно более широкий спектр частот (50 000 Гц), по сравнению с настройкой в круглом канале (20 000 Гц). В то же время в связи с отсутствием каких-либо данных по структуре потока в пучках витых труб возникла необходимость в тщательной тарировке датчиков и аппаратуры, а также проверке надежности полученных данных при методических экспериментах в круглых трубах и сопоставлении их с хорошо известными данными различных авторов.

Эта особенность экспериментального исследования спирально закрученных потоков в пучках витых труб нашла свое отражение и при определении характеристик теплообмена и других процессов переноса. При использовании трубки полного давления необходимо было уделить большое внимание выбору ее геометрических характеристик. При этом требовалось, чтобы трубка обладала небольшой чувствительностью к углам скоса потока. Это было достигнуто выбором относительной величины отверстия $d_{вн}/d_n = 0,834$ и формой носика трубки, который вблизи отверстия не был скругленным. В этом случае величины полных давлений оставались неизменными при углах скоса потока, равных $\varphi \approx 0,0834\pi$, что больше углов скоса потока для исследованных пучков витых труб.

Таким образом, при размещении трубки Пито на координатнике так, чтобы ось трубки была перпендикулярна поперечному сечению пучка, практически в каждой точке потока измерялась величина полного давления p_n . Приемники статического давления в сечении, где измерялась p_n , размещались равномерно по периферии корпуса экспериментального участка. Измеряемый U-образным манометром динамический напор $\frac{\rho V^2}{2} = p_n - p$ позволял по

известному профилю плотности ρ в потоке определить значение модуля вектора скорости потока V в каждой точке. Эту скорость можно считать средней во времени, так как частота пульсаций измеряемых величин была значительно выше, чем собственные частоты прибора.

При исследовании коэффициента гидравлического сопротивления в пучке витых труб, хотя и можно было воспользоваться общепринятой методикой экспериментального исследования, необходимо было учесть особенности течения. Для увеличения надежности опытных данных требовалось также провести отладку экспериментальной установки и методики эксперимента на круглых трубах. Опыты на трубках, проведенные на воздухе при $Re = 2 \cdot 10^3 - 8,2 \cdot 10^4$ и $M \leq 0,6$, показали, что трубки являются гидравлически гладкими и что коэффициент трения подчиняется закону Блазиуса. Отлаженная таким образом установка и система измерений позво-

дана получить результаты по коэффициенту сопротивления в пучках витых труб с предельной погрешностью $\pm 8\%$. Особенностью экспериментального исследования коэффициента гидравлического сопротивления является учет влияния поля поперечных составляющих скорости на показания датчиков статического давления. Поэтому в опытах датчики статического давления размещались в основном в местах, где полный вектор скорости в ядре потока был параллелен образуемой кожуха или трубки.

Сложная картина течения, связанная с наличием мест касания соседних труб, периодическое взаимодействие по длине пучка спиральных потоков в винтовых каналах то друг с другом, то с потоком в сквозных каналах, приводит также к периодическому изменению коэффициента теплоотдачи по длине витой трубы. Эта особенность должна быть учтена при экспериментальном исследовании как при размещении термопар, измеряющих температуру стенки витой трубы, так и путем разработки специального подвижного термопарного зонда для измерения распределения температуры стенки по длине трубы в различных точках ее периметра. Этот зонд размещался внутри витых труб, корольки термопар которого прижимались к стенке трубы специальным прижимным устройством.

Особенность экспериментального исследования теплоотдачи связана также с измерением температуры потока на выходе из пучка витых труб на установках с открытым осесимметричным выходом. В этом случае измерялась не среднемассовая температура, а поле температур, по которому рассчитывалась среднемассовая температура на выходе из пучка. В ряде случаев локальное значение коэффициента теплоотдачи при неравномерном поле тепловыделения определялось по температуре потока, измеренной на внешней границе пристенного слоя.

Особенности экспериментального исследования переносных свойств потока обуславливались выбором определенных моделей течения. Так, при использовании гомогенизированной модели течения эффективные коэффициенты турбулентной диффузии в пучке витых труб определялись, абстрагируясь от реального пучка и считая, что в цилиндрическом канале, равном диаметру кожуха, течет гомогенизированная среда с распределенными источниками тепловыделения и гидравлического сопротивления. В этом случае, используя известный метод диффузии от неподвижного точечного источника тепла в поле равных скоростей, необходимо было ввести коррективы, учитывающие реальность витых труб. Это привело к необходимости сделать источник диффузии подвижным, а измерения полей температуры и скорости производить в одном выходном сечении пучка. При этом выбор размера источника диффузии был подчинен требованию, чтобы свойства исследуемого потока и индикаторного газа были идентичны.

В случае использования метода диффузии тепла от линейного источника в чистом виде также не учитывались бы особенности формирования температурной неравномерности в пучке, так как

основные механизмы переноса начинали бы действовать только при развитии температурного следа до радиального размера, включающего 7—19 труб. Это потребовало бы весьма больших длин экспериментального участка. Поэтому этот метод был трансформирован, и в качестве источника диффузии тепла использовалась система линейных источников. При этом число нагреваемых витых труб изменялось от 7 до 37 при моделировании осесимметричной и асимметричной неравномерности тепловыделения.

Особенность экспериментального исследования межканального перемешивания в пучке витых труб была также связана с учетом особенности течения закрученных потоков на измеряемые поля температуры и скорости. При измерениях учитывалась принятая модель течения. Поэтому измерения температуры и скорости производились в основном вне пристенного слоя. При этом учитывалось влияние формы зоны нагрева, а также производился подбор труб для этой зоны по величине омического сопротивления. Для реализации метода диффузии от системы линейных источников тепла необходимо было предусмотреть электрическую изоляцию зоны нагрева от ненагреваемых труб пучка.

Более подробно отдельные особенности экспериментального исследования процессов теплообмена и гидродинамики будут изложены в разделах, посвященных изучению этих процессов.

2.2. Методы изучения полей скорости и турбулентной структуры потока

Исследование полей скорости и турбулентной структуры потока в пучках витых труб необходимо проводить на крупномасштабных моделях с большим максимальным размером овала профильных труб. В этом случае можно использовать для измерения полного вектора скорости трубку полного напора и датчики для измерения составляющих вектора скорости методом термоанемометра постоянной температуры «DISA» не только в ядре потока, но и в пристенном слое витых труб [8, 9, 15, 16]. Обычно использовались трубки полного напора малого диаметра и не чувствительные к углам скоса потока до $\varphi \approx 0,0834\pi$. Динамический напор измерялся наклонным U-образным дифманометром по формуле

$$\frac{\rho V^2}{2} = p_n - p. \quad (2.1)$$

Трубка полного напора и другие датчики устанавливались на координатном механизме.

Методика исследования составляющих полного вектора скорости в трехмерном потоке в пучке витых труб основывается на использовании миниатюрного вращающегося зонда термоанемометра оригинальной конструкции с наклонной нитью, который позволил производить измерения в стесненном межтрубном пространстве теплообменника (рис. 2.1) [9]. При использовании датчика с одной нитью устранялись также трудности, связанные с различ-

ем характеристик разных нитей в многониточных датчиках, и повышалась точность измерений. Поворотом датчика вокруг продольной оси проводились измерения в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Наклон нити к оси датчика был равен 45° . Вместе с датчиком монтировалась трубка полного напора для измерения модуля вектора скорости.

Измерения и расчет осредненных и пульсационных составляющих скорости трехмерного потока производились в отдельности в условиях отсутствия ограничений по углу, характеризующему направление вектора скорости, и при высоком уровне турбулентности потока. Исходное термоанемометрическое уравнение, связывающее мгновенное значение вектора скорости V :

$$V^2 = u^2 + v^2 + w^2, \quad (2.2)$$

с мгновенным значением падения напряжения на нити E имело вид

$$E^2 = E_0^2 + B(\rho V)^c (\sin^2 \varphi + k^2 \cos^2 \varphi)^{c/2}, \quad (2.3)$$

где B , c и k^2 слабо зависят от скорости. Уравнение (2.3) для наклонной нити получено с помощью эмпирической зависимости [9]

$$\text{Nu} \left(\frac{T_c + T_n}{2T_n} \right)^{-0,17} = a + B \text{Re}^c, \quad (2.4)$$

где скорость, входящая в число Re , определяется формулой:

$$V_{ef}^2 = V_{\varphi=90^\circ}^2 (\sin^2 \varphi + k^2 \cos^2 \varphi). \quad (2.5)$$

Дифференцируя уравнение (2.3) и возводя в квадрат, получим исходное уравнение для расчета турбулентных напряжений и осредненных составляющих вектора скорости [9]

$$\left(\frac{2E}{E^2 - E_0^2} \right)^2 dE^2 = \frac{c^2}{V^2} \left[(dV)^2 + 2 \frac{1 - k^2}{\text{tg} \varphi + k^2 \text{ctg} \varphi} V dV d\varphi + \left(\frac{1 - k^2}{\text{tg} \varphi + k^2 \text{ctg} \varphi} \right)^2 (V d\varphi)^2 \right]. \quad (2.6)$$

Поскольку

$$E = \bar{E} + e', \quad u = \bar{u} + u',$$

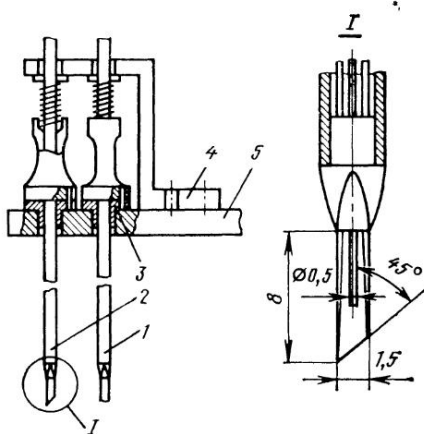


Рис. 2.1. Термоанемометрические датчики с наклонной и прямой нитью, смонтированные на одной державке:

1, 2 — корпус; 3 — центрирующая втулка; 4 — скоба; 5 — державка

$$v = \bar{v} + v', \quad \omega = \bar{\omega} + \omega', \quad (2.7)$$

$$\varphi = \bar{\varphi} + \varphi',$$

то выражение (2.6) можно представить в виде

$$\left[\frac{\bar{E}^2 - E_0^2 + 2\bar{E}e' + \bar{e}'^2}{B\rho^c} \right]^{2/c} = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{\omega}^2 + \bar{u}'^2 + \bar{v}'^2 + \bar{\omega}'^2 + 2\bar{u}u' + 2\bar{v}v' + 2\bar{\omega}\omega') [\sin^2(\bar{\varphi} + \varphi') + k^2 \cos^2(\bar{\varphi} + \varphi')]. \quad (2.8)$$

Уравнение (2.8) позволяет найти связь измеренных в эксперименте величин \bar{E} и $\sqrt{\bar{e}'^2}$ с исходными величинами составляющих вектора скорости. Поскольку величина $\sqrt{\bar{e}'^2}/(E - E_0) < 0,1$ (из опыта), левую часть уравнения (2.8) можно разложить в ряд. Тогда после осреднения и отбрасывания членов более высоких порядков получим

$$\left[\frac{\bar{E}^2 - E_0^2 + 2\bar{E}e' + \bar{e}'^2}{B\rho^c} \right]^{2/c} = \left(\frac{\bar{E}^2 - E_0^2}{B\rho^c} \right)^2 \left(1 + \frac{2\bar{e}'^2}{c(\bar{E}^2 - E_0^2)} \right) \times \\ \times \left[1 + \left(\frac{2}{c} - 1 \right) \frac{2\bar{E}^2}{\bar{E}^2 - E_0^2} \right]. \quad (2.9)$$

Правую часть уравнения (2.8) с учетом малости флуктуаций φ' , пренебрегая членами третьего и более высокого порядка малости, можно привести к виду

$$(\sin^2 \bar{\varphi} + k^2 \cos^2 \bar{\varphi}) [(\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{\omega}^2) (1 + k^2 \bar{\varphi}'^2 \sin^2 \bar{\varphi} + \bar{\varphi}'^2 \cos^2 \bar{\varphi}) + \\ + \bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{\omega}^2 + 2(1 - k^2)^2 \frac{\sin \bar{\varphi} \cos \bar{\varphi}}{\sin^2 \bar{\varphi} + k^2 \cos^2 \bar{\varphi}} \times \\ \times (\bar{u}u'\varphi' + \bar{v}v'\varphi' + \bar{\omega}\omega'\varphi')]. \quad (2.10)$$

Множитель в квадратных скобках выражения (2.10) обозначим Q . Этот множитель, как показали опыты, практически не зависит от угла $\bar{\varphi}$. Тогда уравнение (2.8) будет иметь вид

$$F_i = (\sin^2 \bar{\varphi}_i + k^2 \cos^2 \bar{\varphi}_i) Q B^{2/c} \rho^2, \quad (2.11)$$

$$\text{где } F_i = (\bar{E}_i^2 - E_0^2)^{2/c} \left\{ 1 + \frac{2\bar{e}'^2}{c(\bar{E}_i^2 - E_0^2)} \left[1 + \left(\frac{2}{c} - 1 \right) \frac{2\bar{E}_i^2}{\bar{E}_i^2 - E_0^2} \right] \right\}. \quad (2.12)$$

Индекс « i » означает положение датчика относительно плоскостей, в которых проводятся измерения. Номера измерений в плоскости xy — 1 и 3, в xz — 2 и 4 (рис. 2.2). В состав левой части уравнения (2.11) входят величины, которые либо непосредственно измеряются в эксперименте \bar{E}_i , $\sqrt{\bar{e}'^2}$, либо определяются из тарировки c , E_0 , а член правой части уравнения (2.11) $Q \cdot B^{2/c} \rho^2$ не зависит от

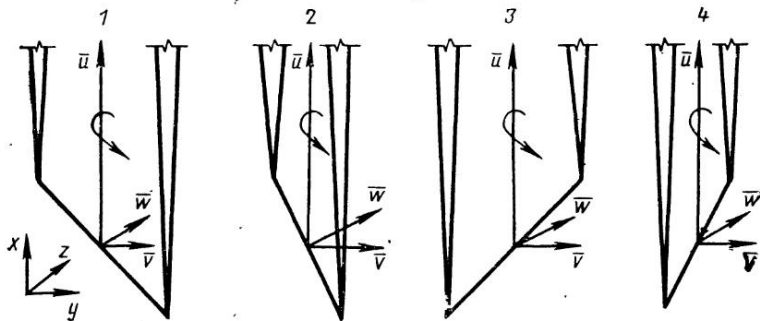


Рис. 2.2. Схема взаимного положения датчика и составляющих вектора скорости при вращении датчика с наклонной нитью в двух взаимно перпендикулярных плоскостях:

1, 3 — положение в плоскости XOY ; 2, 4 — положение в плоскости XOZ

угла $\bar{\varphi}$ и его можно исключить, проводя измерения в двух взаимно перпендикулярных плоскостях:

$$F_1/F_3 = F_{xy} = \frac{\sin^2 \bar{\varphi}_1 + k^2 \cos^2 \bar{\varphi}_1}{\sin^2 \bar{\varphi}_3 + k^2 \cos^2 \bar{\varphi}_3}; \quad (2.13)$$

$$F_2/F_4 = F_{xz} = \frac{\sin^2 \bar{\varphi}_2 + k^2 \cos^2 \bar{\varphi}_2}{\sin^2 \bar{\varphi}_4 + k^2 \cos^2 \bar{\varphi}_4}. \quad (2.14)$$

Углы $\bar{\varphi}_i$ можно выразить через составляющие вектора скорости (рис. 2.3)

$$\cos \bar{\varphi}_{1,3} = (\bar{u} \cos \alpha_{1,3} - \bar{v} \sin \alpha_{1,3}) / \bar{V}; \quad (2.15)$$

$$\cos \bar{\varphi}_{2,4} = (\bar{u} \cos \alpha_{2,4} - \bar{w} \sin \alpha_{2,4}) / V. \quad (2.16)$$

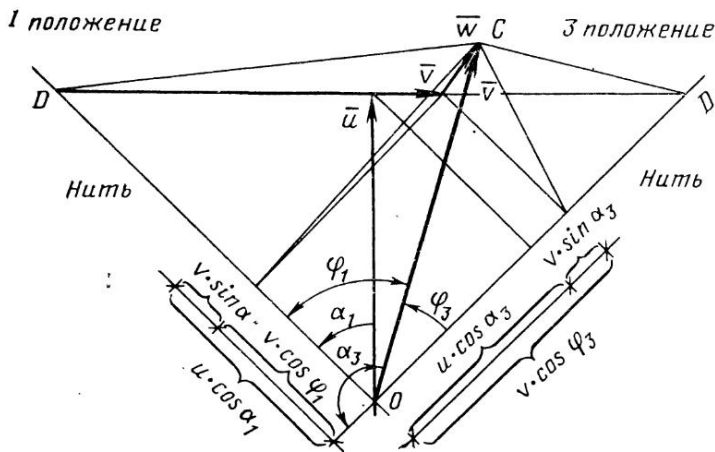


Рис. 2.3. Связь составляющих вектора скорости с положением датчика

Тогда, исключая из выражений (2.13), (2.14) углы φ_i и учитывая (2.2), получим систему уравнений для расчета осредненных составляющих вектора скорости, которая включает наряду с (2.2) уравнения:

$$\bar{V}^2 = (1 - k^2) \left[\frac{F_{xy} + 1}{F_{xy} - 1} \bar{u}\bar{v} - \frac{1}{2} (\bar{u}^2 - \bar{v}^2) \right]; \quad (2.17)$$

$$\bar{V}^2 = (1 - k^2) \left[\frac{F_{xz} + 1}{F_{xz} - 1} \bar{u}\bar{v} - \frac{1}{2} (\bar{u}^2 - \bar{w}^2) \right]. \quad (2.18)$$

Модуль вектора скорости \bar{V} определяется независимо путем измерения с помощью трубки полного напора, мало чувствительной к углам скоса потока в пределах $\pm 0,0834\pi$.

Уравнение для расчета турбулентных напряжений, обусловленных пульсационным движением, можно получить, определив связи между дифференциалами dV , $d\varphi$ и составляющими вектора скорости, подставив их выражения в исходное уравнение (2.6) и проводя соответствующие упрощения:

$$\left(\frac{2\bar{E}}{\bar{E}^2 - E_0^2} \right) e'^2 = \frac{c^2}{\bar{V}^2} (k_{11}\bar{u}'^2 + k_{12}\bar{u}'\bar{v}' + k_{13}\bar{u}'\bar{w}' + k_{22}\bar{v}'^2 + k_{23}\bar{v}'\bar{w}' + k_{33}\bar{w}'^2). \quad (2.19)$$

Коэффициенты k_{11} , k_{12} , k_{13} , k_{22} , k_{23} , k_{33} в выражении (2.19) для различных положений датчика в плоскостях xy , xz рассчитывались по формуле работы [60].

В итоге имеем систему из 4 уравнений типа (2.19), которые включают в себя шесть неизвестных: \bar{u}'^2 , \bar{v}'^2 , \bar{w}'^2 , $\bar{u}'\bar{v}'$, $\bar{u}'\bar{w}'$, $\bar{v}'\bar{w}'$. Для решения этой системы необходимо исключить два неизвестных или определить их другим путем. Это можно сделать следующим образом. Из серии наладочных экспериментов обнаружено, что во всех исследованных случаях коэффициент k_{33} на порядок меньше других и, следовательно, член $k_{33}\bar{w}'^2$ в уравнении (2.19) сравнительно слабо влияет на точность последнего [9]. Таким образом, очевидно, что в первом приближении \bar{w}'^2 , входящее в систему уравнений типа (2.19), можно рассчитать из зависимости $\bar{w}'^2/\bar{u}'^2 = f(y/\delta)$, полученной на основании расчетных данных работы [3]. Продольную пульсационную составляющую скорости можно определить из измерений прямым датчиком. Расчет при этом проводится по формуле

$$\bar{u}'^2 = \frac{\bar{u}^2}{c^2} \left(\frac{2\bar{E}}{\bar{E}^2 - E_0^2} \right)^2 e'^2. \quad (2.20)$$

Таким образом, четырех уравнений типа (2.19) совместно с уравнением (2.20) вполне достаточно для определения пяти неизвестных: \bar{u}'^2 , \bar{v}'^2 , $\bar{u}'\bar{w}'$, $\bar{u}'\bar{v}'$, $\bar{v}'\bar{w}'$. Величину \bar{w}'^2 , как уже отме-

чалось, определяем приближенно, пользуясь результатами работы [3]. Формула (2.20) является частным случаем зависимости (2.6) при $\varphi = \pi/2$ и может быть приведена к виду

$$\frac{\sqrt{\bar{u}'^2}}{\bar{u}} = \frac{\sqrt{e'^2}}{c} \left(\frac{2\bar{E}}{\bar{E}^2 - E_0^2} \right). \quad (2.21)$$

Константы E_0 , c и k^2 определяются из тарировочных опытов. Величина E_0 определялась при закрытом датчике ($\bar{u} = 0$). Величины c , k^2 определялись в интервале скоростей, характерном для пучков витых труб в отличие от работы Вебстера, где рекомендуется принимать $k^2 = \text{const}$. При определении показателя c использовался закон Колли для нити с постоянной величиной перегрева в потоке с постоянной температурой:

$$\bar{E}^2 - E_0^2 = B (\rho \bar{u})^c, \quad (2.22)$$

а при определении коэффициента угловой чувствительности k^2 выражение (2.3).

Тарировка датчиков проводилась на круглой трубе диаметром 90 мм и длиной более 4 м, на выходе из которой устанавливалось сопло Витошинского, обеспечивающее равномерное поле скоростей [9].

Точность измерения продольной составляющей и полного вектора скорости определялась среднеквадратической погрешностью не более 3%. Среднеквадратическая погрешность измерения тангенциальной и радиальной осредненных составляющих скорости и продольной пульсационной составляющей скорости не превышала 10%.

Изложенный метод исследования структуры потока позволяет проводить измерения осредненных составляющих вектора скорости в условиях, когда поперечные составляющие скорости составляют заметную величину от продольной составляющей скорости, а также при высоком уровне турбулентности исследуемого потока.

2.3. Методы исследования поперечного перемешивания теплоносителя

Перемешивание теплоносителя в пучке витых труб можно исследовать различными методами. В данной работе использовались два метода. Метод диффузии тепла, основанный на статическом лагранжевом описании турбулентного поля при изучении истории движения индивидуальных частиц, непрерывно испускаемых точечным источником, а также метод диффузии от линейных источников тепла, основанный на эйлеровом описании турбулентного течения, рассматривая движение частиц в функции времени и координат точек пространства, по отношению к которому происходит движение среды.

Метод диффузии тепла или вещества в поле равных скоростей от точечного неподвижного источника широко использовался для

измерения коэффициента турбулентной диффузии D_t и интенсивности турбулентности ϵ на оси круглой трубы [54]. При этом коэффициент D_t и значение ϵ определялись из предельных решений уравнений Тейлора для однородной и изотропной турбулентности:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \bar{y}^2 \right) = \int_{t_0}^t \overline{v_1(t_0) v_1(t')} dt', \quad (2.23)$$

которые для малых и больших времен диффузии соответственно имеют вид

$$\bar{y}^2 = \frac{v_1^2}{u^2} x^2; \quad (2.24)$$

$$\bar{y}^2 = 2 \frac{D_t}{u} (x - x_0). \quad (2.25)$$

Прямая (2.25) выражает постоянство коэффициента диффузии и является уравнением асимптоты к экспериментальной кривой $\bar{y}^2 = \bar{y}^2(x)$. Поэтому коэффициент D_t/u , определенный таким методом, — асимптотический коэффициент диффузии.

Использование этого метода в пучке витых труб оправдывается совпадением экспериментальных распределений температуры при диффузии нагретых частиц с гауссовским распределением, поскольку величина среднестатистического квадрата перемещения частиц \bar{y}^2 , полученная из теории Тейлора, равна \bar{y}^2 , вычисленной из экспериментального распределения, которое подчиняется закону Гаусса.

Метод диффузии тепла от точечного источника имеет некоторые особенности применения в пучке витых труб. Прежде всего при выборе масштаба источника диффузии необходимо было учесть, что на поток нагретого газа, истекающего из источника в спутный более холодный поток, должны действовать силы, характерные для течения в пучке витых труб. Поэтому был выбран диаметр источника, равный максимальному размеру овала витой трубы d . В этом случае свойства потока, истекающего из источника, были такими же, как и исследуемые свойства потока, текущего в пучке витых труб. Выбранный масштаб источника диффузии позволял в установке небольших размеров иметь участок течения, где наблюдалось подобие безразмерных профилей избыточной температуры в последовательно расположенных поперечных сечениях неизотермической струи в поле равных скоростей. В этом случае справедливо понятие о точечном источнике диффузии. Кроме того, нагретый воздух подавался на центральную витую трубу модели, чтобы получить симметричный профиль температуры относительно оси модели, а из-за конструктивных особенностей пучка витых труб в опытах использовался принцип обращенности движения. Источник диффузии перемещался относительно выходного сечения, где производились измерения полей температуры.

- Метод диффузии от системы линейных источников тепла применен впервые для пучков витых труб [12]. (Ранее для исследования перемешивания использовался метод нагрева центральной трубы.) Сущность этого метода состоит в том, что группа труб (семь и более) нагревается за счет омического сопротивления при пропускании электрического тока, и создается неравномерность поля тепловыделения, формирующая неравномерность поля температур теплоносителя, которая частично выравнивается за счет межканального перемешивания. Для определения коэффициента D_t в этом случае необходимо уметь теоретически рассчитать поля температур теплоносителя в поперечном сечении пучка. Для расчета полей температур используется модель течения, согласно которой рассматривается свободное течение со скольжением гомогенизированной среды с распределенными источниками объемного энерговыделения и гидравлического сопротивления в границах, учитывающих толщину вытеснения пограничного слоя δ^* . Это течение описывается уравнениями сплошной среды, а эффект гомогенизации учитывается введением множителя $(1-m)/m$. Коэффициент D_t определяется сопоставлением экспериментально измеренных полей температур теплоносителя с теоретически рассчитанными полями.

Преимущество метода диффузии от системы линейных источников тепла по сравнению с методом диффузии от одиночной нагретой трубы состоит в том, что при нагреве семи и более труб для выработки стабилизированного профиля температур требуется существенно меньшая длина пучка. Кроме того, в формировании неравномерности поля температуры теплоносителя при нагреве группы труб участвуют все механизмы переноса, характерные для пучков витых труб, что позволяет более точно определить из эксперимента величину искомого эффективного коэффициента диффузии.

2.4. Особенности конструкции экспериментальных участков для исследования течения и теплообмена

Критериальные зависимости, описывающие процессы теплообмена и перемешивания теплоносителя в пучках витых труб, устанавливались экспериментально на моделях теплообменных аппаратов различной размерности. При этом использовались экспериментальные установки двух типов. Первый тип установки характеризуется большими размерами витых труб с максимальным размером овального профиля 36 ... 52 мм, что позволяло исследовать поля скорости и температуры при условиях, близких к изотермическим, с помощью датчиков, вводимых в пучок со стороны выхода из него потока воздуха (рис. 2.4). Второй тип экспериментальных установок отличается тем, что на них проводились опыты с нагревом витых труб, которые выполнялись из коррозионно-стойкой стали с толщиной стенки от 0,2 до 0,5 мм и максимальным размером овального профиля ≈ 12 мм (рис. 2.5). Все типы установок отличались в основном конструктивным выполнением экспериментальных участков, системой измерения и системой подвода электрической мощности к участку. Что касается газодинамической части, то она была в основном идентичной для всех установок. Воздух от баллонов через запорный кран, фильтр, рабочий редуктор, управляемый командным редуктором, подогреватель и дроссельный расходомер поступал в экспериментальный участок (рис. 2.4, 2.5). Расход воздуха измерялся как правило, с помощью критической шайбы, протарированной на газгольде. Перед шайбой измерялся

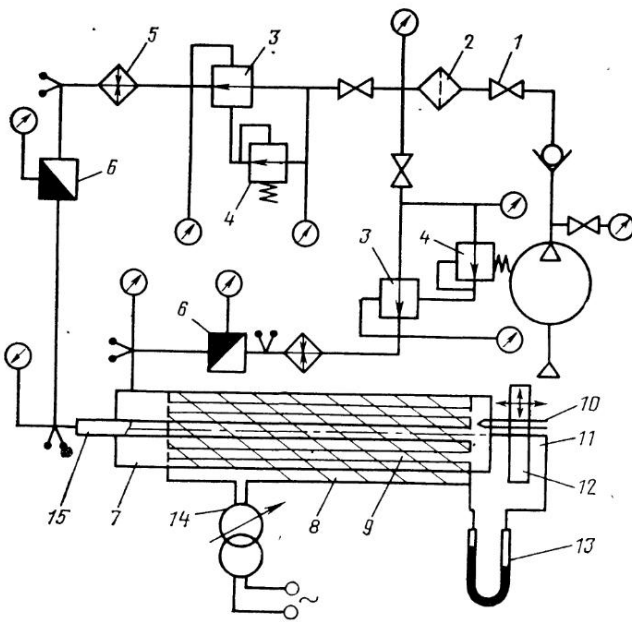


Рис. 2.4. Принципиальная схема крупномасштабной экспериментальной установки для исследования особенностей течения в пучке витых труб:

- 1 — запорный кран; 2 — фильтр; 3 — рабочий редуктор; 4 — командный редуктор; 5 — подогреватель; 6 — дроссельный расходомер; 7 — входной узел; 8 — экспериментальный участок; 9 — витая труба; 10 — термопара; 11 — трубка полного давления, или термоанемометрический датчик; 12 — координатный механизм; 13 — дифманометр; 14 — сварочный трансформатор; 15 — подвижная труба.

давление с помощью образцового манометра и температура воздуха с помощью шестиспайной хромель-копелевой термопары, прошедшей тарировку. В некоторых случаях расход воздуха измерялся с помощью обычных мерных шайб, на которых кроме давления и температуры перед шайбой измерялся перепад давления. Обычно проводилось дублирование измерений перепада давления на шайбе с помощью индукционного или емкостного датчиков, а также жидкостных дифманометров.

Рассмотрим особенности конструкции экспериментальных участков, предназначенных для моделирования процессов теплообмена и гидродинамики для различных типов установок.

Исследование коэффициентов гидравлического сопротивления проводилось на установках первого и второго типа при адиабатическом течении воздуха при приведенной скорости $\lambda = 0,04 \dots 0,250$. В этом случае термодинамическая температура воздуха в любом сечении модели определялась по формуле

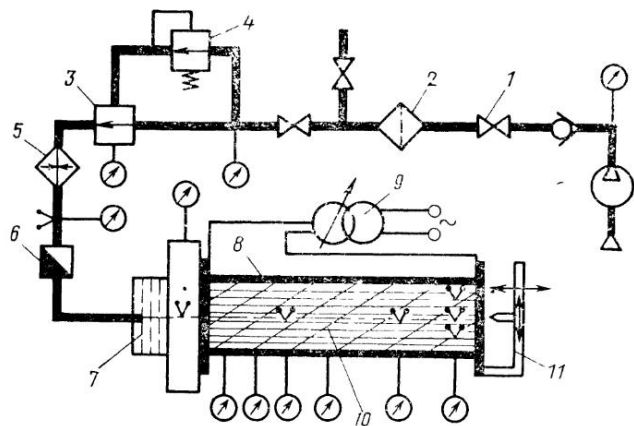
$$T = T^* - \frac{u^2}{2c_p}, \quad (2.26)$$

где T^* — температура торможения, измеренная в ресивере перед экспериментальным участком.

Экспериментальный участок представлял собой шестигранный кожух (см. рис. 2.5), изготовленный из стали X18H10T. Для измерения статического давления на входе и на выходе из контрольных участков пучка в кожухе выполнялись отверстия диаметром примерно в 10 раз меньшем эквивалентного диаметра, в количестве 6 или 4 в каждом сечении, объединенные единым коллектором. Измерения перепадов давления на контрольных участках модели пучка производились жидкостными дифманометрами и индукционными датчиками различного типа. Запись показаний приборов производилась на каждом режиме при подъеме и уменьшении расхода воздуха. Геометрические характеристики экспериментальных участков определялись как путем непосредственных измерений размеров витых труб и кожуха, так и путем измерения объема пучка труб весовым способом.

Рис. 2.5. Схема экспериментальной установки для исследования теплообмена и перемешивания теплоносителя при осесимметричной и асимметричной неравномерности тепловыделения:

1 — запорный кран; 2 — фильтр; 3 — рабочий редуктор; 4 — командный редуктор; 5 — подогреватель; 6 — дроссельный расходомер; 7 — входной узел; 8 — экспериментальный участок; 9 — сварочный трансформатор; 10 — пучок вытых труб; 11 — координатный механизм



Исследование полей скорости и температуры проводилось на пучке с осесимметричным выходом потока (см. рис. 2.4). На этом же пучке исследовались и переносные свойства потока методом диффузии от точечного источника и закономерности распространения в пучке витых труб струи. Поэтому в газодинамической схеме установки предусматривались две независимые линии подачи теплоносителя. При этом подвижная труба, по которой подавался индикаторный газ, надвигалась на центральную витую трубу пучка, что позволяло измерить поле скорости и температуры в выходном сечении пучка на различных расстояниях от подвижного источника диффузии. Пучок из 37 витых труб размещался в корпусе шестигранной формы, к стенкам которого крепились сегментные вставки для загромождения проходного сечения в периферийных областях пучка. Основной расход воздуха подводился в камеру перед экспериментальным участком (см. рис. 2.4), далее проходил через систему выравнивающих сеток и попадал в коллектор перед пучком. Трубы размещались в корпусе свободно и фиксировались по длине относительно входной решетки при помощи штанг. Параметры индикаторного газа могли отличаться, либо быть одинаковыми с параметрами основного потока.

Измерения распределений скорости и температуры производились с помощью трубки полного напора с наружным диаметром 1,2 мм и с толщиной стенки 0,1 мм и хромель-алюмелевой термопары, установленных на координатнике. Динамический напор $\rho c^2/2$ измерялся наклонным U-образным дифманометром.

Профили скорости и температуры в пристенном слое, а также коэффициент ξ при адиабатическом течении исследовались также на установках (см. рис. 2.5). Назначение установок состояло в исследовании теплообмена и коэффициента ξ при неизотермическом течении при $q = \text{const} (F)$ и $q = \text{var} (F)$ и межканального перемешивания методом диффузии от системы линейных источников тепла. Установки отличались различным числом витых труб и возможностью нагревать различные группы труб с целью исследования поперечного перемешивания, а также варьировать длину пучка витых труб. Основные черты этих установок и методики эксперимента являются одинаковыми.

Рассмотрим экспериментальный участок, имеющий открытый выхлоп (см. рис. 2.5), как и все установки этого типа. Выбранные размеры этого пучка позволяют производить на нем измерения полей температуры и скорости с помощью зондов, устанавливаемых на координатном механизме и вводимых со стороны выхлопа в межтрубное пространство пучка, и обеспечивают удовлетворительные параметры по расходу воздуха и скоростям потока на выходе из установки. Витые трубы имели толщину стенки 0,2 мм. В каждой трубке в выходном сечении были припаяны глухие медные токопровода, которые затем соединялись с медным выходным фланцем, а во входных сечениях припаивались медные трубки, через боковые сверления в которых могли выводиться термопарные провода

(термопары приваривались к стенкам витых труб с внутренней стороны). В медных трубках заделывались концы проводов, по которым к стержням подводился электрический ток. Провода выводились наружу через гермовыводы входного узла и соединялись с внешними токоведущими частями — шинами. Термопарные провода также через гермовыводы входного узла выводились наружу. Холодный спай термопар имел температуру, равную 0°C. Термопары, измеряющие температуру стенки труб, размещались в трубку по четырем радиальным направлениям пучка и в пяти сечениях по длине труб.

Для отбора статического давления в каждом из семи сечений пучка в кожухе были сделаны по три отверстия диаметром 0,5 мм, которые объединялись коллектором. Кожух изнутри покрывался окисью алюминия, являющейся температуростойкой электроизоляцией ($T \leq 700$ K).

Входной узел экспериментального участка, к которому подводился воздух по трубе диаметром 20 мм, обеспечивал равномерное поле скорости на входе в пучок труб путем размещения специальной головки, изменяющей направление потока с горизонтального на радиальное, и системы из пяти выравнивающих сеток: первой на расстоянии 30 мм от входа и последующих — с интервалом 15 мм.

Нагрев труб осуществлялся путем пропускания через них переменного тока от трансформатора ОСУ-100, управляемого с помощью автотрансформатора АОМК-180. Предварительный нагрев воздуха в подогревателе осуществлялся путем пропускания через него переменного тока от трансформатора СТЭ-22. В процессе эксперимента измерялись следующие величины: расход воздуха с помощью критической шайбы, температура и давление на входе и на выходе из экспериментального участка, подводимая к пучку сила тока и напряжение, температура стенки витых труб, распределение давления по длине пучка. Перепады давлений на контрольных участках пучка измерялись жидкостными дифманометрами. Температура и скоростной напор в каждой точке потока расчетного сечения пучка, удаленного от выхода на расстояние в 25 мм вверх по потоку, определялись с помощью датчиков, размещенных на координатнике.

Для увеличения надежности полученных данных проводились тарировки расходомера и термопар, дублирование измерений отдельных параметров различными приборами, а также методическая обработка установки и системы измерения. Принятая система измерений обеспечивала определение коэффициента гидравлического сопротивления с предельной относительной ошибкой $\pm 9\%$ и числа Нуссельта с предельной относительной ошибкой $\pm 7\%$. Тепловой баланс сводился с точностью $\approx 4\%$.

Эти экспериментальные участки имели равномерный осесимметричный вход потока в пучок витых труб и открытый выхлоп для исследования локальных характеристик потока (см. рис. 2.5). Поэтому оказалось возможным изучить теплоотдачу на участке гидродинамической и тепловой стабилизации и поля скорости и температуры. Увеличение числа витых труб с 19 до 37 и 127 труб позволило улучшить баланс тепла для центральной зоны пучка, создав условия течения, приближающиеся к условиям течения в бесконечной решетке.

Пучок витых труб установки, представленный на рис. 2.5, для проведения исследования процесса перемешивания газа позволял осуществлять нагрев отдельных групп витых труб. С этой целью витые трубы электроизолировались друг от друга температуростойким изолирующим лаком.

Для измерения локальных характеристик потока в ячейках поперечного сечения пучка выход теплоносителя из экспериментального участка выполнен открытым, а на выходе из пучка смонтирован координатный механизм с размещенными на нем датчиками полного давления и термопарами. Эти установки позволяли провести комплексные исследования теплообмена и гидродинамики в пучках витых труб.

Отметим основные особенности экспериментальной установки с 127 трубами [17].

Эта установка представляла контур открытого типа, в который воздух подавался с помощью турбокомпрессора. Расход воздуха измерялся с помощью двойных диафрагм, а его регулирование осуществлялось дистанционно управляемыми задвижками, установленными на главной и байпасной линиях. Воздух в пучок подавался снизу вверх через диффузор, камеру с выравнивающими поток

сетками и входное сопло, изготовленное по профилю Витошинского. Пройдя пучок, воздух вырывается в атмосферу.

Источником осесимметричного нагрева группы из 37 витых труб являлся генератор постоянного тока, мощность которого регулировалась изменением тока в цепи возбуждения генератора. Для стабилизации напряжения использовалось специальное электронное устройство с обратной связью. Сила тока измерялась по падению напряжения на шунте.

Температура стенки труб и воздуха измерялась хромель-алюмелевыми термомпарами, которые были подключены к автоматической системе сбора и регистрации данных. Термомпары, измеряющие температуру стенки, приваривались к внутренней поверхности витых труб, а провода термомпар выводились через нижнюю часть пучка и через стенку входной камеры к измерительному прибору. Для измерения скоростей потока в выходном сечении пучка использовались трубки Пито.

Измерение температуры и скорости производилось в сечении пучка, удаленном от выхода вверх по потоку на 25 мм. Датчики температуры теплоносителя и скорости потока устанавливались на специальном координатнике. Описанные установки позволяли исследовать теплоотдачу при неравномерном подводе тепла по радиусу пучка витых труб.

Для определения составляющих вектора осредненной скорости использовалась крупномасштабная установка первого типа. При этих исследованиях термоанемометрический датчик располагался также на координатном механизме. Для измерения всех составляющих скорости необходимо было фиксировать показания датчика при различных его положениях. Поэтому продолжительность измерений в одной точке возросла. Для повышения точности определения искомым величин была автоматизирована регистрация выходного сигнала датчика и других измеряемых величин. При этом сигналы, исходящие из датчиков, преобразовывались в цифровую форму и передавались в накопитель информации измерительно-вычислительного комплекса ИВК-2. С помощью этого комплекса производились обработка и накопление информации.

Во всех вышеперечисленных установках, предназначенных как для исследования структуры потока и межканального перемешивания, так и для исследования гидравлического сопротивления и теплоотдачи, вход потока в пучок был осевым. Теплоотдача исследовалась в основном на центральной трубке пучка. В отличие от этих установок была создана установка, предназначенная для изучения средней теплоотдачи в пучке. Для большего приближения к условиям течения, характерных для теплообменных аппаратов, вход и выход в пучок на этой установке были поперечными. Схема этой установки показана на рис. 2.6.

Воздух из баллонов, наполняемых компрессором, поступает через змеевик вспомогательного подогревателя, редуктор, масляный фильтр в диафрагму-расходомер и затем — на экспериментальный участок. Регулирование расхода воздуха осуществлялось с помощью редуктора. Из экспериментального участка воздух через змеевик-охладитель и кран, регулирующий проходное сечение на выходе, выбрасывается в атмосферу. Подвод воздуха в межтрубное пространство осуществляется в поперечном направлении через равномерно расположенные отверстия верхнего корпуса. Из участка воздух отводится также в поперечном направлении через два выходных патрубка.

Рабочее положение участка — вертикальное. Экспериментальный теплообменник представлял пучок из 19 витых труб, помещенных в шестигранную обойму. Как показывает сравнение полученных на этой установке результатов с данными, полученными на пучках с большим числом труб, для пучка из 19 труб влияние стенки обоймы на теплообмен и гидравлическое сопротивление незначительно, что позволяет на этом пучке успешно моделировать практически используемые пучки труб при сравнительно небольшой мощности экспериментальной установки.

Опыты проводились на трех пучках витых труб, отличающихся шагом закрутки. Витые трубки из стали IX18N10 имели толщину стенки 0,4 мм и изготовлялись из круглых труб с наружным диаметром 6 мм, которые подвергались закручиванию с одновременным отжатием на токарном станке с помощью специального приспособления. Шаг закрутки для исследованных пучков составлял

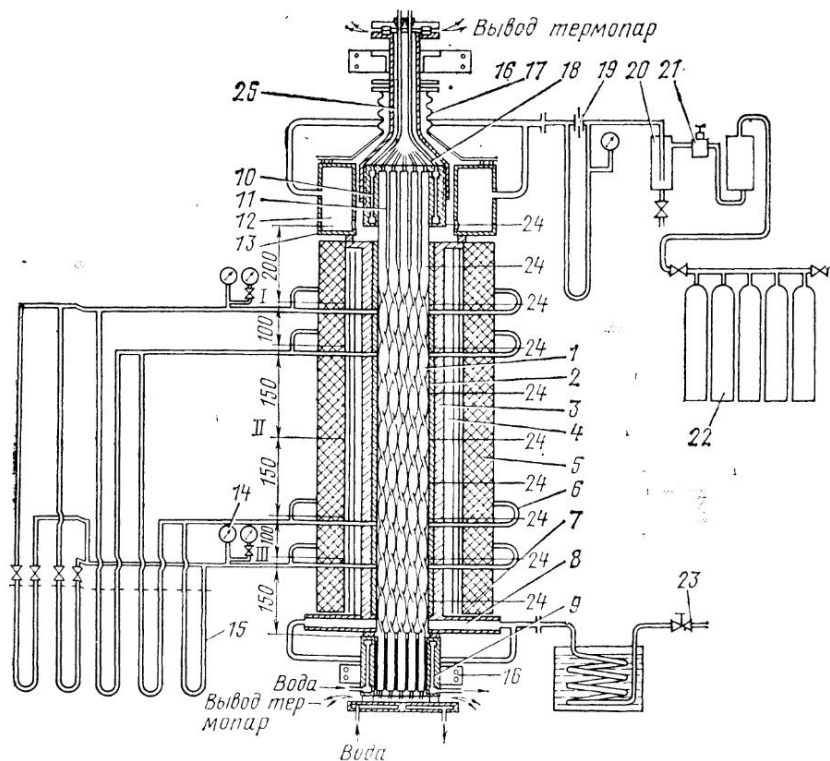


Рис. 2.6. Схема экспериментальной установки для исследования средней теплоотдачи и гидравлического сопротивления при равномерном тепловыделении:

1 — витые трубы; 2 — изоляционные пластины; 3 — обойма; 4 — экран; 5 — кожух; 6 — отборы давления; 7 — термопара; 8 — выход воздуха; 9 — нижняя трубная доска; 10 — верхняя трубная доска; 11 — олово; 12 — термопара; 13 — верхний корпус; 14 — манометр; 15 — дифференциальный манометр; 16 — токоподводящая шина; 17 — сифон; 18 — электроды; 19 — термопар; 20 — диафрагма для измерения расхода воздуха; 21 — фильтр; 22 — баллоны; 23 — регулирующий кран; 24 — отборы напряжений; 25 — токоподвод

$s = 90; 60; 30$ мм в относительных величинах $s/d = 12,45; 8,30; 4,15$ соответственно ($d = 7,24$ мм).

Все трубы имели длину закрученного участка 750 мм. С обоих концов трубок оставались цилиндрические участки, которые входили в отверстия трубных досок (см. рис. 2.6). Нагревание трубок осуществлялось непосредственным пропусканием через них переменного электрического тока низкого напряжения, подводимого через трубные доски, изготовленные из латуни Л1-62. После сборки в пучок всех 19 труб вместе с трубными досками во внутренние полости последних на глубину 70 мм заливало расплавленное олово (см. рис. 2.6). Это обеспечило надежный электрический контакт между трубками и трубными досками, что важно для равномерного распределения тока по трубам пучка. Для предотвращения расплавления олова во время эксперимента предусматривалось охлаждение стенок трубных досок водой.

Электрическое сопротивление каждой трубки перед сборкой измерялось в предварительных опытах. Максимальная неравномерность распределения тока по трубкам пучка за счет взаимной индуктивности не превышала 0,45%. Получен-

Параметр	Обозначения	Размерность	s/d		
			12,45	8,30	4,15
Максимальный размер профиля труб	d	мм	7,23	7,25	7,24
Минимальный размер профиля	Δ	мм	4,15	4,13	4,51
Площадь поперечного сечения одной трубы	$f_{тр}$	мм ²	25,15	25,11	25,9
Периметр сечения трубы	$\Pi_{тр}$	мм	18,85	18,85	19
Расстояние между противоположными сторонами обоймы	H	мм	33,9	33,4	33,9
Площадь проходного сечения обоймы	F_k	мм ²	991,7	961	991,7
Площадь проходного сечения пучка	F	мм ²	514	484	500
Периметр сечения обоймы	Π_k	мм	116,1	116,1	116,1
Полный смоченный периметр	Π	мм	476	475,5	477,5
Эквивалентный диаметр по полному смоченному периметру	$d_э$	м	4,32	4,08	4,19
Эквивалентный диаметр единичной центральной ячейки	$d_{э\infty}$	мм	4,32	4,32	4,11

ная зависимость омического сопротивления трубок от температуры удовлетворительно согласуется с известными данными для стали 1X18H10.

При сборке в пучок трубки ориентировались относительно друг друга симметрично. Обеспечение такой геометрической определенности облегчалось систематизацией и анализ экспериментальных данных (в частности, по температурным неравномерностям).

В стенки трубок вваривались горячие спай хромель-алюмелевых термопар. Термоэлектроды термопар диаметром 0,2 мм, снабженные термостойкой изоляцией из стеклонити, выводились через внутренние полости трубок и уплотняющие резиновые прокладки верхнего и нижнего фланцев участка наружу (см. рис. 2.6).

Пучок труб помещался в стальную шестигранную обойму, состоящую из двух половин, которые уплотнялись между собой с помощью паронитовых прокладок. Внутренняя полость обоймы выложена электроизолирующими пластинами из слюдоситалла. Размеры внутренней полости обоймы вместе с пластинами слюдоситалла обеспечивали плотное расположение (взаимное касание) трубок пучка.

Размеры поперечного сечения трубок и его площадь, а также площадь поперечного сечения корпуса в сборе и проходного сечения пучка определялись линейными измерениями и измерением объема заливаемой в участок воды. Основные геометрические размеры участка приведены в табл. 2.1.

Для уменьшения утечки тепла снаружи корпуса размещали 2 экрана и теплоизолирующий кожух.

Для компенсации разности термических расширений трубной решетки и обоймы верхняя трубная доска имеет возможность продольного перемещения относительно обоймы. На верхнюю трубную доску навернут цилиндр токопровода. Элементы электрической цепи (шины, трубные доски, исследуемый пучок, токопровод) тщательно изолировались от остальных деталей участка (см. рис. 2.6).

Плавное регулирование электрической мощности, подводимой на участок, осуществлялось с помощью автотрансформатора АОМК-100/0,5. Максимальная величина электрической мощности составляла 90 кВт, напряжение на участке изменялось от 4 до 20 В, сила тока — от 400 до 2500 А.

Расход воздуха, который менялся от 6 до 120 г/с, измерялся с помощью диафрагм, установленных в трубопроводах диаметром 12 и 20 мм. Коэффициенты

расхода диафрагм определялись специальными тарировками с помощью мерного бака.

Исследование гидравлического сопротивления пучка проводилось на участке $l_0 = 500$ мм, отстающем от входа и выхода участка на расстояниях 200 и 150 мм соответственно. Измерение статического давления на участке l_0 проводилось в 4 сечениях, отстоящих от верхней трубной доски на расстояниях 200, 400, 600 и 700 мм или $x/d_0 = 48,6; 72,4; 143; 167$ соответственно. Отборы давления диаметром 0,8 мм расположены на противоположных сторонах обоймы (по 2 в каждом сечении). Измерялись перепады давлений между этими отборами и на участке l_0 .

Температура стенок витых труб измерялась в 9 сечениях по длине. Исследование теплоотдачи проводилось на центральном участке пучка $l_0 = 500$ мм. В основных сечениях этого участка I, II, III, где определялся коэффициент теплоотдачи, все 19 трубок пучка были снабжены термопарами. Эти сечения расположены на расстояниях от входа $x/d_0 = 48,6; 108; 167$. В сечении III три трубки имели по 2 горячих спая, заделанных на плоской и овальной частях периметра, что давало возможность оценить неравномерность распределения температуры по периметру труб. В остальных трубках горячие спая располагались в середине плоской части периметра. Центральная трубка имела 9 термодпар, расположенных на расстояниях $x/d_0 = 7,12; 13,1; 24,9; 48,6; 78,4; 108; 137; 167; 196$ от входа.

Для определения утечек тепла в 4 сечениях по длине измерялись температуры экранов и теплоизолирующего кожуха. Также измерялись температура воздуха на входе в трех точках, на выходе в двух точках, сила тока, подводимого к экспериментальному участку, падение напряжения на 9 участках пучка (с помощью отборов 24 — рис. 2.6).

На данной установке определялся средний коэффициент теплоотдачи на участке для всех труб пучка, а также местный коэффициент теплоотдачи (средний для данного сечения пучка) для сечений I, II, III. Как будет показано ниже, выбор расстояний этих сечений от входа и выхода обусловлен необходимостью исключить влияние поперечного подвода и отвода воздуха на теплоотдачу и гидравлическое сопротивление.

Плотность теплового потока от пучка к воздуху определялась по измеренной силе тока I , проходящего через пучок к электрическому сопротивлению пучка, зависящему от температуры

$$q = \frac{I^2 R(\bar{T}_c)}{n \Pi_{\text{тр}}} = \frac{I^2 \rho(\bar{T}_c)}{n S_{\text{тр}} \Pi_{\text{тр}}}, \quad (2.27)$$

где $R(\bar{T}_c)$ — электрическое сопротивление 1 м пучка; $\rho(\bar{T}_c)$ — удельное сопротивление пучка труб; n — число труб; $\Pi_{\text{тр}}$ — периметр сечения трубы; $S_{\text{тр}}$ — площадь поперечного сечения стенок труб; \bar{T}_c — температура стенки пучка в данном сечении, определенная для всех труб пучка.

Местный по длине и средний по сечению коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{q}{\bar{T}_c - \bar{T}_n}, \quad (2.28)$$

где \bar{T}_n — среднemasсовая температура потока в данном сечении, которая определялась по приросту энтальпии потока от входного сечения пучка:

$$\bar{T}_{ni+1} = \bar{T}_{ni} + \frac{\Delta Q_{\text{эл}}(i, i+1) - \Delta Q_{\text{ут}}(i, i+1)}{G c_p(i, i+1)}, \quad (2.29)$$

где i и $i+1$ — номера сечений; $\Delta Q_{\text{эл}}$ — тепловыделение на участке между сечениями i и $i+1$; $\Delta Q_{\text{ут}}$ — утечки тепла через обойму между этими же сечениями; c_p — средняя теплоемкость в интервале температур ($T_{ni} \dots T_{ni+1}$); G — расход воздуха. Эта температура близка к температуре, определенной в предположении линейного изменения температуры потока между входом и выходом.

Средний коэффициент теплоотдачи для участка l_0 определялся как

$$\bar{a} = \frac{\int_{x_1}^{x_1+l_0} q(x) dx}{\int_{x_1}^{x_1+l_0} (\bar{T}_c - \bar{T}_n) dx}, \quad (2.30)$$

где x_1 — координата начала участка. Для оценки влияния стенок обоймы на теплоотдачу определялся также средний коэффициент теплоотдачи для 7 центральных труб пучка. При этом значение \bar{T}_n принималось таким же, как и для всего пучка в данном сечении. Таким образом, полученная оценка разности в теплоотдаче 7 центральных и всех 19 труб пучка была максимальной. При определении плотности теплового потока для 7 центральных труб учитывалось отличие их температуры от температуры остальных труб пучка.

Коэффициент гидравлического сопротивления пучка ξ для участка, расположенного между сечениями i и $i+1$, находился из уравнения

$$\Delta p_{i,i+1} = \xi \frac{\bar{\rho} \bar{u}^2}{2} \frac{\Delta x}{d_s} + (\rho_{i+1} u_{i+1}^2 - \rho_i u_i^2), \quad (2.31)$$

где $\Delta p_{i,i+1}$ — измеренный перепад статических давлений; $\bar{\rho}$, \bar{u} — средние для исследуемого участка значения плотности и скорости; $\rho_i u_i$, $\rho_{i+1} u_{i+1}$ — эти же величины для входа и выхода рассматриваемого участка.

Измерение температуры отдельных труб пучка позволило найти неравномерность ее распределения в каждом из сечений пучка. Температурные неравномерности специально не создавались и были обусловлены различными технологическими причинами, а также изменением по сечению пучка температуры потока из-за радиальных утечек тепла.

Так как все исследованные пучки с разными шагами закрутки находились в относительно одинаковых условиях, можно считать, что определение неравномерности температур позволило качественно оценить влияние шага закрутки труб на выравнивание температурных неравномерностей в пучке труб. Обработывались данные для 7 центральных труб пучка, так как на температуре периферийных труб сказывалось влияние обоймы. Неравномерность оценивалась по величине среднеквадратического отклонения

$$\delta T_c = \frac{\sqrt{\sum_1^n (T_{ci} - \bar{T}_{cn})^2}}{\bar{T}_{cn} - \bar{T}_n}, \quad (2.32)$$

где T_{ci} — температура стенки одной из центральных труб (в сечениях I, II или III); \bar{T}_{cn} — средняя температура центральных труб; $(\bar{T}_{cn} - \bar{T}_n)$ — температурный напор в данном сечении пучка, $n=7$.

Установка обеспечивала определение коэффициента гидравлического сопротивления с предельной относительной погрешностью $\pm 9\%$, числа Нуссельта — $\pm 10\%$, тепловой баланс сходился с погрешностью до $\pm 11\%$.

СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА В ПРОДОЛЬНО ОБТЕКАЕМЫХ ПУЧКАХ ВИТЫХ ТРУБ

3.1. Теоретические модели течения в пучке витых труб

При решении задач по теплообмену и перемешиванию в пучках витых труб, при расчете полей температур и скоростей в них могут быть использованы различные теоретические модели течения. Одной из моделей течения, использованной при получении критерия Gr_M в разд. 1.4, является модель «вихревого» течения в пучке. Согласно этой модели поток в винтовых каналах труб закручивается по закону твердого тела

$$u_\tau r^{-1} = \text{const.} \quad (3.1)$$

Как будет показано в дальнейшем, этот закон закрутки в основном выполняется только во внешней части пристенного слоя труб, а в ядре потока тангенциальные составляющие скорости определяются взаимодействием «вихрей», индуцированных трубами. Так, на линии, соединяющей оси соседних труб, скорости u_τ в ядре потока уменьшаются до нуля на условной границе касания двух соседних винтовых каналов и меняют знак, так как поток в этих каналах имеет противоположную по направлению закрутку. В ядре потока периферийной части пучка, где нет взаимодействия разнонаправленных «вихрей», скорость u_τ изменяется по закону постоянства циркуляции $u_\tau \cdot r = \text{const}$. Эта модель течения, хотя и является физически обоснованной и может быть использована при обобщении опытных данных и их анализе, не позволяет проводить теплогидравлический расчет с учетом межканального перемешивания в пучке витых труб.

В качестве модели течения, позволяющей провести теплогидравлический расчет пучка по средним параметрам потока, может быть использована модель, основанная на замене течения в реальном пучке труб течением в системе параллельных каналов. Однако эта модель физически не обоснована и не учитывает процессы теплообмена между отдельными ячейками пучка.

Видимо, наиболее предпочтительной теоретической моделью течения в пучке витых труб может оказаться модель течения, где пучок заменяется пористым массивом с диаметром, равным диаметру пучка, в котором течет гомогенизированная среда — поток теплоносителя с распределенными в нем источниками объемного энерговыделения q_v и гидравлического сопротивления $\xi \frac{\rho u^2}{2}$, интенсивность которых изменяется по радиусу и азимуту пучка.

Замена течения в реальном пучке труб течением гомогенизированной среды представляет собой инженерный прием, справедливость применения которого для расчета полей температур теплоносителя и скоростей должна быть подтверждена экспериментально.

но. Хотя строгая математическая постановка задачи в этом случае затруднительна, такая модель течения может быть описана системой уравнений, поддающейся решению, и позволяет провести теплогидравлический расчет с учетом межканального перемешивания и определить поля скорости и температуры теплоносителя в поперечном сечении пучка. При этом учитывается, что спиральная закрутка должна приводить к существенному расширению области ядра потока и уменьшению толщины пристенного слоя. Тогда, определив толщину вытеснения пристенного слоя δ^* и условно нарастив на стенки труб и кожуха слой материала, равный по толщине δ^* , можно рассматривать в новых границах свободное течение со скользящим гомогенизированной среды, полагая, что вектор скорости параллелен оси пучка, а $\partial p / \partial r = 0$.

Справедливость допущения, что $p \approx \text{const}(r)$ в продольно обтекаемых пучках витых труб, подтверждается в дальнейшем экспериментально. Это объясняется тем, что толщина пристенного слоя на витых трубах существенно меньше радиуса кривизны стенки винтового канала ($R \gg \delta$), а кривизна винтовой поверхности труб не претерпевает резких изменений.

При описании течения в ядре потока при равномерном подводе тепла по радиусу пучка витых труб в уравнении движения (1.6) не учитываются все члены, зависящие от вязкости, так как в этой области течения градиент скорости в направлении, перпендикулярном стенке, практически отсутствует, а числа Re большие:

$$\frac{dp}{dx} = -\bar{\rho}\bar{u} \frac{d\bar{u}}{dx}. \quad (3.2)$$

Черта над T , u и ρ в уравнении (3.2) и других формулах означает, что эти параметры относятся к ядру потока. Однако в (3.2) надо учесть распределенные источники гидравлического сопротивления $\xi \frac{\bar{\rho}\bar{u}^2}{2d_3}$ в соответствии с гомогенизированной моделью течения.

Поэтому вместо выражения (3.2) будем иметь

$$\frac{dp}{dx} = -\bar{\rho}\bar{u} \frac{d\bar{u}}{dx} - \xi \frac{\bar{\rho}\bar{u}^2}{2d_3}. \quad (3.3)$$

В этом случае течение вне пристенного слоя и на его границе может быть определено из расчета по средним параметрам и из балансовых расчетов: $\bar{u} = \bar{u}(x) = \text{const}(r)$, $\bar{T} = \bar{T}(x) = \text{const}(r)$, $\bar{\rho} = \bar{\rho}(x) = \text{const}(r)$. Можно показать, что уравнение движения в виде (3.3) получается из уравнения (1.6), записанного в цилиндрических координатах для случая течения в пучке труб:

$$\bar{\rho}\bar{u} \frac{d\bar{u}}{dx} = -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\tau). \quad (3.4)$$

Действительно, если умножить обе части уравнения на r и проинтегрировать по радиусу, т. е.

$$\bar{\rho}\bar{u} \frac{d\bar{u}}{dx} \int_0^{r_{я}} r dr = - \frac{dp}{dx} \int_0^{r_{я}} r dr - \int_0^{r_{я}} r \tau,$$

принимая, что $\frac{d\bar{u}}{dx}$ и $\frac{dp}{dx}$ не зависят от радиуса ячейки пучка и что τ изменяется по r линейно (на оси ячейки $\tau=0$), то получим

$$\bar{\rho}\bar{u} \frac{d\bar{u}}{dx} = - \frac{dp}{dx} - \frac{2}{r_{я}} \tau_c, \quad (3.5)$$

где $\tau_c = \frac{1}{8} \xi \bar{\rho}\bar{u}^2$ — напряжение трения на стенке витой трубы. Тогда,

учитывая, что в пучке витых труб овального профиля $d_3 \approx 2r_{я}$ ($r_{я}$ — радиус ячейки пучка), и подставляя в (3.5) вместо τ_c его выражение через ξ , получим уравнение в виде (3.3).

Уравнение движения в случае неравномерного подвода тепла в поперечном сечении пучка должно включать также диффузионные члены, так как неравномерное поле температур теплоносителя приводит к неравномерности скорости в поперечном сечении пучка. Введение этих членов в уравнение (3.3) не должно влиять на интегральные характеристики пучка, т. е. при интегрировании уравнения движения по радиусу пучка — r и азимутальной координате φ диффузионные члены должны отпадать. Запишем уравнение движения с диффузионными членами в цилиндрических координатах

$$\bar{\rho}\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = - \frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r v_{\varphi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(v_{\varphi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} \right) - \xi \frac{\bar{\rho}\bar{u}^2}{2d_3}. \quad (3.6)$$

После интегрирования по радиусу и азимуту пучка это уравнение приводится к уравнению движения в виде

$$(\bar{\rho}\bar{u})_{cp} \frac{\partial \bar{u}_{cp}}{\partial x} = - \frac{dp}{dx} - \xi \frac{\bar{\rho}_{cp} \bar{u}_{cp}^2}{2d_3}, \quad (3.7)$$

где параметры, входящие в него, являются средними параметрами по сечению пучка, а

$$\int_0^{2\pi} \int_{-r_k}^{r_k} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r v_{\varphi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) dr d\varphi + \int_0^{2\pi} \int_{-r_k}^{r_k} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(v_{\varphi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} \right) dr d\varphi = 0,$$

где r_k — радиус кожуха теплообменного аппарата.

Для осесимметричной задачи система уравнений, описывающая течение гомогенизированной среды с распределенными источниками объемного энерговыделения и гидравлического сопротивления в границах, учитывающих толщину вытеснения пограничного слоя

δ^* , имеет вид

$$\bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r v_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) - \xi \frac{\bar{\rho} \bar{u}^2}{2d_3}; \quad (3.8)$$

$$\bar{\rho} u c_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} = q_0 \frac{1-m}{m} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_3 \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right); \quad (3.9)$$

$$G = 2\pi m \int_0^{r_k} \bar{\rho} \bar{u} r dr; \quad (3.10)$$

$$p = \bar{\rho} R \bar{T}, \quad (3.11)$$

с граничными условиями

$$\bar{u}(0, r) = \bar{u}_{\text{вх}}, \quad \bar{T}(0, r) = \bar{T}_{\text{вх}}, \quad p(0, x) = p_{\text{вх}}; \quad (3.12)$$

$$\left. \frac{\partial \bar{u}(x, r)}{\partial r} \right|_{r=r_k} = 0, \quad \left. \frac{\partial \bar{T}(x, r)}{\partial r} \right|_{r=r_k} = 0; \quad (3.13)$$

$$\left. \frac{\partial \bar{u}(x, r)}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \bar{T}(x, r)}{\partial r} \right|_{r=0} = 0. \quad (3.14)$$

В этой системе уравнений пренебрегается переносом тепла и импульса посредством молекулярной диффузии, выделением тепла при диссипации кинетической энергии потока и турбулентной диффузией в продольном направлении.

В системе (3.8) ... (3.11) отсутствуют конвективные члены с поперечными составляющими скорости, например, $\bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r}$, $c_p \bar{v} \bar{\rho} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r}$ и др.,

поскольку считается, что вектор скорости параллелен оси пучка труб. В действительности поперечные составляющие скорости в пучке витых труб, хотя и на порядок меньше продольной составляющей, могут оказывать заметное влияние на интенсификацию процесса тепломассопереноса. Предполагается, что это влияние учитывается в экспериментально определяемых коэффициентах v_3 и λ_3 на модельных пучках витых труб. Надо отметить, что большинство принятых допущений являются общепринятыми при рассмотрении свободного течения со скольжением гомогенизированной среды, причем эффект гомогенизации учитывается введением в уравнение энергии множителя $(1-m)/m$.

Коэффициенты v_3 , λ_3 , ξ определяются из эксперимента. При этом согласно (1.24) можно принять

$$\text{Pr}_T = \frac{c_p v_3}{\lambda_3} = 1. \quad (3.15)$$

Принимается также, что число Льюиса

$$\text{Le}_T = \frac{\rho c_p D_t}{\lambda_3} = 1. \quad (3.16)$$

Тогда задачу замыкания системы (3.8) ... (3.11) можно свести к определению из эксперимента эффективного коэффициента диффузии D_t , или в безразмерном виде

$$k = \frac{D_t}{\bar{u}d_s}. \quad (3.17)$$

Коэффициент D_t учитывает действие всех механизмов переноса, характерных для пучков витых труб. К ним относятся турбулентная диффузия, конвективный перенос, обусловленный вихревым движением в ячейках пучка, организованный перенос по винтовым каналам труб и вторичная циркуляция потока. Поля скорости и температуры, рассчитанные для такого течения, являются внешними для пристенного слоя. При этом определяются скорость \bar{u} и температура \bar{T} на внешней границе пристенного слоя. Зная \bar{u} и \bar{T} , можно выполнить расчет полей скорости и температуры в пристенном слое методами пограничного слоя. В пристенном слое скорость течения изменяется от нуля до \bar{u} , а температура теплоносителя — от T_c до \bar{T} .

Уравнения пограничного слоя (1.10) ... (1.15), которые описывают стационарное (в среднем) течение жидкости в пристенном слое витых труб, в случае пренебрежения диссоциацией теплоносителя будут иметь вид

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0; \quad (3.18)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} - \frac{d\tau}{dy}; \quad (3.19)$$

$$\rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial q}{\partial y}. \quad (3.20)$$

Уравнения (3.18) ... (3.20) для плоского пограничного слоя могут быть использованы для расчета при установившемся дозвуковом турбулентном течении однородной жидкости, физические свойства которой зависят от давления и температуры. К уравнениям (3.18) ... (3.20) надо присовокупить выражения (1.16) и

$$q = -\rho c_p \overline{v'T'} + \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = \rho c_p \left(\frac{v}{Pr} + \frac{v_\tau}{Pr_\tau} \right) \frac{\partial T}{\partial y}; \quad (3.21)$$

$$\rho = \rho(p, T), \quad c_p = c_p(p, T), \quad \mu = \mu(p, T), \quad \lambda = \lambda(p, T), \quad (3.22)$$

где x, y — оси координат соответственно вдоль стенки по потоку и перпендикулярно стенке.

Для замыкания системы уравнений (3.17) ... (3.22) можно воспользоваться полуэмпирическими теориями турбулентности. Так, в первом приближении могут быть использованы зависимости:

$$\frac{v_\tau}{v} = 0,4 \left\{ \eta - 7,15 \left[\operatorname{th} \left(\frac{\eta}{7,15} \right) + \frac{1}{3} \operatorname{th}^3 \left(\frac{\eta}{7,15} \right) \right] \right\}; \quad (3.23)$$

$$\left. \begin{aligned} Pr_{\tau} &\approx 1,0; \\ \eta &= \frac{l \sqrt{\tau/\rho}}{0,4v}; \end{aligned} \right\} \quad (3.24)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{l}{\delta} &\approx 0,14 - 0,08 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 - 0,06 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^4 \\ \text{или при малых } y/\delta; l &\approx 0,4y. \end{aligned} \right\} \quad (3.25)$$

Таким образом, течение в пограничном слое на витых трубах оказалось возможным описать системой уравнений для турбулентного пограничного слоя жидкости с переменными физическими свойствами. Используя эту систему уравнений, можно рассчитать поля скорости и температуры в пристенном слое при граничных условиях:

$$y=0, u=0, T=T_c; \quad (3.26)$$

$$y=\delta, u=\bar{u}, T=\bar{T}, \quad (3.27)$$

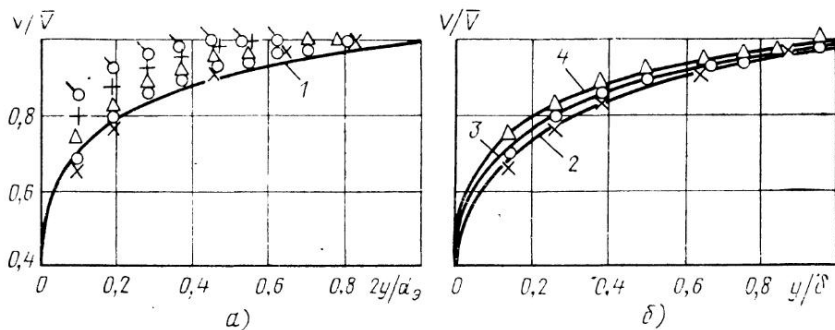
считая, что параметры потока на внешней границе пристенного слоя являются заданными. Однако на практике большей частью можно ограничиться решением интегральных соотношений импульсов и энергии для пограничного слоя с целью определения температуры стенки по длине каждой витой трубы и рассчитать развитие пограничного слоя вдоль обтекаемой стенки при $0 < y < \delta$ (гл. 1).

Рассмотренные модели течения в пучке витых труб будут использованы в следующих разделах при анализе опытных данных по структуре потока, теплообмену, гидравлическому сопротивлению и межканальному перемешиванию, а также при расчете полей температуры и скорости в таких пучках.

3.2. Результаты экспериментальных исследований распределений вектора осредненной скорости и температуры

Поля скорости и температуры исследовались на моделях пучка, состоящих из 37 витых труб, которые размещались в шестигранном кожухе. Максимальный размер профиля труб составлял $d=46$ и 12,2 мм при относительных шагах закрутки $s/d \approx 13, 19,6$ и 24,6. Длина пучков была равна $l=0,5$ и 1 м. Исследовались пучки труб овального и трехлопастного профиля [7]. Для измерения скорости использовалась трубка полного напора (см. разд. 2.2), а для измерения температуры — хромель-алюмелевая термопара, установленные на координатном механизме. Эксперименты проводились в диапазоне чисел $Re=4,5 \cdot 10^3 \dots 10^4$, $Fr_m=64 \dots 1530$, пористости $m \approx 0,3 \dots 0,6$ и скорости $V=5 \dots 40$ м/с. Опытные данные по полям скорости представлялись в виде (1.57), (1.59).

В результате исследования поля скорости было установлено, что в пучке витых труб наблюдается значительная область с примерно постоянной скоростью и сравнительно тонкий пристенный слой на трубах (рис. 3.1, 3.2). Этим поле скорости в пучке витых



	×	○	△	+	○
<i>Re</i>	$4,5 \cdot 10^3$	$7,5 \cdot 10^3$	10^4	$4,5 \cdot 10^3$	10^4
канал	винтовой			сквозной	

Рис. 3.1. Влияние числа Рейнольдса на распределение модуля вектора осредненной скорости в пучке трехлопастных труб с $F_{ГМ} = 1530$ при использовании в качестве характерного размера эквивалентного диаметра (а) и локальной толщины пристенного слоя (б):

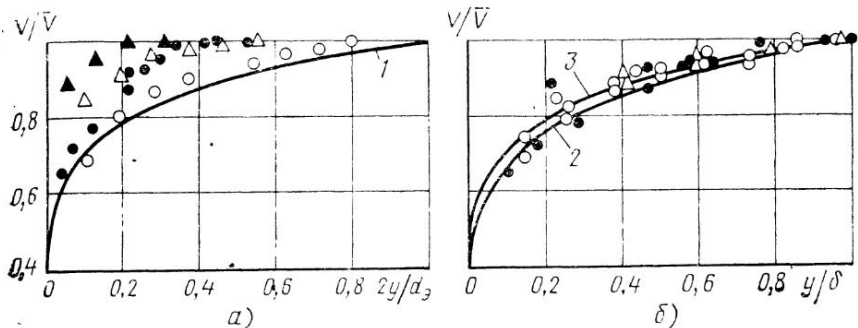
1 — зависимость (3.28); 2, 3, 4 — степенной закон (3.29) при $n = 5, 25, 6, 7$ — соответственно

труб отличается от поля скорости в круглой трубе, где на участке стабилизированного течения толщина пристенного слоя равна радиусу трубы [55] и от поля скорости в пучке круглых труб, где пристенный слой занимает всю область течения, хотя и имеет переменную по периметру труб толщину [49]. Как видно из рис. 3.1, а и 3.2, а, толщина пристенного слоя в пучке витых труб зависит от числа $F_{ГМ}$. Чем меньше число $F_{ГМ}$, тем меньше толщина пристенного слоя. Толщина пристенного слоя в пучке витых труб является переменной по периметру. Она больше в центре винтовых каналов труб и меньше на торцах лопастей, расположенных в сквозных каналах пучка (см. рис. 3.2, а). Если в качестве характерного размера пучка труб принять d_3 , то, как следует из рис. 3.1, а, 3.2, а, профиль скорости в пристенном слое витых труб является более полным, чем профиль скорости в эквивалентной трубе:

$$\frac{V}{\bar{V}} = \left(\frac{2y}{d_3} \right)^{1/7}, \quad (3.28)$$

что можно объяснить действием центробежных сил. Подобное явление наблюдается также при течении в трубах со спирально-закрученными вставками [47].

С ростом числа Re профиль скорости в пристенном слое витых труб становится более полным (рис. 3.1, а). Если в качестве характерного размера пучка принять локальную толщину пристенного слоя δ , то профили скорости, представленные на рис. 3.1, а, 3.2, а,



	○	●	▲	△
Fr_M	1530	318	318	1530
Re	$(7,5...10) \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^3$	$(7,5...10) \cdot 10^3$
Канал	Винтовой		Сквозной	

Рис. 3.2. Влияние числа Fr_M на распределение модуля вектора осредненной скорости в пучке витых труб при использовании в качестве характерного размера эквивалентного диаметра (а) и локальной толщины пристенного слоя (б):

1 — зависимость (3.28); 2, 3 — степенной закон (3.29) при $n=6$ и 7 соответственно

могут быть описаны степенным законом (рис. 3.1, б, 3.2, б)

$$\frac{V}{\bar{V}} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/n}, \quad (3.29)$$

где $1/n$ зависит от числа Re ($Re=4,5 \cdot 10^3$, $n=5,25$; $Re=7,5 \cdot 10^3$, $n=6$; $Re=10^4$, $n=7$). Величина δ определяется формулой

$$\frac{\delta}{d_3} = A Fr_M^{0,32}, \quad (3.30)$$

где $A=0,0349$ для δ_{\max} , $A=0,0156$ для δ_{\min} .

Таким образом, влияние числа Re на профиль скорости в пристенном слое витых труб качественно аналогично влиянию числа Re на профиль скорости в круглых трубах [55].

Проведенное обобщение опытных данных для различных чисел Fr_M с помощью зависимостей (3.29) и (3.30) (рис. 3.1, б, 3.2, б) свидетельствует об их универсальности для пучков витых труб.

Выполненное исследование пучков труб овального и трехлопастного профиля показало, что приближенное гидродинамическое подобие в пучках витых труб достигается и при отсутствии геометрического подобия. Действительно, при значительном изменении пористости ($m=0,3...0,6$) и параметров s/d_3 , d/d_3 , h/d_3 , d_c/d_3 и N рассмотренных пучков, профили скорости описываются одной зависимостью (3.29) при использовании в качестве определяющего критерия числа Fr_M в формуле для δ (3.30).

Для турбулентной части пристенного слоя поля скорости в пучках витых труб могут быть описаны также универсальным логарифмическим профилем [14]

$$\frac{V}{\bar{V}} = 1 + \frac{V\bar{\alpha}}{0,39} \ln \frac{y}{\delta}, \quad (3.31)$$

где α — безразмерный коэффициент трения,

$$\alpha = \frac{\tau_c}{\rho \bar{V}^2}. \quad (3.32)$$

Зависимости (3.29) и (3.31) будут справедливы также и для профиля скорости, определенного по нормали к стенке витой трубы в месте, где толщина пристенного слоя равна некоторой эффективной толщине пристенного слоя $\delta_{\text{эф}}$, при введении которой в качестве характерного размера выполняется закон сопротивления для круглых труб. Поэтому можно предположить, что в пучке витых труб существует внутренняя связь между профилем скорости в пристенном слое и законом сопротивления, аналогичная с точностью до постоянного множителя внутренней связи, существующей при течении в круглой трубе или в плоском канале. При законе степени $1/7$ для профиля скорости следует ожидать, что коэффициент гидравлического сопротивления будет описываться зависимостью

$$\xi = 0,266 \text{Re}_\delta^{-0,25}. \quad (3.33)$$

Действительно, при установившемся течении равновесие элемента жидкости, на который действуют касательные напряжения и силы давления (силы инерции отсутствуют), выражается зависимостью

$$\left| \frac{dp}{dx} \right| = \frac{2\tau_c}{\delta (1 + 3,6/\text{Fr}_M^{0,357})^4}, \quad (3.34)$$

а безразмерный коэффициент сопротивления ξ соотношением

$$\left| \frac{dp}{dx} \right| = \xi \frac{\rho u_{\text{ср}}^2}{4} \frac{(1 + 3,6/\text{Fr}_M^{0,357})^{-4}}{\delta}. \quad (3.35)$$

Приравняв (3.34) и (3.35), получим связь между напряжением трения и коэффициентом сопротивления

$$\tau_c = \xi \frac{\rho u_{\text{ср}}^2}{8}. \quad (3.36)$$

Подставляя ξ из (3.33) в формулу (3.36) и введя динамическую скорость $v_* = \sqrt{\tau_c/\rho}$, после преобразования получим

$$\frac{u_{\text{ср}}}{v_*} = 6,99 \left(\frac{\rho v_* \delta}{\mu} \right)^{1/7}. \quad (3.37)$$

Перейдем в (3.37) от $u_{\text{ср}}$ к максимальной скорости \bar{u} , учитывая, что в пучке витых труб:

$$u_{\text{ср}} = \bar{u} \left(1 - \frac{4\delta^*}{d_3} \right). \quad (3.38)$$

Для $Fr_M \leq 380$ можно принять $u_{\text{ср}} \approx 0,965 \bar{u}$. Тогда

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = 7,25 \left(\frac{\rho v_* \delta}{\mu} \right)^{1/7}. \quad (3.39)$$

Предполагая, что связь (3.39) пригодна не только для внешней границы пристенного слоя, получим

$$\frac{u}{v_*} = 7,25 \left(\frac{\rho v_* y}{\mu} \right)^{1/7}. \quad (3.40)$$

Для круглой трубы множитель в (3.40) равен 8,74, так как $u_{\text{ср}} = 0,8 \bar{u}$ [55]. Закон степени $1/7$ получается после деления выражения (3.40) на (3.39).

Хорошее согласие между зависимостью (3.31) и опытными данными свидетельствует о применимости полуэмпирических теорий турбулентности в рассматриваемом случае течения. Так, если воспользоваться формулой Прандтля для турбулентного касательного напряжения: $\tau = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2$ и гипотезой, что длина «пути смешения» пропорциональна расстоянию от стенки:

$$l = \kappa y,$$

где κ — безразмерная постоянная, определяемая из опыта, то, принимая $\tau = \tau_c = \rho v_*^2$, можно получить асимптотический логарифмический закон распределения скорости [55]:

$$\frac{u}{v_*} = 1 + \frac{v_*}{u_* \kappa} \ln \frac{y}{\delta},$$

аналогичный зависимости (3.31) при $\kappa = 0,39$.

Широкое использование в практике опытных степенных и логарифмических законов распределения скорости, распространенных на всю область турбулентного течения в каналах, объясняется тем, что эти законы хорошо аппроксимируют действительные распределения осредненной скорости. Однако следует иметь в виду, что экспериментальные исследования характеристик турбулентности в пограничном слое и в канале указывают на необходимость в принципе проводить различие между внутренней и внешней областями пограничного слоя из-за различия происходящих в них явлений.

Во внутренней области, имеющей толщину $\approx (0,1-0,2)\delta$, течение определяется напряжением сдвига на стенке и вязкостью (область постоянного напряжения сдвига).

Во внешней части пограничного слоя, имеющей толщину $\approx (0,8-0,9)\delta$, течение не зависит от вязкости жидкости, однако на него оказывает влияние напряжение сдвига на стенке.

$$(T_c - T) / (T_0 - \bar{T})$$

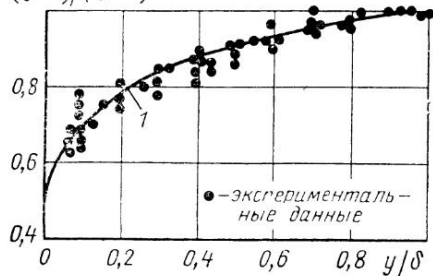


Рис. 3.3. Профиль температуры в пристенном слое витых труб при $Fr_m = 924$ и $Re = 10^4$:

1 — степенной закон (3.41)

внутри вязкого подслоя почти до стенки, но по своей природе являются полностью вязкими. Установлено, что в каждой области распределение скорости может быть описано следующими выражениями [55]:

$$\text{для вязкого подслоя} \quad \frac{u}{v_*} = \frac{v_* y}{\nu} \quad \text{или} \quad \tilde{u} = \eta;$$

$$\text{для турбулентной части внутренней области} \quad \tilde{u} = A \ln \eta + B;$$

$$\text{для внешней области} \quad \frac{\tilde{u} - u}{v_*} = -A \ln \left(1 - \frac{y}{\delta} \right) + B^*.$$

Последнее выражение, представленное в виде дефекта скорости, который характеризует распределение скорости относительно движения в центре трубы (канала), дает незначительное отклонение от логарифмического распределения скорости для турбулентной части внутренней области для случая течения в канале, что позволяет распространить закон распределения для турбулентной части внутренней области на всю область турбулентного течения.

Результаты исследования полей температуры в пристенном слое у витых труб при $T_c / T_{cp} \approx 1,4$ представлены на рис. 3.3. Эти профили избыточной безразмерной температуры измерены у витых труб, расположенных на различном расстоянии от центра пучка. Все эти профили хорошо описываются законом степени $1/7$ при определении величины δ по формуле (3.30):

$$\frac{T_c - T}{T_c - \bar{T}} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7}, \quad (3.41)$$

и для турбулентной части пристенного слоя логарифмическим законом [14]

$$\frac{T_c - T}{T_c - \bar{T}} = 1 + \frac{a_m}{0,39 \sqrt{a}} \ln \frac{y}{\delta}, \quad (3.42)$$

В данной работе под пристенным слоем понимается слой δ , включающий эти две области течения. В пучке витых труб кроме этих областей течения можно выделить ядро потока с практически постоянной скоростью $\bar{u} = \text{const}$ (r).

Внутренняя область пристенного слоя в свою очередь состоит из вязкого подслоя, имеющего толщину порядка $\delta_{\text{л}} = (0,001 - 0,01) \delta$, переходной области и турбулентного слоя. Следует отметить, что турбулентные движения проникают

внутри вязкого подслоя почти до стенки, но по своей природе являются полностью вязкими. Установлено, что в каждой области распределение скорости может быть описано следующими выражениями [55]:

$$\text{для вязкого подслоя} \quad \frac{u}{v_*} = \frac{v_* y}{\nu} \quad \text{или} \quad \tilde{u} = \eta;$$

$$\text{для турбулентной части внутренней области} \quad \tilde{u} = A \ln \eta + B;$$

$$\text{для внешней области} \quad \frac{\tilde{u} - u}{v_*} = -A \ln \left(1 - \frac{y}{\delta} \right) + B^*.$$

Последнее выражение, представленное в виде дефекта скорости, который характеризует распределение скорости относительно движения в центре трубы (канала), дает незначительное отклонение от логарифмического распределения скорости для турбулентной части внутренней области для случая течения в канале, что позволяет распространить закон распределения для турбулентной части внутренней области на всю область турбулентного течения.

Результаты исследования полей температуры в пристенном слое у витых труб при $T_c / T_{cp} \approx 1,4$ представлены на рис. 3.3. Эти профили избыточной безразмерной температуры измерены у витых труб, расположенных на различном расстоянии от центра пучка. Все эти профили хорошо описываются законом степени $1/7$ при определении величины δ по формуле (3.30):

$$\frac{T_c - T}{T_c - \bar{T}} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7}, \quad (3.41)$$

и для турбулентной части пристенного слоя логарифмическим законом [14]

$$\frac{T_c - T}{T_c - \bar{T}} = 1 + \frac{a_m}{0,39 \sqrt{a}} \ln \frac{y}{\delta}, \quad (3.42)$$

где α_m — безразмерный коэффициент теплоотдачи, определяемый формулой

$$\alpha_m = \frac{q_c}{\rho_{иср} (T_c - \bar{T})} \quad (3.43)$$

Таким образом, толщины теплового и динамического пристенного слоя в пучке витых труб оказались практически равными и определяются одной и той же зависимостью (3.30). Следовательно, можно в первом приближении считать, что допущение о равенстве числа Прандтля единице ($Pr_T = 1$) в пучке витых труб выполняется.

Исследования безразмерных полей скорости и температуры в ядре потока пучка показали, что наблюдаемые отклонения скорости в поперечном сечении пучка относительно среднего значения составляют $\approx \pm 20\%$ и обусловлены наличием вихревого течения, возникающего под действием центробежных сил в винтовых каналах труб, различием в условиях обтекания труб в местах их касания и вдали от этих мест, а также случайными причинами. Для поля температур эти отклонения меньше и составляют $\pm 10\%$.

Поскольку оказалось, что среднеквадратические отклонения для распределений скорости и температуры сильно отличаются (при $F_{гм} = 924$, $\sigma = 0,12$ и $0,051$ для полей скорости и температуры соответственно), то можно предположить, что неравномерность скорости в ядре потока является одной из причин дополнительной турбулизации потока и выравнивания неравномерностей поля температур теплоносителя в ядре потока и температур стенки труб по сечению пучка.

Таким образом, установленные закономерности распределения полей скорости и температуры в межтрубном пространстве теплообменного аппарата с закруткой потока свидетельствуют о возможности всю область течения условно разбить на тонкий пристенный слой и ядро потока с примерно постоянной скоростью и температурой, т. е. подтверждают справедливость принятой в разд. 3.1 модели течения гомогенизированной среды. Предложенный критерий подобия $F_{гм}$, учитывающий особенности течения в межтрубном пространстве теплообменного аппарата с закруткой потока, позволяет обобщить опытные данные по полям скорости и температуры.

3.3. Результаты экспериментальных исследований составляющих вектора осредненной скорости

Исследование продольной и поперечных составляющих осредненной скорости было выполнено в [8, 9, 15] методом термоанемометра постоянной температуры, описанным в разд. 2.2, с помощью миниатюрного поворотного датчика с одной наклонной нитью. Трубы овального профиля с максимальным размером $d = 36$ мм в количестве 19 шт. образовывали плотноупакованный пучок в шестигранном кожухе. В качестве теплоносителя использовался воздух. Эксперименты проводились в диапазоне изменения $V = 3 \dots 70$ м/с, $Re = 4,5 \cdot 10^3 \dots 1,1 \cdot 10^5$, $F_{гм} = 178 \dots 1187$ при давлении, близком к давлению окружающей среды.

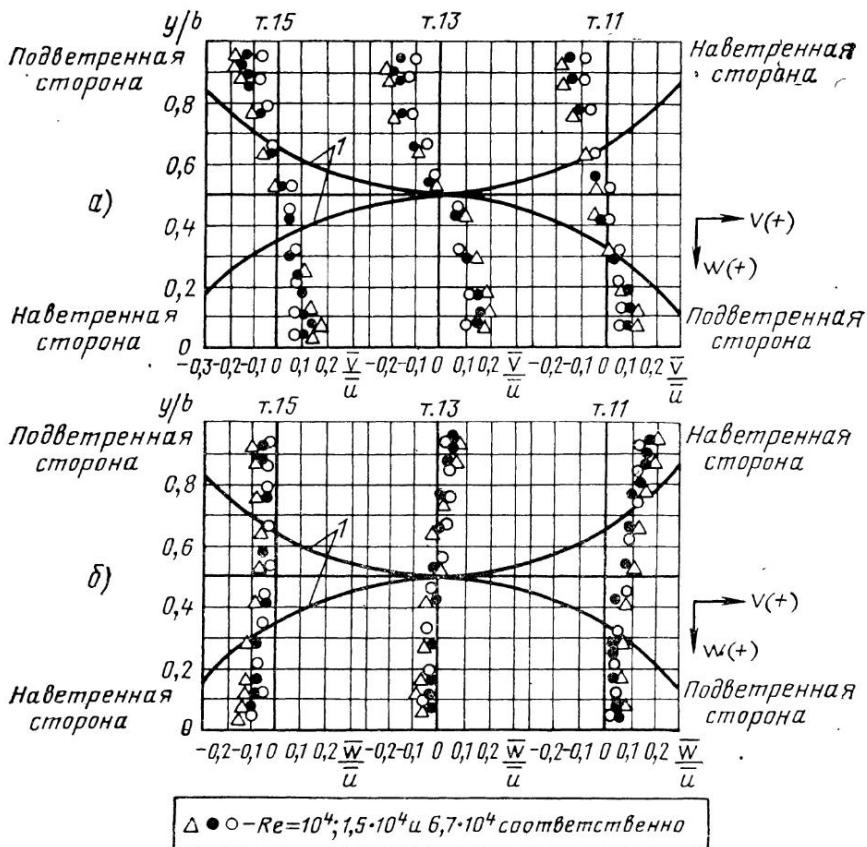


Рис. 3.4. Распределения поперечных составляющих скорости в ячейках пучка с $\Gamma_{ГМ} = 296$ для \bar{v} (а) и \bar{w} (б):
1 — условная граница вьюга канала трубы

Оказалось, что полученные в пристеночном слое пучка данные по полному вектору скорости и продольной составляющей осредненной скорости хорошо согласуются со степенным законом (3.29)

$$\frac{V}{V_M} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/n}, \quad \frac{u}{u_M} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/n}.$$

Результаты экспериментального исследования распределений поперечных составляющих скорости в сечении пучка, где нет точек касания соседних витов труб между собой, представлены на рис. 3.4. В этом же сечении производились измерения перепадов статического давления $\Delta p = p_s - p_i$ по периметру трубы относительно особой точки профиля трубы (см. разд. 3.4), которая разделяет профиль на наветренную и подветренную стороны.

Как видно из рис. 3.4, составляющая скорости \bar{v} в винтовом канале трубы имеет то же направление, что и закрутка витых труб (от наветренной к подветренной стороне). На условной границе, разделяющей ячейку пополам, скорость \bar{v} обращается в нуль из-за взаимодействия противоположно направленных потоков в винтовых каналах соседних труб. Относительная скорость \bar{v}/\bar{u} с ростом числа Re уменьшается. Составляющая скорости \bar{w} в области наветренной стороны профиля трубы и в его середине направлена от стенки, а в области подветренной стороны — к стенке профиля трубы (см. рис. 3.4). Это движение приводит к обмену порциями жидкости между пристенным слоем и ядром потока в ячейке и является одной из причин интенсификации процессов переноса и теплообмена в пучке витых труб (см. гл. 4 и 5).

Если сопоставить полученные на рис. 3.4 результаты по распределению поперечных составляющих скорости с результатами исследования полей \bar{v} и \bar{w} в сечении, где наблюдается касание труб между собой по максимальному размеру овала [15], то можно увидеть, что при одинаковом характере распределений скоростей \bar{v} наблюдается отличие в распределении скоростей \bar{w} . Так, в средней части профиля в [15] скорость \bar{w} направлена к стенке, в то время как на рис. 3.4 (т. 13) в этой части профиля скорость \bar{w} направлена от стенки. В наветренной части профиля трубы для обоих поперечных сечений пучка скорость \bar{w} направлена от стенки, а в подветренной части — к стенке при различном характере распределений \bar{w} по ширине ячейки. Это свидетельствует о том, что в пучке витых труб наблюдается сложное пространственное вихревое движение и все рассмотренные гипотезы о характере течения в пучке являются только некоторым приближением, справедливость которого подтверждается совпадением расчетных и экспериментальных интегральных характеристик потока и теплообмена. Однако в настоящее время этот путь, видимо, является практически единственно возможным из-за трудностей решения трехмерной задачи конвективного теплообмена, а также из-за неопределенности геометрических границ потока в пучках с большим числом произвольно ориентированных витых труб.

В периферийной ячейке пучка поля составляющей скорости \bar{v} определяются закруткой потока витой трубой и трением о стенку кожуха. Поэтому в ядре потока направление скорости по всему периметру кожуха одинаково. В то же время скорость \bar{v} изменяется по величине вдоль стенки кожуха. Распределение скорости \bar{w} в ядре потока в периферийной ячейке по величине и направлению одинаково с распределением скорости \bar{w} в винтовых каналах центральных ячеек для рассматриваемого сечения пучка. С ростом чисел Re и $F_{гм}$ безразмерная составляющая скорости \bar{v}/\bar{u} уменьшается. Так ее максимальное значение при $F_{гм}=296$ снижается с 15...20% при $Re=5,8 \cdot 10^3$ до 7...10% при $Re=6,7 \cdot 10^4$. При увеличении числа $F_{гм}$ с 178 до 1187 при числе $Re=1,5 \cdot 10^4$ максимальное значение \bar{v}/\bar{u} снижается с 15...20 до 5...10%. Зависимость среднего по поперечному сечению пучка максимального значения составляющей

скорости $(\bar{v}_m/\bar{u})_{\text{ср}}$ от определяющих критериев подобия можно описать следующей интерполяционной формулой [9]:

$$\left(\frac{\bar{v}_m}{\bar{u}}\right)_{\text{ср}} = \frac{1,24}{\text{Re}^{0,275}} \left(1 + \frac{23,3}{\text{Fr}_m} + \frac{31\,700}{\text{Fr}_m^2}\right). \quad (3.44)$$

Безразмерная составляющая скорости \bar{w}/\bar{u} с ростом чисел Re и Fr_m также уменьшается, а ее максимальное значение определяется зависимостью

$$\left(\frac{\bar{w}_m}{u}\right)_{\text{ср}} = \frac{0,44}{\text{Re}^{0,213}} \left(1 + \frac{95,7}{\text{Fr}_m} + \frac{18\,100}{\text{Fr}_m^2}\right). \quad (3.45)$$

Рассмотрим распределения составляющих скорости u_τ и u_r в зависимости от радиальной координаты r , отсчитываемой от оси витой трубы (см. рис. 3.5) относительно характерных азимутальных направлений по периметру овала для труб центральных и периферийных рядов пучка.

Выполненные исследования распределений тангенциальной составляющей скорости u_τ и полученные результаты свидетельствуют о весьма сложном характере распределений скорости u_τ по сечению пучка труб [8]. Прежде всего распределение u_τ в винтовых каналах труб и в межтрубных сквозных каналах, на которые можно разбить всю область течения в пучке витых труб, различно. В винтовых каналах направление скорости u_τ определяется винтообразно закрученными трубами. Поэтому во внешней части пристенного слоя всех винтовых каналов скорость u_τ имеет направление, определяемое направлением закрутки труб, и возрастает по радиусу трубы практически по линейному закону (рис. 3.5). Это позволяет в первом приближении использовать для анализа полученных данных гипотезу о закрутке потока по закону твердого тела, который выполняется при течении в вихревых шнурах (3.1).

В ядре потока винтовых каналов центральных ячеек пучка течение характеризуется различным распределением скорости u_τ по радиусу трубы для разных азимутальных направлений, что можно объяснить тем, что скорости u_τ , возникающие в центральных ячейках, индуцируются системой соседних витых труб. Так, для направления, проходящего через ось трубы и ось прямого межтрубного канала, скорость u_τ (рис. 3.5) изменяется от $u_{\tau\text{м}}$ вблизи внешней границы пристенного слоя до нуля на оси прямого канала. На условной границе сквозного канала и соседних винтовых каналов скорость u_τ имеет конечное значение и одинаковое направление вращения относительно оси прямого канала, что определяет вращательное движение в сквозном канале. Скорость u_τ в ядре винтового канала для направления, проходящего через ось трубы и ось сквозного канала, уменьшается по радиусу трубы более сильно, чем по закону постоянства циркуляции потока: $u_\tau r = \text{const}$. Для направления, проходящего через оси соседних труб, скорость u_τ в ядре потока уменьшается еще быстрее и на условной границе винтовых каналов соседних труб равна нулю. Это связано с противо-

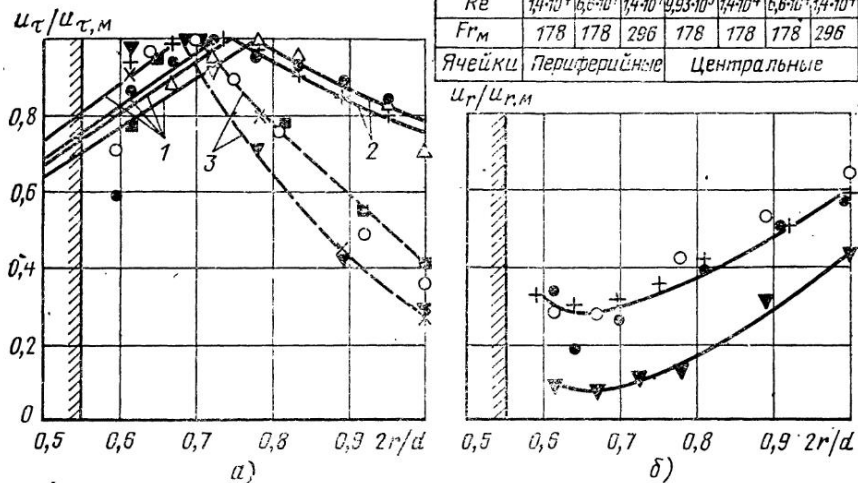


Рис. 3.5. Безразмерные профили тангенциальной (а) и радиальной (б) скоростей: 1 — зависимость (3.1); 2 — зависимость $u_\tau r = \text{const}$; 3 — линии, характеризующие разброс опытных данных для центральных ячеек

положным направлением закрутки потока в соседних винтовых каналах (см. рис. 3.4 и 3.5).

В ядре потока винтовых каналов периферийных ячеек пучка труб скорость u_τ изменяется по закону, близкому к закону $u_\tau r = \text{const}$ (см. рис. 3.5). Это можно объяснить тем, что скорости u_τ , возникающие в ячейках, прилегающих к стенкам кожуха, практически индуцируются только одной витой трубой. Во всех периферийных ячейках пучка скорость u_τ имеет одинаковое направление, что приводит к циркуляции потока в этой области течения и относительно оси пучка. Это способствует конвективному переносу в масштабе диаметра пучка.

Таким образом, схематически вихревое течение во внешней части пристенного слоя труб можно рассматривать как течение в «вихревом шнуре» радиуса $(h/2) + \delta$ (h — минимальный размер овала), где скорости u_τ распределены по закону (3.1). Течение в ядре потока приближенно можно рассматривать как течение в окрестности системы «вихревых шнуров», где все скорости u_τ индуцируются «вихревыми шнурами».

Характер изменения радиальной составляющей скорости по азимутальному направлению, проходящему через ось трубы и ось сквозного канала, где винтовой канал имеет максимальный размер по радиусу, виден на рис. 3.5. При $r = (h/2) + \delta$ скорость u_r имеет экстремальное значение (как и скорость u_τ). На характер изменения скорости u_r оказывают также влияние особенности, связанные с обтеканием мест касания соседних труб.

Выполненные исследования в основном свидетельствуют о применимости теоретических моделей течения, рассмотренных в разд. 3.1, для теплогидравлического расчета пучков витых труб с учетом межканального перемешивания теплоносителя, несмотря на пространственный характер течения в них, поскольку эти особенности течения учитываются в экспериментально определенных интегральных характеристиках.

3.4. Распределение статического давления в поперечном сечении пучка витых труб

Измерения распределений статического давления по периметру овальной трубы ($d=36$ мм), где были размещены 15 датчиков, производились на 19-трубной модели пучка [15]. Импульсные трубки, по которым измеряемый сигнал подводился к регистрирующим приборам, были проложены внутри витой трубы. Измерения проводились относительно особой точки профиля, разделяющей наветренную и подветренную его стороны, в сечении пучка, где отсутствовали точки касания соседних витых труб, т. е. овальный профиль трубы обтекания потоком со всех сторон (рис. 3.6).

Распределения статического давления по радиусу пучка определялись на 37-трубной модели теплообменника при $d=46$ мм, причем штанги с датчиками статического давления вводились с выходной части пучка в сквозные каналы между соседними витыми трубами. Штанги крепились к координатному механизму и могли устанавливаться на различном расстоянии от входа теплоносителя в пучок труб и на различном радиусе пучка.

Установленные распределения скоростей в поперечном сечении пучка позволяют предположить, что статическое давление в среднем по радиусу пучка и в отдельных его ячейках мало изменяется.

Если можно было бы заменить витую трубу круглым цилиндрическим вихрем радиуса $(h/2) + \delta$ и принять, что движение происходит по концентрическим окружностям с постоянной скоростью, зависящей от радиуса, то частицы жидкости должны были бы иметь только центростремительное ускорение, равное

$$g_{ц} = u_{\tau}^2/r.$$

Из уравнения Эйлера в проекции на ось r :

$$-\rho (u_{\tau}^2/r) = -\partial p/\partial r,$$

$$\text{или } p = p_m - \int_r^{d/2} \frac{\rho u_{\tau}^2}{r} dr, \quad (3.46)$$

Рис. 3.6. Схема размещения точек отбора статического давления по периметру витой трубы:

1-15 — нумерация точек отбора давления; 1-8 — подветренная сторона; 8-15 — наветренная сторона; 16 — направление закрутки профиля трубы

следует, что давление уменьшается по мере приближения к центру вихря. Так, используя измеренные в ячейке составляющие скорости \bar{v} и \bar{w} (см. рис. 3.4) и уравнение Эйлера в виде (3.46), можно показать, что величина изменения статического давления в ячейке по радиусу винтового канала трубы, отнесенная к скоростному напору $\rho \bar{u}^2/2$, составляет приблизительно 2%.

Измерения статического давления по радиусу пучка производились в опытах со струей, распространяющейся в пучке (разд. 4.3). Этот случай течения был рассмотрен прежде всего потому, что для него характерно значительное изменение скорости по радиусу пучка, и можно было ожидать изменения статического давления. При этом рассматривался только основной участок струи. Если статическое давление в данной точке отнести к среднему значению статического давления в рассматриваемом сечении, то оказывается, что разброс экспериментальных данных не превышает 2% при $r/r_k = 0,167, 0,735, 1,0$ на различных расстояниях от входа в пучок ($x/l = 0,515, 0,6, 0,74, 0,9$) [15]. Поэтому можно сделать вывод, что условие $\partial p/\partial r \approx 0$, или $p = \text{const}(r)$, принятое при получении системы уравнений (3.8) ... (3.11), в пучке витых труб в первом приближении выполняется.

Таким образом, выполненные исследования распределений поперечных составляющих скорости и статического давления показывают возможность использования в рамках гомогенизированной модели течения уравнения движения (3.8), записанного для продольной составляющей скорости.

Измерение распределения статического давления по периметру витой трубы ($\Pi_{\text{тр}}$) выполнялось на крупномасштабной модели теплообменника. На рис. 3.6 представлено размещение точек отбора статического давления, а на рис. 3.7 — распределение перепада статического давления $\Delta p = p_s - p_i$ по периметру трубы относительно особой точки δ профиля трубы (см. рис. 3.6), разделяющей его наветренную и подветренную стороны. Величины Δp отнесены к скоростному напору $\rho u_{\text{ср}}^2/2$. Как видно из рис. 3.7, максимум статического давления в ячейке для сечения пучка, где нет касания труб между собой и все ячейки сообщены с соседними ячейками щелевыми каналами, наблюдается в этой особой точке. Минимум давления с наветренной стороны профиля наблюдается на расстоянии $2l/\Pi_{\text{тр}} \approx 0,1$, где l — координата по периметру трубы.

При $2l/\Pi_{\text{тр}} > 0,1$ в этой области профиля статическое давление повышается. С подветренной стороны профиля наблюдаются два минимума давления при $2l/\Pi_{\text{тр}} \approx 0,2$ и $0,5 \dots 0,6$.

Степень неравномерности статического давления по периметру трубы зависит от числа Re и резко отличается для турбулентной и переходной областей течения теплоносителя. При $Re \geq 2 \cdot 10^4$ минимумы давления и темпы его увеличения по мере удаления от особой точки профиля уменьшаются. С уменьшением числа Re , начиная с $Re = 7,8 \cdot 10^3$, минимумы давления сильно возрастают так же, как и неравномерность распределения статического давления по периметру трубы. В подветренной области профиля минимум, рас-

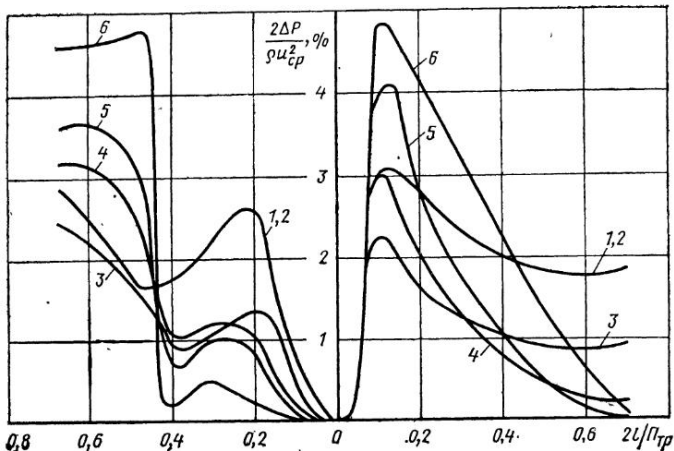


Рис. 3.7. Распределение перепада статического давления по периметру трубы, отнесенного к скоростному напору:

1—6 — экспериментальные данные при числах $Re=1,1 \cdot 10^5$; $6 \cdot 10^4$; $2 \cdot 10^4$; $7,8 \cdot 10^3$; $6 \cdot 10^3$; $4,5 \cdot 10^3$ соответственно

положенный ближе к особой точке, с уменьшением числа Re наоборот уменьшается. При числах $Re \geq 6 \cdot 10^4$ характер распределения давления и его величина остаются практически неизменными (см. рис. 3.7). С уменьшением числа Re до $2 \cdot 10^4$ неравномерность распределения давления по периметру мало меняется, а при дальнейшем уменьшении числа Re — резко возрастает. Изменение скорости \bar{w} по величине и направлению по периметру профиля трубы и кожуха отражается на результатах измерения статического давления, а следовательно, на точности определения коэффициента ξ . Если сопоставить эпюры разряжения (см. рис. 3.7) с данными по полям \bar{w} (см. рис. 3.4), то видно, что в т. 15, где скорость \bar{w} направлена к стенке, статическое давление близко к максимальному значению, наблюдаемому в т. 8. В области профиля, где скорость \bar{w} направлена от стенки, наблюдается значительное разряжение, которое тем больше, чем больше по величине скорость \bar{w} (т. 11, 13). Наибольшие разряжения наблюдаются при малых числах Re , когда интенсивность вихревого движения велика (см. рис. 3.4), и составляют приблизительно 5% от величины скоростного напора $\rho u_{cp}^2/2$. Минимальное значение величины $2\Delta p/\rho u_{cp}^2$ наблюдается при числе $Re=10^4 \dots 2 \cdot 10^4$, после чего с дальнейшим ростом числа Re эта величина незначительно повышается (см. рис. 3.7).

При размещении датчиков статического давления в отдельных точках периметра витой трубы и кожуха может появляться дополнительная погрешность определения величин p , Δp и ξ , а также изменение угла наклона зависимости $\xi = \xi(Re)$ (см. гл. 5). Видимо, излом в кривых $\xi = \xi(Re)$ должен происходить также вблизи зна-

чений $Re \approx 8 \cdot 10^3 \dots 10^4$, как и для кривой $2\Delta p/\rho u_{cp}^2 = f(Re)$. Влияние мест расположения датчиков статического давления необходимо учитывать при обобщении опытных данных по коэффициенту ξ , полученных различными авторами.

Таким образом, характер изменения статического давления по периметру трубы и его зависимость от числа Re позволяют объяснить некоторые особенности теплогидравлических характеристик. Действительно, изменение характера зависимости $2\Delta p/\rho u_{cp}^2 = f \times (\Pi_{тр})$ при числах $Re = 7,8 \cdot 10^3 \dots 2 \cdot 10^4$ совпадает с изменением характера зависимостей $Nu = Nu(Re, Fr_M)$ и $\xi = \xi(Re, Fr_M)$ для пучка с тем же числом Fr_M в том же диапазоне чисел Re (см. гл. 5). Это, по-видимому, связано с различной интенсивностью обмена порциями жидкости между пристенным слоем и ядром потока в турбулентной и переходной областях течения. Число Re , при котором происходит переход к развитому турбулентному режиму течения, соответствует числу Re , при котором наблюдается излом в кривых $Nu = Nu(Re)$ и $\xi = \xi(Re)$ и минимальная неравномерность распределения статического давления по периметру витой трубы, что приводит к минимуму интенсивности вихревого движения в ячейке пучка.

Экспериментально измеренные распределения статического давления в пучках витых труб подтвердили обоснованность применения в первом приближении расчетной модели течения гомогенизированной среды. Оказалось также, что интенсификация теплообмена в пучках витых труб в определенной мере связана с характером распределений поперечных составляющих скорости и статического давления, которые позволяют объяснить особенности протекания теплогидравлических характеристик в зависимости от определяющих критериев подобия.

3.5. Энергетические спектры турбулентности и распределения продольной составляющей пульсационной скорости

Экспериментальные исследования продольной составляющей пульсационной скорости в пучке витых труб проводились с помощью термоанемометра, а энергетические спектры турбулентности с помощью частотного узкополосного анализатора с рабочей полосой частот от 20 до 20 000 Гц и разрешением по частотам 3 Гц в диапазоне чисел $Re = 6 \cdot 10^3 \dots 1,1 \cdot 10^5$, $Fr_M = 178 \dots 1187$ ($s/d = 9,7 \dots 25$) [8, 9, 15, 16].

Эти исследования позволили выявить не только тонкую структуру потока, но и оценить интенсивность турбулентности и интегральный масштаб турбулентности в пучке витых труб. При проведении этих исследований определялась частота дискретизации сигнала, на которую настраивалась термоанемометрическая аппаратура для охвата требуемого диапазона частот. Надежность этой настройки была обоснована в опытах на круглой трубе. Совпадение экспериментальных данных, полученных для труб с диаметрами

90 и 28 мм, с данными Лауфера позволило сделать вывод о возможности использования разработанного термоанемометрического датчика [9] для исследования величины $\overline{u'^2}$ в пучках витых труб. При определении продольной составляющей пульсационной скорости с помощью термоанемометра использовался датчик с прямой нитью и расчет проводился по формуле (2.21).

Оценим порядок величины интенсивности турбулентности в пучках витых труб по результатам исследования осредненных составляющих скорости. Предположим, что в пучке витых труб, как и при течении в круглой трубе, порождение и диссипация энергии турбулентности приблизительно одинаковы и турбулентность находится в состоянии энергетического равновесия. Однако в пучке витых труб турбулентность будет генерироваться не только за счет градиента скорости в пристенном слое, но и за счет неравномерности полного вектора скорости в ядре потока. Приняв, что турбулентность в пучке труб изотропна и что интенсивность турбулентности, возникающая за счет градиента скорости, у стенки такая же, как в центре круглой трубы

$$v_1/\overline{u'_m} \approx 0,044, \quad (3.47)$$

учтем влияние неравномерности скорости в ядре потока следующим образом. Величина пульсационной скорости за счет неравномерности в ядре потока v_2 должна быть пропорциональна избытку скорости Δu_m . При числе $Re = 8 \cdot 10^3$ величина $\Delta u_m = 0,4 u_{m \text{ ср}}$. При этом

$$v_2 = 0,2 \Delta u_m, \quad (3.48)$$

где Δu_m — избыточная скорость, которая равна разности максимального и минимального значения скорости u в ядре потока. Постоянный множитель 0,2 в выражении (3.48) характеризует уровень турбулентности для течения струйного характера, что в первом приближении наблюдается в ядре потока в пучке витых труб. Полная энергия турбулентного движения единицы массы жидкости будет равна

$$\frac{3v_\Sigma^2}{2} = \frac{3v_1^2}{2} + \frac{3v_2^2}{2}. \quad (3.49)$$

Тогда, учитывая выражения (3.47) и (3.48) и разделив левую и правую части уравнения (3.49) на u_m , из (3.49) получим

$$v_\Sigma/u_m = 0,0905. \quad (3.50)$$

Таким образом, выполненная оценка свидетельствует о том, что неравномерность скорости в ядре потока является существенным фактором, который приводит к дополнительной турбулизации потока в пучке витых труб.

Результаты экспериментального исследования продольной пульсационной составляющей скорости представлены на рис. 3.8. В ядре потока распределения пульсационной скорости в безразмерном

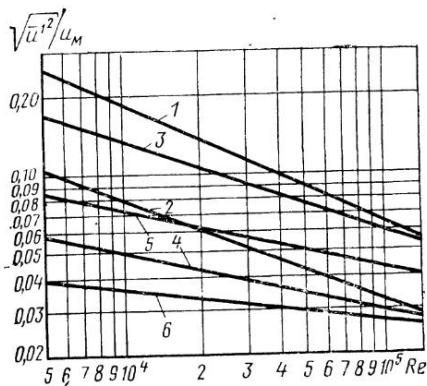


Рис. 3.8. Зависимость относительной продольной пульсационной составляющей скорости от чисел Re и F_{gM} в характерных точках потока:

1, 2 — опытные данные для $F_{gM} = 178$ в точках с максимальным и минимальным значениями $\sqrt{u'^2}/u_M$ соответственно, описываемые зависимостью (3.52); 3, 4 — то же для $F_{gM} = 296$; 5, 6 — то же для $F_{gM} = 1187$

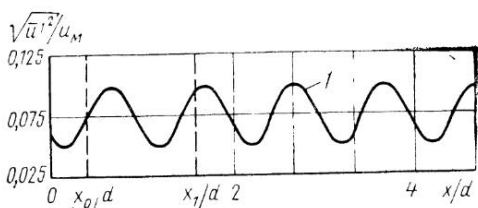


Рис. 3.9. Распределение продольной пульсационной скорости в ядре потока вдоль рядов труб при $F_{gM} = 178$ и $Re = 3,6 \cdot 10^4$:

1 — зависимость (3.51)

виде вдоль прорезей пучка витых труб с числом $F_{gM} = 178$ при числе $Re = 3,6 \cdot 10^4$ могут быть описаны синусоидой с периодом, равным максимальному размеру профиля трубы (рис. 3.9):

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{u_M} = 0,075 + 0,025 \sin 2\pi \frac{x - x_0}{d}. \quad (3.51)$$

В выражении (3.51) в качестве точки отсчета принята координата от стенки кожуха $x_0 \approx \delta$, и величина u_M является локальной осредненной скоростью в ядре потока. Максимумы кривой (3.51) лежат за точками касания труб, ближайшими к выходному сечению, где производились измерения, а минимумы — в области сквозной (незатененной лопастями профиля) части канала. Касание витых труб овального профиля между собой иллюстрируется на схеме теплообменника, представленной в разд. 1.1.

Измерения величины $\sqrt{u'^2}/u_M$ поперек прорезей в районе максимума кривой (рис. 3.10) показали, что характер изменения величины $\sqrt{u'^2}/u_M$ поперек прорезей аналогичен характеру изменения относительной продольной пульсационной составляющей скорости в круглой трубе [54], но величина $\sqrt{u'^2}/u_M$ в пучке труб в ядре потока и у стенки выше, чем в круглой трубе. Так, значение интенсивности турбулентности в пучке труб на расстоянии от стенки $2y/d_0 =$

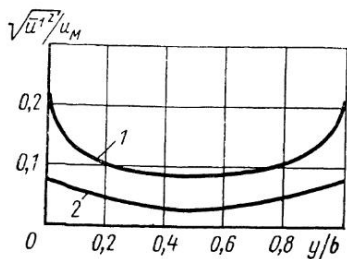


Рис. 3.10. Распределение продольной пульсационной скорости поперек рядов труб (от стенки до стенки широкой стороны овального профиля соседних труб) при $Fg_M=178$ и $Re=3,6 \cdot 10^4$:

1 — опытные данные; 2 — данные для круглой трубы

$=0,01$ составляет 30%, а для круглой трубы — 15% [54]. В районе сквозного канала величина $\sqrt{u'^2}/u_M$ постоянна и равна 7%.

Выполненные исследования показали, что при $Re < 10^5$ в ядре потока пучка витых труб в среднем интенсивность турбулентности выше, чем в круглой трубе, что совпадает со сделанной выше оценкой на основе уравнения баланса энергии турбулентного движения.

Природа увеличения величины $\sqrt{u'^2}/u_M$ в пучке труб по сравнению с круглой трубой связана, как уже отмечалось, с турбулизацией потока за счет неравномерности поля скорости в ядре потока. Синусоидальность изменения величины $\sqrt{u'^2}/u_M$ обусловлена наличием мест касания труб между собой. Скорость u_M за ближайшей точкой касания труб к сечению, где производились измерения, меньше, чем в области сквозного канала. Если же измеренную величину $\sqrt{u'^2}$ отнести к средней по сечению скорости $u_{M,ср}$, то величина $\sqrt{u'^2}/u_{M,ср}$ по длине прорези будет изменяться в меньших пределах.

Исследование влияния чисел Re и Fg_M на величину $\sqrt{u'^2}/u_M$ (см. рис. 3.8) показало, что в диапазоне чисел $Re=6 \cdot 10^3 \dots 1,1 \cdot 10^5$ экспериментальные данные могут быть описаны формулой

$$\sqrt{u'^2}/u_M = A/Re^m. \quad (3.52)$$

Значения A_0 и m в формуле (3.52) сведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Число Fg_M	Значения A_0			Значения m		
	max	min	ср.	max	min	ср.
178	12,85	2,96	7,5	0,46	0,393	0,437
296	3,26	0,403	1,62	0,347	0,227	0,311
1187	0,61	0,104	0,313	0,230	0,115	0,189

Если течение в ядре потока охарактеризовать средней величиной $\sqrt{\overline{u'^2}}$ | u_m по поперечному сечению пучка, то можно предложить следующую зависимость [9]:

$$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u_m} = 7,2 \operatorname{Re}^{-(0,155+40,57 \operatorname{Fr}_m^{-1} + 1700 \operatorname{Fr}_m^{-2})} \left[1 + \frac{\operatorname{Fr}_m - 178}{7,5 (19,5 - 0,135 \operatorname{Fr}_m)} \right], \quad (3.53)$$

справедливую в диапазоне изменения чисел $\operatorname{Re} = 6 \cdot 10^3 \dots 1,1 \cdot 10^5$ и $\operatorname{Fr}_m = 178 \dots 1187$. Формула (3.53) при $\operatorname{Re} = 8 \cdot 10^3$ может быть представлена в виде связи

$$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u_m} = 0,044 (1 + 368 \operatorname{Fr}_m^{-1}), \quad (3.54)$$

которая удовлетворительно описывает также опытные данные разд. 4.2 по эффективной интенсивности турбулентности для числа $\operatorname{Fr}_m = 314$, определенной методом диффузии тепла от точечного источника в предположении, что турбулентность в ядре потока изотропна и однородна.

Таким образом, интенсивность турбулентности в пучке витых труб возрастает с уменьшением чисел Re и Fr_m . Полученные результаты исследования подтверждаются данными работы [14], в которой наибольшая интенсификация теплообмена, по сравнению с круглой трубой, наблюдалась при числах $\operatorname{Re} < 10^4$. Полученные данные существенно отличаются от результатов работ [29, 35], где было показано, что в диапазоне чисел $\operatorname{Re} = 8 \cdot 10^3 \dots 10^8$ интенсивность турбулентности в плоском канале практически не зависит от чисел Re . Это отличие объясняется особенностями структуры потока в пучке винтообразно закрученных труб.

Следует отметить, что зависимости (3.53) и (3.52) могут быть использованы в основном для оценки уровня турбулентности в пучке витых труб. Они свидетельствуют о том, что одной из основных причин интенсификации теплообмена и перемешивания потока в пучках витых труб в области умеренных чисел Re является существенная турбулизация потока по сравнению с гладкотрубным пучком.

Величина $\sqrt{\overline{u'^2}}$ может быть выражена в виде одномерного энергетического спектра турбулентности

$$\overline{u'^2} = \int_0^{\infty} E(f) df, \quad (3.55)$$

или, если перейти от частоты f к волновому числу k :

$$k = 2\pi f / u, \quad (3.56)$$

то в виде спектра

$$\overline{u'^2} = \int_0^{\infty} E(k) dk. \quad (3.57)$$

Значение $E(k)$ можно определить из относительных измерений, применяя нормированный спектр $E(k)/u'^2$, так как величина u' известна из измерений с помощью термоанемометра и обработки результатов по (2.21).

Исследование энергетического спектра (3.57) в пучке витых труб позволяет, наряду с определением продольного интегрального масштаба турбулентности, необходимого для оценки коэффициента турбулентной диффузии, выявить распределение кинетической энергии турбулентности, зависящей от завихренности вихрей, по частотам. Если исследуемая турбулентность содержит только крупные вихри, то функция $E(f)$ будет существенна в области низких частот, а если вихри малых размеров, то эта функция будет существенна в области высоких частот. Таким образом, исследование спектров $E(f)$ позволяет определить — к какому типу турбулентности относится рассматриваемое течение, а также какую область занимают при течении в пучке энергосодержащие вихри, которые обладают максимальной кинетической энергией при развитии турбулентном течении. Кроме того, поскольку диссипация энергии под действием вязкости возрастает при уменьшении размера вихря и приобретает максимальное значение для наиболее мелких вихрей, то сдвиг энергетического спектра в область высоких частот позволит объяснить причину возрастания коэффициента гидравлического сопротивления, что наблюдается в пучке витых труб [13, 14] по сравнению с круглыми трубами. Необходимость в исследовании энергетических спектров объясняется также методическими причинами, связанными с настройкой термоанемометрической аппаратуры при исследовании величины $\sqrt{u'^2}$.

Энергетические спектры исследовались в двух точках ядра потока, соответствующих максимальному и минимальному значению величины $\sqrt{u'^2}/u_m$ (см. рис. 3.8) [16].

Результаты исследования энергетических спектров \bar{u}'^2 за ближайшей точкой касания соседних труб в координатах $E(f) = \psi(f)$ представлены на рис. 3.11. Здесь же для сравнения нанесены энергетические спектры для круглой трубы. Результаты дискретных измерений на рис. 3.11 заменены непрерывной линией. Из рис. 3.11 следует, что течение в пучках витых труб, по сравнению с течением в круглой трубе, характеризуется смещением энергетических спектров турбулентности в область высоких частот. Кроме того, спектральная плотность по частотам относительной энергии турбулентности, переносимой компонентой u' , зависит от чисел $F_{гм}$ и Re . С уменьшением числа $F_{гм}$ и ростом числа Re вклад высокочастотных составляющих спектра в величину \bar{u}'^2 возрастает. Такое изменение энергетических спектров турбулентности в пучках витых труб объясняет характер изменения характеристик гидравлического сопротивления от чисел $F_{гм}$ и Re [13, 14]. Действительно, в пучке витых труб с уменьшением числа $F_{гм}$ коэффициент гидравлического сопротивления увеличивается, а с ростом числа Re , начиная

Рис. 3.11. Спектральное распределение продольной пульсационной составляющей скорости для точки ядра потока, соответствующей максимальному

значению величины $\sqrt{u'^2} / u_m$:

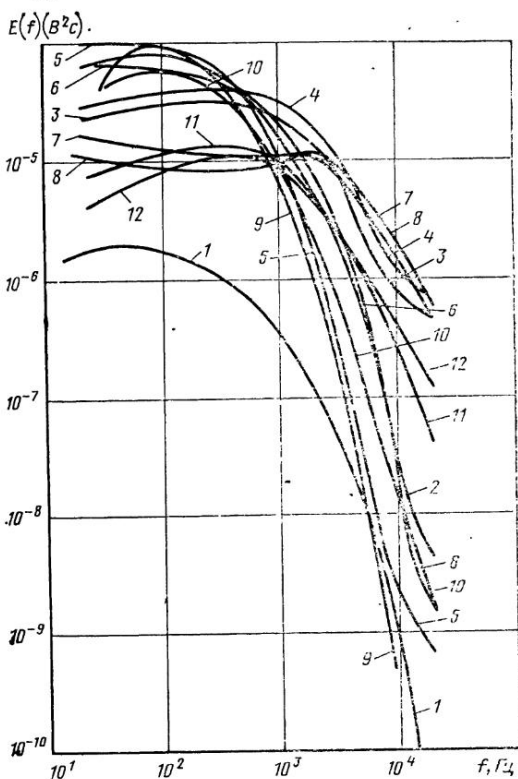
1 — опытные данные для оси труб $d_{тр} = 90$ и 28 мм при $Re = 5,6 \times 10^3 \dots 1,31 \cdot 10^5$; 2, 3, 4 — опытные данные для пучка с $Fr_M = 178$ при $Re = 1,2 \cdot 10^4$; $3,4 \cdot 10^4$; $7,5 \cdot 10^4$ соответственно; 5, 6, 7, 8 — то же для пучка с $Fr_M = 296$ при $Re = 6,7 \cdot 10^3$; $1,4 \cdot 10^4$; $4 \cdot 10^4$; $(6,7 \dots 11) \cdot 10^4$ соответственно; 9, 10, 11, 12 — то же для пучка с $Fr_M = 1187$ при $Re = 8,08 \cdot 10^3$; $1,41 \cdot 10^4$; $4,05 \cdot 10^4$; $6,1 \cdot 10^4$ соответственно

с некоторого критического значения ($Re_{кр} \approx 10^4$), происходит увеличение прироста коэффициента гидравлического сопротивления по сравнению с круглой трубой.

При обработке опытных данных в виде зависимости $E(k) = \varphi(k)$ удалось данные для различных чисел Re при определенном числе Fr_M совместить и описать практически одной зависимостью (рис. 3.12).

Из рис. 3.12 видно, что при обработке спектров по волновым числам характер зависимости от числа Fr_M сохраняется, как и в случае обработки в координатах $E(f) = \psi(f)$.

Энергетические спектры наглядно характеризуют вихревую структуру турбулентности. При числах $Re < Re_{кр}$ энергия в пучке витых труб в основном переносится низкочастотными крупномасштабными вихрями. Максимальная частота энергосодержащих вихрей составляет примерно 500 Гц (см. рис. 3.11). Такой же результат по уровню частот наблюдается в работе [61] при турбулентном течении в пучке круглых труб (см. рис. 3.12). С увеличением числа Re картина резко меняется особенно для пучков с большим числом Fr_M . При числах $Re > Re_{кр}$ интервал частот энергосодержащих вихрей расширяется примерно до 2...3 кГц и наблюдается автомодельность в распределении относительной энергии турбулентности по частотам при 20...1000 Гц (см. рис. 3.11). Качественно результаты исследования энергетических спектров одинаковы для точек, расположенных за точкой касания соседних труб, и в сквозном канале.



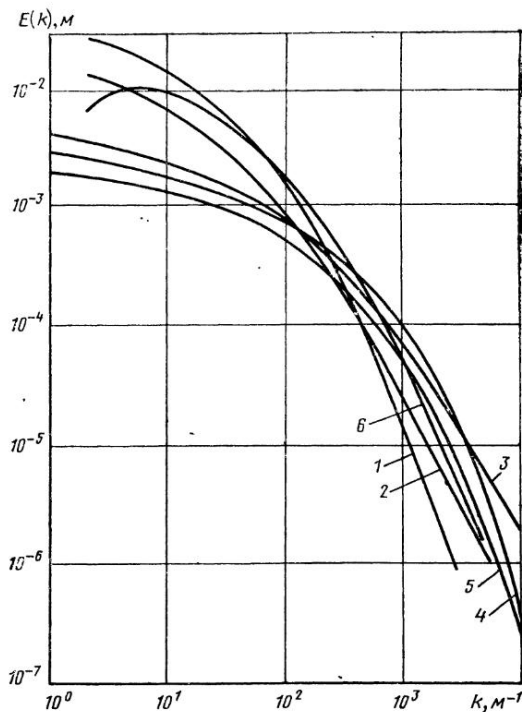


Рис. 3.12. Энергетические спектры величины u' для точки ядра потока, соответствующей максимальному значению

$$\sqrt{u'^2} / u_m:$$

1 — данные Лауфера; 2 — опытные данные для труб с $d_{тр} = 90$ и 28 мм при $Re = 6,3 \cdot 10^4 \dots 1,13 \cdot 10^5$; 3 — опытные данные для $Fr_M = 178$ при $Re = 1,2 \cdot 10^4 \dots 7,5 \cdot 10^4$; 4 — то же для $Fr_M = 296$ при $Re = 6,7 \cdot 10^3 \dots 6,7 \cdot 10^4$; 5 — то же для $Fr_M = 1187$ при $Re = 8,08 \cdot 10^3 \dots 6,1 \cdot 10^4$; 6 — данные работы [61]

Исследование энергетических спектров турбулентности в пучке витых труб позволило установить диапазон частот, в пределах которых требуется настраивать измерительную аппаратуру в зависимости от чисел Re и Fr_M . Оказалось, что для проведения исследований $\overline{u'^2}$ в пучке витых труб требуется настраивать аппаратуру при частотах

$f = 0 \dots 50$ кГц, в то время как при исследованиях u'^2 в круглой трубе требовалась настройка аппаратуры при $f = 0 \dots 20$ кГц.

Продольный интегральный масштаб турбулентности оказалось возможным оценить на основании измеренных энергетических спектров (см. рис. 3.12), используя гипотезу Тейлора о замороженной турбулентности, выраженной в виде

$$L_1 = \frac{\pi}{2u'^2} \lim_{k \rightarrow 0} E(k). \quad (3.58)$$

Эта величина определяет среднестатистический размер вихрей. Обнаружено, что масштаб турбулентности L_1 зависит от числа Fr_M и от положения точки в ядре потока. В точках с минимальным значением $\overline{u'^2}$ (сквозной канал) L_1 меньше значения L_1 в точках с максимальным значением $\overline{u'^2}$. Для характеристики потока в среднем введем значение L_{1cp} как среднеарифметическое значение величин L_{1max} и L_{1min} для данного числа Fr_M . Тогда для L_{1cp} можно предложить следующую зависимость:

$$L_{1cp}/d_э = 2,41 Fr_M^{-0,407}. \quad (3.59)$$

Проведенные исследования энергетических спектров турбулент-

ности позволили также оценить как выполняется в пучках витых труб закон:

$$E(k) \sim k^{-5/3} \quad (3.60)$$

для области, характеризуемой вихрями, возникающими в равновесном потоке при больших числах Re . Поскольку спектр $E(k)$ исследовался для продольной составляющей пульсационной скорости, то были определены только области волновых чисел, где выполняется закон (3.60) для различных критериев $F_{гм}$. Оказалось, что если говорить о существовании закона (3.60) при изменении величины k в диапазоне, охватывающем более чем половину порядка, то этот закон выполняется только для пучка с $F_{гм}=178$ за точкой контакта соседних труб. Для всех других рассмотренных пучков ($F_{гм}=296$ и 1187) так же, как и в области сквозных каналов пучка с $F_{гм}=178$, закон (3.60) не выполняется, что согласуется с данными Лауфера для течения в трубе. Это свидетельствует о том, что для области малых чисел $F_{гм}$, начиная с некоторого значения этого числа, влияние следов за точками касания соседних труб приводит к качественным изменениям в структуре потока в пучке витых труб.

Выполненные исследования позволили установить, что турбулентность в пучке витых труб генерируется не только под влиянием стенки труб, но и под влиянием тангенциального разрыва при течении струй с разными скоростями и различным направлением. Струйный эффект особенно ярко проявляется в области малых чисел $F_{гм}$ и позволяет в этом диапазоне чисел объяснить природу резкого возрастания коэффициентов переноса.

Глава 4

ПОПЕРЕЧНОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ ПОТОКА

В ПЛТНОУПАКОВАННЫХ ПРОДОЛЬНО ОБТЕКАЕМЫХ ПУЧКАХ ВИТЫХ ТРУБ

4.1. Теоретические модели перемешивания потока. Методы решения системы уравнений, описывающих гомогенизированную модель течения

Для расчета полей скорости и температуры теплоносителя в пучках труб с неравномерным полем теплоподвода или энерговыделения могут быть использованы различные теоретические модели перемешивания. В работе [4] рассмотрена задача определения двумерных полей температуры и продольной и поперечной составляющих вектора скорости в теплообменнике с боковым подводом несжимаемой жидкости методом гомогенного потока. В работе [49] для расчетов полей температуры в пучках труб используется модель анизотропного пористого тела с объемными источниками трения и тепловыделения в двумерной постановке, а решение уравнений гидродинамики ищется в виде функций тока и завихренности.

Однако эти методы не могут быть применены для расчета трехмерных температурных полей в теплообменниках с пучками винтообразно закрученных труб овального профиля при использовании в качестве теплоносителя воздуха или других теплоносителей, плотность которых изменяется с изменением температуры и давления.

Для расчета трехмерных полей температуры наиболее распространенным является метод расчета элементарных ячеек с учетом эффектов обмена массой, импульсом и энергией между ними. Интенсивность обмена между потоками теплоносителя в смежных ячейках пучка характеризуется в этом случае коэффициентом перемешивания, представляющим собой долю потока, обменивающегося на единицу длины, по отношению к полному потоку в канале:

$$\mu = G_{ij}/G_i. \quad (4.1)$$

Этот коэффициент определяется экспериментально и используется для замыкания системы уравнений, составленной для ячеек пучка труб. Однако в этом случае при большом числе труб в пучке требуются существенные затраты счетного времени на реализацию программы расчета. Поэтому в данной работе для расчета трехмерного поля скорости и температуры теплоносителя использовался метод гомогенизации реального пучка витых труб теплообменника, по которому течение гомогенизированной среды описывается уравнениями сплошной среды, а эффект гомогенизации учитывается введением множителя $(1-m)/m$. Пористость m может определяться с учетом толщины вытеснения пограничного слоя δ^* . В этом случае рассматривается свободное течение со скольжением гомогенизированной среды с распределенными источниками объемного энерговыделения и гидравлического сопротивления в границах с учетом величины δ^* . В работе [48] рассматривается течение некоторой двухфазной среды, где твердая фаза подвижна, а в работе [44] течение с неподвижной твердой фазой в границах без учета толщины δ^* . Отличие в трактовке модели гомогенизации в работах [48, 44] приводит к системам уравнений, записанным либо для ядра потока, либо для среднemasсовых параметров потока. Однако согласно работе [25] в пучках витых труб, для которых характерна большая заполненность полей скорости и температуры по сравнению с эквивалентным круглым каналом, отличие параметров в ядре потока от среднemasсовых параметров невелико и в ряде случаев не оказывает заметного влияния на результаты расчета.

Для расчета трехмерных полей скорости и температуры теплоносителя, плотность которого зависит от температуры и давления, систему уравнений гидродинамики и теплообмена, описывающую течение гомогенизированной среды в пучке витых труб, можно записать в виде

$$\rho \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = - \frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \gamma_s \frac{\partial \bar{u}}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\gamma_s \frac{\partial u}{\partial \varphi}) - \xi \frac{\bar{u}^2}{2d_s}; \quad (4.2)$$

$$\rho \bar{u} c_p \frac{d\bar{T}}{dx} = q_v \frac{1-m}{m} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \lambda_s \frac{\partial \bar{T}}{\partial r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\lambda_s \frac{\partial \bar{T}}{\partial \varphi}); \quad (4.3)$$

$$G = m \int_0^{2\pi} \int_0^{r_k} \bar{\rho} \bar{u} r dr d\varphi; \quad (4.4)$$

$$p = \bar{\rho} R \bar{T}. \quad (4.5)$$

При написании уравнений (4.2) ... (4.5) предполагается, что конвективными членами в уравнениях движения за счет поперечной и азимутальной составляющих вектора скорости можно пренебречь. К системе уравнений (4.2) ... (4.5) присоединялись краевые условия:

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}(r, \varphi, 0) &= \bar{u}_{\text{вх}}(r, \varphi), \\ \bar{T}(r, \varphi, 0) &= \bar{T}_{\text{вх}}(r, \varphi), \\ p(0) &= p_{\text{вх}}; \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

$$\left. \frac{d\bar{u}}{dr} \right|_{r=r_k} = 0, \quad \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right|_{r=r_k} = 0; \quad (4.7)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}(r, \varphi, x) &= \bar{u}(r, \varphi + 2\pi, x), \\ \bar{T}(r, \varphi, x) &= \bar{T}(r, \varphi + 2\pi, x). \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

Для определения осесимметричных полей скорости и температуры теплоносителя решается система уравнений (3.8) ... (3.11) с граничными условиями (3.12) ... (3.14).

Величины эффективных коэффициентов турбулентной вязкости ν_3 и турбулентной теплопроводности λ_3 в уравнениях (4.2); (4.3) учитывают все механизмы обмена в пучке витых труб: турбулентную диффузию, конвективный перенос, обусловленный вихревым движением в ячейках пучка и организованный перенос по винтовым каналам труб. Для периферийно расположенных ячеек пучка характерно также вихревое движение относительно оси пучка труб, что должно приводить к дополнительной интенсификации процесса переноса при азимутальной неравномерности подвода тепла. Величины ν_3 и λ_3 можно выразить через эффективный коэффициент турбулентной диффузии D_t , полагая равенство единице турбулентных чисел Льюиса и Прандтля ($Le_\tau = \bar{\rho} c_p D_t / \lambda_3 = 1$, $Pr_\tau = c_p \nu_3 / \lambda_3 = 1$):

$$\lambda_3 = D_t \bar{\rho} c_p; \quad (4.9)$$

$$\nu_3 = \bar{\rho} D_t. \quad (4.10)$$

Более удобно оперировать безразмерным эффективным коэффициентом диффузии:

$$k = D_t / \bar{\rho} \nu_3, \quad (4.11)$$

который зависит от определяющих критериев подобия Re , $Fr_M = s^2 / dd_3$ и др. Этот коэффициент необходимо определить как для случая азимутальной неравномерности подвода тепла, так и при осесимметричной неравномерности из эксперимента.

Система уравнений (4.2) ... (4.5) с принятыми краевыми условиями является системой нелинейных уравнений параболического типа. Метод и алгоритм решения такой системы для расчета трехмерных температурных полей в многотрубных пучках подробно описаны в работе [44]. При определении коэффициента k в пучке витых труб этим методом теоретические расчеты проводились при ряде заданных значений этого коэффициента, так что расчетные поля температуры теплоносителя составляли сетку, в пределах которой находились измеренные значения температуры теплоносителя [25]. При задании величины объемного источника тепловыделения q_v использовались экспериментально измеренная величина Q и объем области пучка витых труб, где размещалась группа нагреваемых труб. При расчетах использовались также экспериментально измеренные поля скорости и температуры теплоносителя на входе в расчетный участок пучка, моделирующего азимутальную неравномерность подвода тепла в теплообменнике с боковым подводом теплоносителя.

Исходная система уравнений (4.2) ... (4.5) решается численным методом, причем численные аналоги уравнений записываются по неявной схеме с дальнейшим использованием метода матричной факторизации совместно с итерационными циклами по нелинейностям. Наибольшую трудность при реализации метода вызывает запись конечно-разностных аналогов исходных уравнений в особой точке на оси пучка витых труб ($r=0$) и введение в одну из матриц коэффициентов условия периодичности искомых функций по азимуту.

Для записи численных аналогов исходных уравнений на оси пучка использовался метод Гершгорина [11], позволяющий выразить значение искомой функции на оси через совокупность азимутальных значений на первом расчетном радиусе. Условие периодичности вводилось следующим образом. Для решения конечно-разностных аналогов уравнения энергии и движения они приводились к виду [25]:

$$A_i \psi_{i+1} - B_i \psi_i + C_i \psi_{i-1} = -F_i, \quad (4.12)$$

где ψ_i — совокупность азимутальных значений искомой функции на i -м расчетном радиусе. При этом матрицы A_i , B_i , C_i — составлены из коэффициентов уравнений. Для реализации условия периодичности в тридиагональную матрицу B_i вводились угловые элементы, которые автоматически учитывали это условие на всех расчетных радиусах области определения искомых функций.

Необходимо также отметить, что уравнение движения предварительно расщеплялось для исключения градиента давления на два уравнения с помощью подстановки Симуни [46]:

$$\bar{u}_{i,j} = \bar{w}_{i,j} + z_{i,j} (dp/dx), \quad (4.13)$$

для каждого слоя по длине, а градиент давления определялся из интегрального соотношения для расхода теплоносителя по сечению

пучка витых труб:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{G - m \int_0^{2\pi} \int_0^{r_k} u \rho r dr d\varphi}{m \int_0^{2\pi} \int_0^{r_k} z \rho r dr d\varphi} \quad (4.14)$$

Алгоритм решения исходной системы уравнений (4.2) ... (4.5) с принятыми краевыми условиями был реализован в виде программы расчета, записанной на языке ФОРТРАН применительно к ЭВМ БЭСМ-6 [44]. Программа позволяет рассчитывать значения температуры и скорости теплоносителя в 1500 узлах пространственной сетки за 12 ... 13 мин при наличии зависимости теплофизических свойств теплоносителя от параметров течения, что свидетельствует о ее достаточно высоком быстродействии.

Решение нелинейной системы уравнений параболического типа для осесимметричной задачи (3.8) ... (3.11) было выполнено методом сеток с использованием явной схемы [43]. С вводом безразмерных переменных

$$\hat{T} = \frac{\bar{T}}{\bar{T}_{\text{вх}}}, \quad \hat{u} = \frac{\bar{u}}{\bar{u}_{\text{вх}}}, \quad \hat{p} = \frac{p}{p_{\text{вх}}}, \quad \hat{r} = \frac{r}{r_k}, \quad \hat{x} = \frac{x}{L} \quad (4.15)$$

система уравнений (3.8) ... (3.11) приводилась к безразмерному виду и записывалась в конечных разностях [12]. При этом константы $c_1 \dots c_6$, входящие в конечно-разностные аналоги исходных дифференциальных уравнений, имели вид

$$C_1 = k \frac{L}{r_k} \frac{d_3}{r_k}; \quad (4.16)$$

$$C_2 = \frac{L q_v (1-m)}{\bar{\rho}_{\text{вх}} \bar{u}_{\text{вх}} c_p \bar{T}_{\text{вх}} m}, \quad (4.17)$$

где

$$q_v = Q / \pi r_k^2 L m;$$

$$C_3 = C_1 Pr_T; \quad (4.18)$$

$$C_4 = \xi \frac{L}{2d_3}; \quad (4.19)$$

$$C_5 = \frac{p_{\text{вх}}}{\bar{\rho}_{\text{вх}} \bar{u}_{\text{вх}}^2}; \quad (4.20)$$

$$C_6 = 2\pi m \bar{\rho}_{\text{вх}} \bar{u}_{\text{вх}} r_k^2. \quad (4.21)$$

Далее вводится число узлов N на оси r , определяется шаг h_r и принимается $h_x = \frac{1}{5} h_r^2$. Число шагов по радиусу и высоте выбираются из соображений точности и минимальных затрат машинного времени. Этим условиям для рассматриваемой задачи отвечает выбор 1355 шагов по высоте и 82 шага по радиусу. Тогда уравнения дви-

жения и энергии можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{u}(\hat{x} + h_x, \hat{r}) &= \hat{u}(\hat{x}, \hat{r}) + z_u(\hat{x}, \hat{r}) h_x + \\ &+ C_5 \frac{\hat{T}(\hat{x}, \hat{r})}{\hat{u}(\hat{x}, \hat{r})} \frac{\hat{p}(\hat{x} + h_x) - \hat{p}(\hat{x})}{\hat{p}(\hat{x})}; \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\hat{T}(\hat{x} + h_x, \hat{r}) = \hat{T}(\hat{x}, \hat{r}) + z_T(\hat{x}, \hat{r}) h_x, \quad (4.23)$$

где
$$z_u(\hat{x}, \hat{r}) = C_3 \frac{\hat{T}(\hat{x}, \hat{r})}{\hat{u}(\hat{x}, \hat{r}) \hat{r}} D\left(\hat{u}, \frac{\hat{r}}{\hat{T}} \hat{u}\right) - C_4 \hat{u}(\hat{x}, \hat{r}); \quad (4.24)$$

$$z_T(\hat{x}, \hat{r}) = C_1 \frac{\hat{T}(\hat{x}, \hat{r})}{\hat{u}(\hat{x}, \hat{r}) \hat{r}} D\left(\hat{u} \frac{\hat{r}}{\hat{T}}, \hat{T}\right) + C_2 \frac{\hat{T}}{\hat{p} \hat{u}}. \quad (4.25)$$

Функции $D\left(\hat{u} \frac{\hat{r}}{\hat{T}}, \hat{u}\right)$ и $D\left(\hat{u} \frac{\hat{r}}{\hat{T}}, \hat{T}\right)$ в (4.24) и (4.25) в общем виде можно выразить так:

$$D(f, \varphi) = \frac{\partial}{\partial r} \left(f \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right),$$

или в конечных разностях:

$$D(f, \varphi) = \frac{1}{2h_r^2} [(f_{i+1} + f_i)(\varphi_{i+1} - \varphi_i) - (f_i + f_{i-1})(\varphi_i - \varphi_{i-1})]. \quad (4.26)$$

Значения давления в точке $\hat{x} + h_x$ находились из уравнения неразрывности потока:

$$G_0 = \hat{p}(\hat{x} + h_x) \int_0^1 \frac{\hat{u}(\hat{x} + h_x, \hat{r}) \hat{r} d\hat{r}}{\hat{T}(\hat{x} + h_x, \hat{r})} = \hat{p}(\hat{x}) \int_0^1 \frac{\hat{u}(\hat{x}, \hat{r}) \hat{r} d\hat{r}}{\hat{T}(\hat{x}, \hat{r})}. \quad (4.27)$$

Система уравнений (4.22) ... (4.27) в дальнейшем упрощается, принимая, что $\hat{T}(\hat{x} + h_x, \hat{r})$ не зависит от $\hat{p}(\hat{x} + h_x)$, а $\hat{u}(\hat{x} + h_x, \hat{r})$ от $\hat{p}(\hat{x} + h_x)$ зависит линейно. Вводя

$$G_1 = \int_0^1 \frac{u'(\hat{x} + h_x, \hat{r})}{T'(\hat{x} + h_x, \hat{r})} \hat{r} d\hat{r}; \quad (4.28)$$

$$G_2 = \int_0^1 \frac{\hat{T}(\hat{x}, \hat{r})}{\hat{T}(\hat{x} + h_x, \hat{r}) \hat{u}(\hat{x}, \hat{r})} \hat{r} d\hat{r}, \quad (4.29)$$

получим
$$\delta p = \frac{G_1 - \frac{G_0}{p(x)}}{G_2 - \frac{G_1}{C_5}}. \quad (4.30)$$

Массив скорости для значений аргумента $\hat{x} + h_x$:

$$\hat{u}(\hat{x} + h_x, \hat{r}) = u'(\hat{x} + h_x, \hat{r}) - \frac{\hat{T}(\hat{x}, \hat{r})}{\hat{u}(\hat{x}, \hat{r})} \delta p, \quad (4.31)$$

и давление в точке $x+h_x$:

$$\delta p = C_5 \frac{p(\hat{x} + h_x) + p(\hat{x})}{p(\hat{x})}. \quad (4.32)$$

Граничные условия для u' имеют вид

$$u'(\hat{x} + h_x, r_k) = u'(\hat{x} + h_x, r_k - h_r). \quad (4.33)$$

По изложенному методу были составлены алгоритм и программа его реализации на ЭВМ БЭСМ-4М [12]. При расчете задаются геометрические характеристики пучка труб (F, m, d, r_H, r_K, L), давление, температура и скорость потока теплоносителя на входе в пучок, величина q_v , а также физические свойства теплоносителя. По этой программе были рассчитаны поля температуры и скорости в пучке витых труб. Точность расчетов проверялась путем сопоставления среднemasсовой температуры теплоносителя на выходе из пучка со средним значением температуры, полученным для рассчитанного поля температуры в выходном сечении пучка. Точность определения этих температур составила $<1\%$.

4.2. Результаты экспериментальных исследований переносных свойств потока методом диффузии от точечного источника тепла

Исследования проводились на моделях, состоящих из 37 витых труб с диаметром 46 мм, длиной 1000 мм и с $d_0 = 24,6$ и 11,5 мм методом диффузии тепла на экспериментальной установке, описанной в разд. 2.4. Индикаторный газ — нагретый воздух непрерывно подавался по круглой трубе, надвинутой на центральную витую трубу пучка, в спутный поток холодного воздуха, продольно обтекающий пучок. Выбранный масштаб источника диффузии обеспечивал подачу индикаторного газа, по количеству составляющего 2% от основного расхода воздуха, что позволяло пренебречь его влиянием на турбулентность. Расход индикаторного газа подбирался таким образом, чтобы обеспечить равенство скоростей индикаторного и основного потоков. Измерения полей температуры и скорости в выходном сечении пучка производились с помощью хромель-алюмелевой термопары с диаметром королька 0,5 мм и трубки полного напора диаметром 1,2 мм и толщиной стенки 0,1 мм, установленных на координатнике, а источник диффузии мог перемещаться относительно этого сечения. Возможность использования такой методики была обоснована экспериментально.

Эксперименты были выполнены в диапазоне изменения чисел $Re = 4,3 \cdot 10^3 \dots 8,2 \cdot 10^3$, при числах $Fr_M = 314$ и 1530, температурах $T_M \leq 340$ К, перепадах температур $T_M - T_0 = 10 \dots 45^\circ$ и при давлении, близком к атмосферному.

При определении числа Re были приняты: размер — d_0 , температура — среднemasсовая температура теплоносителя, скорость — среднemasсовая скорость потока в пучке труб.

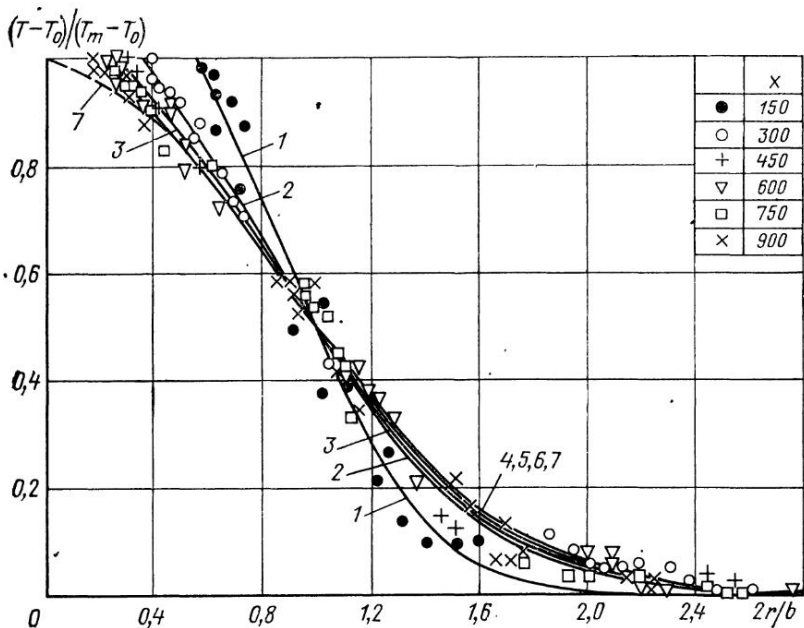


Рис. 4.1. Сравнение экспериментально измеренных и расчетных распределений безразмерной избыточной температуры для пучка витых труб с $F_{гм}=314$:

1-6 — расчет по формуле (4.39) для $x=150; 300; 450; 600; 750; 900$ мм соответственно;
7 — расчет по формуле (4.40)

Экспериментальные исследования переносных свойств потока проводились как при упорядоченном, так и при хаотическом расположении труб в пучке. Оказалось, что расположение труб в пучке практически не влияет на распределение температур по радиусу пучка.

Трубы пучка были изготовлены из алюминиевого сплава. Для оценки влияния теплопроводности труб на измеренные поля температур и определяемые характеристики переноса была выполнена серия методических опытов с использованием гелия в качестве индикаторного газа. Совпадение измеренных методами диффузии тепла и вещества характеристик переноса, а также расчетные оценки показали, что в рассматриваемом случае такое влияние не существенно.

Типичные экспериментально измеренные безразмерные избыточные поля температур в последовательно расположенных от источника диффузии поперечных сечениях пучка витых труб с числом $F_{гм}=314$ представлены на рис. 4.1, где они сравниваются с расчетными распределениями для точечного источника и для источника конечных размеров.

Для учета конечности размеров источника диффузии была принята следующая расчетная схема (рис. 4.2). Рассматривалась диффузия от кольцевого источника радиуса r_0 . В этом случае местное

повышение температуры в точке N потока, расположенной от точки M кольца на расстоянии y , будет пропорционально $\exp(-y^2/2\bar{y}^2)$. Тогда местное повышение температуры в точке N в результате диффузии тепла от всех точек кольцевого источника будет пропорционально

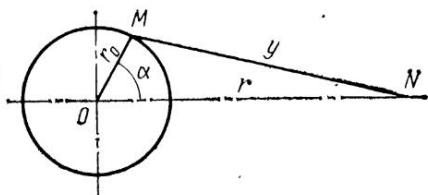


Рис. 4.2. Расчетная схема для кольцевого источника

$$T - T_0 \sim 2 \int_0^{\pi} \exp \left[-\frac{r_0^2 \sin^2 \alpha + (r - r_0 \cos \alpha)^2}{2\bar{y}^2} \right] d\alpha. \quad (4.34)$$

Обозначив $\cos \alpha = x$ и $rr_0/\bar{y}^2 = a$, после некоторых преобразований получим

$$T - T_0 \approx 2 \exp \left(-\frac{r_0^2 + r^2}{2\bar{y}^2} \right) \int_{-1}^{+1} \frac{\exp(ax) dx}{\sqrt{1-x^2}}. \quad (4.35)$$

Интеграл в выражении (4.35) не может быть выражен в элементарных функциях. Поэтому применим правило интегрирования разложением в ряд подынтегральной функции $\exp(ax)$:

$$\exp(ax) = 1 + \frac{ax}{1!} + \frac{a^2x^2}{2!} + \frac{a^3x^3}{3!} + \dots, \quad (4.36)$$

который сходится при $|x| < \infty$. Ограничившись шестью членами разложения (4.36), из выражения (4.35) приближенно получим

$$T - T_0 \sim 2\pi \exp \left(-\frac{r_0^2 + r^2}{2\bar{y}^2} \right) \left(1 + \frac{r_0^2 r^2}{4(\bar{y}^2)^2} + \frac{r_0^4 r^4}{64(\bar{y}^2)^4} + \frac{r_0^6 r^6}{2304(\bar{y}^2)^6} \right). \quad (4.37)$$

Разделив выражение (4.37) на величину $T_M - T_0$:

$$T_M - T_0 \sim 2\pi \exp \left(-\frac{2r_0^2}{2\bar{y}^2} \right) \left(1 + \frac{r_0^4}{4(\bar{y}^2)^2} + \frac{r_0^8}{64(\bar{y}^2)^4} + \frac{r_0^{12}}{2304(\bar{y}^2)^6} \right) \quad (4.38)$$

и вводя безразмерные величины $\bar{r}_0 = \frac{2r_0}{b}$, $\bar{r} = 2r/b$ и $\bar{y}^2 = \bar{y}^2/b^2$, будем иметь

$$\frac{T - T_0}{T_M - T_0} = \exp \left(\frac{\bar{r}_0^2 - \bar{r}^2}{8\bar{y}^2} \right) \times \frac{\bar{r}_0^6 \bar{r}_0^6 + 576(\bar{y}^2)^2 \bar{r}_0^4 \bar{r}^4 - 147,5 \cdot 10^3 (\bar{y}^2)^4 \bar{r}_0^2 \bar{r}^2 + 9,45 \cdot 10^6 (\bar{y}^2)^6}{\bar{r}_0^{12} + 576(\bar{y}^2)^2 \bar{r}_0^8 + 147,5 \cdot 10^3 (\bar{y}^2)^4 \bar{r}_0^4 + 9,45 \cdot 10^6 (\bar{y}^2)^6}. \quad (4.39)$$

При $\bar{r}_0 = 0$ распределение (4.39) тождественно гауссовскому распределению для точечного источника, расположенного на оси

пучка:

$$\frac{T - T_0}{T_m - T_0} = \exp\left(-\frac{r^2}{2y^2}\right), \quad (4.40)$$

которое является частным решением уравнения энергии

$$\rho i c_p \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r c_p D_t \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (4.41)$$

Уравнение (4.41) описывает диффузию тепла от точечного источника в равномерном потоке для гомогенизированной модели течения. В этом случае задачи о турбулентной и молекулярной диффузии в изотропных телах идентичны.

Результаты расчета по формуле (4.39) при $x \geq 600$ мм хорошо совпадают с опытными данными и с расчетом по формуле (4.40) (см. рис. 4.1). Небольшое отличие наблюдается только вблизи вершины распределения. На этом основании в дальнейшем для определения эффективного коэффициента диффузии по формуле (2.25) используется величина \bar{y}^2 для распределения (4.40):

$$\bar{y}^2 = 0,179b^2. \quad (4.42)$$

На близких расстояниях от источника диффузии значительное расхождение результатов расчета по формулам (4.40) и (4.39) наблюдается при $x \leq 150$ мм. Поэтому использование рассматриваемого метода для определения эффективной интенсивности турбулентности позволяет сделать только приблизительную оценку величины ϵ .

На рис. 4.3 проставлены результаты расчета величины \bar{y}^2 по формуле (4.42) для экспериментально измеренных распределений температур на различных расстояниях от источника диффузии. Из зависимости на рис. 4.3 с использованием предельных решений уравнений Тэйлора (2.24) и (2.25) были определены величины ϵ и D_t/ud_3 , которые при числе $Re \approx 8000$ и числах $Fr_m = 314$ и 1530 соответственно равны $0,116$ и $0,09$ и $0,094$ и $0,073$.

Используя измеренные величины ϵ и принимая, что при $Fr_m \rightarrow \infty$ $\epsilon \approx 0,044$, получим формулу для расчета эффективной интенсивности турбулентности

$$\epsilon = 0,044 (1 + 8,1 Fr_m^{-0,278}). \quad (4.43)$$

Формула для расчета эффективного коэффициента диффузии при турбулентном числе Прандтля $Pr_t = 1$ может быть получена из связи

$$D_t = \chi l_1 v_1, \quad (4.44)$$

где

$$v_1 = \sqrt{u'^2} = \sqrt{v'^2} = \sqrt{w'^2}, \quad (4.45)$$

если принять, что в ядре потока пульсационные скорости по осям координат равны. В безразмерном виде выражение (4.44) будет

иметь вид

$$\frac{D_t}{u R_K} = \chi \frac{l_1}{R_K} \varepsilon, \quad (4.46)$$

где R_K — радиус пучка труб, $R_K/d_a = 6,55$.

Безразмерный путь смешения для рассмотренной области течения в пучке труб был принят равным $l_1/R_K \approx 0,1$, что характерно для внешней части пристенного слоя и для струйных течений [1]. Коэффициент пропорциональности χ определялся из условия совпадения расчетных и экспериментальных данных по коэффициенту диффузии. Для рассмотренного случая течения $\chi = 1,235$. При определении зависимости (4.43) для величины ε , входящей в выражение (4.46), считалось, что при $F_{ГМ} \rightarrow \infty$ интенсивность турбулентности в пучке прямых труб овального профиля равна интенсивности турбулентности на внешней границе пристенного слоя для случая течения в прямой трубе $\varepsilon \approx 0,044$. Тогда, подставив в выражение (4.46) вместо ε его значение из (4.43), получаем зависимость

$$k_{ac} = \frac{D_t}{u d_a} = 0,0356 (1 + 8,1 F_{ГМ}^{-0,278}), \quad (4.47)$$

которая хорошо согласуется с опытными данными. Влияния чисел Re на коэффициент k_{ac} в этой серии опытов обнаружено не было.

4.3. Распространение струи в пучке витых труб

Для оценки длины начального участка, необходимого при анализе опытных данных по перемешиванию теплоносителя, полученных методом диффузии от линейных источников тепла, требуется знать особенности распространения струи в пучках витых труб. При этом для учета влияния длины пучка труб на коэффициент D_t вводится преобразованная продольная координата пучка $2ax/d$, где коэффициент структуры струи a должен определяться из эксперимента. Этот коэффициент является в теории Толмина единственной эмпирической константой и позволяет обобщить опытные данные по затуханию максимальной скорости вдоль свободной осесимметричной струи, истекающей из отверстия с различной степенью неравномерности профиля скорости, а также при размещении в устье струи турбулизирующих решеток и завихрителей [1].

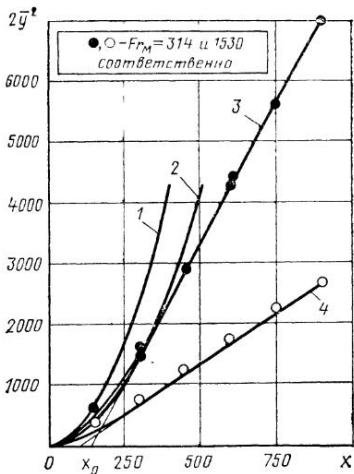


Рис. 4.3. Экспериментальная зависимость удвоенного среднего статистического квадрата перемещения $2\bar{y}^2$ от расстояния до источника диффузии x :

1, 2 — зависимость (2.24); 3, 4 — зависимость (2.25)

Строго говоря, основные допущения и закономерности течения свободных струй в пучке винтообразно закрученных труб не выполняются, и возможность их приближенного использования в рассматриваемом случае течения нуждается в экспериментальном обосновании. Струя в пучке витых труб распространяется в условиях взаимодействия ее со стенками труб и кассеты, и уравнение движения для такого течения в рамках гомогенизированной модели при $Fr_{\tau}=1$ будет иметь вид

$$\rho u \frac{du}{dx} + \rho v \frac{du}{dr} = - \frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r D_t \frac{du}{dr} \right) - \xi \frac{\rho u^2}{2d_3}. \quad (4.48)$$

Из уравнения (4.48) видно, что выравнивающее действие на струю в пучке витых труб описывается как диффузионным членом $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r D_t \frac{du}{dr} \right)$, так и членом $\xi \frac{\rho u^2}{2d_3}$, отражающим влияние трения о стенки.

Исследование процесса распространения струи в пучке витых труб было проведено методом обращенного движения источника струи. Струя воздуха подавалась по подвижной круглой трубе диаметром 46 мм на центральную витую трубу пучка. Витые трубы овального профиля длиной 1000 мм с максимальным размером профиля $d=46$ мм были ориентированы в пучке таким образом, чтобы в выходном сечении пучка, где производились измерения полей скорости, оси симметрии профилей труб были параллельны друг другу. Струя в пучке труб распространялась в межтрубном пространстве теплообменника, ограниченном стенками кассеты. Измерение полей скорости производилось с помощью трубки полного напора диаметром 1,2 мм и толщиной стенки 0,1 мм, установленной на координатном механизме.

Экспериментальная установка, система измерений и методика эксперимента были апробированы путем исследования на этой установке круглой струи. Для этой цели из кассеты были вынуты витые трубы, и круглая струя распространялась беспрепятственно в пределах кассеты. Струя, истекающая из трубы, имела следующие параметры: скорость на срезе 35 м/с, число $Re \approx 10^5$, неравномерность скорости в устье струи $\approx 1,22$. Как известно, в диапазоне чисел $Re=0,2 \cdot 10^5 \dots 40 \cdot 10^6$ изменение максимальной осевой скорости вдоль струи не зависит от числа Re [1], поэтому исследование проводилось при фиксированном числе Re . Исследование процесса распространения круглой струи показало, что экспериментальные распределения безразмерной избыточной скорости в поперечных сечениях основного участка струи хорошо согласуются с кривой Гаусса, а изменение максимальной скорости на оси струи при $a=0,0757$ описывается гиперболической зависимостью теории течения из турбулентного источника Толмина, что подтвердило возможность использования принятой методики исследования с обращенным движением источника струи.

Исследование распространения струи в пучках витых труб овального профиля производилось при числах $Fr_m=80, 317$ и 1560 ,

Рис. 4.4. Безразмерный профиль избыточной скорости в поперечном сечении основного участка струи, распространяющейся в пучке витых труб, и его сравнение с профилем Шлихтинга и с кривой Гаусса:

1 — эмпирическая зависимость (4.49); 2 — зависимость (4.50); 3 — зависимость (4.51)

пористости пучка по теплоносителю $m \approx 0,4 \dots 0,5$ и при числах $Re \approx 10^5 \dots 1,5 \cdot 10^5$. Число Re определялось по параметрам на срезе трубы.

Для подтверждения выполнимости в рассматриваемом случае течения условия $p \approx \text{const}(x, r)$ во всем объеме пучка и в выходном сечении, где статическое давление равнялось давлению окружающей среды, было выполнено исследование распределения статического давления при фиксированном положении источника струи. Оказалось, что только вблизи устья струи отклонение статического давления от давления окружающей среды составляет $\pm 3\%$, которое обусловлено сходом потока, и во всем объеме пучка, где распространяется струя, практическое выполнение условия $dp/dx \approx 0$, характерное для свободных струй.

Результаты исследования процесса распространения струи в пучках витых труб представлены на рис. 4.4, 4.5. Экспериментально измеренные распределения скорости в последовательно расположенных поперечных сечениях основного участка струи хорошо описываются следующей интерполяционной зависимостью:

$$\frac{\Delta u}{\Delta u_m} = \exp \left[-2,01 \left(\frac{r}{r_{cp}} \right)^2 \right] + 0,0288 \exp \left[6,75 \frac{r}{r_{cp}} - 4,21 \left(\frac{r}{r_{cp}} \right)^2 \right], \quad (4.49)$$

где $\Delta u_m = u_m - u_0$ — максимальная избыточная скорость в поперечном сечении струи; $\Delta u = u - u_0$ — избыточная скорость на данном радиусе r пучка.

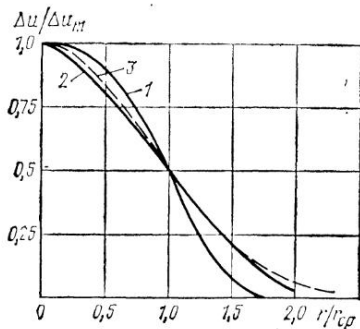
Распределение (4.49) по радиусу пучка труб свидетельствует о подобии профилей скорости на основном участке струи и об осесимметричности задачи. Сравнение профиля скорости (4.49) с профилем Шлихтинга:

$$\frac{\Delta u}{\Delta u_m} = \left[1 - \left(0,44 \frac{r}{r_{cp}} \right)^{1,5} \right]^2 \quad (4.50)$$

и с кривой Гаусса:

$$\frac{\Delta u}{\Delta u_m} = \exp \left[-2,79 \frac{r^2}{4r_{cp}^2} \right] \quad (4.51)$$

показывает (см. рис. 4.4), что вблизи вершины кривой распределения скорости зависимости (4.50) и (4.51) дают заниженные, а в приграничной зоне завышенные значения безразмерной избыточной скорости, т. е. профиль скорости (4.49) является более заполненным, чем профили (4.50) и (4.51) для свободной струи. Заполненность профиля (4.49) можно объяснить влиянием сил трения, ока-



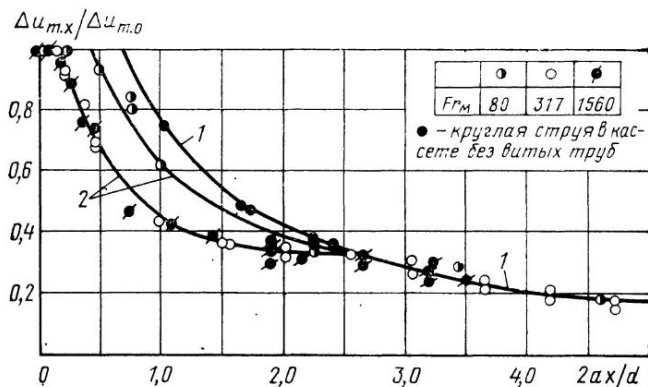


Рис. 4.5. Изменение максимальной избыточной скорости по длине струи, распространяющейся в пучке витых труб:
 1 — зависимость (4.52); 2 — зависимость (4.54)

зывающих выравнивающее действие на поток. Однако, поскольку профиль скорости (4.49) по своему характеру является струйным профилем, можно считать, что влияние сил трения на него в пучке витых труб не является определяющим. Об этом же свидетельствует совпадение опытных данных по изменению максимальной избыточной скорости вдоль струи, распространяющейся в пучке витых труб, на ее основном участке (см. рис. 4.5) с теоретической кривой для осесимметричной свободной струи

$$\frac{\Delta u_{mx}}{\Delta u_{m0}} = \frac{0,96}{\frac{2ax}{d} + 0,29}, \quad (4.52)$$

где $\Delta u_{m0} = u_{m0} - u_0$ — максимальная избыточная скорость в устье струи ($x=0$).

Как следует из рис. 4.5, в пучке витых труб максимальная скорость непрерывно уменьшается вдоль струи, начиная с координаты $x/d \approx 1$, а переход к гиперболическому закону затухания максимальной скорости вдоль струи (4.52) происходит при значении продольной координаты, определяемой выражением:

$$\left(\frac{2ax}{d}\right)_n = 2,56. \quad (4.53)$$

В диапазоне значений $x/d \approx 1,0 \dots 1,28/a$ при распространении струи в пучке труб наблюдается переходная зона, которая не имеет аналога в случае распространения свободной струи. Изменение максимальной скорости на переходном участке струи описывается степенной зависимостью

$$\frac{\Delta u_{mx}}{\Delta u_{m0}} = k \frac{0,96}{b \left(\frac{2ax}{d}\right)^n + 0,29}. \quad (4.54)$$

При $\frac{2ax}{d} = 1 \dots 2,56$ $b = 1,87$, $n = 0,408$, величина $k = 1$ для $Fr_M = 317 \dots 1560$ и $k = 1,41 \left(\frac{2ax}{d}\right)^{-0,365}$ для $Fr_M = 80$. При $\frac{2ax}{d} = 0,2 \dots 1,0$ $b = 1,9$, $n = 0,696$, величина $k = 1$ для $Fr_M = 317 \dots 1560$ и $k = 1,41$ для $Fr_M = 80$.

Переход к основному участку соответствует моменту проникновения струи за второй ряд витых труб, когда в процессе ее формирования вовлекается не менее 19 труб. Можно предположить, что при этом вырабатывается автомодельная структура струйного потока.

Коэффициент структуры струи a , характеризующий интенсивность ее затухания, определялся экспериментально по измеренной максимальной скорости Δu_{mx} на основном участке струи, используя зависимость (4.52). Определенный таким образом коэффициент a имеет для исследованных пучков труб следующие значения: при $Fr_M = 80$ $a = 0,256$, при $Fr_M = 317$ $a = 0,113$, при $Fr_M = 1560$ $a = 0,082$ и может быть описан дробно-рациональной функцией

$$a = 0,0745 + 11,37 Fr_M^{-1} + 246 Pr_M^{-2}. \quad (4.55)$$

С помощью коэффициента a в пучке витых труб обобщаются также опытные данные по изменению скорости обратных токов u_0 в зоне циркуляционного течения пучка и по геометрической характеристике струи r_{cp} . Изменение скорости u_0 (наличие которой обусловлено распространением струи в ограниченном пространстве) вдоль струи описывается в диапазоне чисел $Fr_M = 80 \dots 1560$ следующей зависимостью:

$$\frac{u_0}{u_m} = -0,1165 \left(\frac{2ax}{d}\right)^{0,775}. \quad (4.56)$$

Геометрическая характеристика струи в пучке витых труб r_{cp} изменяется вдоль струи линейно как для основного участка струи

$$2r_{cp}/d = 1,75 + 0,568(2ax/d), \quad (4.57)$$

так и для переходного

$$2r_{cp}/d = 0,85 + 0,916(2ax/d). \quad (4.58)$$

Справедливость применения струйных закономерностей была также подтверждена сделанными оценками средней избыточной скорости в струе, которая оказалась равной $(\Delta u_{cp}/\Delta u_m)_x = 0,411$ (для затопленной осесимметричной струи $u_{cp}/u_m = 0,258$ [1]), а также оценками расхода воздуха и количества движения, которые оказались практически постоянными вдоль струи.

Таким образом, исследование процесса распространения струи в пучке винтообразно закрученных труб показало, что в рассматриваемом случае течения в основном выполняются закономерности, характерные для свободной струи, а определенное значение

преобразованной продольной координаты (4.53), при которой выработывается стабилизированный профиль скорости, может быть использовано для оценок длины начального участка при анализе данных по перемешиванию теплоносителя.

4.4. Результаты экспериментальных исследований перемешивания методом диффузии от системы линейных источников тепла

На практике неравномерность поля температуры теплоносителя в межтрубном пространстве теплообменника с витыми трубами формируется большей частью не точечными, а линейными источниками тепла конечных размеров, например, неравномерным по сечению пучка подводом тепла через стенки труб. Поэтому представляет интерес провести исследование эффективного коэффициента диффузии в пучке витых труб методом диффузии тепла от системы линейных источников конечных размеров, который позволяет с большим успехом использовать гомогенизированную модель течения, чем общепринятый метод нагрева центральной трубы, которому он идентичен. В этом случае в пучке можно выделить группу труб и нагревать их путем пропускания электрического тока, обеспечив электроизоляцию нагреваемой группы от стальных труб пучка. При их нагреве будет формироваться неравномерность поля температуры теплоносителя в пучке, которая частично выравнивается по длине пучка за счет поперечного перемешивания. Эффективный коэффициент диффузии, характеризующий процесс переноса тепла в пучке витых труб, определяется сопоставлением экспериментально измеренных в выходном сечении пучка полей температуры теплоносителя с теоретически рассчитанными полями температуры с использованием методов математической статистики.

При определении эффективного коэффициента диффузии k сопоставление теоретически рассчитанных полей температуры с экспериментально измеренными полями проводилось двумя методами [12]. Первый метод состоял в том, что для каждой расчетной кривой $\bar{T}=T(\bar{r})$ при заданном значении коэффициента k находился квадратный корень из суммы квадратов отклонений каждой экспериментальной точки от этой кривой и строился график зависимости

$$\sqrt{\sum_{i=1}^n (\delta \bar{T}_i)^2} = f(k), \quad (4.59)$$

где n — число экспериментальных точек.

Минимум функции (4.59) соответствует максимально достоверному значению безразмерного коэффициента k , при котором достигается наилучшее согласие экспериментальных и теоретических данных. Второй метод состоял в проведении статистического анализа для определения доверительных интервалов изменения величины k по экспериментальной выборке. При этом использова-

лись методы математической статистики. Сначала устанавливалась возможность применения статистических гипотез о принадлежности всех вычисленных дисперсий к одной генеральной дисперсии и о нормальном распределении случайной величины \bar{T} . Затем проводился статистический анализ величины k , причем каждой экспериментальной точке на графике $\bar{T}=T(\bar{r})$ приписывалось вполне определенное значение коэффициента k в соответствии с нанесенной на этот график сеткой теоретических кривых $\bar{T}=T(k, r)$. Доверительные интервалы величины k определялись с принятой доверительной вероятностью 0,95. Сетка расчетных кривых $\bar{T}=T(\bar{r})$, которая наносилась на график с экспериментальными данными, имела число интервалов по k , равное m , и длину интервала по величине k , равную h . Расчет проводился в следующем порядке. Определялось число точек, попавших в интервал от k_i до k_i+h , которые приписывались середине интервала, среднее значение величины k в данной выборке:

$$\bar{k} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^m n_i \bar{k}_i, \quad (4.60)$$

и исправленная дисперсия величины k :

$$\sigma^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^m n_i (\bar{k}_i - \bar{k})^2 - \frac{h^2}{12}. \quad (4.61)$$

Тогда, принимая гипотезу о нормальном распределении величины k , доверительные интервалы величины k будут определяться формулой

$$k = \bar{k} \pm 1,96\sigma, \quad (4.62)$$

где $\sigma = \sqrt{\sigma^2}$ — среднеквадратическое отклонение k .

Этим методом были определены эффективные коэффициенты турбулентной диффузии для случаев осесимметричной и асимметричной неравномерности поля тепловыделения в поперечном сечении пучка.

Осесимметричный случай. Исследование поперечного перемешивания теплоносителя при осесимметричной неравномерности поля тепловыделения в пучке винтообразно закрученных труб было выполнено на экспериментальной установке, принципиальная схема которой описана в разд. 2.4. Для создания неравномерного поля подвода тепла к теплоносителю в пучках из 37 витых труб длиной 750 мм нагревались 7 труб, а в пучках из 127 витых труб длиной 500 и 1500 мм нагревалась группа из 37 центральных труб. Трубы имели максимальный размер профиля $d=12,3$ мм и толщину стенки 0,2 мм и покрывались электроизоляционным лаком. В качестве теплоносителя использовался воздух. Поля температур теплоносителя измерялись в выходном сечении пучка с помощью термопар, установленных на координатнике. Вход потока в пучок

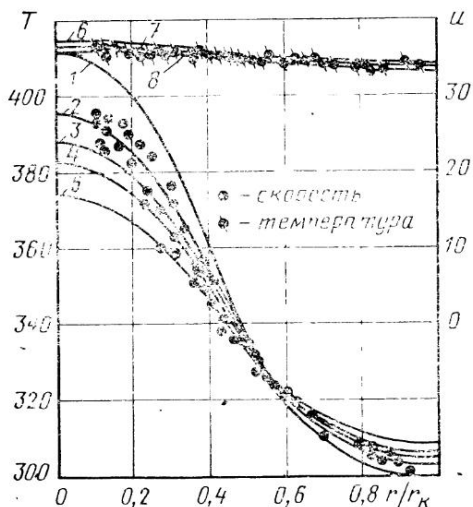


Рис. 4.6. Сравнение экспериментально измеренных полей температуры и скорости потока с результатами теоретического расчета для пучка с $F_{гм}=232$:

1-5 — расчет при $k=0,03; 0,04; 0,045; 0,05; 0,06$ для температуры; 6-8 — расчет при $k=0,03; 0,045; 0,06$ для скорости

скорости трубы в пучке были установлены так, чтобы между их рядами образовывались свободные пространства в виде прорезей в плоскости перемещения измерительных зондов. Система измерения и метод математической обработки данных обеспечивали предельную погрешность определения коэффициента $k = \pm 25 \dots 50\%$.

Эксперименты проводились при числах $F_{гм}=55 \dots 1080$, числах $Re=3,4 \cdot 10^3 \dots 3,8 \cdot 10^4$, пористости $m=0,477 \dots 0,545$ и входной турбулентности потока $\varepsilon=1 \dots 6\%$ [12, 18].

Типичные распределения экспериментально измеренных полей температур теплоносителя для чисел $F_{гм}=232$ при $Re=(1,2 \dots 1,7) \cdot 10^4$ представлены на рис. 4.6. На рис. 4.6 для пучка с $F_{гм}=232$ приведено также опытное распределение скорости потока в выходном сечении пучка. Видно, что неравномерность поля температур, сформированная неравномерным полем тепловыделения по радиусу пучка, приводит также к неравномерности продольной скорости потока. Это свидетельствует о необходимости в уравнении движения (3.8) учитывать процесс выравнивания неравномерности скорости и за счет диффузионного члена $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r D_t \frac{\partial u}{\partial r} \right)$

Опытные распределения температур и скорости на рис. 4.6 сравниваются с теоретически рассчитанными полями при различных значениях коэффициента k путем решения системы уравнений

витых труб был осесимметричным. Для исследования влияния входной турбулентности на коэффициент k эксперименты проводились для случая втекания теплоносителя в пучок труб из большого объема, когда интенсивность турбулентности на входе в пучок составляла $\varepsilon \approx 1\%$, и для случая втекания теплоносителя в пучок через систему из трех турбулизирующих решеток, когда интенсивность турбулентности составляла $\varepsilon \approx 6\%$. Интенсивность турбулентности на входе в пучок измерялась с помощью термоанемометра методом постоянной температуры [9]. На координатнике размещалась также трубка полного напора для измерения скоростного напора. Для облегчения измерения полей температуры и

(3.8)...(3.11) с граничными условиями (3.12)...(3.14) методом сеток с использованием явной схемы. Характер изменения рассчитанной температуры и скорости аналогичен характеру изменения экспериментальных распределений этих параметров, но совпадение опытных и теоретических полей происходит при различных значениях коэффициента k в зависимости от числа Fr_m . Чем меньше число Fr_m , тем больше коэффициент k , при котором эти поля совпадают.

Совпадение теоретических полей температуры и скорости с опытными полями может служить экспериментальным обоснованием применимости принятой гомогенизированной модели течения и разработанного метода расчета системы дифференциальных уравнений, описывающих течение гомогенизированной среды.

Представление полей температур в размерной форме $T = T(r/r_k)$ приводит к значительному расхождению расчетных кривых для различных значений коэффициента k при сравнительно небольшом разбросе опытных точек. Поэтому обработка экспериментальных данных в виде $\bar{T} = T(r/r_k)$ позволяет определить искомый коэффициент k с достаточной точностью. Однако такая обработка требует при наборе статистики во время экспериментов данной серии поддерживать на заданном уровне температуру теплоносителя на входе в пучок, его расход и тепловую мощность, подводимую к нагреваемым витым трубам.

Использование методов сопоставления опытного распределения температуры теплоносителя с результатами расчетов в виде (4.59) и (4.60) позволило определить эффективные коэффициенты диффузии k для осесимметричной неравномерности тепловыделения во всем диапазоне изменения параметров, охваченном экспериментами. Эти данные будут проанализированы и обобщены в виде критериальных зависимостей в разд. 4.5.

Асимметричный случай. Для случая азимутальной неравномерности подвода тепла к пучку витых труб эффективный коэффициент диффузии k определялся методом нагрева электрическим током азимутально расположенной группы труб [25]. Эксперименты проводились на пучке из 37 труб овального профиля при числах $Fr_m = 64 \dots 1050$, $Re = 11\,840 \dots 16\,600$, тепловой мощности $Q = 2,84 \dots 9,9$ кВт и $\bar{T}_{вх} = 275 \dots 306$ К на установке, которая использовалась и для осесимметричного случая.

Эти исследования позволяют выяснить вопрос о постоянстве коэффициента k в поперечном сечении пучка витых труб. Для этого были рассмотрены различные варианты формы зоны асимметричного нагрева витых труб: периферийная зона в виде 2—3 рядов труб, расположенных около одной из сторон шестигранного кожуха, и зона в виде полосы из двух рядов труб, не примыкающих к стенке кассеты.

Экспериментально измеренные поля температуры теплоносителя представлены на рис. 4.7...4.9. Там же схематически представлены поперечные сечения плотноупакованных пучков с исследованными формами и относительной протяженностью зон, где размещались нагреваемые витые трубы, а также нанесены теорети-

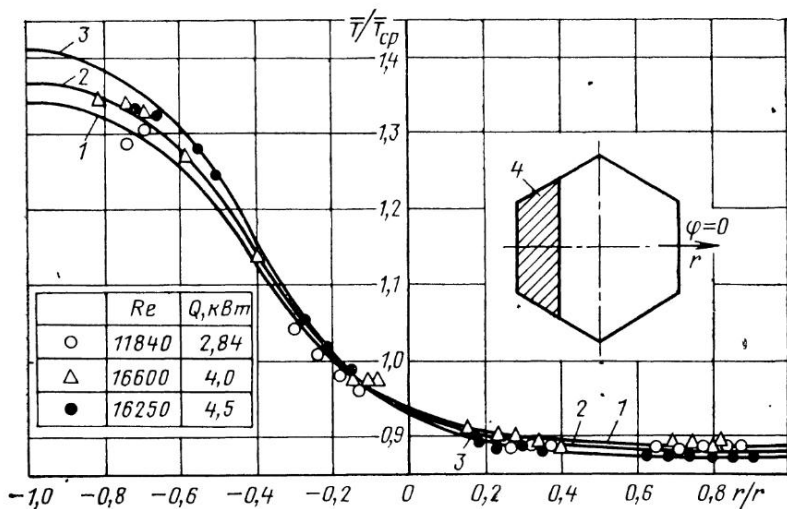


Рис. 4.7. Поля температуры теплоносителя для пучка витых труб с числом $Fr_M=1050$ и азимутального направления $\varphi=0$ при различных числах Рейнольдса и мощности тепловыделения:

1—3 — расчет при $k=0,03$ для чисел $Re=11\ 840$ и $Q=2,84$ кВт; $Re=16\ 600$ и $Q=4$ кВт; $Re=16\ 250$ и $Q=4,5$ кВт соответственно; 4 — область размещения нагреваемых труб в теплообменнике

чески рассчитанные поля температуры теплоносителя, полученные при решении системы уравнений (4.2)...(4.5) с граничными условиями (4.6)...(4.8) [25].

Расхождение расчетных и экспериментальных данных наблюдается для всех рассмотренных случаев только в окрестности витых труб, прилегающих к кожуху, т. е. в периферийной области пучка. Это, видимо, связано с тем, что из-за повышенной пористости пучка в этой области и наличия вихревого течения относительно центра пучка локальный коэффициент переноса существенно превышает коэффициент k для центральных областей пучка.

Рассмотрим более подробно результаты экспериментов и расчетов, представленные на рис. 4.7...4.9. Экспериментально измеренные температуры теплоносителя при азимутальной неравномерности тепловыделения достаточно хорошо согласуются с рассчитанными температурными кривыми в основном вблизи оси $\varphi=0$, а на периферии пучка наблюдается существенное отличие этих температур. Так, по расчету на стенке кожуха максимальная температура теплоносителя должна быть равна $\bar{T}=452,8$ К, а в эксперименте наблюдается температура $\bar{T}=390$ К. Минимальная температура теплоносителя по расчету на стенке кожуха $\bar{T}=280,8$ К, а в эксперименте $\bar{T}\approx 285$ К. Такое отклонение можно объяснить вращательным движением теплоносителя вблизи стенки кожуха относительно оси пучка труб, которое было обнаружено

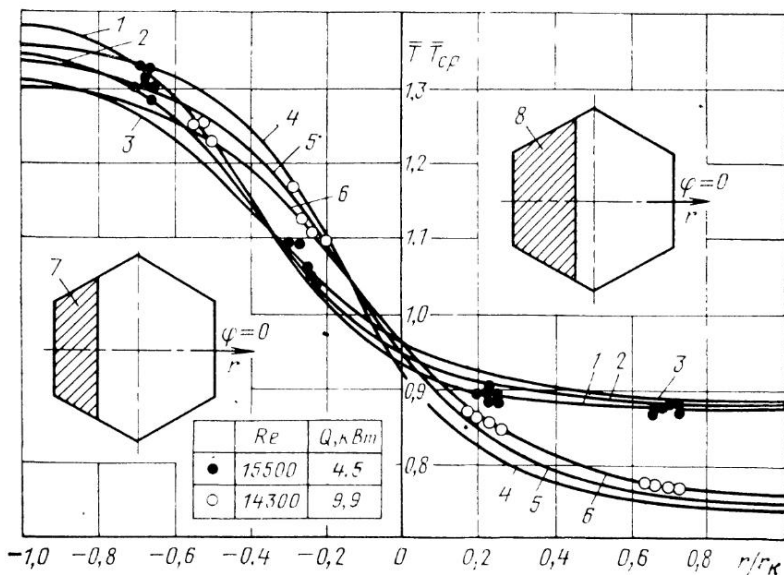


Рис. 4.8. Поля температуры теплоносителя для пучка витых труб с числом $F_{гм}=232$ и азимутального направления $\varphi=0$ при различной протяженности области размещения нагреваемых труб в теплообменнике:

1—3 — расчет при числе $Re=15500$ и $Q=4,5$ кВт для коэффициентов $k=0,030; 0,045; 0,060$ соответственно; 4—6 — расчет при числе $Re=14300$ и $Q=9,9$ кВт для коэффициентов $k=0,03; 0,045; 0,060$ соответственно; 7 — зона перегрева теплоносителя для вариантов 1—3; 8 — зона перегрева теплоносителя для вариантов 4—6

также в работе [8]. Это движение практически не влияет на коэффициент k , определенный при осесимметричной неравномерности тепловыделения, и на коэффициент k в центральной области течения в пучке витых труб с асимметричной неравномерностью тепловыделения. На рис. 4.7, где рассматривается влияние числа Re и мощности тепловыделения Q на поля температуры, видно, что в исследованном диапазоне чисел Re и Q они практически в одинаковой степени влияют на экспериментальные и рассчитанные поля температур и не влияют на значение коэффициента k при данном числе $F_{гм}$. Результаты исследования влияния протяженности области размещения нагреваемых труб на поля температуры, представленные на рис. 4.8, свидетельствуют о том, что в этом случае практически в одинаковой степени деформируются и экспериментальные и рассчитанные поля температур при неизменном значении безразмерного эффективного коэффициента диффузии k . На рис. 4.9 проведено сопоставление экспериментальных и рассчитанных полей температуры для формы области размещения нагреваемых труб, отличной от форм, представленных на рис. 4.7, 4.8. В этом случае частично исключается влияние вращательного движения на периферии пучка на процесс выравнивания сформированной неравномерности поля температуры. Опытные данные по

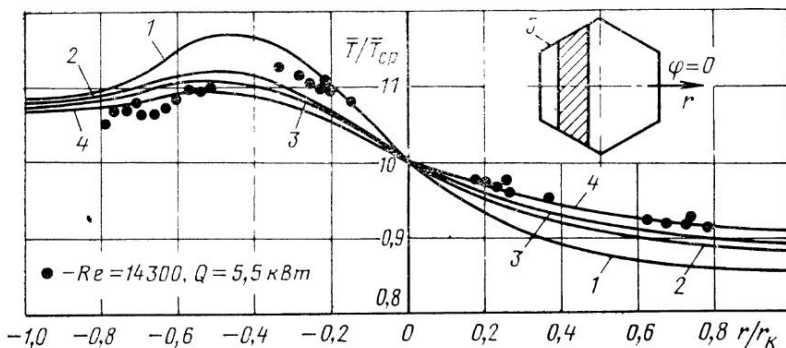


Рис. 4.9. Поля температуры теплоносителя для пучка витых труб с числом $Fg_m = 64$ и азимутального направления $\varphi = 0$:

1—4 — расчет при числе $Re = 14300$ и $Q = 5,5$ кВт для коэффициентов $k = 0,045; 0,095; 0,110; 0,145$ соответственно; 5 — область размещения нагреваемых труб в теплообменнике

коэффициенту k для азимутальной неравномерности тепловыделения в пучках витых труб в пределах поля разброса экспериментальных данных практически совпадают при одном и том же числе Fg_m и числа $Re > 10^4$ с коэффициентами k , определенными для осесимметричного случая.

Таким образом, определенные эффективные коэффициенты диффузии могут быть использованы для расчета трехмерных полей скорости и температуры теплоносителя в теплообменном аппарате с витыми трубами при боковом подводе теплоносителя в межтрубное пространство. Обнаруженный эффект влияния вращательного движения теплоносителя вблизи кожуха теплообменника относительно оси пучка на поля температуры в периферийных ячейках при азимутальной неравномерности подвода тепла необходимо учитывать при оценке температурного режима теплообменного аппарата.

4.5. Влияние на эффективный коэффициент диффузии параметров, определяющих процесс перемешивания в пучке витых труб

Коэффициенты $\bar{k} = D_t / u d_s$, определенные методом диффузии от системы линейных источников, обобщены зависимостью

$$\bar{k} / k_{ac} = 1 - \exp[-0,0504 (2ax/d)], \quad (4.63)$$

где коэффициенты a и k_{ac} определяются по (4.55) и (4.47) соответственно [12, 24, 25]. При этом предполагалось, что лагранжевы L_l и эйлеровы L_ε пространственные интегральные масштабы турбулентности равны, и коэффициент k зависит только от числа Fg_m и длины пучка: $\bar{k} = k(Fg_m, x)$.

Использование зависимости (4.63) для обобщения опытных данных по коэффициенту \bar{k} было оправданным в рамках принятых допущений. Однако имеющиеся в настоящее время опытные данные позволяют уточнить влияние на коэффициент k таких параметров, как длина пучка витых труб, уровень входной турбулентности, число Рейнольдса и пространственные интегральные масштабы турбулентности. Действительно, согласно [54] на оси круглой трубы отношение $L_3/L_L \neq 1$, что может наблюдаться и в пучке витых труб, а оценка длины начального участка позволяет предположить меньшее влияние длины пучка труб на коэффициент \bar{k} , чем это следует из формулы (4.63). В работе [18] было выполнено исследование перемешивания в пучках витых труб длиной 0,5 и 1,5 м с числами $F_{гм} = 56$ и 220 в диапазоне изменения чисел $Re = 3,4 \cdot 10^3 \dots 3,8 \cdot 10^4$, пористости $m = 0,49 \dots 0,511$ и при уровне входной турбулентности $\epsilon = 1 \dots 6\%$. Исследование проводилось методом диффузии тепла от линейных источников при решении осесимметричной задачи выравнивания температурных неравномерностей в гомогенизированной постановке на экспериментальной установке, описанной в разд. 2.4. В качестве теплоносителя использовался воздух. Предельная погрешность определения коэффициента k составляла 25...50%. Расчет температурных полей выполнялся путем решения нелинейной системы уравнений параболического типа (3.8)...(3.14) методом сеток с использованием явной схемы [12]. При сопоставлении экспериментальных и расчетных полей температур использовался модифицированный метод наименьших квадратов и метод математической статистики, которые позволили определить наиболее достоверные значения безразмерного коэффициента k и доверительные интервалы изменения величины k по экспериментальной выборке.

Результаты исследования процесса перемешивания представлены на рис. 4.10, из которого следует, что число Рейнольдса влияет на коэффициент $F_{гм}$ только в области чисел $Re < 10^4$ независимо от числа $F_{гм}$, а уровень турбулентности на входе в пучок ϵ практически не оказывает влияния на этот коэффициент. Поскольку известно, что ϵ может оказывать влияние на характеристики переноса только на начальном участке течения, длина которого уменьшается с ростом ϵ [54], возникает необходимость в оценке длины участка стабилизации течения при осесимметричной неравномерности энерговыделения по радиусу пучка труб $x_{н.п}$ другим способом. Длина участка, на котором формируется стабилизированный профиль скорости или температуры теплоносителя при распространении струи масштаба максимального размера овала трубы в пучке труб, определяется соотношением (4.53). Для формирования в ядре потока неравномерности температуры масштаба максимального размера овала при нагреве труб электрическим током требуется длина $x_{н}/d_3 = 14$, равная длине теплового начального участка при равномерном нагреве пучка труб по его радиусу. Тогда длина начального участка $x_{н.п}$ при осесимметричной не-

	+	●	▲	●	×	♂	△	○
l	0,5	0,5	1,5	1,5	0,5	0,5	1,5	1,5
$\varepsilon\%$	1	6	1	6	1	6	1	6
	Метод наименьших квадратов				Метод математической статистики			

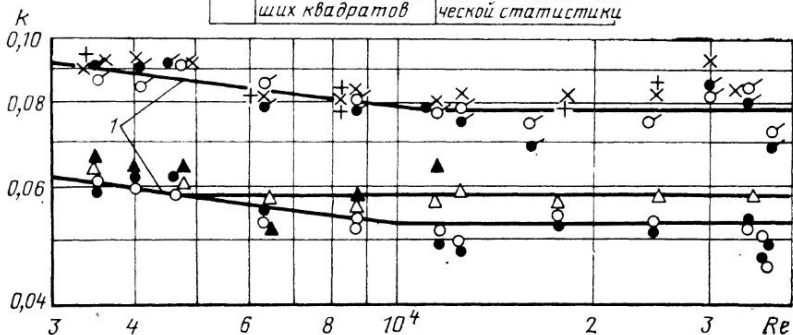


Рис. 4.10. Зависимость эффективного коэффициента диффузии от числа Рейнольдса, уровня входной турбулентности потока и длины пучка витых труб с $Fr_M = 56$:

1 — линии, отражающие характер зависимости коэффициента от числа Re

равномерности энергоснабжения будет складываться из этих двух длин и определится зависимостями [18]:

$$x_{н.п}/d_э = 8,019 Fr_M^{0,226}, \quad (4.64)$$

или

$$x_{н.п}/d = 12,2a^{-1} Fr_M^{-0,275}. \quad (4.65)$$

Расчет длины $x_{н.п}$ по (4.64) и (4.65) показывает, что все пучки витых труб, рассмотренные в данной работе, имели длину $l > x_{н.п}$. Это позволяет предположить, что исследования коэффициентов k производились на участках стабилизированного течения, а определенные значения коэффициентов k являются стабилизированными значениями k_c . Имеющиеся при этом расслоения опытных данных могут быть объяснены точностью определения коэффициентов k , а также влиянием пористости пучка. Действительно, коэффициенты k для одного и того же числа Fr_M , но различной длины, определялись на пучках различной пористости из-за трудности обеспечения одинаковой упаковки труб для пучков разной длины. Следовательно, пористость пучка по теплоносителю может рассматриваться как один из определяющих параметров. В работах Баумана также было обнаружено влияние пористости пучков оребренных стержней на скорость перемешивания. Оказалось, что с уменьшением пористости пучка скорость перемешивания теплоносителя в нем уменьшается. Поэтому критериальную связь для стабилизированного значения коэффициента k_c будем искать в форме

$$k_c = k(Fr_M, Re, m). \quad (4.66)$$

На рис. 4.11 представлены результаты опытов различных авторов в виде (4.66) для чисел $Re \geq 10^4$. В этой области чисел Рей-

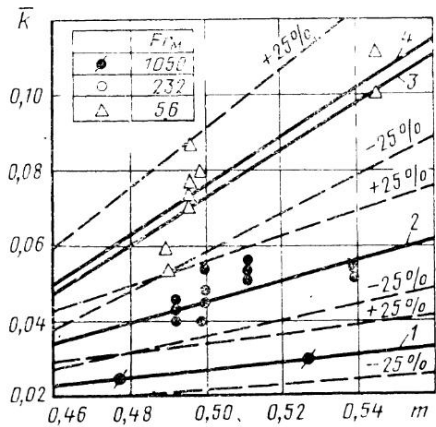


Рис. 4.11. Влияние пористости пучка витых труб и числа Fr_M на среднее значение эффективного коэффициента диффузии при числе $Re > 10^4$:

1—4 — зависимость (4.67) при числах $Fr_M = 1050, 232$ и 56 соответственно

нольда коэффициент k практически не зависит от Re (см. рис. 4.10), и опытные данные хорошо описываются зависимостью

$$k_c = 0,136 Fr_M^{-0,256} + 10 Fr_M^{-0,66} (m - 0,46). \quad (4.67)$$

В диапазоне изменения чисел $Re = 3,4 \cdot 10^3 \dots 10^4$ наблюдается влияние числа Re на коэффициент k_c , аналогичное влиянию Re на коэффициент турбулентной диффузии в круглой трубе, и поэтому справедлива следующая формула:

$$k_c = 3,1623 [0,136 Fr_M^{-0,256} + 10 Fr_M^{-0,66} (m - 0,46)] Re^{-0,125}. \quad (4.68)$$

Зависимости (4.67) и (4.68) получены в диапазоне изменения параметров: $m = 0,46 \dots 0,56$, $Fr_M = 55 \dots 1080$, $\epsilon = 1 \dots 6\%$ и при $l/d_s > x_{н.п}/d_s$, где $x_{н.п}$ — определяется выражениями (4.64), (4.65).

Коэффициенты k_c могут быть связаны с коэффициентами k_{ac} . Учитывая, что эти коэффициенты пропорциональны пространственным масштабам турбулентности L_ε и L_L , соответственно получим

$$k_c/k_{ac} = L_\varepsilon/L_L. \quad (4.69)$$

Из выражения (4.69) можно определить порядок величины отношения L_ε/L_L . Для пучков с $m = 0,475$ и $Re = 8 \cdot 10^3$ (см. разд. 4.2) отношение L_ε/L_L можно выразить в функции числа Fr_M :

$$L_\varepsilon/L_L = 0,785 Fr_M^{-0,127}. \quad (4.70)$$

Расчет по (4.70) показывает, что в диапазоне изменения чисел $Fr_M = 55 \dots 1080$ отношение L_ε/L_L изменяется в пределах $0,5 \dots 0,3$. Это по порядку величины согласуются с результатами опытов Микельсена [54] для почти однородной и изотропной турбулентности в ядре потока на оси трубы с диаметром $0,2$ м при $Re = 2 \cdot 10^5 \dots 6 \cdot 10^5$. Микельсен произвел раздельное измерение коэффициентов продольной корреляции и коэффициентов лагранжевой корреляции и определил среднее значение отношения $L_\varepsilon/L_L = 0,6$ в

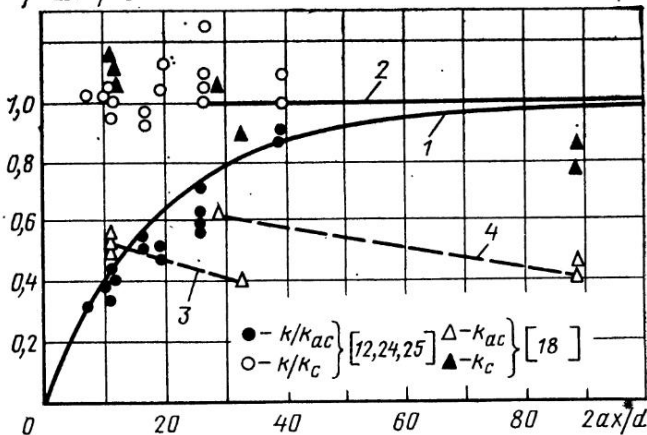
$\bar{k}/k_{ac}, \bar{k}/k_c$ 

Рис. 4.12. Сопоставление различных способов обобщения экспериментальных данных:

1 — формула (4.63); 2 — зависимость (4.71); 3, 4 — линии, проведенные через опытные точки для пучков с $F_{гм} = 220$ и 56 соответственно

указанном диапазоне чисел Re , которое возрастает линейно с ростом пульсационной скорости.

На рис. 4.12 представлены опытные данные различных авторов, обработанные в виде функциональных связей $\bar{k}/k_{ac} = f(2ax/d)$ и $\bar{k}/k_c = \varphi(2ax/d)$, где они сравниваются с зависимостями (4.63) и

$$\bar{k}/k_c = 1 \quad (4.71)$$

соответственно. Выражение (4.71) справедливо при $2a \cdot x/d > 24,4 F_{гм}^{-0,275}$. Разброс экспериментальных данных относительно (4.71) не превышает предельной погрешности определения коэффициента \bar{k} (см. рис. 4.12). В то же время результаты опытов для пучков витых труб длиной 1,5 м заметно отклоняются от зависимости (4.63). Это свидетельствует о предпочтительности использования при расчетах зависимостей (4.67), (4.68), которые позволяют замкнуть систему дифференциальных уравнений, описывающих течение в пучках витых труб.

Таким образом, пучки витых труб характеризуются интенсивным межканальным перемешиванием, что достигается за счет спиральной закрутки теплоносителя, приводящей к появлению поперечных составляющих скорости, к дополнительной турбулизации и вторичной циркуляции потока. Эффективные коэффициенты диффузии, определяющие процесс поперечного перемешивания в таких аппаратах, более чем в 10 раз превышают коэффициент турбулентной диффузии на оси круглой трубы.

Определим вклад переноса за счет турбулентной диффузии в эффективный коэффициент диффузии, являющийся фактически интегральной характеристикой процесса переноса в пучке витых труб. Для этой цели используем экспериментально определенные интенсивность турбулентности (3.54) и интегральный масштаб турбулентности (3.59) [16]. Считая, что турбулентность в ядре потока близка к изотропной, и принимая, что в пучке витых труб поперечный интегральный масштаб турбулентности L_{2cp} связан с масштабом L_{1cp} , как на оси плоского канала соотношением $L_{2cp} = L_{1cp}/4$ [29], вклад турбулентной диффузии в поперечное перемешивание теплоносителя можно оценить при $Re = 8 \cdot 10^3$ зависимостью

$$\left(\frac{D_t}{u_m d_3} \right)_{L_2} = \frac{\sqrt{u'^2}}{u_m} \frac{L_{2cp}}{d_3} = 0,0265 Fr_m^{-0,407} \left(1 + \frac{368}{Fr_m} \right). \quad (4.72)$$

Поскольку величины u' и L_1 определены при эйлеровом описании течения, то величину $(D_t/u_m d_3)_{L_2}$ целесообразно сопоставить с эффективным коэффициентом диффузии $D_t/u_m d_3$, который после внесения поправки на различие масштабов при лагранжевом и эйлеровом описании течения в формулу (4.47) можно выразить зависимостью

$$D_t/u_m d_3 = 0,0178 (1 + 8,1 Fr_m^{-0,278}). \quad (4.73)$$

При расчете по (4.72) относительный вклад турбулентной диффузии в поперечное перемешивание теплоносителя оценивается следующими величинами: 20, 13 и 5,3% от величины $D_t/u_m d_3$, определенной по (4.73) для пучков с числами $Fr_m = 178, 296$ и 1187 соответственно. Следует, однако, отметить, что эта оценка, сделанная в предположении, что в ядре потока пучка витых труб поперечные масштабы турбулентности в 4 раза меньше продольного масштаба, как и в плоском канале [29], является приближенной. Действительно, по данным работы [15], градиенты поперечных составляющих осредненной скорости больше для пучков с меньшим значением числа Fr_m и завихренность потока $\Omega = \frac{\partial \omega}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}$ будет расти с уменьшением числа Fr_m , что вызовет растяжение вихрей в продольном направлении и приведет к росту масштаба L_1 и уменьшению поперечного масштаба L_2 . Поэтому доля влияния турбулентного переноса при малых числах Fr_m может быть несколько меньше, чем это следует из приведенной оценки.

ТЕПЛОБМЕН И ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ПРОДОЛЬНОМ ОБТЕКАНИИ ПОТОКОМ ПЛОТНОУПАКОВАННОГО ПУЧКА ВИТЫХ ТРУБ

5.1. Теоретические модели для расчета теплообмена и гидравлического сопротивления

Модель, основанная на использовании полуэмпирических теорий турбулентности. Предлагаемая модель представляет собой модификацию полуэмпирической теории Прандтля с учетом особенностей, связанных с закруткой потока в пучках витых труб.

Физическая модель и схема расчета гидродинамики. Рассмотрим ячейку бесконечной решетки витых труб (рис. 5.1). Для простоты рассуждений на этом рисунке изображено симметричное взаимное расположение труб.

При продольном обтекании каждой трубы жидкость приобретает закрутку, т. е. появляется тангенциальная составляющая скорости w (см. рис. 5.1). Соотношение между тангенциальной и осевой составляющими зависит от относительного шага закрутки труб s/d .

Закручивание потока производится той частью поверхности трубы, которая по отношению к осевому потоку является выпуклой или вогнутой, т. е., как показано на рис. 5.2, это в основном поверхность d' . Вогнутая часть поверхности (на рис. 5.2 правая сторона) индуцирует нормальную составляющую σ , которая является силой реакции со стороны стенки на действие скоростного напора. Выпуклая часть поверхности индуцирует нормальную составляющую в результате действия сил вязкости. Таким образом, появля-

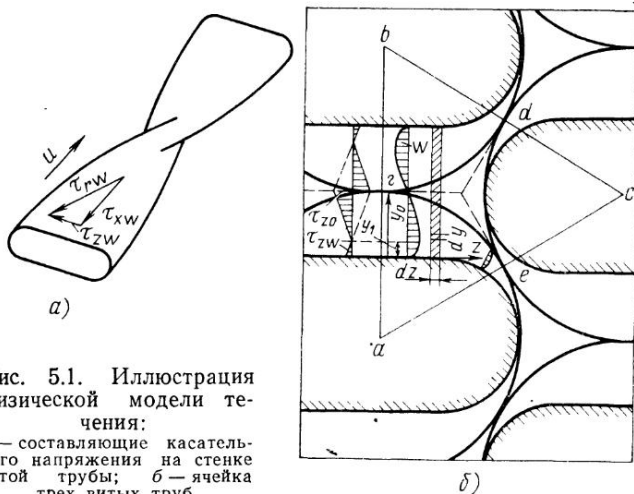


Рис. 5.1. Иллюстрация физической модели течения:

a — составляющие касательного напряжения на стенке витой трубы; b — ячейка трех витых труб

ется момент сил, действующий со стороны стенки на поток и заставляющий поворачиваться в сторону закрутки поверхности d' . По-видимому, остальная часть поверхности трубы (скругленные торцы) вносит несущественный вклад в закручивание потока.

Известно [47, 56], что при течении в трубе со спиральной вставкой возникает вынужденное вихревое движение, причем профиль тангенциальной скорости в ядре потока с большой степенью точности соответствует закону квазитвердого вращения на незначительном расстоянии от спиральной вставки вплоть до пристенных слоев трубы.

Возможно, что при обтекании пучков витых труб на некотором расстоянии от их поверхности поток имеет аналогичный характер. Однако ближе к середине течения картина течения существенно меняется. Это связано с тем, что около соседних труб векторы тангенциальной составляющей скорости имеют противоположное направление при одинаковом угловом направлении закрутки труб (см. рис. 5.1), и поэтому профиль тангенциальной скорости вдали от стенок проходит через нулевое значение. Очевидно, что в простейшем случае на линии ab точка, в которой $\omega=0$, лежит в середине расстояния между трубами, т. е. на оси симметрии канала. Для остальной части течения нельзя с той же очевидностью указать местоположение точек с $\omega=0$. Однако возможны два крайних предположения: 1) тангенциальная составляющая обращается в нуль на линиях описанных окружностей; 2) тангенциальная составляющая обращается в нуль на линиях, близких к осям симметрии сечения канала. Как будет показано ниже, обе схемы течения не могут дать существенно различные результаты в расчете гидравлического сопротивления и теплоотдачи.

Указанный специфический характер профиля тангенциальной скорости приводит к дополнительным, по сравнению с течением в трубе, эффектам в ядре потока: тангенциальному напряжению сдвига (см. рис. 5.1), порождению турбулентности и вторичных течений, вихрей Тейлора. Эти эффекты приводят к увеличению гидравлических потерь, теплоотдачи и выравниванию температурных неравномерностей теплоносителя по сечению пучка. Вместе с тем основной вклад в увеличение гидравлического сопротивления

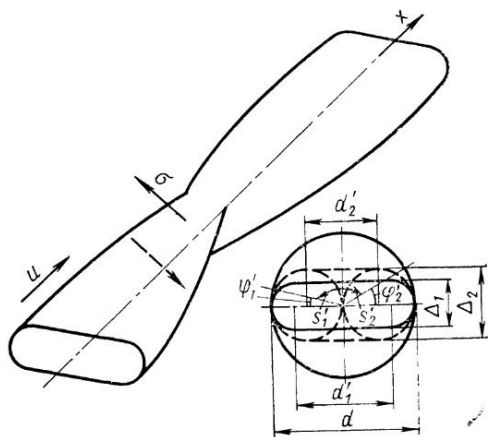


Рис. 5.2. Закручивание потока при обтекании винтовой поверхности трубы:

σ — нормальная составляющая силы реакции стенки на поток; d_1' , d_2' — индуцирующие поверхности труб с толщинами профиля Δ_1 и Δ_2

и тем более теплоотдачи вносят увеличение эффективной скорости потока, суммарного касательного напряжения трения, а также увеличение порождения турбулентных пульсаций вблизи стенки.

Полный (теоретический) расчет гидродинамики, включающий расчет полей скоростей и касательных напряжений в различных зонах сечения, предполагает знание распределения по периметру таких параметров, как соотношение осевой и тангенциальной составляющих скорости, коэффициентов турбулентного переноса. Такие данные начали появляться сравнительно недавно (см. гл. 3) и их недостаточно для полного расчета. Поэтому в настоящем анализе не ставилась задача определения местных профилей скоростей и касательных напряжений с последующим их интегрированием по всему сечению.

Заметим, что в раздвинутых пучках гладких труб ($s_1/d > 1,5$, где s_1 — шаг размещения труб) т. е. когда характеристики потока распределены достаточно равномерно по всему сечению, применяется замена реального канала эквивалентным кольцом. Сложная картина течения в пучках закрученных труб вынуждает рассматривать приближенную модель течения с целью определения интегральных величин коэффициентов гидравлического сопротивления и теплоотдачи. Предполагаем, что определенным значениям этих коэффициентов соответствует некоторая среднеэффективная величина степени закрутки потока $\Gamma = \bar{w}/\bar{u}$, неизменная вдоль периметра труб. Под степенью закрутки понимается отношение средней по высоте канала тангенциальной составляющей к средней осевой составляющей скорости в данной точке периметра.

Применение данного подхода оправдано также тем, что в пучке витых труб распределение характеристик потока — касательного напряжения и коэффициента турбулентного переноса количества движения по периметру труб в меньшей степени, чем в пучке гладких труб при $s_1/d < 1,5$ определяется геометрией поперечного сечения канала. Этому способствует интенсивный обмен вторичными вихрями и отсутствие застойных зон в местах касания труб, так как трубы касаются по точкам, а не по линиям, как в гладкотрубном плотноупакованном пучке. Поэтому в пучке витых труб локальные характеристики потока в основном должны зависеть от степени его закрутки.

Таким образом, рассматривается течение в элементарной ячейке с основанием dz (см. рис. 5.1), в которой поток имеет некоторые значения средней по высоте тангенциальной составляющей скорости \bar{w} и осевой составляющей \bar{u} . Величина \bar{u} определяет число Рейнольдса, величина \bar{w}/\bar{u} зависит каким-то образом от геометрии труб и, в частности, от шага закрутки s/d . В середине рассматриваемой ячейки при $y = y_0$ тангенциальная скорость w равна нулю.

Эквивалентный диаметр расчетной ячейки равен $d_3 = 4y_0$, т. е. определяется так же, как при расчете течения в плоском канале с неизменными вдоль оси z параметрами потока. При этом число Re в расчетной ячейке равно числу Re ячейки всего канала abc (см.

рис. 5.1). Касательное напряжение на стенке можно также разложить на две составляющие — осевую τ_{xw} и тангенциальную τ_{zw} . В центре канала касательное напряжение состоит только из тангенциальной составляющей τ_{z0} .

Как известно, анализ уравнений Навье — Стокса для стационарного стабилизированного турбулентного потока несжимаемой жидкости в плоском канале и трубе дает линейное распределение касательного напряжения по высоте

$$\frac{d\tau_x}{dy} = \frac{dp}{dx} \quad (5.1)$$

Имея аналогичное соотношение и для тангенциального движения, можно принять линейным закон изменения тангенциальной составляющей касательного напряжения τ_z от значения τ_{zw} на стенке до значения τ_{z0} на оси канала. При этом на некотором расстоянии от стенки y_1 , где тангенциальная скорость достигает максимального значения w_{\max} , тангенциальное напряжение становится равным $\tau_z = 0$.

Итак, для стабилизированного течения имеем

$$\tau_x = \tau_{xw} (1 - y/y_0); \quad (5.2)$$

$$\tau_z = \tau_{zw} + (\tau_{z0} - \tau_{zw}) \frac{y}{y_0}, \quad (5.3)$$

где y_0 — расстояние до оси канала. В соответствии с обычными зависимостями для турбулентного потока:

$$\tau_x = (\mu + \mu_{Tx}) \frac{du}{dy}; \quad (5.4)$$

$$\tau_z = (\mu + \mu_{Tz}) \frac{dw}{dy}, \quad (5.5)$$

где μ_{Tx} и μ_{Tz} — коэффициенты турбулентной вязкости в осевом и тангенциальном движениях. Поскольку количество движения обеих составляющих скорости переносится одними и теми же частицами жидкости, можно принять

$$\mu_{Tx} = \mu_{Tz} = \mu_T. \quad (5.6)$$

Далее используется гипотеза, предложенная Ю. А. Кошмаровым [31] для случая вращательно-поступательного движения жидкости между двумя касательными цилиндрами, вращающимися относительно друг друга. Предполагается, что турбулентная вязкость в каждой точке вблизи стенки зависит как от особенностей распределения осевых скоростей, так и от особенностей распределения тангенциальных скоростей. Тогда, исходя из гипотезы Прандтля и имея два предельных случая $\bar{u} = 0$ и $\bar{w} = 0$, определим коэффициент турбулентной вязкости следующим образом:

$$\mu_T = \rho l^2 \left\{ \left| \frac{du}{dy} \right| + \left| \frac{dw}{dy} \right| \right\}, \quad (5.7)$$

где l — длина пути перемешивания.

Следуя Прандтлю, полагаем, что l до некоторого расстояния от стенки описывается зависимостью

$$l = \kappa y, \quad (5.8)$$

где κ — эмпирический коэффициент, равный 0,4 [55]. В работе [55] показано, что зависимость (5.8) для течения в трубе справедлива только до расстояния от стенки $y/R = 0,2$, где R — радиус трубы. Однако поскольку в расчетной схеме Прандтля для центральной части потока одновременно завышались l и касательное напряжение $\tau = \tau_w = \text{const}$ по высоте, то это позволило получить профиль скорости, хорошо совпадающий с экспериментальным.

В рассматриваемом канале, образованном пучком закрученных труб, центральную часть потока можно рассматривать как перекрещивающиеся струи в ограниченном объеме. Известно [1], что в теории струй длина пути перемешивания в зоне смещения принимается постоянной. Следуя изложенным физическим представлениям, предлагается следующая расчетная схема для определения l :

в области 1 — от стенки трубы до точки y , где $w = w_{\max}$,

$$l = \kappa y; \quad (5.9)$$

в области 2 — от точки y до оси канала

$$l = \kappa y_1 = \text{const}. \quad (5.10)$$

В соответствии с двухслойной моделью Прандтля поток условно разбивается на вязкий подслой, в котором преобладает молекулярный обмен, и турбулентное ядро, в котором молекулярной вязкостью можно пренебречь. Толщину вязкого подслоя можно определить на основе гипотезы Прандтля с учетом влияния закрутки, т. е. в рассматриваемом случае определяющей величиной необходимо считать суммарное касательное напряжение на стенке τ_{zw} . Тогда толщина вязкого подслоя

$$\delta_{в.п} = \frac{\eta_b v}{\sqrt{\tau_{zw}/\rho}}, \quad (5.11)$$

где $\tau_{zw} = \sqrt{\tau_{xw}^2 + \tau_{zw}^2}$; η_b — эмпирическая константа, равная 11,5.

Ввиду малой толщины вязкого подслоя распределение скоростей в нем можно принять линейным. Таким образом, преобразуя (5.4) и (5.5) с учетом (5.2), (5.3), (5.7), получим систему из двух нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка

$$\tau_{xw} \left(1 - \frac{y}{y_0}\right) = - \left\{ \mu + \rho l^2 \left[\left| \frac{du}{dy} \right| + \left| \frac{dw}{dy} \right| \right] \right\} \frac{du}{dy}; \quad (5.12)$$

$$\tau_{zw} + (\tau_{z0} - \tau_{zw}) \frac{y}{y_0} = - \left\{ \mu + \rho l^2 \left[\left| \frac{du}{dy} \right| + \left| \frac{dw}{dy} \right| \right] \right\} \frac{dw}{dy}. \quad (5.13)$$

Решив эти уравнения, можно получить выражения для профилей осевой и тангенциальной скорости расчетной модели в функции τ_{xw} , τ_{zw} , τ_{z0} , которые являются неизвестными величинами.

Определение профилей осевой и тангенциальной составляющих скоростей. В соответствии с принятой расчетной схемой интегрирование уравнений (5.12) и (5.13) будем вести по трем слоям: 1) вязкий подслой; 2) турбулентное ядро 1 области—от границы вязкого подслоя до точки y_1 , где $w = w_{\max}$; 3) турбулентное ядро 2 области—от точки y_1 до оси канала.

Константы интегрирования определены с учетом граничных условий на стенке и условий сшивки решений для всех трех слоев.

Для удобства дальнейших операций введем безразмерные величины:

$$z = \frac{\tau_{zw}}{\tau_{xw}}; \quad z_0 = \frac{\tau_{z0}}{\tau_{xw}}; \quad (5.14)$$

$$\eta_{x0} = \frac{y_0 \sqrt{\tau_{xw}/\rho}}{\nu}; \quad \eta_{z0} = \frac{y_0 \sqrt{\tau_{zw}/\rho}}{\nu}; \quad (5.15)$$

$$\eta_{x0} = \frac{y_0 \sqrt{\tau_{xw}/\rho}}{\nu}; \quad \eta_{z0} = \frac{y_0 \sqrt{\tau_{zw}/\rho}}{\nu}; \quad (5.16)$$

$$\bar{\eta} = \frac{y}{y_0} = \frac{\eta_x}{\eta_{x0}} = \frac{\eta_z}{\eta_{z0}}; \quad \bar{\eta}_1 = \frac{y_1}{y_0}; \quad (5.17)$$

$$\varphi_x = \frac{u}{\sqrt{\tau_{xw}/\rho}}; \quad \bar{\varphi}_x = \frac{\bar{u}}{\sqrt{\tau_{xw}/\rho}}; \quad (5.18)$$

$$\varphi_z = \frac{w}{\sqrt{\tau_{zw}/\rho}}; \quad \bar{\varphi}_z = \frac{\bar{w}}{\sqrt{\tau_{zw}/\rho}}; \quad (5.19)$$

$$\Gamma = \bar{w}/\bar{u}; \quad \frac{\bar{\varphi}_z}{\bar{\varphi}_x} = \frac{\Gamma}{\sqrt{z}}; \quad (5.20)$$

$$\text{Re} = \bar{u}d_3/\nu; \quad (5.21)$$

$$\xi_x = \frac{\partial p}{\partial x} \cdot \frac{2d_3}{\rho \bar{u}^2} = \frac{8\tau_{xw}}{\rho \bar{u}^2}, \quad (5.22)$$

где \bar{u} , \bar{w} — средние величины осевой и тангенциальной составляющей скорости, число Re определено по эквивалентному диаметру и осевой составляющей скорости. Введем также безразмерные величины:

$$\eta_B = \frac{\delta_{B,II} \sqrt{\tau_{\Sigma w}/\rho}}{\nu} = \frac{\delta_{B,II} \sqrt{\tau_{xw}/\rho}}{\nu} (1+z^2)^{1/4} = \eta_{xB} (1+z^2)^{1/4}; \quad (5.23)$$

$$\eta_B = \frac{\delta_{B,II} \sqrt{\tau_{\Sigma w}/\rho}}{\nu} = \frac{\delta_{B,II} \sqrt{\tau_{zw}/\rho}}{\nu} \cdot \left(1 + \frac{1}{z^2}\right)^{1/4} = \eta_{zB} \left(1 + \frac{1}{z^2}\right)^{1/4}; \quad (5.24)$$

$$\bar{\eta}_B = \frac{\eta_{xB}}{\eta_{x0}} = \frac{\eta_{zB}}{\eta_{z0}}. \quad (5.25)$$

На границе вязкого подслоя, исходя из линейного профиля, будем иметь

$$\varphi_{xв} = \eta_{xв} = \frac{11,5}{(1+z^2)^{1/4}}; \quad \varphi_{zв} = \eta_{zв} = \frac{11,5}{\left(1 + \frac{1}{z^2}\right)^{1/4}}. \quad (5.26)$$

В области 1 турбулентного ядра уравнения (5.12) и (5.13) запишем в виде

$$\tau_{xw} \left(1 - \frac{y}{y_0}\right) = \rho x^2 y^2 \left(\frac{du}{dy} + \frac{dw}{dy}\right) \frac{du}{dy}; \quad (5.27)$$

$$\tau_{zw} + (\tau_{z0} - \tau_{zw}) \frac{y}{y_0} = \rho x^2 y^2 \left(\frac{du}{dy} + \frac{dw}{dy}\right) \frac{dw}{dy}. \quad (5.28)$$

Как показали расчеты, размеры этой области составляют наибольшую величину: $y_1/y_0 = 0,2 \dots 0,26$; поэтому уравнение (5.27) можно несколько упростить, приняв для этой области $\tau_x = \tau_{xw} = \text{const}$.

Для области 2 турбулентного ядра уравнения (5.12) и (5.13) будут иметь вид

$$\tau_{xw} \left(1 - \frac{y}{y_0}\right) = \rho x^2 y_1^2 \left(\frac{du}{dy} + \frac{dw}{dy}\right) \frac{du}{dx}; \quad (5.29)$$

$$\tau_{zw} + (\tau_{z0} - \tau_{zw}) \frac{y}{y_0} = \rho x^2 y_1^2 \left(\frac{du}{dy} + \frac{dw}{dy}\right) \frac{dw}{dy}. \quad (5.30)$$

Решая совместно уравнения (5.27) ... (5.30) с учетом (5.14), (5.17), (5.18) и (5.19), получим:

для области 1 турбулентного ядра

$$\frac{d\varphi_x}{d\bar{\eta}} = \frac{1}{x\bar{\eta} \sqrt{1+z+(z_0-z)\bar{\eta}}}; \quad (5.31)$$

$$\frac{d\varphi_z}{d\bar{\eta}} = \frac{z+(z_0-z)\bar{\eta}}{x\bar{\eta} \sqrt{1+z+(z_0-z)\bar{\eta}}}; \quad (5.32)$$

для области 2 турбулентного ядра

$$\frac{d\varphi_x}{d\bar{\eta}} = \frac{1-\bar{\eta}}{x\bar{\eta}_1 \sqrt{1-z-(1+z_0-z)\bar{\eta}}}; \quad (5.33)$$

$$\frac{d\varphi_z}{d\bar{\eta}} = \frac{z+(z_0-z)\bar{\eta}}{x\bar{\eta}_1 \sqrt{z} \sqrt{1-z-(1+z_0-z)\bar{\eta}}}. \quad (5.34)$$

Интегрируя уравнения (5.31) и (5.32) в пределах от $\bar{\eta} = \bar{\eta}_в$ до $\bar{\eta} = \bar{\eta}_1$ и уравнения (5.33) и (5.34) от $\bar{\eta} = \bar{\eta}_1$ до $\bar{\eta} = 1$, получим выражения для профилей осевой и тангенциальной составляющих скорости. Константы интегрирования определяются из условия сращивания решений для всех трех слоев. Вследствие малости вязкого подслоя справедливо приближенное выражение

$$\sqrt{1+z+(z_0+z)} \frac{\eta_B}{(1+z^2)^{1/4} \eta_{x0}} \approx 1+z+\frac{1}{2}(z_0-z) \frac{\eta_B}{(1+z^2)^{1/4} \eta_{x0}}. \quad (5.35)$$

Согласно (5.15), (5.16), (5.21), (5.22) получим

$$\eta_{x0} = \frac{\operatorname{Re} \sqrt{\xi_x}}{8 \sqrt{2}}; \quad \eta_{z0} = \eta_{x0} \sqrt{z}. \quad (5.36)$$

Координаты максимума тангенциальной скорости определяются из уравнений (5.32) и (5.34)

$$\bar{\eta}_1 = -\frac{z}{z_0 - z}. \quad (5.37)$$

После интегрирования уравнений (5.31)...(5.34) формулы для профилей осевой и тангенциальной составляющих примут вид.

Область 1 ($\eta_B \leq \bar{\eta} \leq \eta_1$ или $\delta_{B,n} \leq y \leq y_1$);

$$\varphi_x = \frac{1}{x \sqrt{1+z}} \ln \left| \frac{\sqrt{1+z+(z_0-z)\bar{\eta}} - \sqrt{1+z}}{\sqrt{1+z+(z_0-z)\bar{\eta}} + \sqrt{1+z}} \right| + C_{x1}; \quad (5.38)$$

$$\begin{aligned} \varphi_z = & \frac{\sqrt{z}}{x \sqrt{1+z}} \ln \left[\frac{\sqrt{1+z+(z_0-z)\bar{\eta}} - \sqrt{1+z}}{\sqrt{1+z+(z_0-z)\bar{\eta}} + \sqrt{1+z}} \right] + \\ & + \frac{2}{x \sqrt{z}} \sqrt{1+z+(z_0-z)\bar{\eta}} + C_{z1}. \end{aligned} \quad (5.39)$$

Область 2 ($\bar{\eta}_1 \leq \bar{\eta} \leq 1$ или $y_1 \leq y \leq y_0$):

$$\begin{aligned} \varphi_x = & -\frac{2}{x \bar{\eta}_1 (1+z_0-z)} \sqrt{1-z-(1+z_0-z)\bar{\eta}} + \\ & + \frac{2\sqrt{1-z-(1+z_0-z)\bar{\eta}}}{3x \bar{\eta}_1 (1+z_0-z)^2} [(1+z_0-z)\bar{\eta} + 2(1-z)] + C_{x2}; \quad (5.40) \\ \varphi_z = & -\frac{2\sqrt{z}}{x \bar{\eta}_1 (1+z_0-z)} \sqrt{1-z+(1+z_0-z)\bar{\eta}} - \\ & - \frac{2(z_0-z)\sqrt{1+z-(1+z_0-z)\bar{\eta}}}{3x \bar{\eta}_1 \sqrt{z} (1+z_0-z)^2} [(1+z_0-z)\bar{\eta} + 2(1-z)] + C_{z2}. \end{aligned} \quad (5.41)$$

Константы интегрирования определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} C_{x1} = & \frac{\eta_B}{(1+z^2)^{1/4}} + \frac{1}{x \sqrt{1+z}} \ln \left[\frac{4}{\frac{z_0-z}{1+z} \frac{\eta_B}{(1+z^2)^{1/4}} \frac{8\sqrt{2}}{\operatorname{Re} \sqrt{\xi}} + 1} \right]; \\ C_{z1} = & \frac{\eta_B}{(1+1/z^2)^{1/4}} + \\ & + \frac{\sqrt{z}}{x \sqrt{1+z}} \ln \left[\frac{4}{\frac{z_0-z}{1+z} \frac{\eta_B}{(1+1/z^2)^{1/4}} \frac{8\sqrt{2}}{\operatorname{Re} \sqrt{\xi} \sqrt{z}} + 1} \right] - \end{aligned} \quad (5.42)$$

$$-2\sqrt{1+z} \sqrt{1 + \frac{z_0 - z}{1+z} \frac{\eta_B}{(1+1/z^2)^{1/4}} \cdot \frac{8\sqrt{2}}{\operatorname{Re} \sqrt{\xi} \sqrt{z}}}; \quad (5.43)$$

$$C_{x2} = \frac{1}{\alpha \sqrt{1+z}} \ln \left[\frac{1 - \sqrt{1+z}}{1 + \sqrt{1+z}} \right] + \frac{2}{\alpha \bar{\eta}_1 (1+z_0-z)} \sqrt{1 + \frac{z}{z_0-z}} +$$

$$+ \frac{2\sqrt{1 + \frac{z}{z_0-z}}}{3\alpha \bar{\eta}_1 (1+z_0-z)^2} \left[(1+z_0-z) \frac{z}{z_0-z} - 2(1-z) \right] + C_{x1}; \quad (5.44)$$

$$C_{z2} = \frac{\sqrt{z}}{\alpha \sqrt{1+z}} \ln \left[\frac{1 - \sqrt{1+z}}{1 + \sqrt{1+z}} \right] +$$

$$+ \frac{2}{\alpha \sqrt{z}} + \frac{2\sqrt{z}}{\alpha \bar{\eta}_1 (1+z_0-z)} \sqrt{1 + \frac{z}{z_0-z}} -$$

$$- \frac{2(z_0-z) \sqrt{1 + \frac{z}{z_0-z}}}{3\alpha \bar{\eta}_1 \sqrt{z} (1+z_0-z)^2} \left[(1+z_0-z) \frac{z}{z_0-z} - 2(1-z) \right] + C_{z1}. \quad (5.45)$$

Таким образом, φ_x и φ_z для обеих областей зависят от z , z_0 , ξ_x , η , Re , причем z , z_0 и ξ_x зависят от степени закрученности потока и числа Re .

Определение безразмерных величин компонентов касательного напряжения z , z_0 . Для определения ξ_x , z , z_0 при заданном числе Re составим систему из трех уравнений. Интегрируя по высоте уравнения (5.38), (5.39), (5.42), (5.43), можно получить выражение для средних значений осевой и тангенциальной составляющих скорости:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\varphi}_x &= \bar{\varphi}_{x1} \bar{\eta}_1 + \bar{\varphi}_{x2} (1 - \bar{\eta}_1); \\ \bar{\varphi}_z &= \bar{\varphi}_{z1} \bar{\eta}_1 + \bar{\varphi}_{z2} (1 - \bar{\eta}_1), \end{aligned} \right\} \quad (5.46)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \bar{\varphi}_{x1} &= \frac{1}{\bar{\eta}_1} \int_0^{\bar{\eta}_1} f_1(z, z_0, \xi_x, \bar{\eta}, \operatorname{Re}) d\bar{\eta}; \\ \bar{\varphi}_{x2} &= \frac{1}{1 - \bar{\eta}_1} \int_{\bar{\eta}_1}^1 f_2(z, z_0, \xi_x, \bar{\eta}, \operatorname{Re}) d\bar{\eta}; \\ \bar{\varphi}_{z1} &= \frac{1}{\bar{\eta}_1} \int_0^{\bar{\eta}_1} \psi_1(z, z_0, \xi_x, \bar{\eta}, \operatorname{Re}) d\bar{\eta}; \\ \bar{\varphi}_{z2} &= \frac{1}{1 - \bar{\eta}_1} \int_{\bar{\eta}_1}^1 \psi_2(z, z_0, \xi_x, \bar{\eta}, \operatorname{Re}) d\bar{\eta}. \end{aligned} \right\} \quad (5.47)$$

Здесь f_1 и f_2 — зависимости для φ_x для 1 и 2 областей турбулентного ядра по уравнениям (5.38) и (5.40), ψ_1 и ψ_2 — соответствующие зависимости для φ_z по уравнениям (5.39) и (5.41).

В то же время средние величины составляющих скоростей можно найти из зависимостей (5.20) и (5.22):

$$\bar{\varphi}_x = \sqrt{8/\xi_x}; \quad \bar{\varphi}_z = \sqrt{8/\xi_x} \frac{\Gamma}{\sqrt{z}}. \quad (5.48)$$

Используя также граничное условие в ядре потока $\varphi_z=0$ при $\bar{\eta}=1$, получим систему из трех трансцендентных уравнений неявного вида:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{8/\xi_x} - \bar{\varphi}_{x1}\bar{\eta}_1 + \bar{\varphi}_{x2}(1 - \bar{\eta}_1) &= 0, \\ \sqrt{8/\xi_x} \frac{\Gamma}{\sqrt{z}} - \bar{\varphi}_{z1}\bar{\eta}_1 + \bar{\varphi}_{z2}(1 - \bar{\eta}_1) &= 0, \\ \psi_2(z, z_0, \xi_x, \text{Re})_{\bar{\eta}_1=0} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.49)$$

Система уравнений (5.49) решалась численно. Для задаваемых значений Re и Γ определялись z , z_0 , ξ_x .

Определение коэффициента гидравлических потерь. Для определения коэффициента полных гидравлических потерь рассмотрим баланс сил, действующих на элемент жидкости высотой $2y_0$ и основанием $dxdz$ (см. рис. 5.1). Условия равновесия в осевом и тангенциальном направлении запишутся соответственно

$$\frac{dp}{dx} dxdz2y_0 = \tau_{xw} dxdz \cdot 2; \quad (5.50)$$

$$\frac{dp}{dz} dzdxy_0 = \tau_{zw} dxdz + \tau_{z0} dxdz. \quad (5.51)$$

Заметим, что в выражении (5.51) поверхность, по которой действует касательное напряжение τ_{z0} , предполагается равной поверхности стенки, где действуют τ_{zw} и τ_{xw} . В реальном канале эти поверхности различны в той или иной степени в зависимости от того, в каком месте ядро потока w становится равным нулю. Для рассматриваемой геометрии труб это различие составляет 30%, если $w=0$ на осях симметрии, и 25%, если $w=0$ на линиях описанных окружностей. В расчете указанное различие поверхностей учитывается соответствующей поправкой k . Тогда из уравнения (5.50) и (5.51) можно определить потери давления в осевом и тангенциальном направлениях:

$$\Delta p_x = \frac{\tau_{xw}}{y_0} \Delta x; \quad (5.52)$$

$$\Delta p_z = \frac{\tau_{zw} + \tau_{z0}k}{y_0} \Delta z = \frac{\tau_{zw} + \tau_{z0}k}{y_0} \Delta x \Gamma. \quad (5.53)$$

Последнее выражение получено с учетом соотношения

$$\frac{\Delta z}{\Delta x} = \frac{w}{u} = \Gamma. \quad (5.54)$$

Суммарные потери давления:

$$\Delta p_{\Sigma} = \left(\frac{\tau_{xw}}{y_0} + \frac{\tau_{zw} + \tau_{z0k}}{y_0} \Gamma \right) \Delta x. \quad (5.55)$$

Определяя коэффициент полных гидравлических потерь как

$$\xi = \left(\frac{dp}{dx} \right)_{\Sigma} d_0 / \frac{\rho \bar{u}^2}{2}, \quad (5.56)$$

с учетом выражений (5.14) и (5.22) получим

$$\xi = \xi_x (1 + z\Gamma + z_0\Gamma k). \quad (5.57)$$

Определение зависимости между степенью закрученности потока Γ и геометрическими параметрами труб. Решение системы уравнений (5.49) получено при заданных значениях степени закрученности потока Γ . При этом необходимо определить, при какой геометрии витых труб достигается это значение Γ .

Расчеты профилей скорости показали, что значения средней осевой составляющей скорости \bar{u} приблизительно соответствуют местному значению осевой скорости u в точке $y=y_1$. Тогда угловая скорость вращения частиц потока с координатой $y=y_1$:

$$\omega = 2\pi\bar{u}/s. \quad (5.58)$$

В соответствии с вышеизложенной моделью течения предполагается, что изменение максимальной тангенциальной скорости w_{\max} вдоль параметра трубы пропорционально текущему радиусу r и угловой скорости: $w_{\max} = \omega r$. Тогда можно определить среднеинтегральное значение по формуле

$$\frac{w_{\max}}{\bar{u}} = \frac{1}{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \frac{2\pi r}{s} d\varphi. \quad (5.59)$$

Как показали расчеты, отношение средней величины тангенциальной скорости к ее максимальному значению \bar{w}/w_{\max} незначительно меняется в широком диапазоне изменения Γ и составляет величину 0,69...0,74. Получаем

$$\Gamma = K_1 \frac{d}{s}, \quad (5.60)$$

где K_1 — константа, равная 1,7. Как будет показано ниже, экспериментальные данные по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению хорошо согласуются с расчетными при использовании зависимости (5.60) в широком диапазоне изменения s/d .

Наличие жесткой связи между Γ и s/d имеет существенное значение. Это дает возможность определить K_1 по экспериментальным данным по гидравлическому сопротивлению при только одном шаге закрутки труб, не прибегая к предположению о распределении тангенциальной составляющей скорости. Использование пред-

ложенной модели позволяет рассчитать тогда теплоотдачу и гидравлическое сопротивление в широком диапазоне изменения s/d и Re .

Методика определения теплоотдачи. Полученные выше данные по полям скоростей и коэффициенту турбулентного переноса позволяет определить теплообмен в пучках витых труб.

Напишем уравнение энергии для установившегося суммарного потока, пренебрегая продольной теплопроводностью:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[(\lambda + \lambda_r) \frac{\partial T}{\partial y} \right] = c_{p0} U_{\Sigma} \frac{\partial T}{\partial l}, \quad (5.61)$$

где величина суммарного вектора скорости $u_{\Sigma} = \sqrt{u^2 + w^2}$; l — координата в направлении суммарного вектора скорости.

Интегрирование уравнения (5.61) от y_0 до y с использованием граничного условия $\partial T / \partial y = 0$ при $y = y_0$ позволило найти $\partial T / \partial y$. Интегрирование выражения для $\partial T / \partial y$ от $y = 0$ до y (с использованием граничного условия $T = T_c$ при $y = 0$) дает

$$T - T_c = \frac{c_{p0}}{\lambda} \int_0^y \frac{\int_{y_0}^y u_{\Sigma} \frac{\partial T}{\partial l} dy}{1 + \lambda_r / \lambda} dy. \quad (5.62)$$

Приведем уравнение (5.62) к безразмерному виду:

$$\theta = \frac{Pe}{4} \int_0^{\bar{\eta}} \frac{\int_1^{\bar{\eta}} U_{\Sigma} \frac{\partial \theta}{\partial L} d\bar{\eta}}{1 + \psi Pr \frac{\mu_r}{\mu}} d\bar{\eta}, \quad (5.63)$$

где $\theta = \frac{T_c - T}{T_c - \bar{T}}$; $U_{\Sigma} = \frac{u_{\Sigma}}{\bar{u}_{\Sigma}}$; $L = \frac{l}{y_0}$; $Pe = \frac{\bar{u}_{\Sigma} d_{\Sigma}}{a}$; (5.64)

\bar{T} — средняя температура потока в данном сечении; \bar{u}_{Σ} — средняя скорость в этом же сечении. Параметр ψ характеризует соотношение между переносом тепла и количества движения турбулентными пульсациями.

При плотности теплового потока на стенке $q_c = \text{const}$ по длине

$$\frac{\partial T}{\partial l} = \frac{q_c}{c_{p0} \bar{u}_{\Sigma} y_0} \quad \text{или} \quad \frac{\partial \theta}{\partial L} = - \frac{Nu}{Pe}. \quad (5.65)$$

Окончательное выражение для профиля температур примет вид

$$\theta = - \frac{Nu}{4} \int_0^{\bar{\eta}} \frac{\int_1^{\bar{\eta}} U_{\Sigma} d\bar{\eta}}{1 + \psi Pr \frac{\mu_r}{\mu}} d\bar{\eta}. \quad (5.66)$$

Подставляя (5.66) в выражение для средней величины безразмерной температуры

$$\bar{\theta} = \int_0^1 U_{\Sigma} \theta d\bar{\eta} = 1, \quad (5.67)$$

получим интегральное соотношение для определения теплоотдачи, аналогичное интегралу Лайона [32]:

$$\text{Nu} = \frac{4}{\int_0^1 \frac{\left(\int_0^{\bar{\eta}} U_{\Sigma} d\bar{\eta} \right)^2}{1 + \psi \text{Pr}(\mu_{\tau}/\mu)} d\bar{\eta}}. \quad (5.68)$$

В основной области турбулентного потока скорость мало отличается от средней скорости в сечении, т. е. в ядре потока $U_{\Sigma} \approx 1$. Такое приближение используется для течения в трубе [32], еще более правомерно его использование для рассматриваемого случая, когда профиль скорости более заполнен. Это допущение позволяет упростить выражение (5.68)

$$\text{Nu} = \frac{4}{\int_0^1 \frac{(\bar{\eta} - 1)^2}{1 + \psi \text{Pr}(\mu_{\tau}/\mu)} d\bar{\eta}}. \quad (5.69)$$

При интегрировании (5.69) считаем, что $\text{Pr} \approx 1$ и при этом $\psi \approx 1$. Определение μ_{τ}/μ ведется по полученным полям скоростей и касательных напряжений на основе двухслойной модели течения (вязкий подслой и турбулентное ядро, разделенное на 2 области). Для первой области турбулентного ядра ($\bar{\eta}_B < \bar{\eta} < \bar{\eta}_1$):

$$\frac{1}{\mu_{\tau}/\mu} = \frac{\partial \varphi_x}{\partial \bar{\eta}} \cdot \frac{1}{\eta_{x0}} \left[1 - \frac{\varphi_x}{\frac{\partial \varphi_x}{\partial \bar{\eta}}} \frac{\partial}{\partial \bar{\eta}} \left(\frac{1}{\cos \gamma_1} \right) \cos \gamma_2 \right], \quad (5.70)$$

где выражение в квадратных скобках характеризует увеличение турбулентной вязкости за счет дополнительного скольжения слоев жидкости, вызванного поворотом вектора при увеличении расстояния от стенки. Здесь $\gamma_1 = \arctg \frac{w}{u}$; $\gamma_2 = \arctg \frac{\tau_z}{\tau_x}$. Как показали расчеты, за счет этого фактора теплоотдача увеличивается на 8% при максимальной степени закрутки $\Gamma = 0,41$. Во второй области турбулентного ядра указанным эффектом можно пренебречь. Для упрощения интегрирования в первой области величина в квадратных скобках (5.70) принималась постоянной и равной значению на границе вязкого подслоя. Окончательное выражение имеет вид

$$\text{Nu} = 4 \left\{ \left[\frac{\bar{\eta}_B^3}{3} - \bar{\eta}_B^2 + \bar{\eta}_B \right] + \frac{8 V \bar{2}}{\psi \text{Pr Re} \sqrt{\bar{\xi}_x x}} \times \right.$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[1 - \frac{\varphi_x}{\partial \varphi_x / \partial \bar{\eta}} \frac{\partial}{\partial \bar{\eta}} \left(\frac{1}{\cos \gamma_1} \right) \cos \gamma_2 \right]_{\bar{\eta} = \bar{\eta}_B} \cdot \left[\frac{2(2+3z)}{3(z_0-z)^2} - \right. \\
& \quad \left. - \frac{2\sqrt{1+z+(z_0-z)\bar{\eta}_B}}{3(z_0-z)^2} \cdot ((z_0-z)\bar{\eta}_B - 2(1+z)) - \right. \\
& \quad \left. - \frac{4}{z_0-z} \left(1 - \sqrt{1+z+(z_0-z)\bar{\eta}_B} \right) + \frac{1}{\sqrt{1+z}} \left(\ln \left| \frac{1-\sqrt{1+z}}{1+\sqrt{1+z}} \right| - \right. \right. \\
& \quad \left. \left. - \ln \left| \frac{\sqrt{1+z+(z_0-z)\bar{\eta}_B} - \sqrt{1+z}}{\sqrt{1+z+(z_0-z)\bar{\eta}_B} + \sqrt{1+z}} \right| \right) \right] + \frac{8\sqrt{2}}{\psi \operatorname{Pr} \operatorname{Re} \sqrt{\xi_x x \bar{\eta}_1}} \times \\
& \times \left[-\frac{2\sqrt{-z_0}}{(1+z_0-z)^3} \left(-\frac{z_0^2}{5} + \frac{2z_0(1-z)}{3} - (1-z)^2 + \frac{2\sqrt{1+\frac{z}{z_0-z}}}{(1+z_0-z)^2} \right) \times \right. \\
& \quad \times \left(\frac{\left(1+\frac{z}{z_0-z}\right)^2}{5} - \frac{2(1-z)\left(1+\frac{z}{z_0-z}\right)}{3} + (1-z^2) \right) + \\
& \quad + \frac{4}{3} \frac{\sqrt{-z_0}}{(1+z_0-z)^2} ((1+z_0-z) + 2(1-z)) + \\
& \quad + \frac{4}{3} \frac{\sqrt{1+\frac{z}{z_0-z}}}{(1+z_0-z)^2} \left(\frac{(1+z_0-z)z}{z_0-z} - 2(1-z) \right) - \\
& \quad \left. - \frac{2}{1+z_0-z} \left(\sqrt{-z_0} - \sqrt{1+\frac{z}{z_0-z}} \right) \right]^{-1}. \quad (5.71)
\end{aligned}$$

Выражения для поля температур были получены после интегрирования уравнения (5.66) при известном значении числа Nu. Полученные результаты приведены в разд. 5.2.

Модель, основанная на использовании понятия толщины пристенного слоя. Теоретическая модель для расчета теплообмена и трения, основанная на использовании метода решения уравнений пограничного слоя [23], предполагает, что в пучке реализуется модель течения, когда справедливо понятие характерной толщины пристенного слоя δ [59]. В этом случае законы теплоотдачи и сопротивления приводятся к виду:

$$\alpha_m = \alpha_m(z, z_m, \operatorname{Pr}); \quad (5.72)$$

$$\alpha = \alpha(z), \quad (5.73)$$

где

$$z = \frac{\operatorname{Re}_\theta}{\alpha} = \frac{u}{\alpha \mu} \int_0^\delta \rho \frac{u}{\bar{u}} \left(1 - \frac{u}{\bar{u}} \right) dy; \quad (5.74)$$

$$z_m = \frac{\operatorname{Re}_\theta}{\alpha_m} = \frac{\bar{u}}{\mu \alpha_m} \int_0^\delta \rho \frac{u}{\bar{u}} \frac{T - \bar{T}}{T_c - \bar{T}} dy; \quad (5.75)$$

индекс ϑ обозначает, что число Re определено по толщине потери импульса, а индекс θ — что число Re определено по толщине потери энергии. Коэффициенты α и α_m определены по формулам (3.32), (3.43).

В качестве характерных скоростей и температур приняты скорость и температура на внешней границе пристенного слоя. Использование зависимостей (5.72) и (5.73) позволяет применять методы расчета пограничного слоя для расчета теплообмена и сопротивления на начальном участке пучка витых труб. Эти зависимости могут быть получены следующим образом. Для получения закона сопротивления в виде (5.73) используем закон сопротивления (3.33) и логарифмический закон распределения скорости (3.31). Тогда из выражения (5.74) получим

$$z = \frac{\overline{Re}_\delta}{0,39 \sqrt{\bar{\alpha}}} \left(1 - \frac{2 \sqrt{\bar{\alpha}}}{0,39} \right), \quad (5.76)$$

где
$$\overline{Re}_\delta = \frac{\rho \bar{u} \delta}{\mu} \approx 1,035 Re_\delta = 1,035 \frac{\rho u_{cp} \delta}{\mu}, \quad (5.77)$$

или, учитывая (3.38) в более общем виде:

$$z = \frac{\overline{Re}_\delta}{0,39 \sqrt{\bar{\alpha}}} \frac{1 - \frac{2 \sqrt{\bar{\alpha}}}{0,39}}{1 - \frac{4 \delta^*}{d_3}}, \quad (5.78)$$

где δ^* — толщина вытеснения.

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho u}{\rho \bar{u}} \right) dy = \frac{z \alpha_m}{\bar{u} \rho} (H - H_\rho); \quad (5.79)$$

$$H = \frac{\int_0^\delta \rho \left(1 - \frac{u}{\bar{u}} \right) dy}{\int_0^\delta \rho \frac{u}{\bar{u}} \left(1 - \frac{u}{\bar{u}} \right) dy}; \quad (5.80)$$

$$H_\rho = \frac{\int_0^\delta \rho \left(1 - \frac{\bar{\rho}}{\rho} \right) dy}{\int_0^\delta \rho \frac{u}{\bar{u}} \left(1 - \frac{u}{\bar{u}} \right) dy}. \quad (5.81)$$

Учитывая связь между напряжением трения и коэффициентом сопротивления (3.36) и выражения (3.32) и (3.38), имеем

$$\xi = \frac{8\alpha}{\left(1 - \frac{4\delta^*}{d_p}\right)^2}, \quad (5.82)$$

или при $u_{cp} \approx 0,965u$:

$$\xi = 8,8\alpha. \quad (5.83)$$

Подставляя \overline{Re}_δ из (5.76) в (5.77), получим

$$\overline{Re}_\delta = 0,39 \frac{z \sqrt{\alpha}}{1,035 \left(1 - \frac{2\sqrt{\alpha}}{0,39}\right)}, \quad (5.84)$$

или, исключая ξ из (5.82) и (5.83):

$$Re_\delta = \frac{0,2664}{8,84 \cdot \alpha^4}. \quad (5.85)$$

Подставляя в (5.74) и (5.78) значения числа Re_δ , приведем закон сопротивления для пучков витых труб к виду

$$z = \frac{0,2664 \left(1 - \frac{2\sqrt{\alpha}}{0,39}\right) 1,035}{0,39 \cdot 8,84 \cdot \alpha^4 \cdot \sqrt{\alpha}}. \quad (5.86)$$

Задавая ряд значений α , проведем расчет по формуле (5.86). В результате этого расчета получим ряд значений z , соответствующих заданным α . Аппроксимируя результаты этого расчета, получим закон сопротивления для пучков витых труб в виде:

$$\alpha = 0,045z^{-0,221} + 4 \cdot 10^{-4}. \quad (5.87)$$

Как будет показано в дальнейшем, закон сопротивления (5.87) может использоваться для общего случая течения жидкости с переменными физическими свойствами, причем в выражении (5.74) коэффициент вязкости μ и плотность жидкости ρ определяются при среднемассовой температуре жидкости T_{cp} .

Поскольку в интересующем нас диапазоне изменения параметров в пристенном слое пучка витых труб выполняется логарифмический закон распределения температуры (3.42), то величина z_m будет равна:

$$z_m = \frac{\overline{Re}_\delta}{0,39 \sqrt{\alpha}} \left(1 - \frac{2\sqrt{\alpha}}{0,39}\right) = z \quad (5.88)$$

и вместо (5.72) будем иметь

$$\alpha_m = \alpha_m(z, Pr). \quad (5.89)$$

При условиях, близких к изотермическим, закон теплоотдачи можно получить следующим образом. Введя в формулу для $Nu_\delta = \frac{q_{c\delta}}{r_{cp}\lambda}$ значение $q_c = \alpha_m \rho \bar{u}_{cp} t_{cp}$ и принимая $\bar{T} \approx T_{cp}$, имеем

$$Nu_\delta = \alpha_m Pr \overline{Re}_\delta. \quad (5.90)$$

Подставляя Re_δ из (5.77) в (5.90), выразим число Nu_δ в функции α_m , z , Pr , α :

$$Nu_\delta = 0,39z\alpha_m Pr \frac{V\bar{\alpha}}{\left(1 - \frac{2V\bar{\alpha}}{0,39}\right)}. \quad (5.91)$$

Закон теплоотдачи можно представить в виде

$$Nu_\delta = 0,020 Re_\delta^{0,8} \cdot Pr^{0,4}. \quad (5.92)$$

Подставляя в (5.92) выражения для Nu_δ и Re_δ из (5.91) и (5.85), получим

$$\alpha_m = 0,0195z^{-0,2} Pr^{-0,6} \left(\frac{0,39V\bar{\alpha}}{1 - \frac{2V\bar{\alpha}}{0,39}} \right)^{-0,2}. \quad (5.93)$$

Задаваясь рядом значений z , можно определить по формуле (5.87) значение α и затем по формуле (5.93) значение α_m . В результате этого расчета будем иметь ряд значений α_m , соответствующих заданным z . Аппроксимируя результаты этого расчета, приведем закон теплоотдачи для пучков витых труб при неизотермическом течении к следующему виду:

$$\alpha_m = (30,4z_1^{0,174} Pr_m^{0,6} + 14,65z_1^{0,09} - 11,2)^{-1}, \quad (5.94)$$

где
$$z_1 = 1,035 Re_{\delta m} \frac{\left(1 - \frac{2V\bar{\alpha}}{0,39}\right)}{0,39V\bar{\alpha}}, \quad (5.95)$$

$$\alpha_m = \frac{Nu_{\delta m}}{0,965 Re_{\delta m} Pr_m}. \quad (5.96)$$

Законы сопротивления (5.87) и теплоотдачи (5.94) в пучке витых труб могут быть использованы для расчета трения и теплообмена на начальном участке методами пограничного слоя.

В работе [23] дифференциальные уравнения пограничного слоя были приведены к интегральным соотношениям импульсов и энергии, решение которых позволяет определить неизвестные аргументы z и z_m .

Интегральное соотношение импульсов:

$$\frac{d}{dx} \left[\bar{u}^2 \int_0^\infty \rho \frac{u}{\bar{u}} \left(1 - \frac{u}{\bar{u}}\right) dy \right] + \bar{u} \frac{d\bar{u}}{dx} \int_0^\infty \rho \left(\frac{\bar{p}}{\rho} - \frac{u}{\bar{u}} \right) dy = \tau_c \quad (5.97)$$

и интегральное соотношение энергии:

$$\frac{d(\bar{u}\bar{j}_0)}{dx} \int_0^\infty \rho \frac{u}{\bar{u}} \left(\frac{I - \bar{J}}{\bar{j}_c} \right) dy = q_c \quad (5.98)$$

были получены при следующих граничных условиях:

$$\left. \begin{aligned} y=0; u=0; v=0; \tau=\tau_c; q=q_c; \\ y=\infty (y=\delta); u=\bar{u}; \tau=0; J=\bar{J}; q=0. \end{aligned} \right\} \quad (5.99)$$

Соотношения (5.97) и (5.98) приводятся в работе [23] соответственно к виду

$$\frac{dz}{d Re_x} + \frac{z}{a} \frac{da}{d Re_x} + k \frac{d\bar{u}}{d Re_x} = 1; \quad (5.100)$$

$$\frac{dz}{d Re_x} + \frac{z_m}{a_m} \frac{da_m}{d Re_x} + \frac{z_m}{\bar{j}_0} \frac{d\bar{j}_0}{d Re_x} = 1; \quad (5.101)$$

$$d Re_x = \frac{\rho_x \bar{u} dx}{\mu_x}; \quad (5.102)$$

$$k = 1 + H - H_p. \quad (5.103)$$

Решение соотношений (5.100) и (5.101) получено при следующих предположениях [23]. Трение, теплообмен и профили скорости и температуры в каждом сечении x пограничного слоя определяются условиями течения жидкости, скоростью и температурой на внешней границе пограничного слоя, температурой стенки, продольным градиентом давления (или $\frac{d\bar{u}}{dx}$) и некоторыми двумя характеристиками развития пограничного слоя. В качестве характеристик развития пограничного слоя принимаются интегралы, входящие в определение z и z_m (5.74) и (5.75). Эти интегралы равны произведению некоторых средних в пограничном слое значений плотности жидкости на толщину потери импульса и на толщину потери энергии соответственно.

На участке стабилизированного течения, где характерная толщина пристенного слоя $\delta = \text{const}(x)$, законы теплоотдачи и сопротивления в виде (5.94), (5.87) также выполняются.

5.2. Расчет полей скоростей, касательных напряжений, коэффициентов гидравлического сопротивления и теплоотдачи

Результаты расчетов полей скоростей и гидравлического сопротивления. Решение системы уравнений (5.49) дает значения τ_{xw} , τ_{zw} , τ_{z0} , представленные в безразмерном виде через ξ_x , z_0 , z в зависимости от Re и Γ . При $\Gamma=0$ значения ξ_x совпадают с результатами расчета по формуле Блазиуса для трубы. Закрутка потока приводит к росту ξ_x . При росте Γ от 0 до 0,41 увеличиваются на 24% потери от осевой компоненты скорости. Тангенциальные касательные напряжения на стенке z и в ядре потока приблизительно пропорциональны степени закрутки потока Γ , причем z_0 примерно в 4 раза выше величины z . Направление суммарного вектора касательного напряжения τ_{xw} совпадает с направлением винтовой образующей закрученной поверхности трубы (см. рис. 5.1).

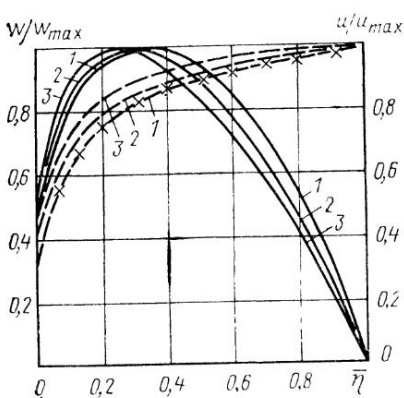


Рис. 5.3. Профили безразмерных осевой (пунктир) и тангенциальных (сплошные линии) составляющих скорости при $Re=10^4$:

1, 2, 3 — $\bar{w}/\bar{u}=0,0395; 0,135; 0,41$ соответственно; \times — универсальный профиль скорости для трубы

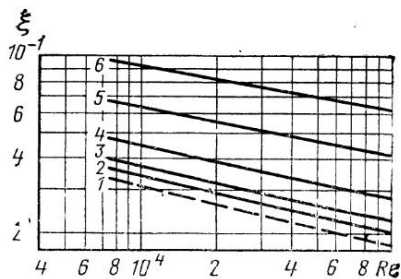


Рис. 5.4. Коэффициенты гидравлического сопротивления при различных значениях $\Gamma = \bar{w}/\bar{u}$ (и различных s/d):

1 — $\Gamma=0$ ($s/d \rightarrow \infty$); 2 — $\Gamma=0,887$ ($s/d=19,1$); 3 — $\Gamma=0,135$ ($s/d=12,45$); 4 — $\Gamma=0,205$ ($s/d=8,3$); 5 — $\Gamma=0,307$ ($s/d=5,54$); 6 — $\Gamma=0,41$ ($s/d=4,15$)

На рис. 5.3 представлены поля осевой и тангенциальной составляющих скорости при нескольких значениях Γ . С увеличением закрутки потока (с уменьшением s/d) профиль скорости становится более заполненным из-за увеличения турбулентной вязкости. При этом уменьшается толщина вязкого подслоя. При $\Gamma=0,41$ ($s/d=4,15$) толщина вязкого подслоя на 28% меньше, чем в незакрученном потоке. При $\Gamma=0$ ($s/d \rightarrow \infty$) рассчитанный профиль осевой скорости совпадает с логарифмическим профилем:

$$\varphi_x = 5,75 \lg \eta + 5,5. \quad (5.104)$$

Тангенциальная составляющая скорости (см. рис. 5.3) имеет максимум при $\eta_1=0,2 \dots 0,27$ (при изменении Γ от 0,41 до 0). Направление вектора суммарной скорости u_x , определяемое отношением w/u , изменяется по высоте канала. Вблизи стенки оно приблизительно совпадает с направлением суммарного касательного напряжения. С увеличением расстояния от стенки вектор u_x поворачивается в сторону осевого направления, достигая его в центре канала.

Как видно из рис. 5.4 и 5.5, коэффициент полных гидравлических потерь существенно зависит от шага закрутки s/d . При $s/d \rightarrow \infty$ полученная зависимость совпадает с формулой Блазиуса. Наиболее существенное увеличение гидравлических потерь за счет закрутки потока наблюдается при $s/d < 8 \dots 10$. Так, при $s/d=4,15$ гидравлические потери в 2,9...3,3 раза превышают гидравлические потери в незакрученном потоке ξ_0 . Полученная зависимость ξ от s/d хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными дан-

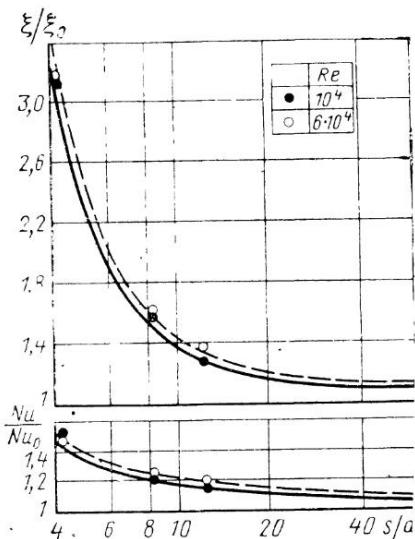


Рис. 5.5. Изменение гидравлического сопротивления и теплоотдачи в зависимости от шага закрутки труб s/d :

ξ_0 и Nu_0 — коэффициент гидравлического сопротивления и число Нуссельта для незакрученного потока (при $\Gamma=0$, $s/d \rightarrow \infty$), — — — теоретический расчет при $Re=10^4$ и $Re=6 \cdot 10^4$ соответственно

теплообмена. На рис. 5.6 представлены коэффициенты полных гидравлических потерь ξ , а также коэффициенты $\xi_{ст}$, учитывающие только потери на трение о стенку:

$$\xi_{ст} = \xi_x (1 + z\Gamma). \quad (5.105)$$

Очевидно, что $(\xi - \xi_{ст})$ характеризует величину гидравлических потерь в ядре потока, под которыми понимаются потери, обусловленные напряжением τ_{z0} в центральной части канала, где тангенциальная составляющая скорости претерпевает разрыв. При $s/d > 12$ потери в ядре потока незначительны и составляют 8% при $s/d=12$. С уменьшением s/d эти потери резко увеличиваются и при $s/d=4,15$ достигают 50..55% от суммарных потерь. Как уже отмечалось, в центральной части канала течение носит характер перекрещивающихся струй. Чем больше касательное напряжение, тем выше порождение турбулентности около границы раздела струй. Интенсивность турбулентности увеличивается на границе струи с неподвижным потоком, причем для закрученной струи в большей степени, чем для незакрученной. Поэтому процессы перемешивания существенно интенсифицируются при $s/d < 12$.

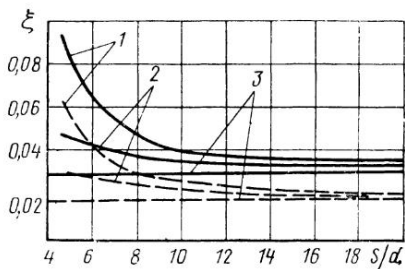


Рис. 5.6. Изменение составляющих коэффициентов гидравлического сопротивления в зависимости от s/d при $Re=10^4$ (сплошные линии) и $Re=8 \cdot 10^4$ (пунктир):

1 — полные коэффициенты гидравлического сопротивления ξ ; 2 — коэффициент сопротивления на трение у стенки $\xi_{ст}$; 3 — коэффициент сопротивления в незакрученном потоке ξ_0

ными по пучкам витых труб и по пучкам труб с винтовыми ребрами.

Проведенные расчеты позволяют произвести оценку составляющих гидравлических потерь, что важно для понимания процессов перемешивания и интенсификации

Результаты расчетов были аппроксимированы уравнением вида

$$\xi = f(\Gamma, \text{Re}), \quad (5.106)$$

поскольку z и z_0 при данном Re однозначно зависят от Γ . В свою очередь Γ при фиксированном Re зависит от s/d и формы поперечного сечения труб. В соответствии с изложенной моделью, чем более полный профиль поперечного сечения трубы (и значит, меньше эквивалентный диаметр ячейки d_3 (см. рис. 5.2), тем меньшую закрутку потока создает труба при данном шаге винтовой линии. Этим физическим представлением отвечает функциональная связь

$$\Gamma = f\left(\frac{1}{\frac{s}{d} \cdot \frac{s}{d_3}}\right). \quad (5.107)$$

Расчетные данные с максимальным отклонением $\pm 3\%$ для $\text{Re} = 8 \cdot 10^3 \dots 10^5$ и $s/d > 4$ аппроксимируются зависимостью

$$\xi = \frac{0,25}{\text{Re}^{0,22}} \left[\left(1 + \frac{\pi^2}{0,9 \frac{s}{d} \cdot \frac{s}{d_3}} \right)^{1,5} + \frac{100}{\left(\frac{s}{d} \cdot \frac{s}{d_3} \right)^{1,25}} \right]. \quad (5.108)$$

Слагаемые формулы (5.108) соответствуют составляющим гидравлических потерь, полученных расчетом (см. рис. 5.6). Первые слагаемые характеризуют потери на трение о стенку, второе — потери в ядре потока. Заметим, что первое слагаемое пропорционально увеличению эффективной скорости и пути жидкости вдоль стенок трубы.

Результаты расчета теплоотдачи и полей температур. Результаты расчетов теплоотдачи представлены на рис. 5.5 и 5.7. Полученные зависимости имеют вид

$$\text{Nu} = C \cdot \text{Re}^{0,75}, \quad (5.109)$$

где C — зависит от степени закрученности потока. Существенное увеличение теплоотдачи по сравнению с незакрученным потоком наблюдается при $s/d < 8 \dots 10$ и достигает 47% при $s/d = 4,15$. Общее термическое сопротивление представляет собой знаменатель выражения (5.71), термическое сопротивление вязкого подслоя — его первое слагаемое. Во всем диапазоне Γ термическое сопротивление вязкого подслоя составляет 64% при $\text{Re} = 10^4$ и 49% при $\text{Re} = 8 \cdot 10^4$. Соответственно вклад в увеличение теплоотдачи за счет уменьшения толщины вязкого подслоя составляет 69% при $\text{Re} = 10^4$ и 44% при $\text{Re} = 8 \cdot 10^4$. Таким образом, при $\text{Re} = 10^4$ основную роль в интенсификации теплообмена играет уменьшение толщины вязкого подслоя, обусловленное увеличением суммарного касательного напряжения у стенки. При более высоких $\text{Re} \approx 10^5$ рост теплоотдачи при закрутке потока примерно в одинаковой степени обусловлен уменьшением термического сопротивления вязкого подслоя и турбулентного ядра, в котором увеличивается интенсивность турбулентных пульсаций.

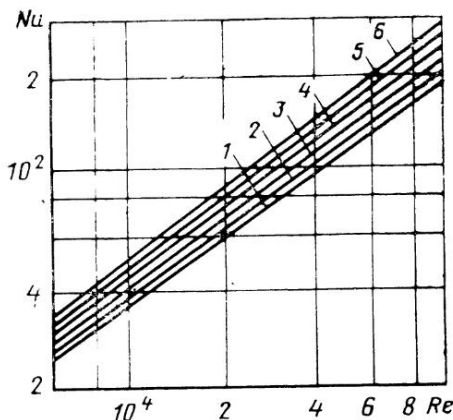


Рис. 5.7. Теплоотдача при различных степенях закрутки потока Γ (различных s/d). Обозначения те же, что и на рис. 5.4

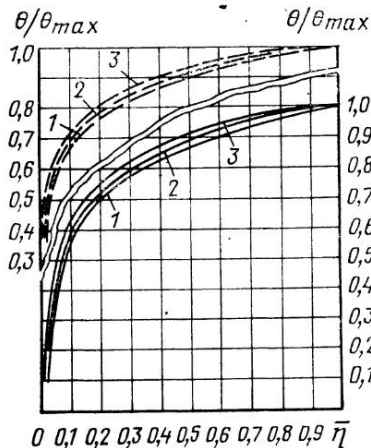


Рис. 5.8. Профиль безразмерной температуры при различных степенях закрутки потока Γ при $Re=10^4$ (сплошные линии) и $Re=8 \cdot 10^4$ (пунктир):

1, 2, 3 — $\Gamma=0,0395; 0,135; 0,41$ соответственно

Подобно полям скоростей профиль безразмерной температуры (рис. 5.8) с увеличением закрутки потока становится более заполненным.

Полученные расчетом данные по теплоотдаче аппроксимированы с максимальным отклонением $\pm 2\%$ формулой

$$Nu = 0,035 Re^{0,75} \left[1 + \frac{\pi^2}{0,5 \frac{s}{d} \cdot \frac{s}{d_3}} \right]^{0,4} \left[1 + \frac{1,3}{\left(\frac{s}{d} \cdot \frac{s}{d_3} \right)^{0,6}} \right], \quad (5.110)$$

которая справедлива для $Re=6 \cdot 10^3 \dots 10^5$ и $s/d > 4$. Формула (5.110) по своей структуре отражает изложенные выше особенности интенсификации теплообмена. Член в первой квадратной скобке характеризует увеличение теплоотдачи при закрутке потока за счет уменьшения термического сопротивления вязкого подслоя, во второй скобке — турбулентного ядра. В предельном случае при $s/d \rightarrow \infty$ формула (5.110) практически совпадает с теоретической формулой С. С. Кутателадзе [32]:

$$Nu = \frac{0,14 \sqrt{\xi} Pr \cdot Re}{\ln \frac{Re \sqrt{\xi}}{290} + 4,6 Pr}, \quad (5.111)$$

которая получена для газов и жидкостей с $Pr < 5$ по двухслойной модели турбулентного потока в трубе.

Результаты выполненного расчета относятся к газам с $Pr \approx 0,7$. Однако метод расчета может быть использован для расчета тепло-

отдачи к другим теплоносителям с Pg , несколько отличающимся от 1.

Результаты настоящего расчета показывают, что целесообразно исследовать экспериментально теплоотдачу и гидравлическое сопротивление в пучках витых труб в области с $s/d < 12$, где влияние закрутки на Nu и ξ наиболее существенно.

5.3. Результаты экспериментального исследования коэффициентов гидравлического сопротивления

Результаты исследования коэффициентов гидравлического сопротивления для пучков из 19 витых труб. Исследование проводилось при $Re = 10^3 \dots 8 \cdot 10^4$, т. е. включало область развитого турбулентного режима течения, переходную область и ламинарный режим с вторичными вихрями. Такое расширение пределов изменения Re позволило лучше понять характер течения в пучках витых труб.

Как уже отмечалось, средний коэффициент гидравлического сопротивления определялся на участке длиной $l_0 = 500$ мм, отстоящем от входа и выхода соответственно на 200 и 150 мм. Результаты, полученные при изотермическом течении воздуха, представлены на рис. 5.9. Там же для сравнения приведены зависимости для продольно омываемых пучков труб такой же пористости, что и в исследованных пучках витых труб. Характерно, что зависимость ξ от Re является плавной, без ярко выраженного перехода от ла-

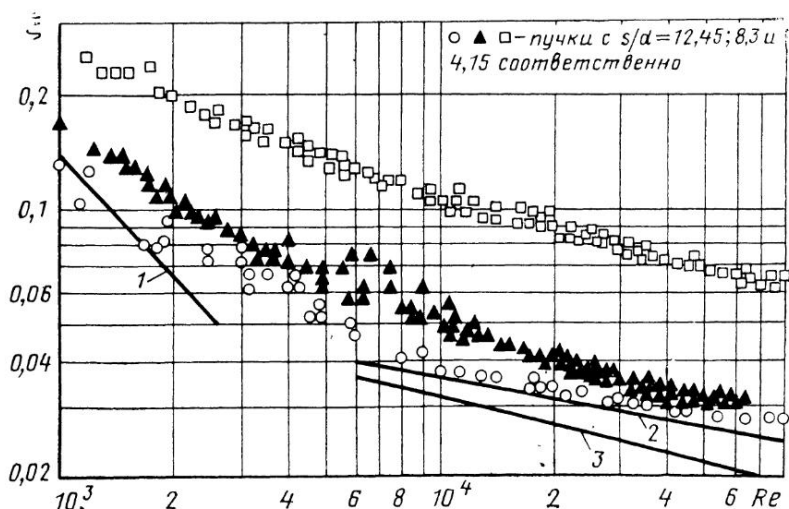


Рис. 5.9. Коэффициенты гидравлического сопротивления при изотермическом обтекании пучка витых труб:

1 — теоретическая зависимость для ламинарного течения в пучках круглых труб с той же пористостью; 2 — обобщенная зависимость [26] для пучка круглых труб той же пористости; 3 — по формуле Блазиуса для трубы

минарного течения к турбулентному. Причем, чем меньше s/d , тем плавнее зависимость ξ от Re .

Наличие неоднородного по сечению канала поля центробежных сил, тем больших, чем больше расстояние от центра труб, приводит к образованию вторичных течений (макровихрей или вихрей Тейлора), а также способствует развитию турбулентных вихрей.

Можно полагать, что как и в случае течения в змеевиках и трубах с завихрителями [56], при течениях в пучках витых труб имеют место три характерных режима: ламинарный, ламинарный с макровихрями и турбулентный. Последний включает в себя и переходный режим, после которого при увеличении Re наступает развитое турбулентное течение. Начало образования макровихрей в трубах с завихрителями по аналогии со змеевиками характеризуется величиной критерия Дина [56]:

$$Re_{кр} = Re \sqrt{\frac{1}{0,5 + \frac{8}{\pi^2} \left(\frac{s}{d}\right)^2}} = 51. \quad (5.112)$$

Если использовать эту формулу для потока, в пучках витых труб, то начало образования макровихрей в нем будет соответствовать $Re = 500$ в диапазоне $s/d = 8 \dots 12$. Из представленных на рис. 5.9 опытных данных видно, что при $Re = (6 \dots 8) \cdot 10^3$ наступает режим развитого турбулентного течения. Эти значения Re согласуются со значением Re , характеризующим начало развитого турбулентного течения закрученного потока в трубах, для которого согласно [56]

$$Re_{кр} = 38900 \left(\frac{d}{s}\right)^{1,16} + 2300. \quad (5.113)$$

Таким образом, при $Re = 10^3 \dots 8 \cdot 10^3$ в пучках наблюдался ламинарный с микровихрями режим течения.

Как видно из рис. 5.5, результаты экспериментов хорошо согласуются с теоретическими зависимостями. В области $Re = 8 \cdot 10^3 \dots 6 \cdot 10^4$ максимальное расхождение между ними для пучков с $s/d = 4,15$ не превышает 12%. Необходимо отметить, что при $s/d < 6$ сам наклон экспериментальных кривых $\xi = f(Re)$ несколько отличается от теоретических, что объясняется сложным влиянием потерь в ядре потока, которые могут быть рассчитаны только с некоторым приближением. Чем больше степень закрутки потока, тем сильнее оказывается влияние вторичных течений, причем относительная доля их в суммарных потерях увеличивается с уменьшением числа Re . Поэтому при $s/d < 6$ с увеличением степени закрутки потока рост ξ при умеренных числах Re , близких к переходному режиму, несколько выше, чем в области развитого турбулентного течения.

При $Re > 6 \cdot 10^4$ заметно наступление автомодельного режима течения, поэтому в этой области расхождение с теоретическими зависимостями увеличивается.

Учитывая хорошее согласование при $Re=8 \cdot 10^3 \dots 6 \cdot 10^4$ и $s/d=4,15 \dots 12,45$ результатов экспериментов и расчетов, незначительное влияние в пределах 20% закрутки потока на ξ в области $s/d > 12,45$, можно рекомендовать для расчетов коэффициента гидравлического сопротивления при изотермическом течении формулу (5.108).

В области чисел $10^3 < Re < 6 \cdot 10^3$ с максимальным отклонением $\pm 6\%$ опытные данные обобщаются формулами:
для пучка с $s/d=12,45$

$$\xi = 6,76/Re^{0,571}; \quad (5.114)$$

для пучка с $s/d=8,3$

$$\xi = 8,51/Re^{0,571}; \quad (5.115)$$

для пучка с $s/d=4,15$

$$\xi = 5,37/Re^{0,429}. \quad (5.116)$$

Как отмечалось в гл. 2, местные гидравлические сопротивления измерялись на трех участках пучка.

В области развитого турбулентного течения (при $Re > 10^4$) местные коэффициенты гидравлического сопротивления различаются незначительно (менее чем на 10%), причем для малых шагов закрутки для 1-го участка ξ несколько меньше, чем для 2-го и 3-го. Совпадение данных для 2-го и 3-го участков свидетельствуют о том, что на основном участке пучка обеспечивалась гидродинамическая стабилизация потока.

Гидравлическое сопротивление пучков исследовалось также при неизотермическом течении газа в условиях его нагревания в пределах изменения температурного фактора $T_c/T_n=1,1 \dots 1,4$.

На рис. 5.10 полученные данные сравниваются с изотермическими кривыми. В области $Re > 10^4$ для пучков с $s/d=12,45$ и 8,3 заметно уменьшение гидравлического сопротивления при нагреве. Это расхождение увеличивается с ростом Re , достигая при $Re=7 \cdot 10^4$ порядка 10%, и объясняется, как и в гладком канале, влиянием температурного фактора (уменьшением плотности газа и увеличением его вязкости вблизи стенки).

Для пучка с меньшим шагом закрутки ($s/d=4,15$) влияние температурного фактора на ξ не обнаружено. Уменьшение влияния температурного фактора на гидравлическое сопротивление при уменьшении s/d объясняется тем, что неизотермичность потока оказывает свое влияние главным образом в пристенном слое, относительная доля которого в суммарных гидравлических потерях резко уменьшается при увеличении степени закрученности потока в области $s/d < 8$. Аналогичное явление наблюдалось в [26], где исследования проводились в пучках труб и трубах с турбулизаторами.

Для расчета коэффициента гидравлического сопротивления при нагревании газа ξ_n в области $T_c/T_n=1 \dots 1,4$; $Re=10^4 \dots 10^5$; $s/d >$

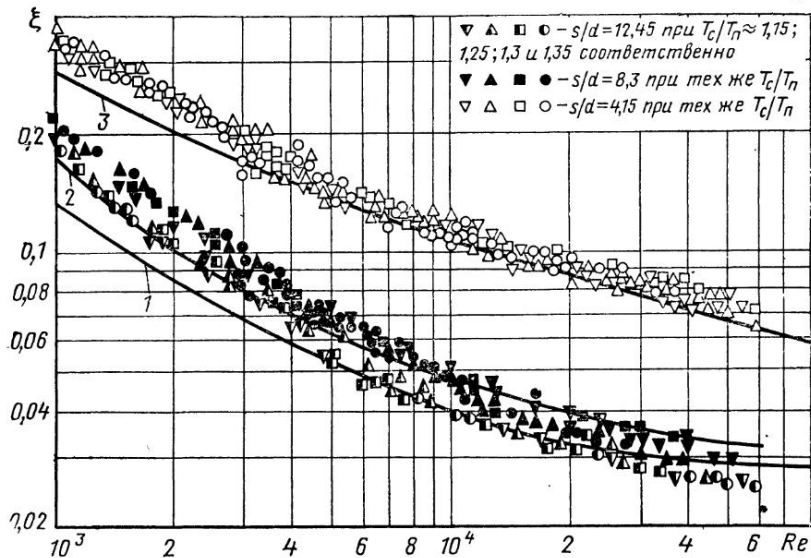


Рис. 5.10. Коэффициенты гидравлического сопротивления при нагревании газа в пучках витых труб:

1, 2, 3 — изотермические зависимости для $s/d=12,45$; 8,3; 4,15 соответственно

$>4,15$ рекомендуется формула

$$\xi_n = \xi \psi, \quad (5.117)$$

где ξ — определяется по (5.108) для изотермического течения; ψ — эмпирический коэффициент, учитывающий влияние температурного фактора.

Для $s/d=4,15 \dots 12,45$

$$\psi = 1 - (1 - \psi_0) \frac{s/d - 4,15}{8,3}, \quad (5.118)$$

где

$$\psi_0 = \left(\frac{T_c}{T_n} \right)^{-(\lg Re - 4)}. \quad (5.119)$$

Для $s/d \leq 4,15$

$$\psi = 1; \quad (5.120)$$

для $s/d \leq 12,45$

$$\psi = \psi_0. \quad (5.121)$$

Уменьшение влияния температурного фактора с уменьшением числа Re обусловлено увеличивающимся влиянием свободной конвекции, которая оказывает обратное действие на ξ . В области $Re < 6 \cdot 10^3$ коэффициент гидравлического сопротивления при тече-

нии с нагревом выше, чем при изотермическом течении. Так, при $Re = 10^3 \dots 2 \cdot 10^3$ различие достигает 25%. В данном случае (вертикальное положение участка, движение газа сверху вниз) свободная конвекция увеличивает гидравлическое сопротивление и это влияние можно учесть эмпирической формулой

$$\phi = 1 + 15 \frac{(Gr \cdot Pr)^{0,15}}{Re^{0,8}}, \quad (5.122)$$

где $Gr = \frac{g\beta a_3^4 q}{\nu^2 \cdot \lambda}$ — определен по плотности теплового потока q и эквивалентному диаметру d_3 .

Результаты исследования коэффициентов гидравлического сопротивления для пучков с большим числом витых труб. Исследование гидравлического сопротивления на пучках с большим числом витых труб (≥ 37) проводилось по общепринятой методике на экспериментальных установках, описанных в разд. 2.4. Расход воздуха измерялся с помощью критической шайбы, протарированной на газгольдере. Перепады давления на контрольных участках измерялись жидкостными дифманометрами и индукционными датчиками типа ДДФМ, а давление — образцовыми манометрами и емкостными датчиками. Экспериментами был охвачен следующий диапазон измерения параметров: $s/d = 6,5 \dots 35$, $Fr_m = 62 \dots 2440$, $Re_n = 3 \cdot 10^3 \dots 5 \cdot 10^4$, $T_c/T_n = 1,0 \dots 1,42$, $T_n = 237 \dots 467$ К, $T_c \leq 621$ К, $M = 0,03 \dots 0,27$, $N = 2,3$. Предельная погрешность определения коэффициента гидравлического сопротивления составляла 9% при использовании функциональной связи вида

$$\xi = \xi \left(Re, Fr_m, M, \frac{x_n}{d_3}, \frac{T_c}{T_n} \right), \quad (5.123)$$

Коэффициент ξ определялся из уравнения количества движения для течения жидкости с меняющейся плотностью, учитывая, что пучок витых труб представляют собой канал с постоянной площадью поперечного сечения по длине, для которого $\rho u_{cp} = \text{const}(x)$:

$$-dp = \xi \frac{\rho u_{cp}^2}{2} \frac{dx}{d_3} + \rho u_{cp} du_{cp}. \quad (5.124)$$

Для участка конечной длины l :

$$\Delta p = \frac{\rho_1 u_{cp1}}{2d_3} \int_0^l \xi u_{cp} dx + \rho_1 u_{cp} (u_{cp2} - u_{cp1}). \quad (5.125)$$

Для участка стабилизированного течения можно принять $\xi = \text{const}(x)$. Тогда после замены $\int_0^l u_{cp} dx = (u_{cp1} + u_{cp2}) l_k/2$ и $\rho u_{cp} = G/F_n$ получим выражение

$$\xi = \frac{\Delta p - \left(\frac{G}{F_{II}}\right)^2 \left[\left(\frac{1}{\rho_2}\right) - \left(\frac{1}{\rho_1}\right) \right]}{\frac{l_k}{d_3} \left(\frac{G}{F_{II}}\right)^2 \frac{1}{2\rho_{cp}}}, \quad (5.126)$$

где $\rho_{cp} = \frac{p_{cp}}{RT_{cp}}; T_{cp} = \frac{T_1 + T_2}{2}; p_{cp} = \frac{p_1 + p_2}{2}.$

Поскольку в экспериментах плотность воздуха и скорость потока в основном сравнительно слабо отклонялись от линейной зависимости по длине l_k , коэффициент ξ определялся по формуле (5.126).

При обработке результатов эксперимента при адиабатическом течении воздуха параметры потока по длине определялись с использованием таблиц газодинамических функций методом последовательных приближений. По вычисленной приведенной скорости

$$\lambda = \frac{u}{a_{кр}}, \quad (5.127)$$

где $a_{кр} = 18,3 \sqrt{T^*}$ (5.128)

определялись термодинамическая температура потока в данном сечении пучка $T = \tau(T^*)$, плотность воздуха $\rho = \frac{p}{RT}$ и скорость

$u = \frac{G}{\rho F_{II}}$, где $\tau = \tau(\lambda)$. Температура торможения

$$T^* = T + \frac{u^2}{2c_p} \quad (5.129)$$

измерялась в ресивере перед пучком витых труб, где $u \approx 0$.

Для случаев, когда плотность, а следовательно, и скорость потока сильно отклонялись от линейной зависимости, расчет проводился по локальным значениям ρ и u с использованием выражения

$$\xi = \frac{d [p + \rho u_{cp}(u_{cp})]}{dx} \cdot \frac{2d_3}{\rho u_{cp}^2}, \quad (5.130)$$

при условии, что из эксперимента известно распределение давления по длине пучка.

Результаты исследования коэффициента ξ для пучков труб овального и трехлопастного профиля представлены на рис. 5.11, где нанесена зависимость, хорошо обобщающая эти данные для адиабатического течения воздуха и участка стабилизированного течения:

$$\xi = B \xi_{тр}, \quad (5.131)$$

где $\xi_{тр} = 0,3164 \text{Re}_{II}^{-0,25};$ (5.132)

$$B = 1 + 3,6 \text{Fr}_M^{-0,357}; \quad (5.133)$$

$$\text{Re}_{II} = \frac{\rho u_{cp} d_3}{\mu}; \quad \text{Fr}_M = \frac{s^2}{d \cdot d_3}.$$

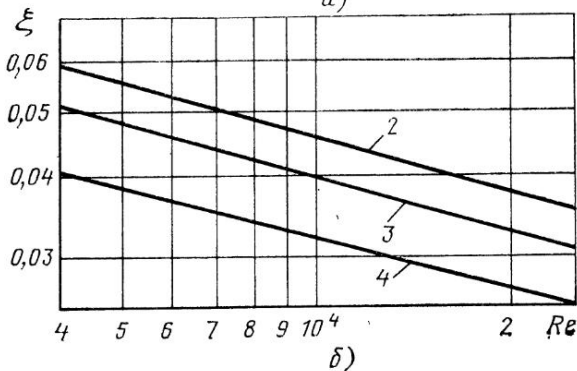
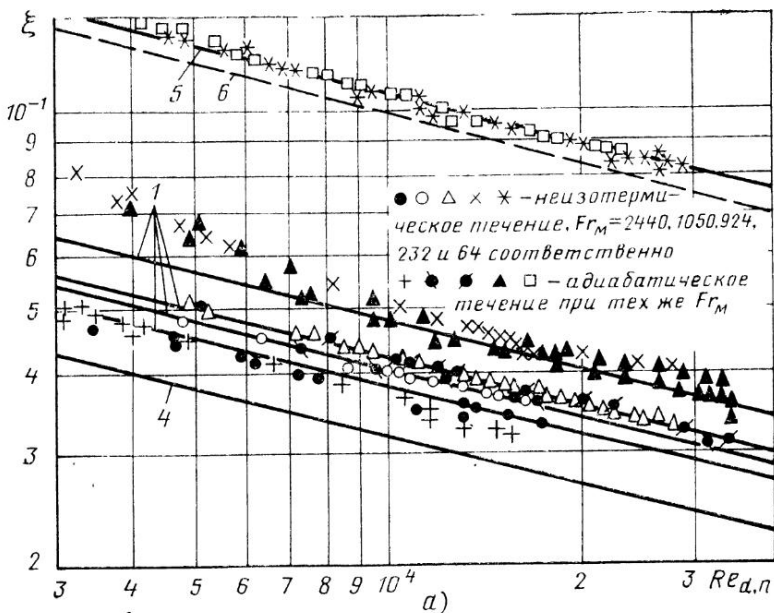


Рис. 5.11. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса, определенного по гидравлическому диаметру для овального (а) и трехлопастного (б) профиля труб:

1 — зависимость (5.131); 2, 3 — опытные данные для $Fr_M = 290$ и 1790 , описываемые формулой (5.131); 4 — зависимость (5.132); 5 — зависимость (5.134); 6 — зависимость работы [51] для $Fr_M = 56$

Эта зависимость справедлива при числах $Fr_M \geq 100$. При $Fr_M < 100$ из-за срыва потока с винтовых поверхностей труб наблюдается резкое возрастание коэффициента ξ в пучке, который описывается формулой

$$\xi = 0,3164 Re_n^{-0,25} (1 + 3,1 \cdot 10^6 \cdot Fr_M^{-3,38}) . \quad (5.134)$$

На рис. 5.11 нанесена также зависимость работы [51] для пучка витых труб с $Fr_M = 56$, которая отличается от зависимости (5.134) менее чем на 10%. Зависимость работы [51] для пучка с $Fr_M = 222$ практически совпадает с формулой (5.131) при обработке опытных данных по формулам (5.131) и (5.132). Зависимость (5.131) свидетельствует о том, что коэффициент ξ в пучке витых труб больше коэффициента трения в круглой трубе из-за дополнительной турбулизации потока при его спиральной закрутке. Эта зависимость позволила обобщить геометрически неподобные пучки витых труб овального и трехлопастного профиля.

Универсальный закон сопротивления, расширяющий возможности моделирования и сокращающий объем потребных экспериментальных исследований, может быть получен, если в качестве определяющего размера ввести некоторую эффективную толщину пристенного слоя δ [14]. Величина δ может быть введена чисто формально на основании сопоставления закона сопротивления (5.131) с законом в виде

$$\xi = \frac{0,266}{Re_\delta^{0,25}}, \quad (5.135)$$

где коэффициент пропорциональности 0,266 равен коэффициенту пропорциональности в законе Блазиуса (5.132) при использовании в качестве характерного размера радиуса трубы ($R = \delta$)

$$Re_\delta = \frac{\rho u_{cp} \delta}{\mu}. \quad (5.136)$$

Тогда для определения величины δ получим формулу

$$\frac{\delta}{d_3} = \frac{0,5}{\left(1 + \frac{3,6}{Fr_M^{0,357}}\right)^4}. \quad (5.137)$$

Зависимость (5.137) хорошо согласуется с зависимостью (3.30), полученной на основании измерений полей скорости. При $Fr_M \rightarrow \infty$ величина δ стремится к $d_3/2$, а при $Fr_M \rightarrow 0$ толщина пристенного слоя $\delta \rightarrow 0$. Результаты расчета по формуле (5.131) совпадают также с опытными данными по коэффициенту ξ для неизотермического течения в пучке витых труб. Влияния числа M на коэффициент ξ при адиабатическом течении сжимаемого газа в пучках витых труб и в круглой трубе в исследованном диапазоне изменения числа M не наблюдается.

Исследование влияния длины участка гидродинамической стабилизации потока в пучке витых труб при осесимметричном входе потока из большого объема на коэффициент ξ проводилось путем расчета коэффициента ξ по формуле (5.126) для различных длин контрольного участка l_k при $x_H/d_3 = 3,75, 11,85, 36,2$. Оказалось, что при $x_H/d_3 \geq 3,75$, или $x_H/2\delta \geq 12$, среднее значение коэффициента ξ на длине контрольного участка для всех рассмотренных вариантов практически является неизменным. Поскольку по данным [14] из-за

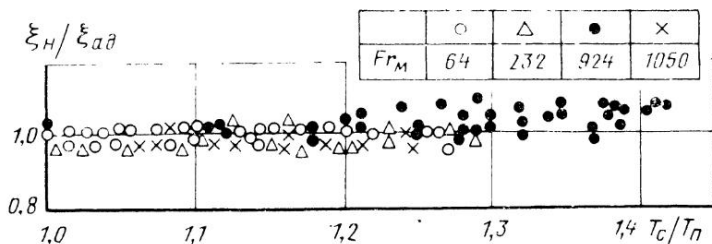


Рис. 5.12. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления пучка витых труб от температурного фактора

различных условий обтекания датчиков статического давления в пучке витых труб возможно занижение коэффициента ξ по меньшей мере на 5%, то величину $x_H/d_3 = 3,75$ следует рассматривать в качестве минимальной оценки длины участка гидродинамической стабилизации потока. Длина теплового начального участка для пучков витых труб равна $(l_H/d_3)_T = 14$ в отличие от $(l_H/d_3)_T = 50$ для круглой трубы [33]. Длина участка гидродинамической стабилизации потока в трубе $(l_H/d_3)_d = 30$ [33], т. е. примерно на 70% меньше длины (l_H/d_3) . Тогда по аналогии можно предположить, что для пучков витых труб $(l_H/d_3)_d \approx 8$. Сравнительно малая длина участков гидродинамической и тепловой стабилизации потока в пучках витых труб объясняется выравнивающим действием закрутки потока, приводящим к существенному расширению ядра потока по всей длине пучка и тонкому пристенному слою на витых трубах.

Результаты исследования влияния температурного фактора на коэффициент ξ представлены на рис. 5.12, из которого видно, что практически для всех рассмотренных пучков витых труб в диапазоне изменения T_c/T_n наблюдается зависимость

$$\frac{\xi_H}{\xi_{ad}} = \text{const} \left(\frac{T_c}{T_n} \right). \quad (5.138)$$

Только для пучка с $Fr_M = 924$ в диапазоне $T_c/T_n = 1,2 \dots 1,42$ наблюдается отклонение коэффициента ξ в пределах точности эксперимента. Это позволяет сделать вывод, что в пучках витых труб переменность физических свойств жидкости по толщине пристенного слоя практически не влияет на коэффициент ξ в диапазоне изменения параметров, охваченном экспериментами. Следует отметить, что при течении в трубах переменность физических свойств жидкости по толщине пристенного слоя также существенно слабее сказывается на трение, чем на теплоотдачу.

Исследование влияния мест расположения датчиков статического давления на коэффициент ξ проводилось на пучке витых труб овального профиля с числом $Fr_M \approx 330$. Шероховатость этих труб начинала проявляться при числе $Re \approx 1,6 \cdot 10^4$ (рис. 5.13). Были рассмотрены два варианта размещения датчиков; по углам шестигранного кожуха и в середине плоскостей, причем отверстия для

измерения статического давления в первом случае имели диаметр $d_c/d_s=0,17$, а во втором — $d_c/d_s=0,8$. В каждом сечении отверстия объединялись коллектором. Количество отверстий в первом случае было 6 и во втором — 4. Дюля пучка из 61 витой трубы в шестигранном кожухе с размещением отверстий по углам шестигранника опытные данные по коэффициенту ξ хорошо согласуются с зависимостью (5.131) до числа $Re=1,6 \cdot 10^4$, когда начинается переход к квадратичному закону сопротивления (см. рис. 5.13). При размещении же отверстий для измерения статического давления с $d_c/d_s=0,8$ в середине плоскостей кожуха опытные данные по коэффициенту ξ заметно отклонялись от формулы (5.131) в сторону более резкой зависимости ξ от числа Re (см. рис. 5.13). Причиной отклонения опытных данных по коэффициенту ξ для рассмотренных случаев является различие в условиях обтекания потоком отверстий для измерения статического давления, обусловленное соизмеримостью диаметра отверстия с эквивалентным диаметром пучка при $d_c/d_s=0,8$ и влиянием вихревого движения в поперечном сечении пучка, приводящего к переменности измеряемого статического давления по периметру труб и кожуха [15]. Как показали эксперименты (см. рис. 5.13), размещение отверстий для измерения статического давления в углах шестигранного кожуха является предпочтительным, поскольку здесь вектор скорости практически параллелен оси пучка, а диаметр отверстия d_c почти на порядок меньше d_s ($d_c/d_s=0,17$).

Исследование характера перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения в пучках витых труб имеет большое значение не столько для получения количественных оценок коэффициента ξ в этих областях течения, сколько для понимания особенностей течения в каналах сложной формы с закруткой потока. Это исследование было выполнено на пучке из 7 витых труб, размещенном в шестигранном кожухе с $s/d=50$ и числом $Fr_m \approx 13\,600$, в диапазоне чисел $Re=35 \dots 1350$. Результаты исследования представлены на рис. 5.14, из которого видно, что ламинарное течение в пучке витых труб существует до числа $Re_{кр.1}=90$, при котором наступает потеря устойчивости ламинарного течения. Переход от ламинарного к турбулентному режиму течения носит плавный характер и охватывает значительный интервал чисел $Re=90 \dots 1000$. Такой характер перехода в пучке витых труб аналогичен характеру перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения в криволинейных каналах, когда потеря устойчивости приводит к другому состоянию ламинарного движения, связанному с появлением вторичных течений. Однако в связи с тем, что структура потока в пучках витых труб является существенно более сложной, чем в криволинейном канале, а также из-за наличия дополнительных источников турбулизации потока в пучке витых труб переход к турбулентному режиму течения происходит при меньшем числе Re , чем это наблюдается в прямой круглой трубе [55]. Этим характер перехода в пучке витых труб отличается от характера перехода в криволинейном канале, где переход к турбулентному режиму течения

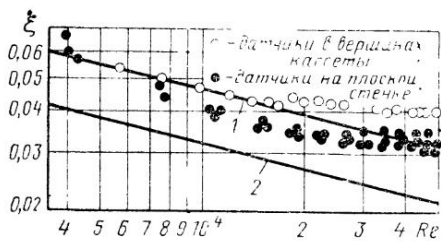


Рис. 5.13. Влияние места расположения датчиков статического давления на коэффициент сопротивления:

1 — зависимость (5.131) при $F_{гм}=330$; 2 — закон Блазиуса

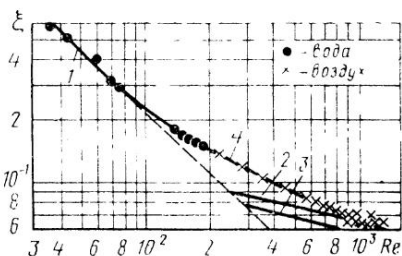


Рис. 5.14. Характер перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения в пучке витых труб с $F_{гм} = 13\,600$:

1 — формула (5.139); 2 — зависимость (5.131); 3 — закон Блазиуса; 4 — линия, отражающая характер перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения

происходит при больших числах Re , чем это наблюдается в прямой круглой трубе, причем с ростом кривизны канала переход к турбулентному режиму течения сдвигается на большие числа Re .

Количественно полученные опытные данные по коэффициенту ξ для рассмотренного пучка витых труб в ламинарной области течения могут быть описаны законом сопротивления

$$\xi_1 = \frac{A}{Re}, \quad (5.139)$$

который отличается от закона Гагена — Пуазейля для круглых труб ($A=64$) только постоянным множителем, равным $A=22,4$. Такое отличие, видимо, связано с тем, что множитель A является функцией формы канала при использовании в качестве характерного размера d_0 . Так, для треугольных каналов $A=48..54$ [34]. Можно предположить, что для пучков витых труб разной формы величины A будут различны.

5.4. Результаты экспериментальных исследований теплоотдачи

Результаты исследования теплоотдачи для пучков из 19 витых труб. Исследование проводилось при $Re=10^3...6 \cdot 10^4$, давлении воздуха $(1,12...13) \cdot 10^5$ Н/м², температуре потока на входе $\approx 20^\circ\text{C}$, на выходе — $150...555^\circ\text{C}$, средней температуре стенки $T_c=142...448^\circ\text{C}$, температурном факторе $T_c/T_n=1,1...1,4$, плотности теплового потока $q=1,9 \cdot 10^3...1,9 \cdot 10^5$ Вт/м².

Средний коэффициент теплоотдачи определялся на участке длиной $l_0=500$ мм, отстоящем от входа и выхода на расстояниях, соответственно равных $x/d_0=48,6$ и $35,6$. Как видно из рис. 5.15, зависимости числа Nu от Re носят плавный характер, что объясняется влиянием вторичных течений. Как и для коэффициентов гидравличе-

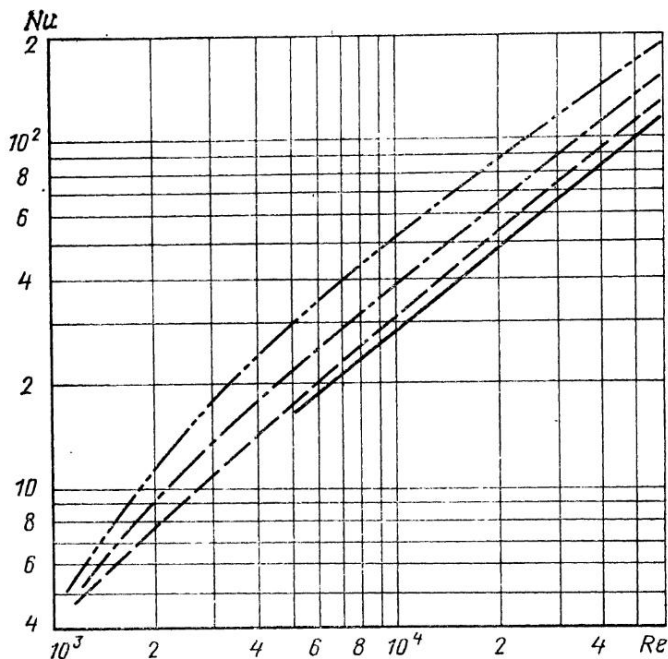


Рис. 5.15. Средняя теплоотдача для пучков витых труб:

--- $s/d=12,45$; - · - · - $s/d=8,3$; · · · · · $s/d=4,15$; — по формуле для труб.

ского сопротивления, результаты опытов по теплоотдаче обнаруживают уменьшение влияния температурного фактора с увеличением степени закрученности потока (с уменьшением s/d).

В исследованном диапазоне изменения T_c/T_n опытные данные имеют наименьшее расслоение в обработке $Nu_{np} = Nu \left(\frac{T_c}{T_n} \right)^n$ (рис. 5.16), причем показатель степени n различен для различных s/d . Для $s/d=12,45$ $n=0,55$, как и для теплообмена в гладких каналах, для $s/d=8,3$ $n=0,27$, для пучка с $s/d=4,15$ поправка на влияние температурного фактора не вводилась.

Таким образом, в области турбулентного течения ($Re=6 \cdot 10^3 \dots 6 \cdot 10^4$) опытные данные обобщаются зависимостями:

$$Nu = 0,0232 Re^{0,8} \left(\frac{T_c}{T_n} \right)^{-0,55} \quad (5.140)$$

для $s/d=12,45$;

$$Nu = 0,025 Re^{0,8} \left(\frac{T_c}{T_n} \right)^{-0,27} \quad (5.141)$$

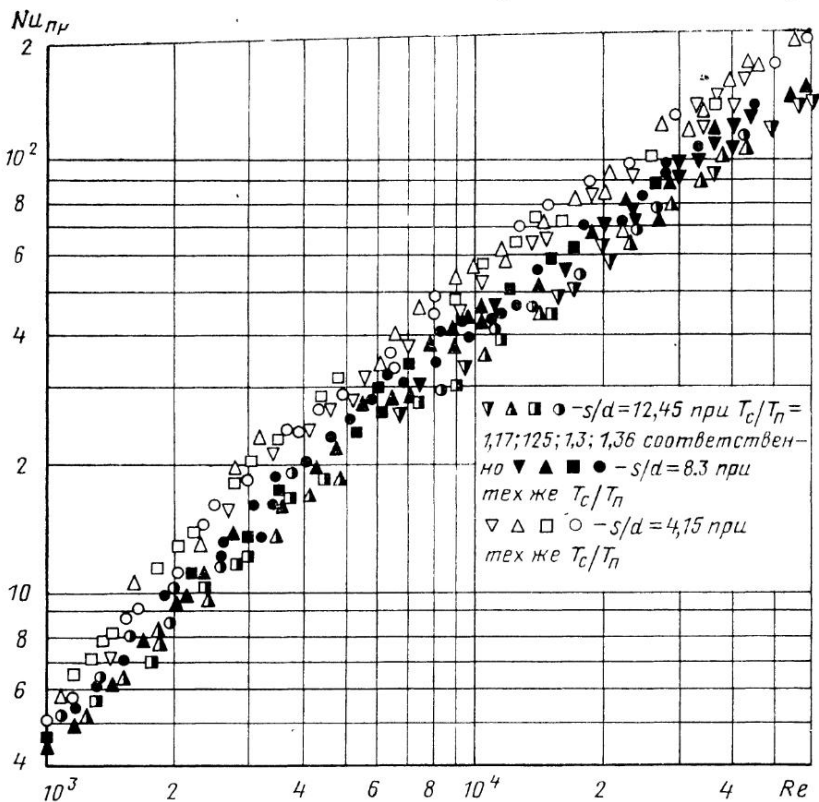


Рис. 5.16. Средняя теплоотдача для пучков витых труб в обработке $Nu_{np} = Nu(T_c/T_n)^n$, где $n=0,063 s/d - 0,28$

для $s/d=8,3$;

$$Nu = 0,0851 Re^{0,7} \quad (5.142)$$

для $s/d=4,15$.

Изменение наклона зависимостей Nu от Re объясняется наличием макровихрей, относительное влияние которых увеличивается с увеличением степени закрученности потока и с уменьшением Re . Уменьшение влияния температурного фактора с уменьшением s/d объясняется следующим образом. Известно, что для газов при их нагревании из-за уменьшения плотности в пристенном слое уменьшается турбулентный перенос количества движения $(\rho \overline{u'v'})$. Однако с увеличением степени закрученности потока все большую роль в теплообмене играет порождение турбулентности в ядре потока, где тангенциальная составляющая скорости претерпевает разрыв. Чем больше порождение турбулентности в центральной зоне

канала, где профиль температуры плоский, тем меньше влияние оказывает неизотермичность пристенных слоев потока.

Полученные экспериментальные данные с введением поправки на температурный фактор хорошо согласуются с расчетной зависимостью (5.110). Максимальное расхождение между экспериментальными и расчетными данными не превышает 8%. С учетом того, что в области с $s/d > 12,45$ теплоотдача изменяется незначительно с изменением s/d , на основании аналитической зависимости (5.110) и результатов экспериментального исследования можно рекомендовать для расчета теплоотдачи в пучках витых труб с $s/d > 4$ и $Re = 6 \cdot 10^3 \dots 10^5$, $T_c/T_n = 1 \dots 1,4$, формулу

$$Nu = 0,035 Re^{0,75} \left[1 + \frac{\pi^2}{0,5 \frac{s}{d} \frac{s}{d_s}} \right]^{0,4} \left[1 + \frac{1,3}{\left(\frac{s}{d} \frac{s}{d_s} \right)^{0,6}} \right] \cdot \left(\frac{T_c}{T_n} \right)^{-n}, \quad (5.143)$$

где для $s/d = 4,15 \dots 12,45$

$$n = 0,55 - 0,0663 (12,45 - s/d); \quad (5.144)$$

для $s/d < 4,15$

$$n = 0; \quad (5.145)$$

для $s/d > 12,45$

$$n = 0,55. \quad (5.146)$$

Полученные в настоящих экспериментах значения теплоотдачи в пучках витых труб с $s/d = 12,45; 8,3; 4,15$ выше, чем в пучках круглых труб той же пористости на 6, 14 и 42% соответственно и на 29...73% выше, чем в круглой трубе. Данное сравнение произведено при $T_c/T_n = 1$. Поэтому фактическое увеличение теплоотдачи в пучках витых труб с $s/d < 12$, по сравнению с осевым течением, тем больше, чем больше T_c/T_n , поскольку температурный фактор в закрученном потоке меньше снижает теплоотдачу, чем в гладком канале.

Отдельно определялась средняя теплоотдача для 7 центральных труб пучка, которая незначительно отличается от средней теплоотдачи для всех 19 труб пучка. Различие не превышает 7%, причем это различие завышено, поскольку среднемассовая температура потока в обоих случаях бралась одинаковой, в то время как на самом деле в центре пучка она несколько выше.

В области низких чисел Рейнольдса $Re = 10^3 \dots 4 \cdot 10^3$ экспериментальные данные по средней теплоотдаче аппроксимируются зависимостями:

$$Nu = 0,0048 Re^{1,02} \quad (5.147)$$

для пучка с $s/d = 12,45$;

$$Nu = 0,0021 Re^{1,1} \quad (5.148)$$

для пучка с $s/d = 8,3$;

$$Nu = 0,00089 Re^{1,25} \quad (5.149)$$

для пучка с $s/d = 4,15$.

Местная теплоотдача определялась в сечениях, расположенных на расстояниях $x/d_0 = 48,6; 108$ и 167 (сечения *I, II, III*) от входа, по параметрам, осредненным для всех 19 труб пучка. В области турбулентного течения ($Re > 6 \cdot 10^3$) местная теплоотдача уменьшается на 9...14%, на участке от сечения *I* до сечения *II*. Местная теплоотдача в сечениях *II* и *III* практически одна и та же.

При $Re < 6 \cdot 10^3$ расслоение местной теплоотдачи в зависимости от расстояния от входа значительно увеличивается, что объясняется особенностями гидродинамики течения в данном экспериментальном участке. Расстояние от начала закрученной поверхности труб до сечения *I* составляет 100 мм, т. е. $x/d_0 = 24$. Этого расстояния, вероятно, недостаточно для формирования полностью закрученного потока. В таком случае направление вектора абсолютной скорости еще достаточно близко осевому, поэтому в местах перехода от выступов к впадинам винтовых поверхностей труб возможны отрывы пограничного слоя, интенсифицирующие теплообмен, причем с меньшими энергетическими затратами, чем закручивание потока. Поэтому в сечении *I* местный коэффициент теплоотдачи оказывается выше, в то время как местный коэффициент гидравлического сопротивления — ниже, чем в остальных сечениях вниз по потоку. Эта особенность проявляется только в области больших степеней закрутки ($s/d < 10$) и сравнительно низких чисел Re (в переходном режиме и в ламинарном режиме течения с макровихрями).

Основываясь на полученных экспериментальных данных по местной теплоотдаче и по местному коэффициенту гидравлического сопротивления, можно полагать длину $x/d_0 > 30$ достаточной для установления тепловой и гидродинамической стабилизации закрученного потока при турбулентном режиме течения ($Re > 6 \cdot 10^3$). На стабилизированном участке местные коэффициенты теплоотдачи могут рассчитываться по (5.143).

Как уже отмечалось, одним из основных преимуществ пучка витых труб является наличие интенсивного массообмена в межтрубном пространстве. Неравномерность распределения температур различных труб по сечению пучка, определенная в настоящих экспериментах, косвенно характеризует эффективность перемещения теплоносителя. В то время как для пучков с $s/d = 12,45$ и $8,3$ неравномерность температуры труб по сечению пучка одинакова, для пучка с $s/d = 4,15$ эта неравномерность в 1,5...2 раза меньше (рис. 5.17). Этот результат находится в соответствии с характером изменения гидравлических потерь в ядре потока ($\xi - \xi_{ст}$) (см. рис. 5.6). Как показал расчет, эти потери резко возрастают с увеличением степени закрутки потока в области $s/d < 8$. Так, при уменьшении s/d от 8 до 4,15 потери в ядре потока возрастают в два раза.

Влияние закрутки на выравнивание температурных неравномерностей по сечению пучка заметно также по расслоению опытных данных различных сечений пучка (см. рис. 5.17). Как уже отмечалось, в сечение *I* поток еще слабо закручен, поэтому неравномерность температур здесь выше, чем в сечениях *II* и *III*, где закрутка

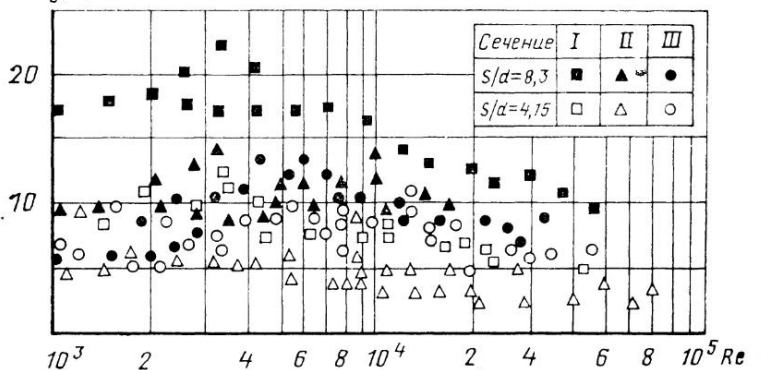
$\delta T_c, \%$ 

Рис. 5.17. Неравномерность распределения температуры витых труб по сечению пучков

потока уже достигла своего максимального значения. Понятно, что этот эффект проявляется сильнее в области сравнительно низких чисел Re , где, во-первых, сами турбулентные пульсации еще не развились и, во-вторых, для формирования закрученного потока требуется большая длина $x/d_э$, чем в турбулентной области. Таким образом, на основании данных теоретического расчета и эксперимента можно считать, что существенное улучшение перемешивания обеспечивается пучками закрученных труб с $s/d < 8$.

Результаты исследования теплоотдачи для пучков с большим числом витых труб. Экспериментальное исследование теплоотдачи на пучках с большим числом витых труб (≥ 37) проводилось в диапазоне чисел $Re_{dп} = 2 \cdot 10^3 \dots 4 \cdot 10^4$, $F_{гм} = 64 \dots 2440$, $T_c/T_{п} = 1 \dots 1,75$, $q_c = 0 \dots 64 \cdot 10^3$ Вт/м², $T_{п.вх} = 287 \dots 304$ К, $T_{п.вых} = 287 \dots 467$ К, $T_c \leq 621$ К. Для обработки полученных опытных данных применялись различные методы. Так, при использовании в качестве определяющего размера эквивалентного диаметра опытные данные по теплоотдаче (рис. 5.18) обрабатывались в виде

$$Nu_{dп} \left(\frac{T_c}{T_{п}} \right)^{0,55} = f \left(Re_{dп}, \frac{x}{d} \right). \quad (5.150)$$

Видно, что зависимость числа Nu от числа Re в турбулентной области течения для пучков витых труб практически аналогична зависимости для круглых труб [33]:

$$Nu_{dп} = 0,023 Re_{dп}^{0,8} Pr_{п}^{0,4} \left(\frac{T_c}{T_{п}} \right)^{-0,55} \quad (5.151)$$

и отличается только постоянным множителем, зависящим от числа $F_{гм}$. Чем меньше число $F_{гм}$, тем больше число Nu по сравнению с величиной Nu , определяемой (5.151). При числе $F_{гм} = 64$ стабилизи-

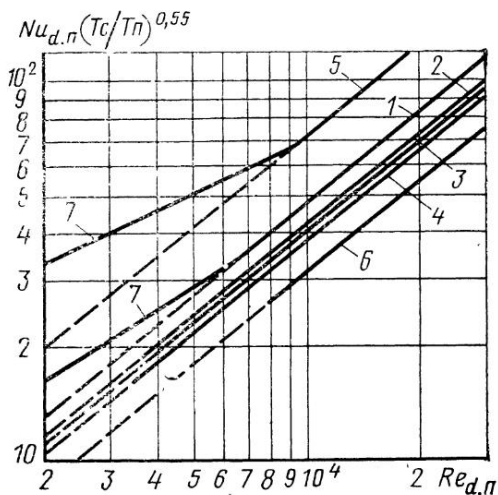


Рис. 5.18. Зависимость числа Нуссельта от чисел Рейнольдса и Fr_M :

1-4 — опытные данные для чисел $Fr_M=232$ и $x/d_3=67$; $Fr_M=924$ и $x/d_3=20$; $Fr_M=1050$ и $x/d_3=83,6$; $Fr_M=2440$ и $x/d_3=103$ соответственно, описанные зависимостью (5.153); 5 — то же для $Fr_M=64$ и $x/d_3=66,2$ [зависимость (5.152)]; 6 — зависимость (5.151); 7 — опытные данные, описываемые зависимостью (5.154)

рованная теплоотдача описывается формулой [13]:

$$Nu_{d,n} = 0,0521 Re_{d,n}^{0,8} Pr_n^{0,4} \times \left(\frac{T_c}{T_n} \right)^{-0,55} \quad (5.152)$$

При числах $Fr_M=232 \dots 2440$ опытные данные по теплоотдаче для геометрически неподобных пучков обобщаются единой формулой, в качестве определяющего критерия используется число Fr_M [14]:

$$Nu_{d,n} = 0,023 Re_{d,n}^{0,8} Pr_n^{0,4} \times \left[1 + \frac{3,6}{Fr_M^{0,357}} \right] \left(\frac{T_c}{T_n} \right)^{-0,55} \quad (5.153)$$

причем оказывается, что число Fr_M в одинаковой степени влияет на коэффициент ξ и число

Nu . Поскольку опытные данные для числа $Fr_M=64$ не подчиняются зависимостям (5.131), (5.153), то, следовательно, начиная с некоторого значения числа $Fr_M < 232$, при дальнейшем его уменьшении коэффициент ξ в пучке витых труб возрастает в большей степени, чем коэффициент теплоотдачи. В то же время выполненное исследование свидетельствует о различном влиянии неизотермичности течения на коэффициент ξ и число Nu . Влияние температурного фактора T_c/T_n на коэффициент теплоотдачи в пучке витых труб аналогично влиянию T_c/T_n на коэффициент теплоотдачи в круглых трубах [33]. На рис. 5.18 для наглядности с зависимостью (5.153) сравниваются опытные данные по теплоотдаче только для некоторых значений продольной координаты x/d_3 , на участке стабилизированного течения. Влияние длины пучка на теплоотдачу в пучке с $Fr_M=924$ при $x/d_3=3,75 \dots 59,3$ представлено на рис. 5.19, где при $x/d_3=20 \dots 59,3$ наблюдается разброс точек относительно обобщающих зависимостей в диапазоне $\pm 15\%$, что отражает отличие в условиях обтекания в пучке мест расположения термпар по периметру витой трубы.

Опытные данные по теплоотдаче в переходной области течения могут быть обобщены зависимостью

$$Nu_{d,n} = 83,5 Fr_M^{-1,2} Re_{d,n}^n Pr_n^{0,4} \left(\frac{T_c}{T_n} \right)^{-0,55} \left(1 + \frac{3,6}{Fr_M^{0,357}} \right), \quad (5.154)$$

$$Nu(T_c/T_n)^{0,55}$$

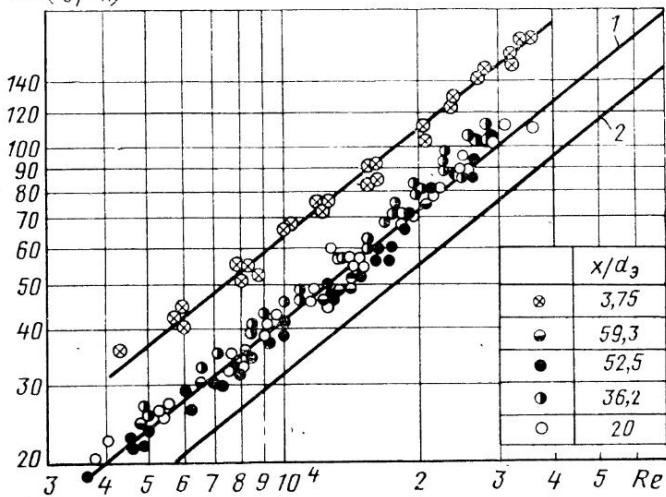


Рис. 5.19. Экспериментальные данные по теплоотдаче в межтрубном пространстве теплообменника с $Fr_M = 924$:

1 — формула (5.153); 2 — зависимость (5.151)

где при $Fr_M < 924$ показатель степени

$$n = 0,212 Fr_M^{0,194}, \quad (5.155)$$

а при $Fr_M \geq 924$ $n = 0,8$. Зависимость (5.154) свидетельствует о существенно большей интенсификации теплоотдачи в переходной области течения в пучке витых труб, чем в турбулентной области течения (5.153).

Закон теплоотдачи для пучков витых труб (5.153) может быть приведен к более универсальному виду, если ввести в качестве характерного размера некоторую среднюю по периметру трубы толщину пристенного слоя δ (5.137). Величина δ по определению является некоторой интегральной геометрической характеристикой пучка и постоянна на участке стабилизированного течения. Опытные данные по теплоотдаче в пучках витых труб для значений $x/d_3 = 20 \dots 103$, обработанные в форме:

$$Nu_{\delta m} = Nu(Re_{\delta m}, Pr_m), \quad (5.156)$$

где

$$Nu_{\delta m} = \frac{q_c \delta}{\lambda_m (T_c - T_{cp,n})}; \quad (5.157)$$

$$Re_{\delta m} = \rho_m \delta \frac{1}{F_n} \int_F u dF / \mu_m; \quad (5.158)$$

λ_m, ρ_m, μ_m — коэффициенты λ, ρ, μ , определенные при средней тем-

пературе в пристенном слое

$$T_m = \frac{T_c - T_{cp}}{2}, \quad (5.159)$$

хорошо описываются зависимостью для течения в круглых трубах при использовании в качестве характерного размера радиуса трубы:

$$Nu_{\delta m} = 0,020 Re_{\delta m}^{0,8} Pr_m^{0,4}. \quad (5.160)$$

Совпадение опытных данных по теплоотдаче в пучках витых труб для турбулентной области стабилизированного течения с зависимостью (5.160) хорошее, что свидетельствует о возможности использования этой зависимости для расчета теплоотдачи в таких пучках и о ее универсальности для случаев, когда имеет место приблизительно линейная зависимость физических свойств от температуры. Этому условию приблизительно отвечают физические свойства воздуха и других двухатомных газов.

В переходной области течения (при $Re_{\delta m} < 500$) опытные данные по теплоотдаче в пучке витых труб обобщаются зависимостью

$$Nu_{\delta m} = 6,47 Fr_m^{-0,845} Re_{\delta m}^n Pr_m^{0,4}, \quad (5.161)$$

где показатель степени n определяется формулой (5.155) при $Fr_m < 924$, а при $Fr_m \geq 924$ $n = 0,8$.

Как уже отмечалось, законы сопротивления (5.135) и теплоотдачи (5.160) могут быть приведены к более удобному виду $\alpha = \alpha(z)$, $\alpha_m = \alpha_m(z, z_m, Pr_m)$, расширяющему возможности моделирования и позволяющему проводить расчеты по локальным характеристикам потока. Безразмерные коэффициенты трения α и теплоотдачи α_m определяются следующим образом [14]:

$$\alpha = \frac{\tau_0}{\rho u^2}; \quad (5.162)$$

$$\alpha_m = \frac{q_c}{\bar{\rho} \bar{u} c_p (T - \bar{T})}, \quad (5.163)$$

где в качестве определяющих скоростей и температур приняты скорость и температура на внешней границе пристенного слоя \bar{u} , \bar{T} , а величины

$$z = \frac{Re_\theta}{\alpha} = \frac{\bar{u}}{\alpha \mu} \int_0^\delta \rho \frac{u}{\bar{u}} \left(1 - \frac{u}{\bar{u}}\right) dy,$$

$$z_m = \frac{Re_\theta}{\alpha_m} = \frac{\bar{u}}{\mu \alpha_m} \int_0^\delta \rho \frac{u}{\bar{u}} \frac{T - \bar{T}}{T_c - \bar{T}} dy$$

являются специальным образом построенными числами Re [23]. Такое представление законов сопротивления и теплоотдачи позво-

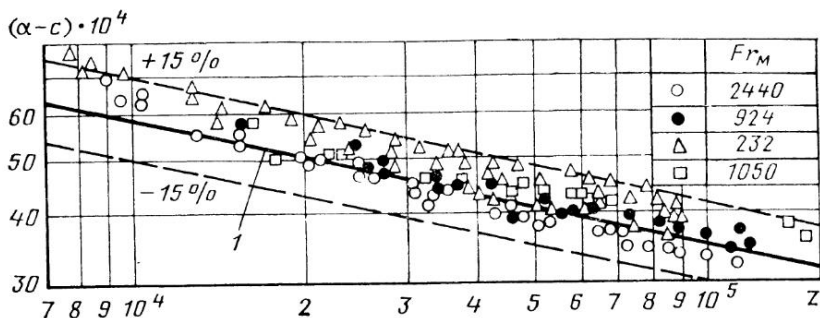


Рис. 5.20. Обобщающая зависимость для коэффициента гидравлического сопротивления:

1 — зависимость (5.87)

лило в работе [23], введя числа z и z_m , учитывающие различие в толщине теплового и динамического пограничных слоев, уточнить гидродинамическую теорию теплообмена (см. разд. 5.1).

На рис. 5.20 проводится сравнение опытных данных по коэффициенту гидравлического сопротивления с зависимостью (5.87). Совпадение хорошее, что свидетельствует о применимости этого закона для расчета коэффициента сопротивления в пучках витых труб. Опытные данные по коэффициенту теплоотдачи для пучков витых труб на рис. 5.21 также хорошо согласуются с зависимостью (5.94), что свидетельствует о применимости закона (5.94) для расчета коэффициента теплоотдачи в таких пучках.

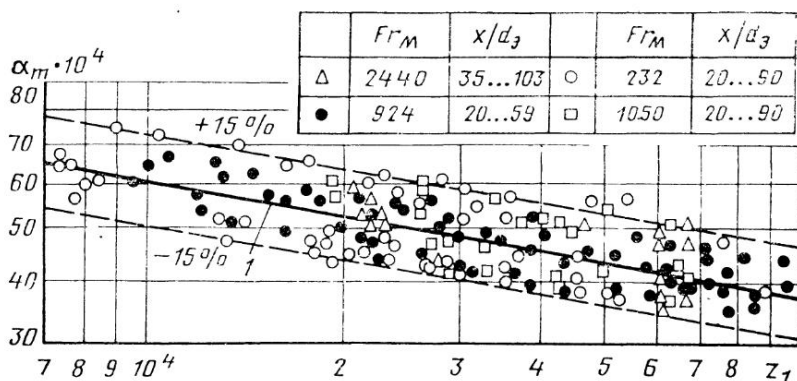


Рис. 5.21. Обобщающая зависимость для безразмерного коэффициента теплоотдачи:

1 — зависимость (5.94)

5.5. Особенности стабилизации теплообмена по длине пучка

Законы теплоотдачи (см. разд. 5.4) описывают лишь локально осредненную теплоотдачу, так как на участке стабилизированного течения по его длине наблюдается расслоение опытных данных в пределах приблизительно $\pm 15\%$. Характер изменения коэффициента теплоотдачи по длине пучка витых труб можно проследить на рис. 5.19, где представлены результаты экспериментального исследования теплоотдачи в пучке с числом $Fr_m = 924$ в виде функциональной связи (5.150). Видно, что опытные данные по теплоотдаче для различных x/d_3 располагаются эквидистантно, т. е. число Re практически не влияет на связь числа Nu с величиной x/d_3 для турбулентной и переходной областей течения. Наблюдаемое расслоение опытных данных по теплоотдаче для различных x/d_3 в пределах $\pm 15\%$ от \overline{Nu} , как уже отмечалось, можно объяснить различием в условиях обтекания потоком теплоносителя различных участков витой трубы, где установлены термомпары, в зависимости от взаимного расположения витых труб в пучке. При рассмотренном взаимном положении труб пучка места установки термомпар на стенке трубы по максимальному размеру овала могли приходиться либо на область сквозных каналов пучка, либо на точки касания соседних труб, либо на промежуточные области обтекания труб. Поскольку значения локальной скорости обтекания труб в указанных областях различны, а за определяющую скорость принята средне-массовая скорость в рассматриваемом сечении пучка, то при принятой методике обработки опытных данных следует ожидать периодичности изменения числа Nu по длине пучка относительно значения \overline{Nu} , определенного формулами (5.153) или (5.160). На расстоянии $x/d_3 = 20$ от входа в пучок с $Fr_m = 924$ (см. рис. 5.19) коэффициент теплоотдачи меньше, чем на расстоянии $x/d_3 = 36,2$, а на расстояниях $x/d_3 = 52,5$ и $59,3$ имеет меньшее значение, чем при $x/d_3 = 20$. Если точку отсчета продольной координаты l расположить в выходном сечении пучка, а за положительное направление координаты l принять направление вверх по потоку, то, введя относительную координату l/s , можно обобщить опытные данные по локальной теплоотдаче для пучков витых труб с различными числами Fr_m с помощью следующей функции (рис. 5.22):

$$\frac{Nu}{\overline{Nu}} = 1 + 0,15 \cos \frac{2\pi l}{s} . \quad (5.164)$$

Разброс опытных данных (рис. 5.22) относительно связи (5.164) можно объяснить влиянием допусков на величину шага закрутки труб и пористости пучка по теплоносителю. Чем ближе реальная пористость пучка к пористости пучка с плотно упакованными трубами, тем ближе соответствие опытных данных зависимости (5.164). Функциональная связь (5.164) справедлива только для рассмотренной упорядоченной упаковки труб, хотя диапазон изменения коэффициента теплоотдачи, равный $\pm 15\%$, практически не зависит от характера упаковки трубного пучка. Тогда локальную

теплоотдачу при стабилизированном турбулентном течении в пучках витых труб можно описать формулой

$$Nu = 0,023 \left(1 + 0,15 \cos \frac{2\pi l}{s} \right) \times \times Re^{0,8} Pr^{0,4} \left(1 + 3,6 Fr_M^{-0,357} \right) \times \times \left(\frac{T_{с-}}{T_{п}} \right)^{-0,55} \quad (5.165)$$

$$\text{или } Nu_{\delta m} = 0,020 \left(1 + 0,15 \cos \times \times \frac{2\pi l}{s} \right) Re_{\delta m}^{0,8} Pr_m^{0,4}. \quad (5.166)$$

Экспериментальные данные, представленные на рис. 5.19, свидетельствуют также о росте коэффициента теплоотдачи на начальном участке пучка витых труб по сравнению с коэффициентом теплоотдачи на участке стабилизированного течения. При обработке опытных данных в форме $Nu_{\delta m} = Nu(Re_{\delta m}, Pr_m, x/d_3)$ влияние начального участка на коэффициент теплоотдачи может быть учтено введением в формулу (5.165) вместо постоянного множителя выражения

$$C_m = \frac{\overline{Nu}_{\delta m}}{Re_{\delta m}^{0,8} Pr_m^{0,4}} = f \left(\frac{x}{d_3} \right). \quad (5.167)$$

Тогда опытные данные для пучков витых труб с различными числами Fr_M (рис. 5.23) могут быть обобщены степенной функцией

$$C_m = 0,0426 \left(\frac{x}{d_3} \right)^{-0,287}. \quad (5.168)$$

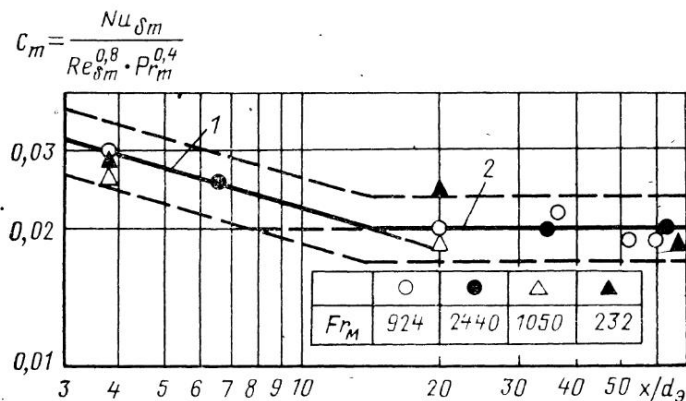


Рис. 5.23. Влияние длины начального участка на локальный коэффициент теплоотдачи:

1 — зависимость (5.168); 2 — закон теплоотдачи (5.160)

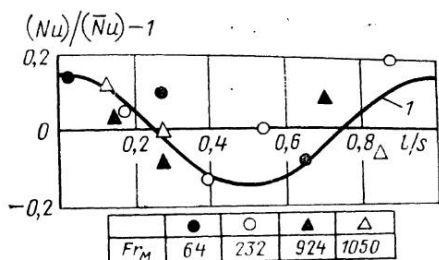


Рис. 5.22. Влияние взаимного положения витых труб на коэффициент теплоотдачи:

1 — зависимость (5.164)

При этом критериальные зависимости по теплоотдаче для $x/d_3 = 3,75 \dots 14$ будут иметь вид

$$\text{Nu}_{\delta m} = 0,0426 \left(\frac{x}{d_3} \right)^{-0,287} \text{Re}_{\delta m}^{0,8} \text{Pr}_m^{0,4}; \quad (5.169)$$

$$\text{Nu}_{\delta m} = 0,0426 \left(\frac{x}{d_3} \right)^{-0,287} \left(1 + 0,15 \cos \frac{2\pi l}{s} \right) \text{Re}_{\delta m}^{0,8} \text{Pr}_m^{0,4}. \quad (5.170)$$

При обработке опытных данных по теплоотдаче в форме

$$\text{Nu} = \text{Nu} \left(\text{Re}, \text{Fr}_m, \frac{x}{d_3}, \frac{T_c}{T_n} \right) \quad (5.171)$$

в формулах (5.153) и (5.165) постоянный множитель должен быть заменен выражением.

$$C = 0,0490 \left(\frac{x}{d_3} \right)^{-0,287} \quad (5.172)$$

при расчете локальной теплоотдачи на начальном участке ($x/d_3 = 3,75 \dots 14$).

В переходной области стабилизированного течения при числе $\text{Re}_{\delta m}$, меньшем 500, или при числе

$$\text{Re} < 1000 \left(1 + 3,6 \text{Fr}_m^{-0,357} \right)^4 \frac{T_c + T_{\text{ср.п}}}{2T_{\text{ср.п}}} \quad (5.173)$$

коэффициент теплоотдачи в пучке витых труб определяется формулами (5.154), (5.161), которые с учетом выявленных особенностей теплообмена на начальном участке будут иметь вид

$$\begin{aligned} \text{Nu} = 178 \left(\frac{x}{d_3} \right)^{-0,287} \left(1 + 0,15 \cos \frac{2\pi l}{s} \right) \text{Fr}_m^{-1,2} \text{Re}^n \text{Pr}^{0,4} \left(\frac{T_c}{T_n} \right)^{-0,55} \times \\ \times \left(1 + 3,6 \text{Fr}_m^{-0,357} \right); \end{aligned} \quad (5.174)$$

$$\text{Nu}_{\delta m} = 13,8 \left(\frac{x}{d} \right)^{-0,287} \left(1 + 0,15 \cos \frac{2\pi l}{s} \right) \text{Fr}_m^{-0,845} \text{Re}_{\delta m}^n \text{Pr}^{0,4}, \quad (5.175)$$

а на участке стабилизированного течения при $x/d_3 > 14$ будут отличаться множителем $1 + 0,15 \cos \frac{2\pi l}{s}$.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что на начальном участке пучка как в турбулентной, так и в переходной области течения характер влияния температурного фактора T_c/T_n на теплоотдачу одинаков, аналогичен влиянию температурного фактора при стабилизированном течении и не зависит от числа Fr_m . Обнаружено также, что длина начального участка в пучках витых труб при осесимметричном входе потока составляет $x/d_3 = 14$ и практически не зависит от числа Fr_m .

Результаты выполненного исследования могут быть использованы для расчета локальной теплоотдачи на начальном участке и на

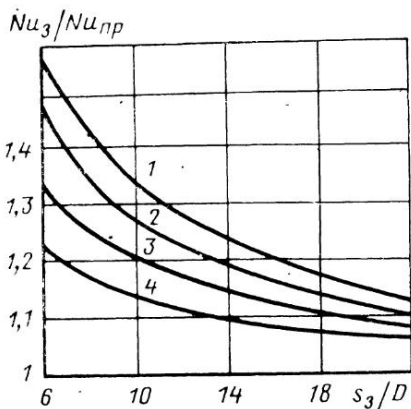
участке стабилизированного течения в теплообменниках с продольным обтеканием пучков витых труб при осесимметричном входе потока теплоносителя и упорядоченной упаковке труб.

5.6. Теплообмен и гидравлическое сопротивление в закрученном пучке витых труб

Продольно обтекаемый закрученный пучок витых труб (см. рис. 1.2) отличается от обычного пучка витых труб (см. рис. 1.1) не только наличием закрутки в масштабе пучка, но и упаковкой труб. Если в обычном пучке витые трубы упакованы в правильной треугольной решетке со стороной, равной максимальному размеру овала (d), то в закрученном пучке треугольная решетка, в которой обеспечивается плотная упаковка витых труб, является равнобедренной, так как между осями труб соседних рядов расстояние равно $2d/\sqrt{3}$, а между осями труб каждого ряда — d . Поэтому пористость по теплоносителю у таких пучков (m_3) больше пористости обычных пучков витых труб ($m_{пр}$), т. е. $m_3 > m_{пр}$. Это сказывается на структуре потока, перемешивании теплоносителя и других характеристиках течения и теплообмена. Однако основным параметром, определяющим особенности протекания этих характеристик, является шаг закрутки рядов труб относительно оси пучка s_3 . При этом осевая скорость и скорость вращения потока имеют максимальное значение на периферии, где закрутка витых труб максимальна. У центральной витой трубы пучка закручен только овальный профиль, и она обтекается потоком с минимальной закруткой и осевой скоростью.

Экспериментально исследования теплообмена и гидравлического сопротивления проводились на закрученном пучке витых труб длиной 1,5 м с постоянным шагом закрутки $s_3 = 650$ мм. Витые трубы с $d = 12,2$ мм, $\delta = 0,5$ мм имели овальный профиль, закрученный относительно оси трубы с шагом $s = 171$ мм. Число труб в пучке равнялось 59 шт. Расположение труб в пучке по концентрическим окружностям (см. рис. 1.2) было следующее: 1, 6, 12, 17, 23 труб в ряду, а относительный шаг закрутки труб каждого ряда $s_3/D = \infty, 12,3, 11,6, 8,1$ и $6,2$ соответственно, где D — диаметр окружности данного ряда. Средняя пористость пучка составляла $m_3 = 0,62$.

При исследовании теплоотдачи использовался метод локального моделирования. При этом электрическая мощность подводилась к отдельным трубкам каждого ряда, а длина нагреваемой выходной части труб составляла 0,4 м. Таким образом, теплообмен исследовался в условиях гидродинамической стабилизации потока, поскольку длина ненагреваемой части труб l равнялась $90d$. Методика обработки опытных данных в основном была идентичной методике, описанной в гл. 7. Из опыта определялся локальный коэффициент теплоотдачи $\alpha = q_x / (T_{cx} - T_{п})$, числа $Re_{п} = Gd_3 / (F\mu_{п})$ и $Nu_3 = \alpha d_3 / \lambda_{п}$. За определяющую температуру была принята температура набегающего потока $T_{п}$, а за определяющий размер —



$d_3 = 4F/\Pi = 14,19$ мм, где F — проходное сечение пучка. Исследования проводились в диапазоне чисел $Re = 1,4 \cdot 10^3 \dots 7 \cdot 10^4$. Опытные данные обобщались в критериальном виде

$$\frac{Nu_3}{Nu_{пр}} = f\left(Re_{п}, \frac{s_3}{D}\right), \quad (5.176)$$

где $Nu_{пр}$ — число Нуссельта для центральной витой трубы пучка, определяемое по формулам для обычного пучка. Зависимость (5.176) представлена на рис. 5.24 в виде графика зависимости $Nu_3/Nu_{пр} f(s_3/D)$ при различных числах Рейнольдса. Видно, что закрутка витых труб пучка дополнительно интенсифицирует теплообмен и тем больше, чем меньше относительный шаг закрутки рядов труб пучка s_3/D , причем чем меньше число Рейнольдса, тем выше коэффициент теплоотдачи (рис. 5.24).

Исследование коэффициента гидравлического сопротивления закрученного пучка витых труб проводилось по общепринятой методике [5]. Результаты исследования представлены на рис. 5.25. Видно, что при числе $Re = 1,4 \cdot 10^4$ имеет место излом в зависимости $\xi = \xi(Re_{п})$, т. е. характер изменения коэффициента ξ от числа Re аналогичен характеру изменения коэффициента ξ в обычном пучке витых труб. Однако по величине коэффициент ξ закрученного пучка несколько выше коэффициента ξ обычного пучка витых труб. Полученные зависимости по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению могут быть использованы при оценке эффективности теплообменного аппарата с закрученным пучком витых труб.

Рис. 5.24. Зависимость числа Нуссельта от относительного шага закрутки пучка и числа Рейнольдса:

1—4 — опытные данные для чисел $Re_{п} = 1,4 \cdot 10^3; 5 \cdot 10^3; 10^4; 5 \cdot 10^4$ соответственно

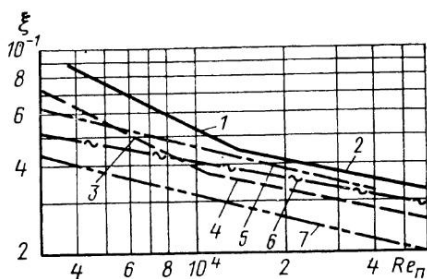


Рис. 5.25. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса для закрученных пучков витых труб [5] с $S_{закр} = 650$ мм; $m_{закр} = 0,63$ и $\gamma = 20^\circ$; $m_{закр} = 0,62$:

1—2 — опытные данные, описываемые зависимостью $\xi = C Re_{п}^n$ при $C = 5,4$; $n = -0,5$; $C = 0,37$; $n = -0,22$ соответственно; 3, 4 — незакрученный пучок витых труб с $s/d = 14$ при $C = 3,5$; $n = -0,5$; $C = 0,29$; $n = -0,22$ соответственно; 5 — данные работы [14] для пучка витых труб с $s/d = 14$; 6 — зависимость $\xi = 0,934 \cdot 10^{-2} + 0,316 Re_{п}^{-0,25}$ закрученной трубы при $D_{закр}/d = 9,45$; 7 — гладкая труба

ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ТЕПЛОТДАЧА ПРИ ТЕЧЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ВНУТРИ ВИТЫХ ТРУБ И В КОЛЬЦЕВЫХ КАНАЛАХ С ВНУТРЕННЕЙ ВИТОЙ ТРУБОЙ

6.1. Особенности течения внутри винтообразно закрученных труб

Наложение на поток газа или жидкости силового поля вызывает массовые силы, величина которых зависит от степени взаимодействия поля с потоком. В зависимости от природы силового поля различают гравитационные, инерционные и электромагнитные поля массовых сил.

При поступательно-вращательном движении потока в круглой трубе возникают инерционные центробежные силы. В этом случае при установившемся течении на движущуюся частицу газа или жидкости действуют силы давления, создающие вынужденное движение из-за внешнего механического воздействия, силы вязкости, возникающие в результате относительного движения слоев потока, и массовые силы, являющиеся результатом воздействия инерционного силового поля на движущийся поток.

В круглой трубе можно осуществить как местную, так и непрерывную по всей длине канала закрутку потока газа или жидкости. Местная закрутка потока осуществляется установленными на входе в трубу закручивающимися устройствами (это — лопаточные, ленточные, шнековые завихрители) или путем тангенциального подвода потока в трубу через периферийные отверстия, улитку и т. д. [57]. Непрерывная закрутка потока по всей длине трубы осуществляется при помощи вставок (скрученные ленты, шнеки) и различного рода профилирования поперечного сечения трубы.

Характерное различие между потоками в трубе с местной и непрерывной закруткой в том, что при местной закрутке под действием вязкостных сил по длине канала происходит непрерывное изменение структуры потока вплоть до полного вырождения вращательного движения. Перестройка профиля осевой скорости по длине трубы вследствие уменьшения интенсивности закрутки приводит к появлению радиальной составляющей скорости и тем самым радиального градиента статического давления. При непрерывной закрутке потока диссипативные силы не уменьшают степени его крутки.

В общем случае закрученные потоки относятся к пространственным течениям в поле центробежных сил. В таких потоках соизмеримы две, а иногда и все три составляющие скорости (в большинстве случаев это осевая и тангенциальная), имеются поперечные и продольные градиенты давления. Эти течения характеризуются значительными турбулентными пульсациями. Результаты исследований и методы расчета тепло-, массообмена и гидродинамических характеристик в осесимметричных каналах при местной закрутке потока в широком диапазоне изменения граничных и геометрических условий однозначности изложены в работе [57].

При установившемся вращательном движении в трубе или в криволинейном канале частицы потока жидкости движутся по траекториям, эквидистантным криволинейным стенкам канала. Центробежная сила, действующая на элемент потока, уравновешивается центростремительным градиентом давления

$$\frac{\rho u_{\varphi}^2}{r} = \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (6.1)$$

Вследствие случайного перемещения элемента жидкости от первоначальной траектории появляются избыточные массовые силы, которые могут возмущать или стабилизировать поток. С этой точки зрения можно провести аналогию между течениями при наличии вращения и в температурно-стратифицированной среде [52] и показать, что при случайном перемещении частиц жидкости в ту или другую сторону по радиусу касательное напряжение меняет знак, что указывает на противоположное воздействие центробежных массовых сил, т. е. избыточные массовые силы имеют активное (при возмущении) и консервативное (при стабилизации) воздействие на поток [56, 52]. В работе [52] указывается, что круговое движение жидкости, на которое накладывается еще и продольное движение, приводит к дополнительной генерации кинетической энергии пульсационного движения в продольном направлении, а влияние вращения на интенсивность турбулентного движения в радиальном и тангенциальном направлении (напряжение сдвига $\overline{u'_r u'_\varphi}$) полностью сохраняется и при наличии продольного течения. Избыточные массовые силы при активном воздействии на поток могут вызвать в нем циркуляционные течения, т. е. вращательное движение обособленных объемов потока. В этом случае будут меняться и условия взаимодействия потока с поверхностью криволинейного канала.

Закрученный поток в трубах движется по винтовой линии, поэтому в пристенной области имеет место течение, характерное обтеканию вогнутой поверхности. Известно, что около вогнутой поверхности обменные процессы усиливаются, появляется область активного турбулизирующего воздействия центробежных сил. Генерируемая средним движением турбулентность увеличивается, и величина $\overline{u'^2_r}$ возрастает. Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что при обтекании вогнутой поверхности в пограничном слое возникает неустойчивость и появляются макровихри с осями, параллельными поверхности и с чередующимися направлениями вращения — вихри Тейлора — Гертлера [55]. Это является причиной интенсификации тепло- и массообмена по сравнению с осевым потоком при прочих равных условиях.

Движение потока по винтовой линии наблюдается и при течении внутри витой трубы овального профиля. Величина избыточных массовых сил в витой трубе зависит от геометрии криволинейного канала (соотношение величин большой и малой оси овала, шага закрутки трубы, т. е. ее кривизны), от поля скоростей и температур в ее поперечном сечении. Известно, что профили скоростей под дей-

ствием массовых сил становятся более заполненными, деформируется также и профиль температуры. Течение в витой трубе похоже на течение в трубах с ленточным или шнековым завихрителем, где реализуется непрерывная закрутка потока, отличается от них отсутствием стенки, делящей поток на две симметричные части. Течение потока в канале, образованном скрученной лентой и стенкой трубы, может рассматриваться как течение через змеевик. Поэтому образующееся поле массовых сил в поперечном сечении такого канала способно создать циркуляцию в форме парного вихря, охватывающего все поперечное сечение. Такие течения, их количественные характеристики теплоотдачи и гидравлического сопротивления, условия подобия и устойчивости подробно рассматриваются в работе [56].

Особенности течения внутри витых труб должны приводить к росту гидравлического сопротивления и интенсивности теплообмена, по сравнению с каналом без влияния центробежных сил.

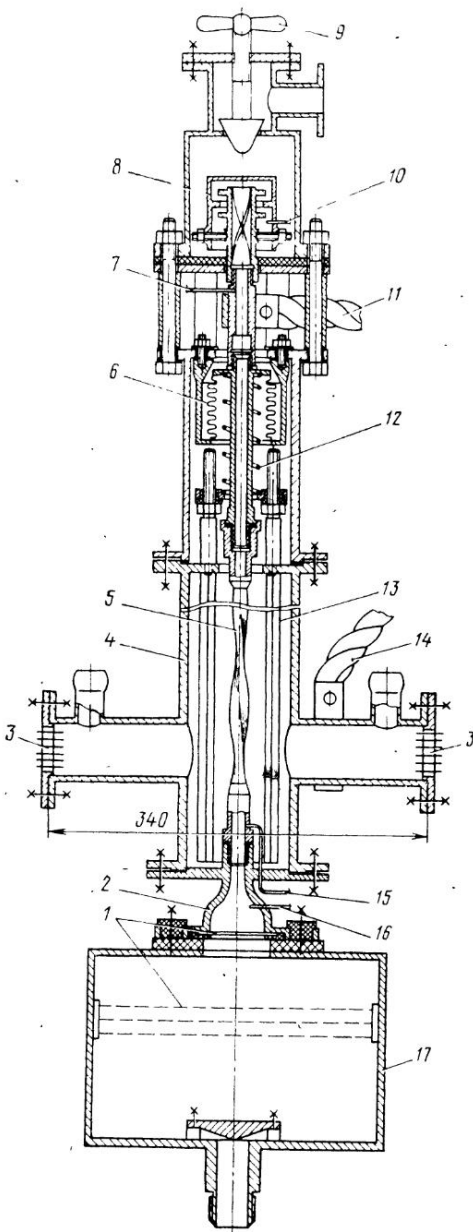
6.2. Результаты экспериментального исследования гидравлического сопротивления и теплообмена при течении внутри витых труб

Экспериментальные результаты по теплоотдаче и трению получены на установке, представленной на рис. 6.1.

Для уменьшения теплопотерь в окружающую среду витая труба овального профиля длиной 1005 мм с максимальным размером профиля трубы $d = 12,2$ мм и толщиной стенки 0,3 мм помещалась в цилиндрическую вакуумную камеру (4), в которой ее окружали три цилиндрических коаксиальных отражательных экрана (13) из полированной листовой коррозионно-стойкой стали толщиной 0,15 мм. Калориметрическая витая труба выбиралась так, чтобы колебание электрического сопротивления на длине участка в 100 мм не превышало 0,5%. С целью стабилизации степени черноты выбранная труба подвергалась предварительному двухчасовому нагреву в воздухе при 1090 К. Калориметрическая труба соединялась с входной камерой с помощью штуцера. Внутренний диаметр штуцера равнялся внутреннему диаметру заготовки витой трубы, т. е. периметры канала штуцера и овальной трубы были одинаковы. Воздух из входной камеры с выравнивающими сетками через плавный вход поступал в трубу, двигался снизу вверх и отводился через смесительное устройство в выхлопную камеру, откуда выбрасывался в атмосферу.

Для измерения перепада давления на трубе во входном и выходном штуцерах просверлены отверстия диаметром 0,35 мм. Давление перед расходомерными шайбами и на входе в экспериментальный участок измерялось образцовыми манометрами, перепады давления на диафрагме и трубе определялись дифманометрами чашечного типа, заполненными дистиллированной водой или индуктивными датчиками перепада давления типа РД-1. При нагреве калориметрическая труба могла свободно перемещаться вверх.

Рис. 6.1. Экспериментальная установка для исследования теплообмена и гидравлического сопротивления внутри овальной витой трубы:



1 — выравнивающие сетки; 2 — плавный вход; 3 — герметический разъем; 4 — вакуумная камера; 5 — калориметрическая витая труба; 7 — верхний отбор давления; 8 — смесительное устройство; 9 — вентиль, регулирующий расход; 10 — термомпары на выходе; 11 — верхний токоподвод; 12 — пружина; 13 — отражательные экраны; 14 — нижний токоподвод; 15 — отбор давления; 16 — термомпары на входе; 17 — входная камера

Температура стенки, экран, воздуха на входе и выходе из трубы измерялась хромель-алюмелевыми термомпарами. На входе и выходе из трубы устанавливались по три термомпары в штуцере и за смесительным устройством. Температура стенки калориметрической витой трубы измерялась на наружной поверхности в десяти сечениях по длине (в каждом сечении по две термомпары на плоской и закругленной частях овальной витой трубы). На внутреннем экране устанавливались восемь термомпар. Термомпары наружу выводились через герметические разъемы.

Измерения всех электрических сигналов, поступающих от термомпар и датчика перепада давления, а также измерения перепадов напряжения на трубе и шунте осуществлялись с помощью автоматической измерительной системы сбора данных с высокоомным цифровым вольтметром класса точности

0,01. Чтобы исключить влияние градиента напряжения в местах приварки головок термомпар на их показания, все измерения проводились при двух напряжениях нагревающего тока.

Выбрана следующая методика проведения исследований. Эксперименты проводились в двух сериях. В первой серии определялось

влияние Re на теплообмен, т. е. поддерживалась определенная постоянная температура поверхности калориметрической трубы, а режимы различались по значениям Re и величиной теплового потока, во второй серии определялось влияние переменности физических свойств — поддерживался определенный постоянный расход воздуха, режимы различались по температуре поверхности калориметрической трубы и по величине теплового потока. Такая методика проведения эксперимента оправдана с точки зрения точности эксперимента и позволяет получить данные в наиболее удобной форме для анализа и обобщения, тем более, что рядом исследователей установлено, что характер влияния переменности физических свойств газовых теплоносителей на теплоотдачу в круглых трубах при умеренной интенсивности обогрева практически не зависит от Re .

При обработке опытных данных за определяющую температуру принималась среднемассовая температура потока T_{Π} , а за определяющий размер — эквивалентный диаметр $d_3 = 4F/\Pi$, где проходное сечение F определялось при помощи гидростатического взвешивания путем вычисления толщины стенки трубы. При расчете тепловых потоков учитывалось термическое расширение калориметрической трубы. Определяя линейную плотность конвективной составляющей теплового потока, учитывали тепловые потери через экраны и продольные перетоки тепла по стенке калориметрической трубы.

Радиационный теплообмен между калориметрической трубой и экраном рассчитывался так же, как для соосных и бесконечно длинных цилиндров.

Местная среднемассовая температура потока T_{Π} определялась по местной энтальпии адиабатически заторможенного потока с использованием методов квадратического интерполирования по энтальпии и линейного — по давлению. Средний коэффициент гидравлического сопротивления определялся по общепринятой методике (по разности величин общего перепада давления и перепадов давлений на штуцерах). Результаты опытных данных обрабатывались на ЭВМ БЭСМ-4М, куда при помощи перфоленты вводились результаты автоматических измерений.

Эксперименты проводились с двумя витыми трубами с относительными шагами $s/d = 6,2$ и $12,2$ в интервале параметров $Re = 7 \cdot 10^3 \dots 2 \cdot 10^5$, $T_c/T_{\Pi} = 1,08 \dots 1,9$.

Гидравлическое сопротивление овальной витой трубы исследовалось при изотермическом течении. Определялся средний по длине коэффициент гидравлического сопротивления. Опытные данные, приведенные на рис. 6.2, в исследованном диапазоне чисел Re обобщаются зависимостями:

для $s/d = 6,2$

$$\xi = 0,26 Re^{-0,18}; \quad (6.2)$$

для $s/d = 12,2$

$$\xi = 0,175 Re^{-0,18}. \quad (6.3)$$

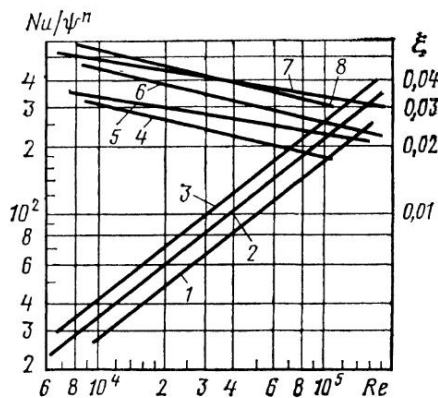


Рис. 6.2. Опытные данные по теплоотдаче и среднему коэффициенту гидравлического сопротивления в витых трубах:

1, 4 — теплоотдача и гидравлическое сопротивление для круглых труб соответственно; 2, 5 — для витой трубы с $s/d=12,2$; 3, 7 — для $s/d=6,2$; 6, 8 — гидравлическое сопротивление по данным работ [24, 40]

зависит от относительного шага закрутки трубы. Так, коэффициент гидравлического сопротивления для шага закрутки $s/d=6,2$ примерно в 1,7 раза выше, чем в круглой трубе, и в пределах 5% согласуется с зависимостью (6.5). Коэффициент гидравлического сопротивления для $s/d=12,2$ значительно ниже коэффициента ξ по (6.2) для $s/d=6,2$ (примерно в 1,5 раза), но выше, чем для прямой круглой трубы при $Re=10^4$ на 5%, а при $Re=10^5$ — на 24%. Для этого шага закрутки зависимость (6.5) дает более высокие значения по сравнению с зависимостью (6.3) и расхождение составляет при $Re=10^4$ — 35%, а при $Re=10^5$ — 15%. Такое расхождение можно объяснить различными условиями входа и выхода потока из экспериментальной трубы и выбором места для отбора статического давления, а также различной точностью определения геометрических размеров труб. Влиянием точности определения геометрических размеров можно объяснить и заметное расхождение полученных данных по гидравлическому сопротивлению с данными работы [13]. В [13] эксперименты проведены для трубы с $s/d=6,5$ и максимальным размером профиля труб $d=6,33$ мм и получено увеличение гидравлического сопротивления на 25...30% по сравнению с круглой трубой, что лежит в области зависимостей работ [24, 40] для шага закрутки $s/d=12,2$. Однако в работе [13] исследовалось гидравлическое сопротивление при неизотермическом течении, причем при нагревании воздуха и $T_c/T_n=1,15...1,4$ коэффициент гидравлического сопротивления уменьшался на 5...10%.

Движение потока внутри витой трубы овального профиля происходит по винтовой линии. Поэтому целесообразно обработку

На том же рисунке нанесена зависимость

$$\xi = 0,316 Re^{-0,25} \quad (6.4)$$

для круглой трубы и обобщенная зависимость [24, 40]

$$\xi = 0,316 \left[1 + 3,237 \left(\frac{s}{d} \right)^{-0,81} \right] \times Re^{-0,25}, \quad (6.5)$$

рекомендуемая для $s/d \geq 6,2$ и диапазона чисел $Re=10^4 \dots 10^5$. В работах [24, 59] эксперименты проводились с витыми трубами овального профиля с относительными шагами закрутки $s/d=16,69$; 6,213 и максимальными размерами профиля труб $d=11,092$; 12,071 соответственно. Из рис. 6.2 видно, что гидравлическое сопротивление в витой овальной трубе выше, чем в круглой трубе, и сильно

опытных данных по гидравлическому сопротивлению и теплоотдаче вести по единой методике, основанной на подобии потоков в инерционных силовых полях, используя для обработки зависимости для змеевиков и труб с ленточным завихрителем.

Центробежные силы при турбулентном течении потока смогут оказать заметное влияние на характер течения только при значительной кривизне канала. В этом случае поток будет турбулентным с макровихрями. Вторичные течения в зависимости от формы сечения поперечного канала возникают во всем поперечном сечении или около его стенок. Только при турбулентном течении с макровихрями в криволинейном канале возрастает гидравлическое сопротивление и интенсифицируется теплообмен [56].

Механизм влияния массовых сил на формирование потока и характеристики переноса определяется формой поперечного сечения канала. Чтобы это учесть, кроме чисел подобия для криволинейного канала, нужно ввести соответствующие симплексы, используя в качестве определяющего размера эквивалентный диаметр. Поскольку в трубах с ленточным завихрителем не было обнаружено дополнительного влияния числа Pr на теплообмен, по сравнению с прямыми трубами, можно полагать, что не будет такого влияния и в витых трубах.

Согласно работе [56] при турбулентном течении для обобщения опытных данных по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению для труб с ленточным завихрителем удобно использовать два параметра Re и d/D , где Re — рассчитывается по среднемассовой осевой скорости воздуха и эквивалентному диаметру; d — удвоенное расстояние между точками потока с максимальным и минимальным инерционным ускорением (для каналов со сложной формой сечения предлагается применять d_3); D — диаметр кривизны осевой линии канала. Тогда из геометрических соотношений при замене d на d_3 будем иметь выражение для D/d_3 :

$$\frac{D}{d_3} = 0,5 + \frac{8}{\pi^2} \left(\frac{s}{2d_3} \right)^2;$$

для $s/d = 6,2$ $D/d_3 = 18,26$, а для $s/d = 12,2$ $D/d_3 = 79,56$.

Обработку результатов эксперимента для коэффициента гидравлического сопротивления в витых трубах будем проводить (как и в изогнутых трубах и в трубах с ленточными завихрителями) в виде

$$\xi \left(\frac{D}{d} \right)^m = f \left[Re \left(\frac{d}{D} \right)^2 \right].$$

Поскольку числа Re , соответствующие началу турбулентного течения с макровихрями для витой трубы при шаге закрутки $s/d = 6,2$ и $12,2$ соответственно равны примерно $7 \cdot 10^3$ и $5 \cdot 10^3$, то, следовательно, эксперименты в витых трубах проведены в диапазоне турбулентного течения с макровихрями.

Опытные данные по гидравлическому сопротивлению внутри витой трубы овального профиля могут быть обобщены:

$$\xi \left(\frac{D}{d_3} \right)^{0,67} = 0,71 \left[Re \left(\frac{d_3}{D} \right)^2 \right]^{-0,2} - 0,008 \quad (6.6)$$

или

$$\xi = \frac{0,71}{\text{Re}^{0,2}} \left(\frac{d_3}{D} \right)^{0,27} - 0,008 \left(\frac{d_3}{D} \right)^{0,67}. \quad (6.7)$$

На рис. 6.4 представленные экспериментальные данные обобщаются с точностью до 11%. Установленный характер зависимости коэффициента гидравлического сопротивления от определяющих критериев подобия наблюдается и для труб с винтообразной накаткой [41], спиральноволнистых труб [28] и для труб с ленточными завихрителями [47]. Увеличение коэффициента гидравлического сопротивления при установившемся течении обусловлено тем, что потери давления в овальной витой трубе связаны как с трением, так и с дополнительной турбулизацией потока за счет его закрутки, что характерно и для труб с завихрителями в виде закрученной ленты.

При определении коэффициента ξ витой трубы по разности величин общего перепада давления и перепадов давлений на штуцерах оценка входных и выходных потерь за счет изменения формы канала производилась по работе [22], а потери на формирование и затухание тангенциальной составляющей скорости в штуцерах оценивались полуэмпирическими методами [56]. Произведенные оценки показали, что суммарный вклад вышеуказанных потерь в исследованном диапазоне чисел Re составляет от 10 до 16%.

При исследовании теплоотдачи в витой овальной трубе важное значение имеет определение показателя степени при температурном факторе T_c/T_{II} . Использовать известный показатель степени при температурном факторе для гладкой трубы можно только в первом приближении, так как под действием центробежных сил в витой трубе имеется дополнительная генерация турбулентности.

В исследованном диапазоне параметра $T_c/T_{\text{II}}=1,08\ldots 1,9$ зависимость показателя степени n при температурном факторе T_c/T_{II} от относительной длины x/d_3 для шага закрутки $s/d=12,2$ описывается формулой

$$n = - \left(0,22 + 0,0023 \frac{x}{d_3} \right) \left[1 - \exp \left(- 0,12 \frac{x}{d_3} \right) \right]. \quad (6.8)$$

Для участка стабилизированного теплообмена эта зависимость упрощается:

$$n = - \left(0,22 + 0,0023 \frac{x}{d_3} \right). \quad (6.9)$$

Для шага закрутки $s/d=6,2$ показатель степени n при T_c/T_{II} возрастает по длине до $x/d_3 \approx 30$, а потом принимает стабилизированное значение $-0,17$. Сильный разброс опытных данных до $x/d_3 \approx 20$ и характер зависимости показателя n для трубы с $s/d=6,2$ можно объяснить появлением срывов потока с винтовой поверхности трубы. Положительные значения n получены также в канале с препятствием для областей течения в зоне отрыва за препятствием [10]. В исследованном диапазоне температурного фактора $\psi = T_c/T_{\text{II}}$ зависимость показателя степени n от относительной длины при

Рис. 6.3. Теплоотдача в витой овальной трубе с $s/d=12,2$ при разных относительных длинах x/d_0 . Кружки — на закругленной части овала, треугольники — на плоской поверхности

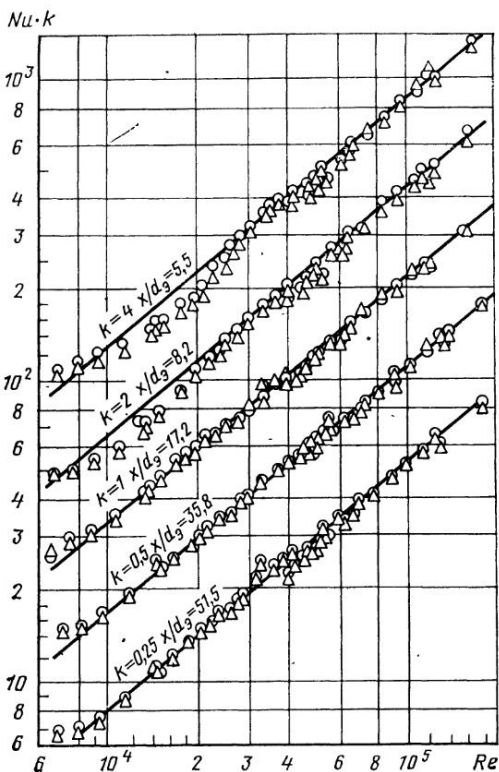
$x/d_0 > 30$ в диапазоне относительных шагов $s/d = 6,2 \dots 12,2$ описывается зависимостью

$$n = -0,17 - 0,27 \cdot 10^{-5} \times \left(\frac{x}{d_3}\right)^{1,37} \left[\left(\frac{s}{d_3}\right)^{2,1} - 109,6\right]. \quad (6.10)$$

Из изложенного видно, что влияние температурного фактора в витых трубах существенно отличается от влияния этого фактора в круглых трубах. В области стабилизированного турбулентного течения при $T_c/T_n = 1,5$ для витой трубы с $s/d = 6,2$ использование показателя при температурном факторе, характерном для круглой трубы, дает заниженные результаты по теплоотдаче на 12%.

Результаты исследования местной теплоотдачи представлены на рис. 6.2 и 6.3. Наблюдается некоторая разница по теплоотдаче на закругленной части овала и плоской поверхности. Разница объясняется действием центробежных сил в потоке, возникающих из-за закрутки потока при течении в овальной витой трубе. Температура стенки на плоской части овальной трубы на несколько градусов ($2 \dots 4^\circ\text{C}$) выше, чем температура на закругленной поверхности при среднем температурном напоре $\approx 45^\circ\text{C}$. Как видно из рис. 6.3, стабилизированный теплообмен в исследованном интервале Re наступает при относительной длине $x/d_0 \geq 17$. При меньших относительных длинах $x/d_0 = 5,3$ и $8,2$ стабилизированный теплообмен наступает при $Re = 3 \cdot 10^4$ и $2 \cdot 10^4$ соответственно. Аналогичная картина наблюдается и для шага закрутки $s/d = 6,2$.

В общем случае длины гидродинамической и тепловой стабилизации могут быть различны и зависеть от характеристик турбулентного потока и от числа Pr . Для случая течения газов ($Pr \approx 1$), по данным различных авторов, известно, что длины гидродинами-



ческого и теплового начальных участков приблизительно одинаковы.

В прямых круглых трубах длина участка гидродинамической стабилизации при турбулентном режиме составляет 20 ... 40 диаметров. Наложение массовых центробежных сил на силы вязкости в потоке способствует перестройке профиля осевых скоростей на значительно меньшей длине, уменьшая тем самым длину участка гидродинамической стабилизации. В работе [56] было показано, что в криволинейном прямоугольном канале трансформация профиля скорости до устойчивой формы наблюдается на длине 6,5 эквивалентных диаметров от начала изгиба. Для уменьшения длины участка гидродинамической стабилизации в этом случае имеется несколько причин. Одна из них связана с возмущениями, создаваемыми криволинейностью канала, которые передаются вверх по потоку [56]. При этом формирование структуры потока начинается уже в прямой части канала. Другая причина связана с появлением вторичных течений и генерацией радиальной составляющей пульсационной скорости около вогнутой стенки, что способствует интенсификации обменных процессов.

Результаты исследования местной теплоотдачи внутри витой овальной трубы в виде $Nu/\psi^n = f(Re)$ представлены на рис. 6.2. Видно, что показатель степени при Re равен 0,8 как для круглой трубы, так и для других интенсифицирующих теплообмен устройств, например, для труб со вставками из закрученной ленты. Исключение составляют спирально-волнистые трубы, где показатель степени при Re несколько превышает это значение [28].

В случае стабилизированного теплообмена данные по местной теплоотдаче по длине витой трубы хорошо аппроксимируются выражениями:

для $s/d = 12,2$

$$Nu = 0,025 Re^{0,8} Pr^{0,4} \psi^{-(0,22 + 0,0023x/d)}; \quad (6.11)$$

для $s/d = 6,2$

$$Nu = 0,0294 Re^{0,8} Pr^{0,4} \psi^{-0,17}. \quad (6.12)$$

На рис. 6.4 представлены результаты по исследованию теплоотдачи в витых трубах, обобщенные с помощью зависимости, предложенной в работе [56] для труб с ленточным завихрителем:

$$k \left(\frac{d}{D} \right)^m = f \left[Re \left(\frac{d}{D} \right)^2 \right],$$

где $k = \frac{Nu}{Pr^{0,4} (T_c/T_n)^n}$.

При учете неизотермичности течения для воздуха в виде симплекса $(T_c/T_n)^n$ используется формула (6.10) для показателя n . Число Nu определено по эквивалентному диаметру. Удовлетворительная корреляция опытных данных получается при $m = 1,36$. Re

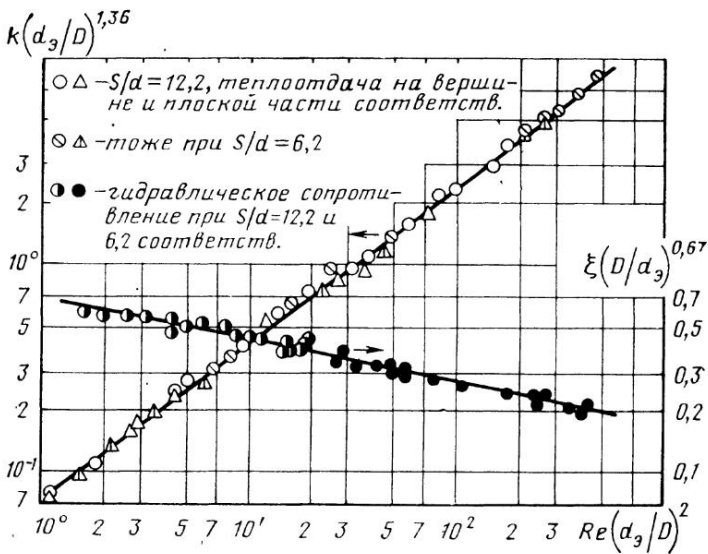


Рис. 6.4. Обобщенные данные по гидравлическому сопротивлению и теплоотдаче внутри витых труб

зультаты, полученные на воздухе с точностью до 10%, описываются формулой

$$k \left(\frac{d_3}{D} \right)^{1,36} = 0,072 \left(\text{Re} \left(\frac{d_3}{D} \right)^2 \right)^{0,76} \quad (6.13)$$

или
$$\text{Nu} = 0,072 \text{Re}^{0,76} \text{Pr}^{0,4} (T_c/T_n)^n (d_3/D)^{0,16}. \quad (6.14)$$

Формулы по гидравлическому сопротивлению (6.7) и теплоотдаче (6.14) обобщают опытные данные при $s/d = 6,2 \dots 12,2$, $\text{Re} \times (d_3/D)^2 = 1,5 \dots 500$ и чисел $\text{Re} = 7 \cdot 10^3 \dots 2 \cdot 10^5$.

Для сравнения на рис. 6.2 нанесена зависимость для круглой трубы

$$\text{Nu} = 0,021 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \psi^{-0,55}. \quad (6.15)$$

Видно, что полученные данные по местной теплоотдаче для овальной витой трубы лежат выше данных для круглой трубы и превышают их в 1,2 раза для $s/d = 12,2$ и 1,4 раза — для $s/d = 6,2$. В работе [40] теплоотдача в интервале параметров $s/d = 6,2 \dots 16,69$, $\text{Re} = 6 \cdot 10^3 \dots 10^5$, $T_c/T_n = 1 \dots 1,55$ обобщена зависимостью

$$\text{Nu} = 0,019 \left[1 + 0,547 \left(\frac{s}{d} \right)^{-0,83} \right] \text{Re}^{0,8}. \quad (6.16)$$

Расчет числа Nu по зависимости (6.16) для шага закрутки $s/d = 12,2$ дает заниженные на 9,6% данные по сравнению с зависимостью (6.13), а для $s/d = 6,2$ это занижение расчетных данных составляет 20,3%. Это расхождение может быть обусловлено тем, что при

обработке опытных данных в работе [40] температурный фактор учитывался так, как принято для круглой трубы. Это подтверждается и тем, что при меньших относительных шагах закрутки отмеченное расхождение в коэффициенте теплоотдачи с работой [40] больше.

Попытка учесть действие центробежных сил на теплообмен в витой овальной трубе была предпринята в работе [13] при помощи комплекса Gr/Re^2 . В работе [13] показано, что комплекс Gr/Re^2 после преобразования можно привести к параметру $(T_c/T_{\Pi}-1)$, при помощи которого и предлагается учесть влияние центробежных сил. При этом эксперименты, проведенные в интервале параметров $Re = 2 \cdot 10^4 \dots 2 \cdot 10^5$, $T_c/T_{\Pi} = 1 \dots 1,6$, $s/d = 6,5$, обобщались зависимостью, кото-

$$Nu = 0,0182 Re^{0,8} \left(\frac{T_c}{T_{\Pi}}\right)^{-0,55} \exp\left[1,95\left(\frac{T_c}{T_{\Pi}} - 1\right)^2\right]; \quad (6.17)$$

рая отличается от формулы (6.15) множителем $\exp\left[1,95\left(\frac{T_c}{T_{\Pi}} - 1\right)\right]$. Хорошее согласие расчетов по формулам (6.13) и (6.17) наблюдается только при $T_c/T_{\Pi} \approx 1,5$, при меньших значениях T_c/T_{Π} расхождение значительное. Зависимость (6.17) по своей структуре более подходит для температурно-стратифицированных сред. Отношение температур T_c/T_{Π} имеет влияние на обменные процессы в поле центробежных сил, однако не решающее, так как действие центробежных сил проявляется и в изотермических течениях.

6.3. Теплообмен в кольцевом канале с внутренней витой трубой

Экспериментальному исследованию местной теплоотдачи витой овальной трубы, установленной в центре круглой трубы, посвящены работы М. А. Нямыры и Ю. В. Вилемаса [7, 37]. Исследования проводились для пяти значений относительного шага закрутки $s/d = 6,16, 8,26, 11,8, 24,4, 49,0$ при почти постоянном описывающем диаметре овала, равном $d \approx 12,2$ мм. Исследуемые витые трубы устанавливались в круглую трубу с внутренним диаметром $D = 28$ мм, и в этом случае эквивалентный диаметр, используемый как определяющий размер, был почти постоянным и равным $d_s \approx 18,4$ мм. Схема и подробное описание экспериментальной установки приведены в работе [7].

Для измерения температуры поверхности и определения падения напряжения к внутренней поверхности овальной витой трубы в пяти сечениях устанавливались по две термодпары: одна — на плоской части, другая — на закругленной.

При обобщении и сопоставлении опытных данных как число Nu , так и T_c/T_{Π} усреднялись по периметру. Отмечается, что в области максимальных Re теплоотдача на закругленной части овала была на 13...18% выше, чем на плоской, а в области минимальных — на 4...6%.

Эксперименты проводились в диапазоне числа $Re = 5 \cdot 10^3 \dots 4 \cdot 10^5$, температурный фактор T_c/T_{Π} достигал 3.

s/d	6,16	8,26	11,8	24,4	49,0
$Re < 4 \cdot 10^4$	0,124	0,0797	0,0474	0,027	0,0223
$Re > 4 \cdot 10^4$	0,0188	0,0175	0,0166	0,0193	0,0221

Как показывают опытные данные по теплоотдаче, на участке стабилизированного теплообмена результаты по теплоотдаче для витых труб с относительным шагом закрутки $s/d = 24,4, 49,0$ согласуются с теплоотдачей круглого стержня, т. е. такая закрутка не влияет на среднюю теплоотдачу по периметру. Другую картину имеем для относительных шагов закрутки $s/d = 6,16, 8,26, 11,8$. В исследованном диапазоне чисел Re теплоотдача выше круглого стержня и делится на две зоны: $Re < 4 \cdot 10^4$ и $Re > 4 \cdot 10^4$ с разными показателями степени m при Re . На показатель степени влияет шаг закрутки витой трубы. Это влияние хорошо выражается следующими зависимостями:

при $Re < 4 \cdot 10^4$

$$m = 0,8 \left[1 - 0,35 \exp \left(-0,105 \frac{s}{d} \right) \right]; \quad (6.18)$$

при $Re > 4 \cdot 10^4$

$$m = 0,8 \left[1 + 0,06 \exp \left(-0,074 \frac{s}{d} \right) \right]. \quad (6.19)$$

С увеличением относительного шага закрутки витой овальной трубы показатель степени m при числе Re стремится к 0,8.

Учет влияния переменности физических свойств осуществляется при помощи параметра T_c/T_n . Зависимость показателя при температурном факторе n от относительной длины x/d_3 для трубы, кольцевых каналов и в кольцевом канале с внутренней витой трубой качественно одинаков.

В диапазоне $x/d_3 > 20$ экспериментальные данные для овальных витых труб описываются зависимостью

$$n = - \left[0,26 (1 - 0,8 e^{-0,08s/d}) + 0,0014 \frac{x}{d_3} \right]. \quad (6.20)$$

Результаты опытов по местной теплоотдаче аппроксимируются зависимостью

$$Nu = C Re^m Pr^{0,4} \left(\frac{T_c}{T_n} \right)^n. \quad (6.21)$$

Указывается, что если для цилиндрического стержня стабилизированный теплообмен наступает при $x/d_3 = 30 \dots 35$, то для овальной витой трубы при $10 \dots 35$. Для стабилизированного теплообмена получены следующие значения константы C (табл. 6.1):

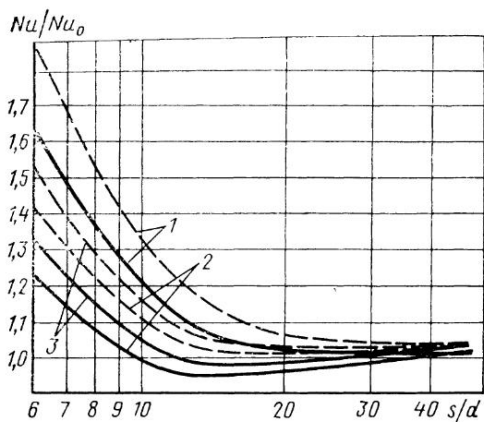


Рис. 6.5. Влияние шага закрутки овальной трубы на теплоотдачу по сравнению с кольцевым каналом:

$T_c/T_n=1$; --- $T_c/T_n=3$; 1-3 — при $Re=5 \cdot 10^3$; $4 \cdot 10^4$; $4 \cdot 10^5$ соответственно

Изменение теплоотдачи в зависимости от шага, по сравнению с соответствующим кольцевым каналом, представлено на рис. 6.5, из которого следует, что влияние шага закрутки на теплоотдачу имеет сложный характер. Интенсификация теплоотдачи наблюдается во всех случаях при $s/d < 10$. Эффективность закрутки при больших температурных напорах проявляется значительно. Так, по сравнению с кольцевым каналом при $R=10^5$ и $T_c/T_n=1$ закрутка потока витой трубой с $s/d=6$ увеличивает теплоотдачу на 63%, а при $T_c/T_n=3$ — на 87%.

Глава 7

ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ТЕПЛОБМЕН ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ ПОТОКОМ ПЛТНОУПАКОВАННОГО ПУЧКА ВИТЫХ ТРУБ

Теплообменные аппараты с поперечным обтеканием круглых труб широко используются в различных отраслях промышленности. Это связано с тем, что они, как правило, более эффективны, чем аппараты с продольным обтеканием при малых числах Рейнольдса. Для интенсификации теплообмена в таких аппаратах используются трубы с различного рода ребрами, навивкой и т. п. [53]. При создании теплообменников приходится учитывать наряду с эффективностью теплообмена и характеристики прочности пучка, технологию изготовления таких труб и их сборку, возможность засорения при эксплуатации теплообменников и другие факторы. Важной задачей является устранение вибрации труб поперечно обтекаемых пучков. Снизить вибрацию труб можно путем уменьшения расстояния между опорами, увеличивая число промежуточных решеток, но это приводит к перерасходу металла и увеличивает массу конструкции.

Картина обтекания поперечным потоком тел с разнообразным профилем сечения довольно сложная. При поперечном обтекании цилиндра возникает отрыв пограничного слоя и происходит образование вихрей в следе за ним, что обуславливает повышенную

турбулентность потока при обтекании труб в пучке. При этом процесс обтекания зависит от числа Рейнольдса. Поперечное обтекание витой трубы овального профиля имеет особенность, выражающуюся в появлении поперечной составляющей скорости вдоль оси трубы. Для оценки характера течения для сечения витой трубы, когда малая и большая оси овала параллельны потоку, можно в первом приближении использовать данные по поперечному обтеканию эллиптических цилиндров в таких же положениях при соответствующем отношении осей. В работе [19] было показано, что обтекание эллиптического цилиндра вдоль малой оси имеет некоторую аналогию с поперечно обтекаемой пластиной. Поперечное обтекание витой трубы в пучке существенно отличается от обтекания одиночных труб, поскольку на характер течения оказывают влияние соседние трубы. При этом течение в пучке витых труб зависит от их взаимного расположения и шагов закрутки овального профиля.

Применение витых труб овального профиля в теплообменных аппаратах с продольным обтеканием пучка труб, как будет показано в гл. 8, позволяет в 1,5...2 раза уменьшить объем этих аппаратов по сравнению с круглыми трубами. Такой эффект был достигнут за счет интенсификации теплообмена одновременно внутри труб и в межтрубном пространстве теплообменника. Можно ожидать, что замена круглых труб в теплообменных аппаратах с поперечным обтеканием межтрубного пространства на витые трубы овального профиля также приведет к интенсификации теплообмена и к уменьшению объема теплообменника. При этом, по всей вероятности, уменьшится и неравномерность распределения коэффициента теплоотдачи по периметру труб.

В теплообменнике с поперечным обтеканием пучков витых труб овального профиля можно осуществить различные варианты взаимного размещения труб. В данной главе рассматриваются экспериментальные результаты по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению плотноупакованных шахматных пучков с поперечным и продольными шагами $a \times b = 12,3 \times 10,6$ мм. Исследовались два варианта размещения витых труб относительно друг друга в ряду с относительными шагами закрутки $s/d = 6,1$ и $12,2$. В случае первого варианта ширина проходного канала в одном ряду периодически изменяется вдоль труб от нуля до максимального значения, равного разности максимального и минимального размера овала. При этом соседние трубы имеют касание между собой в каждом

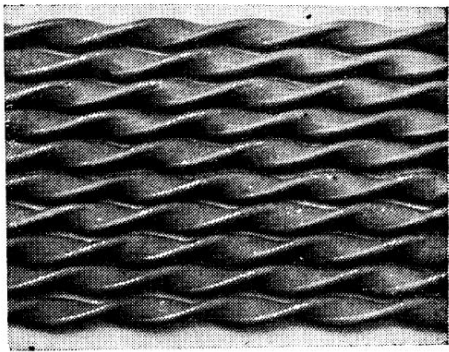


Рис. 7.1. Расположение витых труб овального профиля для пучка с $s/d = 12,2$ в ряду с постоянной шириной проходного канала между трубами

ряду и с трубами соседних рядов. В любом сечении по потоку трубы имеют одинаковую ориентацию. В случае второго варианта трубы устанавливаются в каждом поперечном ряду с зазорами, образующими по длине труб пучка щелевые каналы с шириной, примерно равной половине разности между максимальным и минимальным размерами овала, причем трубы имеют касания только с трубами соседних рядов (рис. 7.1).

7.1. Методика экспериментов и обработка результатов измерений

Исследование теплоотдачи и гидравлического сопротивления при поперечном обтекании воздухом шахматных пучков из овальных витых труб проводилось в замкнутом аэродинамическом контуре [21]. В прямоугольном канале устанавливался пучок труб с числом рядов 10×10 с вытеснителями [50]. Эксперименты по теплоотдаче проводились в стационарных условиях при $q_c = \text{const}$ и $T_c > T_n$. Применялся метод локального моделирования — обогревалась одна (центральная) труба VI ряда. Нагрев трубы осуществлялся пропусканием постоянного электрического тока по ее стенке, электроизолированной от окружающих труб в точках касания.

Тепловыделение и температура поверхности трубы измерялись на длине одного шага закрутки. Температура внутренней поверхности измерялась передвижным зондом с 4 хромель-алюмелевыми термопарами (на вершинах малых и больших осей овала) через каждые $1/15$ шага закрутки трубы. За среднюю температуру поверхности принималась среднеарифметическая всех показаний термопар. При этом при определении температуры наружной поверхности труб учитывался перепад температуры в стенке.

Средний коэффициент теплоотдачи определялся по формуле

$$\alpha = \frac{q_c - q_p}{T_c - T_n}, \quad (7.1)$$

где T_n — температура потока перед пучком; q_p — радиационный тепловой поток.

Гидравлическое сопротивление определялось по измеренному перепаду давления на всем пучке. Эксперименты проводились в интервале изменения чисел $Re = 10^3 \dots 3 \cdot 10^4$ и при температурном факторе $T_c/T_n = 1,1 \dots 1,5$ на стационарном режиме. При обработке результатов эксперимента скорость и размер принимались по методике, изложенной в работе [26], учитывая пористость пучка — m . Определяющая скорость рассчитывалась по формуле

$$u = \frac{u_0}{m}; \quad (7.2)$$

$$m = 1 - \frac{NV_{\text{тр}}}{V}, \quad (7.3)$$

где u_0 — скорость перед пучком; N — число труб в пучке.

В качестве определяющего размера использовался размер

$$d_p = 4 \frac{m}{1-m} \frac{V_{\text{тр}}}{F_{\text{тр}}} \frac{\Pi_{\text{тр}}}{2S_2}, \quad (7.4)$$

где $V_{\text{тр}}$ — объем трубы; $F_{\text{тр}}$ — площадь поверхности трубы; $\Pi_{\text{тр}}$ — периметр трубы; S_2 — продольный шаг трубной решетки.

Подставляя в (7.4) величины $V_{\text{тр}} = f_{\text{тр}} l$, $F_{\text{тр}} = \Pi_{\text{тр}} l$, где $f_{\text{тр}}$ — площадь поперечного сечения трубы, определяемая при помощи гидростатического взвешивания; l — длина трубы, получим

$$d_p = 2 \frac{m}{1-m} \frac{f_{\text{тр}}}{S_2}. \quad (7.5)$$

Обработка опытных данных проводилась в критериальной форме ($Re = \rho u d_p / \mu$, $Nu = \alpha d_p / \lambda$, $Eu = \Delta p / \rho u^2 z$, где z — число рядов труб. Физические свойства определялись при температуре набегающего потока воздуха и давлении перед исследуемым рядом.)

7.2. Гидравлическое сопротивление

При поперечном обтекании пучков витых труб следует ожидать зависимости гидравлического сопротивления от длины труб. Отмечено [6], что гидравлическое сопротивление поперечно обтекаемых пучков витых труб не зависит от их длины лишь в том случае, если $l/0,25s$ — целое число. В исследованных пучках это соотношение равно 10 для пучка труб с $s/d = 6,1$ и 5 — для пучка труб с $s/d = 12,2$. Для варианта размещения витых труб, когда ширина проходного канала вдоль трубок периодически изменяется, опытные данные по гидравлическому сопротивлению хорошо описываются зависимостями [50]:

для $s/d = 12,2$ при $Re = 10^3 \dots 10^4$

$$Eu = 3,86 Re^{-0,156}; \quad (7.6)$$

при $Re = 10^4 \dots 3 \cdot 10^4$

$$Eu = 1,84 Re^{-0,076}; \quad (7.7)$$

для $s/d = 6,1$ при $Re = 10^3 \dots 10^4$

$$Eu = 1,665 Re^{-0,060}; \quad (7.8)$$

при $Re = 10^4 \dots 3 \cdot 10^4$

$$Eu = 1,18 Re^{-0,021}. \quad (7.9)$$

Как видно из рис. 7.2, зависимость гидравлического сопротивления исследованных пучков труб от числа Re сильнее при $Re < 10^4$, при $Re > 10^4$ эта зависимость заметно ослабевает, а для пучка труб с $s/d = 6,1$ — близка к автоматической. Сравнение гидравлического сопротивления обоих исследованных пучков труб показывает, что зависимость сопротивления от Re слабее для пучка труб с меньшим шагом закрутки. Опытные данные для второго варианта раз-

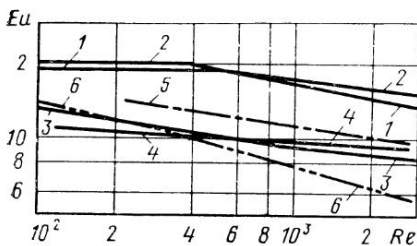


Рис. 7.2. Гидравлическое сопротивление пучков витых овальных труб:

1, 2 — для варианта с постоянной шириной канала между трубами в ряду с $s/d=12,2$ и 6,1 соответственно; 3, 4, 5 — для варианта с переменной шириной канала между трубами в ряду с $s/d=12,2$; 6,1 и 14,2; 6 — гладкотрубный пучок с $a \times b = 1,23 \times 1,06$

мещения труб (ширина проходного канала вдоль труб постоянна) по гидравлическому сопротивлению [2] хорошо описываются зависимостями:

для $s/d=12,2$ при $Re=10^3 \dots 4,7 \cdot 10^3$

$$Eu = 1,9; \quad (7.10)$$

при $Re=4,7 \cdot 10^3 \dots 3 \cdot 10^4$

$$Eu = 8,0 Re^{-0,17}; \quad (7.11)$$

для $s/d=6,1$ при $Re=10^3 \dots 3,7 \cdot 10^3$

$$Eu = 2,0; \quad (7.12)$$

при $Re=3,7 \cdot 10^3 \dots 3 \cdot 10^4$

$$Eu = 5,78 Re^{-0,13}. \quad (7.13)$$

Полученные результаты свидетельствуют о слабом влиянии относительного шага закрутки труб на число Эйлера.

Сравнивая два варианта расположения труб в пучке, видим, что данные по гидравлическому сопротивлению для пучков витых труб с постоянной шириной канала между соседними витыми трубами несколько выше, чем для пучков с переменной шириной канала. На рис. 7.2 нанесены также зависимость $Eu=f(Re)$, полученная в работе [6] для шахматного упорядоченно расположенного пучка витых труб с $s/d=14,2$ с шагами решетки $12,3 \times 12,3$ мм:

$$Eu = 4,65 Re^{-0,154}, \quad (7.14)$$

и зависимость, полученная в работе [20] для гладкотрубного пучка, для которого периметр $\pi_{\text{гл}} = \pi_{\text{вт}}$, пористость $m_{\text{гл}} \approx m_{\text{вт}}$, а относительные шаги ($a \times b = 1,23 \times 1,06$) соответствуют пучку витых труб. В отличие от данных работы [20] скорость потока определялась для гладкотрубного пучка не по минимальному сечению, а по (7.2). За определяющий размер принят наружный диаметр труб. Для такого пучка:

при $Re=10^3 \dots 4 \cdot 10^3$

$$Eu = 3,84 Re^{-0,15}; \quad (7.15)$$

при $Re=4 \cdot 10^3 \dots 3 \cdot 10^4$

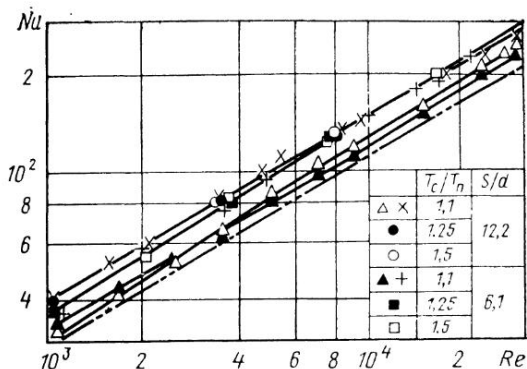
$$Eu = 11,2 Re^{-0,29}. \quad (7.16)$$

Рис. 7.3. Средняя теплоотдача пучков витых труб. Опытные данные по теплоотдаче пучков с постоянной шириной канала между трубами:

--- гладкотрубный пучок с $a \times b = 1,23 \times 1,06$

Как видно из рис. 7.2, лишь при $Re > 4 \cdot 10^3$ сопротивление гладкотрубного пучка меньше сопротивления пучков витых труб, а при $Re < 4 \cdot 10^3$ оно практически совпадает с сопротивлением пучка с $s/d = 12,2$ с переменной

шириной канала между соседними витыми трубами. Наблюдаемое расхождение с данными работы [6] объясняется тем, что в работе [6] величина $l/0,25s$ не является целым числом, а в этом случае критерий Eu зависит от длины витых труб.



7.3. Теплоотдача

Средняя теплоотдача. Результаты исследования средней теплоотдачи поперечно обтекаемого пучка витых труб с такой ориентацией, когда между ними образуются каналы переменной ширины (рис. 7.3), в исследованном диапазоне Re с $s/d = 6,1$ описываются двумя зависимостями с границей при $Re \approx 10^4$, а пучка с $s/d = 12,2$ — одной зависимостью [50], как и в случае гладкотрубных пучков: для $s/d = 6,1$ при $Re = 10^3 \dots 10^4$

$$Nu = 0,538 Re^{0,59}; \quad (7.17)$$

при $Re = 10^4 \dots 3 \cdot 10^4$

$$Nu = 0,232 Re^{0,68}; \quad (7.18)$$

для $s/d = 12,2$ при $Re = 10^3 \dots 3 \cdot 10^4$

$$Nu = 0,367 Re^{0,64}. \quad (7.19)$$

Для сопоставления результатов исследования теплоотдачи в пучках гладких круглых труб и в пучках витых труб они обрабатывались по единой методике [26]. Шаг трубной решетки гладкотрубного пучка был таким же, как и пучка витых труб, а диаметр круглой трубы равнялся диаметру заготовок витых труб, т. е. периметр витой трубы был равен периметру трубы гладкотрубного пучка. Средняя теплоотдача пучков витых труб с переменной шириной проходного канала между ними при $s/d = 6,1$ и $12,2$ в среднем на 10% больше, чем у пучка из круглых труб [20] в исследованном диапазоне Re . С увеличением Re эта разница несколько возрастает. На рис. 7.3 средний коэффициент теплоотдачи в глад-

котрубном пучке описывается зависимостью

$$Nu = 0,498 Re^{0,6}. \quad (7.20)$$

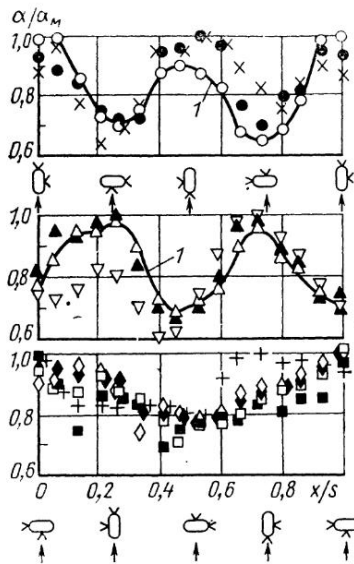
Опытные данные по средней теплоотдаче для пучков, в которых вдоль соседних витых труб [50] ряда обеспечиваются щелевые каналы постоянной ширины, описываются формулами:

$$Nu = 0,74 Re^{0,58}; \quad (7.21)$$

$$Nu = 0,51 Re^{0,62} \quad (7.22)$$

для относительных шагов закрутки $s/d = 12,2$ и $6,1$ соответственно. Видно, что теплоотдача для пучка с $s/d = 6,1$ при $Re = 10^3$ меньше, чем для пучка с $s/d = 12,2$ на 10% , при $Re = 10^4$ она практически одинакова, а при $Re = 3 \cdot 10^4$ теплоотдача пучка $s/d = 6,1$ на 10% выше, чем для пучка с $s/d = 12,2$. В среднем эти данные приблизительно на $25...33\%$ выше, чем средняя теплоотдача для пучков витых труб с переменными каналами между соседними трубами, и на $30...40\%$ выше, чем в гладкотрубном пучке. Полученные данные свидетельствуют о существенной интенсификации теплоотдачи при поперечном обтекании пучков витых труб для варианта с щелевыми каналами с постоянной шириной между трубами ряда по сравнению с гладкотрубным пучком и пучком витых труб с переменной шириной канала. Опытные данные для обоих вариантов расположения труб в ряду пучка свидетельствуют о весьма слабом влиянии шага закрутки труб на среднюю теплоотдачу при поперечном обтекании этих пучков. Влияние температурного фактора в исследованном диапазоне на коэффициент теплоотдачи не наблюдается.

Местная теплоотдача. Ввиду различных условий поперечного обтекания витых труб в пучке для рассмотренных вариантов их взаимного расположения следует ожидать различия в распределениях коэффициента теплоотдачи по длине и периметру труб. Результаты исследования распределения локального коэффициента теплоотдачи по периметру и по длине витой трубы в пучках представлены на рис. 7.4 и 7.5. На рис. 7.4 приведены распределения относительного коэффициента теплоотдачи по образующим витой трубы, проходящим через середину боковой стороны овала и через вершину овала. Там же показаны положения профиля трубы и размещение термомпар относительно набегающего потока для 5 характерных сечений трубы на длине одного шага s . Из рисунка видно, что теплоотдача как по длине боковой образующей, так и по вершине овальной витой трубы является неравномерной, причем степень этой неравномерности практически не зависит от числа Re для рассмотренных вариантов расположения труб пучка и шагов закрутки витых труб. Распределение локального коэффициента теплоотдачи сильно зависит от взаимного положения витых труб в пучке (см. рис. 7.4). При постоянной ширине канала между трубами наблюдается только один минимум величины α на длине s . При переменной ширине канала между трубами наблюдаются два минимума величины α на длине s , что обусловлено ухудшением



Ширина канала	Переменная					Постоянная			
	12,2		6,1			12,2		6,1	
S/d	○	● ×	△	▲	▽	□	■	◇	◆
Re	1606	21321	6770	26916	2180	28940	1109	16633	
T _c /T _n	1,15	1,119	1,082	1,076	1,12	1,08	1,12	1,07	
	Бок		Вершина	Бок	Вершина	Бок		Бок	Вершина

Рис. 7.4. Распределение относительного коэффициента теплоотдачи по образующим витой овальной трубы:

1 — линии, отражающие характер изменения коэффициента теплоотдачи

условий обтекания исследуемой трубы в пучке в этом случае из-за перекрытия части проходного сечения потока впереди стоящими рядами труб. Для варианта пучка с переменной шириной канала между трубами неравномер-

ность теплоотдачи на длине s не зависит от шага закрутки труб s/d и достигает $\approx 45\%$, а для варианта пучка с постоянной шириной канала между трубами неравномерность теплоотдачи меньше и зависит от величины s/d . С уменьшением Re степень неравномерности коэффициента теплоотдачи уменьшается и составляет для $s/d = 12,2 - 30 \dots 35\%$, для $s/d = 6,1 - 20 \dots 25\%$.

Опытные данные по локальному коэффициенту теплоотдачи для образующей витой трубы, проходящей по вершине овального профиля, позволяет также сделать вывод о том, что в точках касания труб между собой уменьшение теплоотдачи незначительно, причем теплоотдача в них выше теплоотдачи в кормовой точке боковой стороны профиля. Кормовая часть вершины профиля трубы обтекается лучше боковой стороны, что приводит к более высокому коэффициенту теплоотдачи в этой точке. В передней критической точке вершины профиля витой трубы наблюдается наибольший коэффициент теплоотдачи.

Изменение максимальной неравномерности коэффициента теплоотдачи по периметру, т. е. абсолютной величины разности между коэффициентами в поперечном сечении витой трубы для вершины и боковой стороны овального профиля $|\Delta\alpha|$, отнесенной к максимальной теплоотдаче на боковой поверхности $\alpha_{м.б.}$, представлено на рис. 7.5. Из рисунка видно, что для варианта пучка с переменной шириной канала между трубами неравномерность по периметру не зависит от шага закрутки и составляет около 25% , а для варианта пучка с постоянной шириной проходного канала для шага закрутки $s/d = 12,2$ составляет 23% , и для $s/d = 6,1$ уменьшается до 15% .

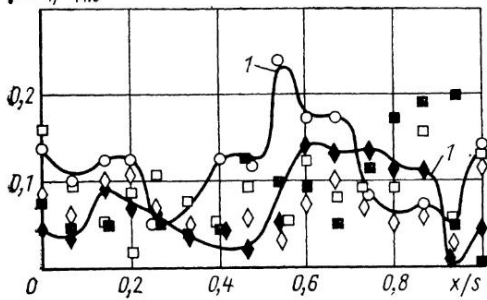
$|\Delta\alpha|/\alpha_{м.б}$


Рис. 7.5. Распределение по длине трубы относительной максимальной неравномерности коэффициента теплоотдачи в сечении витой трубы. Обозначения те же, что и на рис. 7.4

Таким образом, неравномерность величины α по периметру витой трубы в 2—3 раза меньше, чем неравномерность величины для гладкотрубного пучка с шахматным расположением труб $a \times b = 1,25 \times 1,25$ [19, 42], где

неравномерность теплоотдачи по периметру круглой трубы составляет примерно 45%.

7.4. Показатели эффективности

Энергетическая эффективность пучков витых труб и гладкотрубного пучка с периметром трубы, равным периметру витой трубы, и относительным шагом $a \times b = 1,23 \times 1,06$ рассчитывалась по формуле

$$E = \frac{\alpha}{N}, \quad (7.23)$$

где N — мощность, затрачиваемая на прокачку теплоносителя, отнесенная к единице поверхности теплообмена. При таком подборе гладкотрубного пучка все пучки имеют приблизительно равные поверхности теплообмена в единице объема.

Энергетическая эффективность пучка витых труб с переменной шириной канала между трубами в основном ниже гладкотрубного пучка [50]. Для пучка с шагом закрутки $s/d = 6,1$ лишь при $N < 1$ Вт/м² энергетическая эффективность незначительно выше гладкотрубного пучка, а для пучка $s/d = 12,2$ в исследованном диапазоне чисел Re энергетическая эффективность по сравнению с гладкотрубным пучком в среднем ниже на $\approx 11\%$. Разница увеличивается с ростом Re . При $Re < 10^4$ энергетически более эффективными являются пучки сильно закрученных труб, а при $Re > 10^4$ — пучки труб с большим шагом закрутки. Для пучков витых труб с постоянной шириной канала между трубами в начале исследованного интервала Re энергетическая эффективность пучка с $s/d = 6,1$ (при $N = 0,5$ Вт/м²) превышает гладкотрубный на 4%, а пучок с $s/d = 12,2$ — на 11%. Энергетическая эффективность пучка с $s/d = 6,1$ такая же, как гладкотрубного при $N \approx 32$ Вт/м² ($Re \approx 3,7 \cdot 10^3$), а пучка с $s/d = 12,2$ — при $N \approx 80$ Вт/м² ($Re \approx 5,2 \cdot 10^3$). При больших N эффективность гладкотрубного пучка выше. Так, при $N = 10^4$ Вт/м² эффективность гладкотрубного пучка выше, чем пучка с $s/d = 6,1$ на 4%, а с $s/d = 12,2$ — на 9%. При $N < 80$ Вт/м² ($\approx Re < 5,2 \cdot 10^3$) наиболее эффективными являются пучки с постоянной шириной канала между трубами и $s/d = 12,2$.

ИНЖЕНЕРНАЯ МЕТОДИКА ТЕПЛООВОГО И ГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ, СОСТОЯЩИХ ИЗ ПЛОТНОУПАКОВАННЫХ ВИТЫХ ТРУБ

Представленные в гл. 5...7 расчетные зависимости для теплообмена и гидравлического сопротивления продольно обтекаемых плотноупакованных пучков витых труб, поперечно обтекаемых пучков витых труб и при течении теплоносителей внутри витых труб позволяют обычными методами произвести теплогидравлический расчет теплообменных аппаратов, собранных из витых труб. Однако такому расчету должен предшествовать правильный выбор оптимального шага закрутки витых труб. Поэтому в данной главе предлагается методика оценки эффективности интенсификации теплообмена в теплообменниках с витыми трубами.

Обычно в инженерной практике при конструировании теплообменного аппарата производится сначала тепловой расчет, на основе его определяются габариты аппарата, а затем уже проводится гидравлический расчет. Если же гидравлические потери аппарата не удовлетворяют исходным данным, то проводят расчет последующих вариантов, задаваясь различными значениями скорости потока. Несмотря на применение ЭВМ при расчетах, такая методика является трудоемкой и осложняет оптимизацию параметров аппарата. Поэтому в настоящей главе предлагается методика расчета теплообменных аппаратов, позволяющая сразу определить габариты аппарата при заданных значениях его тепловой мощности и гидравлических сопротивлениях по горячей и холодной сторонам теплообменника.

8.1. Метод оценки эффективности интенсификации теплообмена в теплообменных аппаратах с продольно омываемыми пучками труб

При проектировании и создании эффективных теплообменных аппаратов в настоящее время широко применяются различные методы интенсификации теплообмена, что позволяет уменьшить габаритные размеры и массу теплообменного аппарата, либо увеличить его тепловую мощность, либо решить другие важные в конкретном приложении задачи.

Для выбора конкретного метода интенсификации теплообмена и выбора оптимальных параметров аппаратов с интенсификацией теплообмена необходимы достаточно простые методики сравнения эффективности теплообменников. Такой метод предложен в [26] для трубчатых теплообменных аппаратов, работающих как в области развитого турбулентного течения, так и для произвольного режима течения. Однако в обоих случаях предполагалось, что сравниваемые теплообменные каналы имеют одинаковые эквивалентные диаметры.

В ряде случаев, например, для витых труб, сравниваемые каналы имеют различные эквивалентные диаметры. Ниже приводится методика сравнения эффективности теплообменных каналов с различными эквивалентными диаметрами.

Обычно оценка эффективности интенсификации теплообмена может проводиться по трем критериям.

1. Сравнение поверхностей теплообмена или объемов двух теплообменных аппаратов — одного с гладкими поверхностями и другого с приспособлениями для интенсификации теплообмена. При этом оба сравниваемые теплообменника имеют одинаковую тепловую мощность, расходы теплоносителя и потери давления на их прокачку, т. е. характеризуются одинаковыми мощностями на прокачку.

2. Сравнение тепловых мощностей теплообменников при одинаковых объемах, расходах теплоносителей и потерях давления на их прокачку, т. е. при одинаковых мощностях на прокачку.

3. Сравнение потерь давления на прокачку теплоносителя (или мощностей на прокачку) при одинаковых объемах, тепловой мощности и расходах теплоносителей.

При сравнении предполагается, что сравниваемые каналы имеют одинаковые периметры, т. е.

$$\Pi = \Pi_{\text{гл}} \quad (8.1)$$

Индекс «гл» относится к гладкому каналу.

Получим вначале критерий для сравнения поверхностей теплообмена или объемов теплообменных аппаратов при одинаковых тепловой мощности, расходах теплоносителя в трубах и гидравлическом сопротивлении, т. е.

$$Q = Q_{\text{гл}}; \quad (8.2)$$

$$G = G_{\text{гл}}; \quad (8.3)$$

$$\Delta p = \Delta p_{\text{гл}} \quad (8.4)$$

Считаем, что термическое сопротивление по одной стороне мало. Так как $Q = \alpha \Delta T \Pi l N$ и $Q_{\text{гл}} = \alpha_{\text{гл}} \Delta T_{\text{гл}} \Pi_{\text{гл}} l_{\text{гл}} N_{\text{гл}}$, где α — коэффициент теплоотдачи; ΔT — температурный напор; l — длина труб; N — число труб в теплообменнике, температурные напоры для обоих теплообменников одинаковы ($\Delta T = \Delta T_{\text{гл}}$), то согласно (8.2)

$$\frac{\alpha l N}{\alpha_{\text{гл}} l_{\text{гл}} N_{\text{гл}}} = 1. \quad (8.5)$$

Так как потери давления на трение

$$\Delta p = \xi \frac{l}{d_{\text{э}}} \frac{\rho u^2}{2} \quad \text{и} \quad \Delta p_{\text{гл}} = \xi_{\text{гл}} \frac{l_{\text{гл}}}{d_{\text{э, гл}}} \frac{\rho_{\text{гл}} u_{\text{гл}}^2}{2},$$

где u — средняя скорость в трубах; ρ — плотность; ξ — коэффициент гидравлического сопротивления; $\rho = \rho_{\text{гл}}$, то согласно (8.4)

$$\frac{\xi}{\xi_{\text{гл}}} \frac{l}{l_{\text{гл}}} \frac{d_{\text{э, гл}}}{d_{\text{э}}} \frac{u^2}{u_{\text{гл}}^2} = 1. \quad (8.6)$$

Из выражения (8.3) следует, что числа Рейнольдса для рассматриваемых каналов относятся как

$$\frac{Re}{Re_{г\lambda}} = \frac{ud_{\text{э}}}{u_{г\lambda}d_{\text{э},г\lambda}} = \frac{f_{г\lambda}N_{г\lambda}d_{\text{э}}}{fNd_{\text{э},г\lambda}} = \frac{N_{г\lambda}}{N} \quad (8.7)$$

(здесь f — площадь проходного сечения канала).

Для гладких каналов $Nu_{г\lambda} = C_1 Re^n$ и $\xi_{г\lambda} = C_2 Re^m$. Для каналов с интенсификацией теплообмена увеличение теплоотдачи учитывается отношениями $Nu/Nu_{г\lambda}$ и $\xi/\xi_{г\lambda}$, которые для заданной геометрии каналов зависят от числа Re . Поэтому

$$Nu = \left(\frac{Nu}{Nu_{г\lambda}} \right)_{Re} C_1 Re^n; \quad \xi = \left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re} C_2 Re^m;$$

$$\frac{\alpha}{\alpha_{г\lambda}} = \left(\frac{Nu}{Nu_{г\lambda}} \right)_{Re} \left(\frac{Re}{Re_{г\lambda}} \right)^n \frac{d_{\text{э},г\lambda}}{d_{\text{э}}}; \quad (8.8)$$

$$\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} = \left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re} \left(\frac{Re}{Re_{г\lambda}} \right)^m, \quad (8.9)$$

где индекс « Re » обозначает, что отношения $Nu/Nu_{г\lambda}$ и $\xi/\xi_{г\lambda}$ взяты при одинаковых числах Рейнольдса в гладком канале и канале с интенсификацией теплообмена, равных в рассматриваемом случае числу Рейнольдса в канале с интенсификацией.

Из выражений (8.5) и (8.9) можно получить отношение числа труб и длин для сравниваемых теплообменников

$$\frac{N}{N_{г\lambda}} = \frac{\left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re}^{\frac{1}{3-n+m}}}{\left(\frac{Nu}{Nu_{г\lambda}} \right)_{Re}^{\frac{1}{3-n+m}} \left(\frac{d_{\text{э}}}{d_{\text{э},г\lambda}} \right)^{\frac{2}{3-n+m}}}; \quad (8.10)$$

$$\frac{l}{l_{г\lambda}} = \frac{\left(\frac{d_{\text{э}}}{d_{\text{э},г\lambda}} \right)^{\frac{5-3n+m}{3-n+m}}}{\left(\frac{Nu}{Nu_{г\lambda}} \right)_{Re}^{\frac{2+m}{3-n+m}} \left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re}^{\frac{1-n}{3-n+m}}}. \quad (8.11)$$

Если сравниваемые трубы размещены в пучке с одинаковым шагом, то отношения площадей поперечных сечений теплообменников

$$\frac{F}{F_{г\lambda}} = \frac{N}{N_{г\lambda}} = \frac{\left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re}^{\frac{1}{3-n+m}}}{\left(\frac{Nu}{Nu_{г\lambda}} \right)_{Re}^{\frac{1}{3-n+m}} \left(\frac{d_{\text{э}}}{d_{\text{э},г\lambda}} \right)^{\frac{2}{3-n+m}}}. \quad (8.12)$$

Отношение объемов теплообменных аппаратов

$$K_V = \frac{V}{V_{г\lambda}} = \frac{Fl}{F_{г\lambda}l_{г\lambda}} = \frac{\left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re}^{\frac{n}{3-n+m}} \left(\frac{d_{\text{э}}}{d_{\text{э},г\lambda}} \right)^{\frac{3-3n+m}{3-n+m}}}{\left(\frac{Nu}{Nu_{г\lambda}} \right)_{Re}^{\frac{3+m}{3-n+m}}}. \quad (8.13)$$

При турбулентном режиме течения $n=0,8$ и $m=-0,2$, тогда

$$K_V = \frac{\left(\frac{\xi}{\xi_{гЛ}}\right)_{Re}^{0,4} \left(\frac{d_э}{d_{э,гЛ}}\right)^{0,2}}{\left(\text{Nu}/\text{Nu}_{гЛ}\right)_{Re}^{1,4}} \quad (8.14)$$

Сравнение тепловой мощности теплообменников проводится при одинаковых расходах теплоносителя, потерях давления и объемах аппаратов. Так как сравниваемые аппараты состоят из труб одинакового периметра и размещены в решетке с одинаковым шагом, то они имеют одинаковые поверхности теплообмена, т. е.

$$\Pi l N = \Pi_{гЛ} l_{гЛ} N_{гЛ},$$

откуда следует, что

$$\frac{l}{l_{гЛ}} = \frac{N_{гЛ}}{N}, \quad (8.15)$$

а также

$$Q/Q_{гЛ} = \alpha/\alpha_{гЛ} \quad (8.16)$$

(если, как в первом случае, $\Delta T = \Delta T_{гЛ}$). Учитывая выражения (8.6)... (8.9) и (8.16), можно получить

$$K_Q = \frac{Q}{Q_{гЛ}} = \frac{\left(\frac{\text{Nu}}{\text{Nu}_{гЛ}}\right)_{Re} \left(\frac{d_э}{d_{э,гЛ}}\right)^{\frac{3n-m-1}{m+3}}}{\left(\xi/\xi_{гЛ}\right)_{Re}^{\frac{n}{3+m}}} \quad (8.17)$$

При турбулентном режиме течения ($n=0,8$ и $m=-0,2$)

$$K_Q = \frac{\left(\frac{\text{Nu}}{\text{Nu}_{гЛ}}\right)_{Re} \left(\frac{d_э}{d_{э,гЛ}}\right)^{-0,143}}{\left(\xi/\xi_{гЛ}\right)_{Re}^{0,286}} \quad (8.18)$$

Наконец, приведем сравнение теплообменников по потерям давления на прокачку теплоносителей. В этом случае принимаем одинаковые расходы теплоносителей, объемы теплообменников и тепловые мощности аппаратов, откуда следует, что при одинаковых температурных напорах

$$\alpha = \alpha_{гЛ} \quad (8.19)$$

Из выражений (8.7)...(8.9) и (8.19) можно получить

$$K_{\Delta p} = \frac{\Delta p}{\Delta p_{гЛ}} = \frac{\left(\frac{\xi}{\xi_{гЛ}}\right)_{Re} \left(\frac{d_э}{d_{э,гЛ}}\right)^{\frac{3+m-3n}{n}}}{\left(\text{Nu}/\text{Nu}_{гЛ}\right)_{Re}^{\frac{3+m}{n}}} \quad (8.20)$$

При турбулентном режиме течения ($n=0,8$ и $m=-0,2$)

$$K_{\Delta p} = \frac{\left(\frac{\xi}{\xi_{\text{гл}}}\right)_{\text{Re}} \left(\frac{d_3}{d_{3,\text{гл}}}\right)^{0,5}}{(\text{Nu}/\text{Nu}_{\text{гл}})_{\text{Re}}^{3,5}}. \quad (8.21)$$

В приведенных расчетах рассматривалась теплоотдача, с одной стороны, теплообменной поверхности и не учитывалось термическое сопротивление, с другой. Если известны соотношения K_{V1} и K_{V2} для обеих сторон теплообменника, то при пренебрежении термическим сопротивлением стенок трубок можно получить выражение для отношения объемов сравниваемых теплообменников

$$K_V = \frac{V}{V_{\text{гл}}} = K_{V1} \left[\frac{1 + \alpha_1/\alpha_2}{1 + \frac{K_{V1}}{K_{V2}} \frac{\alpha_1}{\alpha_2}} \right], \quad (8.22)$$

где α_1 и α_2 — коэффициенты теплоотдачи для внутренней и наружной поверхностей труб с интенсификацией теплообмена, а

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{\alpha_1}{\alpha_{1\text{гл}}} \frac{\alpha_{2\text{гл}}}{\alpha_2} \frac{\alpha_{1\text{гл}}}{\alpha_{2\text{гл}}} = \left(\frac{\text{Nu}}{\text{Nu}_{\text{гл}}}\right)_1 \left(\frac{\text{Nu}_{\text{гл}}}{\text{Nu}}\right)_2 \frac{\alpha_{1\text{гл}}}{\alpha_{2\text{гл}}}. \quad (8.23)$$

Поскольку для сравниваемых поверхностей отношения $\left(\frac{\text{Nu}}{\text{Nu}_{\text{гл}}}\right)_1$ и $\left(\frac{\text{Nu}}{\text{Nu}_{\text{гл}}}\right)_2$ известны, то, задаваясь отношением коэффициентов теплоотдачи в теплообменнике с гладкими трубами $\alpha_{1\text{гл}}/\alpha_{2\text{гл}}$, можно получить значение K_V .

Приведенные соотношения позволяют сравнительно просто производить сравнение эффективности интенсификации теплообмена, если сравниваемые каналы имеют различные эквивалентные диаметры.

8.2. Метод оценки эффективности интенсификации теплообмена в теплообменных аппаратах с поперечно омываемыми пучками труб

Теплообменные аппараты с поперечно омываемыми пучками труб широко применяются в различных областях техники.

Рассмотрим теплообменный аппарат, в котором коэффициент теплоотдачи внутри труб существенно выше, чем снаружи. Сравнимые пучки труб имеют одинаковые продольные и поперечные шаги размещения труб в пучке (S_1 и S_2 , рис. 8.1). Также предполагается, что сравниваемые пучки состоят из труб с одинаковым периметром, т. е.

$$\Pi = \Pi_{\text{гл}}. \quad (8.24)$$

Индекс «гл» относится к пучку из гладких труб.

Получим критерий для сравнения поверхностей теплообмена или объемов теплообменных аппаратов при одинаковых тепловой мощ-

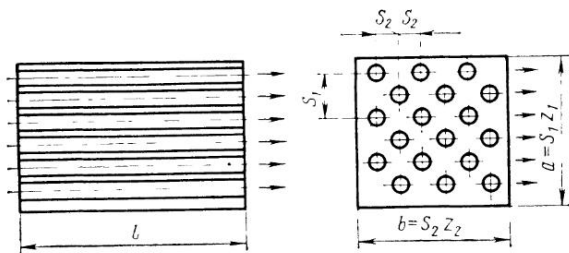


Рис. 8.1. Схема теплообменного аппарата

ности, расходах теплоносителя и гидравлическом сопротивлении, т. е.

$$Q = Q_{\text{гл}}; \quad (8.25)$$

$$G = G_{\text{гл}}; \quad (8.26)$$

$$\Delta p = \Delta p_{\text{гл}}. \quad (8.27)$$

Так как $Q = \alpha \Delta T \Pi l z z_1$ и $Q_{\text{гл}} = \alpha_{\text{гл}} \Delta T_{\text{гл}} \Pi_{\text{гл}} l_{\text{гл}} z_{\text{гл}} z_{1\text{гл}}$, где α — коэффициент теплоотдачи в межтрубном пространстве; ΔT — температурный напор; l — длина труб; z — число рядов труб в продольном направлении; z_1 — число рядов труб в поперечном направлении, температурные напоры для обоих теплообменников одинаковы ($\Delta T = \Delta T_{\text{гл}}$), то согласно (8.25)

$$\frac{\alpha l z_1 z}{\alpha_{\text{гл}} l_{\text{гл}} z_{1\text{гл}} z_{\text{гл}}} = 1. \quad (8.28)$$

Так как потери давления при поперечном обтекании пучка

$$\Delta p = \xi z \frac{\rho u^2}{2} \text{ и } \Delta p_{\text{гл}} = \xi_{\text{гл}} z_{\text{гл}} \frac{\rho_{\text{гл}} u_{\text{гл}}^2}{2}, \quad (8.29)$$

где u — определяющая скорость; ρ — плотность; ξ — коэффициент сопротивления; $\rho = \rho_{\text{гл}}$, то согласно (8.27)

$$\frac{\xi}{\xi_{\text{гл}}} \frac{z}{z_{\text{гл}}} \frac{u^2}{u_{\text{гл}}^2} = 1. \quad (8.30)$$

Для поперечно омываемых пучков труб некруглого поперечного сечения используем предложенный в [27] определяющий размер

$$d_p = 4 \frac{\psi}{1 - \psi} \frac{V_{\text{тр}}}{F_{\text{тр}}} \frac{L'}{s_2}, \quad (8.31)$$

где ψ — пористость пучка по теплоносителю; $V_{\text{тр}}$ — объем трубы; $F_{\text{тр}}$ — поверхность трубы; L' — половина периметра трубы; s_2 — продольный шаг.

Для сравниваемого конкретного пучка из гладких труб с $s_1/d = 1,23$; $s_2/d_2 = 1,065$ определяющий размер равен наружному диаметру труб, т. е.

$$d_{p,г\lambda} = d_{г\lambda}. \quad (8.32)$$

Поскольку $V_{тр} = f_{тр}l$; $F_{тр} = \Pi l$; $L' = \Pi/2$, где $f_{тр}$ — площадь поперечного сечения трубы, то

$$d_p = \frac{2\psi}{1-\psi} \frac{f_{тр}}{s_2}. \quad (8.33)$$

Определяющая скорость

$$u = u_0/\psi. \quad (8.34)$$

Поэтому $G = \rho u \psi l \alpha z_1$ и $Q_{г\lambda} = \rho_{г\lambda} u_{г\lambda} \psi_{г\lambda} l_{г\lambda} \alpha_{г\lambda} z_{1г\lambda}$ и из (8.26) следует

$$\frac{u \psi l z_1}{u_{г\lambda} \psi_{г\lambda} l_{г\lambda} z_{1г\lambda}} = 1. \quad (8.35)$$

Отношение числа Рейнольдса для сравниваемых теплообменников

$$\frac{Re}{Re_{г\lambda}} = \frac{u d_p}{u_{г\lambda} d_{p,г\lambda}} = \frac{l_{г\lambda} z_{1г\lambda} (1 - \psi_{г\lambda}) f_{тр}}{l z_1 (1 - \psi) f_{тр,г\lambda}}. \quad (8.36)$$

Для пучков из гладких труб

$$Nu_{г\lambda} = C_1 Re_{г\lambda}^n \text{ и } \xi_{г\lambda} = C_2 Re_{г\lambda}^m.$$

Для пучков из труб с интенсификацией теплообмена увеличение теплообмена и гидравлического сопротивления учитывается отношениями $Nu/Nu_{г\lambda}$ и $\xi/\xi_{г\lambda}$, которые для заданной геометрии пучков зависят от числа Re . Поэтому

$$Nu = \left(\frac{Nu}{Nu_{г\lambda}} \right)_{Re} C_1 Re^n; \quad \xi = \left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re} C_2 Re^m;$$

$$\frac{\alpha}{\alpha_{г\lambda}} = \left(\frac{Nu}{Nu_{г\lambda}} \right)_{Re} \left(\frac{Re}{Re_{г\lambda}} \right)^n \frac{d_{p,г\lambda}}{d_p}; \quad (8.37)$$

$$\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} = \left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re} \left(\frac{Re}{Re_{г\lambda}} \right)^m, \quad (8.38)$$

где индекс « Re » обозначает, что отношения $Nu/Nu_{г\lambda}$ и $\xi/\xi_{г\lambda}$ взяты при одинаковых числах Рейнольдса в пучках из гладких труб и труб с интенсификацией теплообмена, равных в рассматриваемом случае числу Рейнольдса в пучке из витых труб.

Из выражений (8.28)...(8.38) можно получить отношения площадей поперечных сечений и числа продольных рядов труб для сравниваемых теплообменников:

$$\frac{l z_1}{l_{г\lambda} z_{1г\lambda}} = \left[\frac{\left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re} \left(\frac{1-\psi}{1-\psi_{г\lambda}} \right)^{n-m-1} \left(\frac{f_{тр}}{f_{тр,г\lambda}} \right)^{m-n+1}}{(Nu/Nu_{г\lambda})_{Re} (\psi/\psi_{г\lambda})} \right]^{\frac{1}{3+m-n}}; \quad (8.39)$$

$$\frac{z}{z_{г\lambda}} = \left[\frac{\left(\frac{1-\psi}{1-\psi_{г\lambda}} \right)^{2n-2} \left(\frac{\psi}{\psi_{г\lambda}} \right)^{4+m-2n} \left(\frac{f_{тр}}{f_{тр,г\lambda}} \right)^{2-2n}}{\left(Nu/Nu_{г\lambda} \right)_{Re}^{m+2} \left(\xi/\xi_{г\lambda} \right)_{Re}^{1-n}} \right]^{\frac{1}{3+m-n}} \quad (8.40)$$

Отношение объемов теплообменных аппаратов:

$$K_{V1} = V/V_{г\lambda} = lz_1 z/l_{г\lambda} z_{1г\lambda} z_{г\lambda} = \left[\frac{\left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re}^n \left(\frac{\psi}{\psi_{г\lambda}} \right)^{3+m-2n} \left(\frac{1-\psi}{1-\psi_{г\lambda}} \right)^{3n-3-m} \left(\frac{f_{тр}}{f_{тр,г\lambda}} \right)^{3+m-3n}}{\left(Nu/Nu_{г\lambda} \right)_{Re}^{m+3}} \right]^{\frac{1}{3+m-n}} \quad (8.41)$$

Для труб с постоянной площадью поперечного сечения

$$\frac{1-\psi}{1-\psi_{г\lambda}} = \frac{f_{тр}}{f_{тр,г\lambda}}, \quad (8.42)$$

так как у сравниваемых пучков одинаковы шаги размещения труб. Поэтому

$$\frac{lz_1}{l_{г\lambda} z_{1г\lambda}} = \left[\frac{\left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re}}{\left(\frac{Nu}{Nu_{г\lambda}} \right)_{Re} \left(\frac{\psi}{\psi_{г\lambda}} \right)} \right]^{\frac{1}{3+m-n}}; \quad (8.43)$$

$$\frac{z}{z_{г\lambda}} = \left[\frac{\left(\frac{\psi}{\psi_{г\lambda}} \right)^{4+m-2n}}{\left(\frac{Nu}{Nu_{г\lambda}} \right)_{Re}^{m+2} \left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re}^{1-n}} \right]^{\frac{1}{3+m-n}}; \quad (8.44)$$

$$K_{V1} = \frac{V}{V_{г\lambda}} = \left[\frac{\left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re}^n \left(\frac{\psi}{\psi_{г\lambda}} \right)^{3+m-2n}}{\left(Nu/Nu_{г\lambda} \right)_{Re}^{m+3}} \right]^{\frac{1}{3+m-n}} \quad (8.45)$$

Приведенные выше соотношения позволяют определить отношение объемов теплообменных аппаратов при малом термическом сопротивлении внутри труб. Если же, наоборот, можно пренебречь термическим сопротивлением с внешней стороны труб, то для сравниваемых теплообменников согласно разд. 8.1

$$K_{V2} = \frac{V}{V_{г\lambda}} = \left[\frac{\left(\frac{\xi}{\xi_{г\lambda}} \right)_{Re}^n \left(\frac{d_3}{d_{3,г\lambda}} \right)^{3-3n+m}}{\left(Nu/Nu_{г\lambda} \right)_{Re}^{3+m}} \right]^{\frac{1}{3+m-n}}, \quad (8.46)$$

где d_3 — эквивалентный диаметр внутреннего канала. Если известны соотношения K_{V1} , K_{V2} для обеих сторон теплообменника, то при пренебрежении термическим сопротивлением стенок трубок отношение объемов сравниваемых теплообменников определяется по уравнениям (8.22) и (8.23).

Для сравниваемых поверхностей $(Nu/Nu_{гг})_1$ и $(Nu/Nu_{гг})_2$ известны. Задаваясь отношениями коэффициентов теплоотдачи в теплообменнике с гладкими трубами $\alpha_{1гг}/\alpha_{2гг}$, можно найти K_v .

Таким образом, приведенные соотношения позволяют сравнительно просто оценивать эффективность интенсификации теплообмена в трубчатых теплообменных аппаратах с поперечным омыванием межтрубного пространства.

8.3. Методика расчета теплообменных аппаратов на заданное гидравлическое сопротивление

Как уже отмечалось, полученные зависимости для теплоотдачи и гидравлического сопротивления при течении теплоносителей с внешней стороны и внутри витых труб позволяют произвести расчет конкретных теплообменных аппаратов с такими трубами. Обычно используемые методики расчета [19, 38, 39] предполагают задание скорости потока, дают возможность определить поверхность теплообмена при заданной тепловой мощности аппарата и расходах теплоносителей. Цель проводимого гидравлического расчета — определить, соответствует ли гидравлическое сопротивление аппарата заданной величине. В случае несоответствия расчет повторяется при других скоростях потока. Очевидно, что между скоростью потока и гидравлическими потерями существует жесткая связь, и ее использование позволяет определить поверхность теплообмена и габаритные размеры аппарата сразу, без нескольких приближений. Ниже предлагается соответствующая методика.

Теплообменный аппарат с продольным обтеканием межтрубного пространства. Исходные данные для расчета — температура горячего теплоносителя на входе $T_{г'}$ и на выходе $T_{г''}$, его расход $G_{г}$, давление на входе $p_{г'}$, гидравлическое сопротивление $\Delta p_{г}$, температура холодного теплоносителя на входе $T_{х'}$ и на выходе $T_{х''}$, его расход $G_{х}$, давление на входе $p_{х'}$, гидравлическое сопротивление $\Delta p_{х}$. Заданы геометрические параметры витых труб, из которых собирается пучок — эквивалентные диаметры внутри и снаружи — $d_{э.в.}$, $d_{э.с.}$, омываемые периметры $\Pi_{в.}$, $\Pi_{с.}$, площади проходных сечений $S_{в.}$, $S_{с.}$ (доля межтрубного пространства, приходящаяся на одну трубу), а также шаг закрутки труб s , максимальные размеры овала снаружи $d_{н}$ и внутри $d_{в.}$

Находятся тепловая мощность аппарата Q , среднелогарифмический температурный напор $\Delta T_{лог}$, средние температуры горячего $\bar{T}_{г}$ и холодного $\bar{T}_{х}$ теплоносителей, средние плотности теплоносителей $\bar{\rho}_{г}$ и $\bar{\rho}_{х}$.

Будем считать, что горячий теплоноситель течет внутри труб, холодный — в межтрубном пространстве и что оба теплоносителя — газообразные.

Рассмотрим течение в трубах. Потери давления при течении газа складываются из потерь на трение, на местных сопротивлениях и на ускорение потока. При пренебрежении изменением скорости

газа при расчете местных сопротивлений потери давления выражаются соотношением

$$\Delta p_r = \left[\xi_r \frac{l}{d_{э.в}} m_r + \sum \xi_i + 2 \frac{T_r'' - T_r'}{\bar{T}_r} + 4 \frac{1 - \sigma_r}{1 + \sigma_r} \right] \frac{\bar{\rho}_r \bar{u}_r^2}{2}, \quad (8.47)$$

где ξ_r — коэффициент гидравлического сопротивления; l — длина труб; m_r — число ходов по горячему газу; ξ_i — коэффициент местного сопротивления; \bar{u}_r — средняя скорость газа в трубах; $\sigma_r = 1 - \Delta p_r / p_r'$.

В [36] соотношение (8.47) было приведено к виду

$$\sigma_r = \sqrt{1 - \frac{Re_r^2 (1 + \sigma_r) \mu_r^2}{4 \rho_r^2 d_{э.в}^2 R_r \bar{T}_r} \left[\xi_r \frac{l}{d_{э.в}} m_r + \sum \xi_i + 2 \frac{T_r'' - T_r'}{\bar{T}_r} + 4 \frac{1 - \sigma_r}{1 + \sigma_r} \right]}, \quad (8.48)$$

где μ_r — динамический коэффициент вязкости; Re_r — число Рейнольдса по горячей стороне; R_r — газовая постоянная. Из выражения (8.48) можно получить

$$Re_r^2 = \frac{4 (1 - \sigma_r^2) \rho_r^2 d_{э.в}^2 R_r \bar{T}_r}{(1 + \sigma_r)^2 \mu_r^2 \left[\xi_r \frac{l}{d_{э.в}} m_r + \sum \xi_i + \frac{2 (T_r'' - T_r')}{\bar{T}_r} + 4 \frac{1 - \sigma_r}{1 + \sigma_r} \right]}. \quad (8.49)$$

В выражении (8.49) неизвестным является только произведение $\xi_r \frac{l}{d_{э.в}} m_r$, которое слабо зависит от числа Рейнольдса. Для витых труб с учетом интенсификации

$$\xi_r = 0,3164 / Re_r^{0,25} \left(\frac{\xi_r}{\xi_{r,гл}} \right)_{Re_r}. \quad (8.50)$$

Формула (8.50) справедлива для турбулентного режима течения как при изотермическом течении, так и для охлаждения газов.

Обозначим S_r — площадь проходного сечения одного хода; N — полное число труб; F_r — поверхность теплообмена, определенная по внутреннему периметру труб. Поскольку

$$l = F_r / \Pi_B N; \quad (8.51)$$

$$N = \frac{4 S_r m_r}{\Pi_B d_{э.в}}, \quad (8.52)$$

то можно получить

$$\frac{l}{d_{э.в}} = \frac{F_r}{4 S_r m_r}. \quad (8.53)$$

Поток тепла, передаваемого через поверхность теплообмена, можно представить как

$$Q = \alpha_r F_r \Delta T_r, \quad (8.54)$$

где ΔT_r — средний температурный напор по горячей стороне. С другой стороны,

$$Q = G_r c_{pг} (T'_r - T''_r) = \bar{u}_r \bar{\rho}_r S_r c_{pг} (T'_r - T''_r), \quad (8.55)$$

где $c_{pг}$ — средняя теплоемкость. Используя выражения (8.53)... (8.55), получим

$$\frac{l}{d_{э.в}} m_r = \frac{\bar{u}_r \bar{\rho}_r c_{pг} (T'_r - T''_r)}{4\alpha_r \Delta T_r} = \frac{Re_r \mu_r c_{pг} (T'_r - T''_r)}{4d_{э.в} \alpha_r \Delta T_r}. \quad (8.56)$$

При турбулентном течении газа в витой трубе и его охлаждении коэффициент теплоотдачи можно выразить как

$$\alpha_r = \left(\frac{Nu_r}{Nu_{r,г.л}} \right)_{Re_r} \frac{0,023 Re_r^{0,8} Pr_r^{0,4} \lambda_r}{d_{э.в}} = K_r Re_r^{0,8}, \quad (8.57)$$

где λ_r — коэффициент теплопроводности.

Подставив выражение (8.57) в (8.56) и используя соотношение для числа Прандтля $Pr_r = \mu_r c_{pг} / \lambda_r$, получим

$$\frac{l}{d_{э.в}} m_r = \frac{Re_r^{0,2} Pr_r^{0,6} (T'_r - T''_r)}{0,092 \Delta T_r (Nu_r / Nu_{r,г.л})_{Re_r}}. \quad (8.58)$$

Используя (8.50):

$$\begin{aligned} \xi_r \frac{l}{d_{э.в}} m_r &= \frac{3,44 Pr_r^{0,6} (T'_r - T''_r)}{Re_r^{0,05} \Delta T_r} \frac{(\xi_r / \xi_{r,г.л})_{Re_r}}{(Nu_r / Nu_{r,г.л})_{Re_r}} = \\ &= \frac{1,75 (T'_r - T''_r)}{\Delta T_r} \frac{(\xi_r / \xi_{r,г.л})_{Re_r}}{(Nu_r / Nu_{r,г.л})_{Re_r}} = \frac{K_1}{\Delta T_r} \end{aligned} \quad (8.59)$$

(для газов $Pr_r = 0,71$, а для $Re_r = 10^4 \dots 10^5$ с запасом принято $Re_r^{0,05} = 1,6$). Если пренебречь температурным напором в стенке трубы, то можно получить следующее выражение:

$$\Delta T_r = \frac{d_w / d_b}{N_\alpha + d_w / d_b} \Delta T_{лог}, \quad (8.60)$$

где $N_\alpha = \alpha_r / \alpha_x$ — соотношение между коэффициентами теплоотдачи по горячей и холодной сторонам.

Рассмотрим теперь течение в межтрубном пространстве. Формулы для расчета коэффициентов гидравлического сопротивления и теплоотдачи при турбулентном режиме течения, как было показано в гл. 5, можно привести к виду

$$\begin{aligned} \xi_x = B_{\xi_{тр}} &= (1 + 3,6 Fr_M^{-0,357}) \frac{0,3164}{Re_x^{0,25}} = \Phi_1 (s/d) \frac{0,3164}{Re_x^{0,25}} = \\ &= \left(\frac{\xi_x}{\xi_{x,г.л}} \right)_{Re_x} \frac{0,3164}{Re_x^{0,25}}; \end{aligned} \quad (8.61)$$

$$\alpha_x = 0,023 \operatorname{Re}_x^{0,8} \operatorname{Pr}_x^{0,4} \left[1 + \frac{3,6}{\operatorname{Fr}_M^{0,357}} \right] (T_c/T_x)^{-0,55} \frac{\lambda_x}{d_{э.н}} =$$

$$= \Phi_2(s/d) K_x \operatorname{Re}_x^{0,8} = (\operatorname{Nu}_x/\operatorname{Nu}_{x,г.л})_{\operatorname{Re}_x} K_x \operatorname{Re}_x^{0,8}. \quad (8.62)$$

Повторяя вышеизложенные выкладки для течения в пучке и используя соотношения (8.61) и (8.62), получим

$$\operatorname{Re}_x^2 = \frac{4(1 - \sigma_x^2) \bar{v}_x^2 d_{э.н}^2 R_x \bar{T}_x}{(1 + \sigma_x)^2 \mu_x^2 \left[\xi_x \frac{l}{d_{э.н}} m_x + \sum \xi_l + 2 \frac{T_x'' - T_x'}{\bar{T}_x} + 4 \frac{1 - \sigma_x}{1 + \sigma_x} \right]}, \quad (8.63)$$

где $\xi_x \frac{l}{d_{э.н}} m_x = \frac{3,44 \operatorname{Pr}_x^{0,8} (T_x'' - T_x')}{\operatorname{Re}_x^{0,05} \Delta T_x} \left(\frac{T_c}{T_x} \right)^{0,55} \frac{(\xi_x/\xi_{x,г.л})_{\operatorname{Re}_x}}{(\operatorname{Nu}_x/\operatorname{Nu}_{x,г.л})_{\operatorname{Re}_x}} =$

$$= \frac{1,75 (T_x'' - T_x')}{\Delta T_x} \left(\frac{T_c}{T_x} \right)^{0,55} \frac{(\xi_x/\xi_{x,г.л})_{\operatorname{Re}_x}}{(\operatorname{Nu}_x/\operatorname{Nu}_{x,г.л})_{\operatorname{Re}_x}}. \quad (8.64)$$

Здесь $\sigma_x = 1 - \frac{\Delta p_x}{p'}$; R_x — газовая постоянная холодного теплоносителя; μ_x — динамический коэффициент вязкости холодного теплоносителя; m_x — число ходов по холодному теплоносителю; ΔT_x — средний температурный напор по холодной стороне. При определении $\xi_x \frac{l}{d_{э.н}} m_x$ по выражению (8.64) значение температуры стенки можно оценить приближенно либо приближенно считать, что $(T_c/T_x)^{0,55} \approx 1$. Если $\Phi_1(s/d) = \Phi_2(s/d)$, что наблюдалось при больших значениях s/d , то выражение (8.64) упростится.

Величина ΔT_x определяется выражением

$$\Delta T_x = \frac{N_\alpha}{N_\alpha + d_n/d_b} \Delta \bar{T}_{\text{лог}}. \quad (8.65)$$

Отношение коэффициентов теплоотдачи N_α зависит от соотношения между расходами горячего и холодного теплоносителей. Если $m_x = m_r$, то, используя выражения (8.57) и (8.62), а также соотношение

$$\frac{\operatorname{Re}_r}{\operatorname{Re}_x} = \frac{G_r \mu_x d_{э.в} F_x}{G_x \mu_r d_{э.н} F_r}, \quad (8.66)$$

можно получить

$$N_\alpha = \frac{\alpha_r}{\alpha_x} = \frac{(\operatorname{Nu}_r/\operatorname{Nu}_{r,г.л})_{\operatorname{Re}_r}}{(\operatorname{Nu}_x/\operatorname{Nu}_{x,г.л})_{\operatorname{Re}_x}} \frac{S_x}{S_r} \left(\frac{d_b}{d_n} \right)^{0,2} \left(\frac{T_c}{T_x} \right)^{0,55} \left(\frac{G_r \mu_x}{G_x \mu_r} \right)^{0,8} \frac{\lambda_r}{\lambda_x}. \quad (8.67)$$

Здесь S_x, S_r — площади проходных сечений по холодной и горячей сторонам теплообменника; d_b, d_n — максимальные размеры овала по внутренней и наружной сторонам витой трубы. Отношения

$(Nu_{\Gamma}/Nu_{\Gamma,г.л})_{Re_{\Gamma}}$ и $(Nu_{\chi}/Nu_{\chi,г.л})_{Re_{\chi}}$ характеризуют увеличение коэффициента теплоотдачи внутри и с внешней стороны труб по сравнению с гладкой трубой. Индексы «Re» при этих отношениях обозначают, что они взяты при соответствующих числах Re для витых труб.

Анализ выражений, приведенных выше, показывает, что так как числа Re_{χ} и Re_{Γ} связаны между собой соотношением (8.66), то расчет теплообменника ведется на заданное одно из гидравлических сопротивлений Δp_{Γ} или Δp_{χ} (или на их сумму). Тогда производится расчет Re_{χ} по выражению (8.63), если задано Δp_{χ} , или Re_{Γ} по выражению (8.49), если задано Δp_{Γ} . Затем по формуле (8.66) находят соответственно Re_{Γ} или Re_{χ} . Далее находятся площади проходных сечений

$$S_{\Gamma} = G_{\Gamma} d_{\text{э.в}} / Re_{\Gamma} \mu_{\Gamma}; \quad (8.68)$$

$$S_{\chi} = G_{\chi} d_{\text{э.н}} / Re_{\chi} \mu_{\chi}. \quad (8.69)$$

Число труб теплообменника N находится по формуле (8.52), поверхность теплообмена F_{Γ} по (8.54), длина труб l — по (8.53).

Необходимое для определения Re_{χ} или Re_{Γ} значение N_{α} находится из выражения (8.67), причем S_{χ}/S_{Γ} определяется соотношением между максимальным размером овала и высотой сечения витой трубы.

Таким образом, предлагаемая методика позволяет непосредственно определить размеры трубчатого теплообменника с продольным омыванием межтрубного пространства при заданных потерях давления.

Теплообменный аппарат с поперечным обтеканием межтрубного пространства. Рассмотрим методику на примере теплообменника многоходового по горячему теплоносителю, протекающему внутри труб, и одноходового по холодному теплоносителю с внешней стороны труб (рис. 8.2).

Исходные данные для расчета — температуры горячего теплоносителя на входе T'_{Γ} и на выходе T''_{Γ} , его расход G_{Γ} , давление на входе p'_{Γ} , гидравлическое сопротивление Δp_{Γ} , температуры холодного теплоносителя на входе T'_{χ} и выходе T''_{χ} , его расход G_{χ} , давление на входе p'_{χ} , гидравлическое сопротивление Δp_{χ} . Заданы геометрические параметры витых труб, из которых собирается пучок — эквивалентный диаметр внутри труб $d_{\text{э.в}}$; омываемые пе-

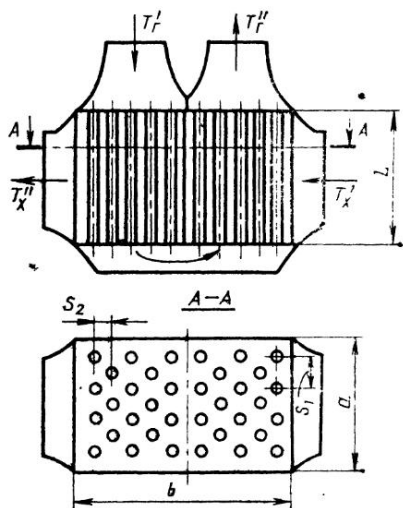


Рис. 8.2. Схема двухходового теплообменного аппарата

риметры снаружи и внутри труб — Π_n, Π_b ; площадь проходного сечения внутри труб f_b ; площадь поперечного сечения витой трубы f_{TP} (определенная по наружному периметру); максимальные размеры овала снаружи d_n и внутри d_b ; продольный s_2 и поперечный s_1 шаги размещения труб в пучке; пористость пучка по теплоносителю ψ , определенная согласно (7.3); определяющий размер межтрубного пространства d_p , определенный по (7.4).

Находятся тепловая мощность аппарата Q , среднелогарифмический температурный напор $\Delta \bar{T}_{\text{лог}}$, средние температуры горячего \bar{T}_r и холодного \bar{T}_x теплоносителей, средние плотности теплоносителей $\bar{\rho}_r$ и $\bar{\rho}_x$.

Рассмотрим вначале теплообмен и гидравлическое сопротивление при течении холодного теплоносителя в межтрубном пространстве. Как видно из гл. 7, средний коэффициент теплоотдачи при поперечном омывании пучков витых труб можно представить в виде

$$\alpha_x = \frac{C_1 \lambda_x \text{Re}_x^n}{d_p} = K_x \text{Re}_x^n, \quad (8.70)$$

где λ_x — коэффициент теплопроводности холодного теплоносителя при температуре \bar{T}_x ; C_1 — константа, изменяющаяся в пределах 0,232...0,74; $\text{Re}_x = \rho_x \bar{u}_x d_p / \mu_x$ — число Рейнольдса; $\bar{u} = \bar{u}_{0x} / \psi$ — определяющая скорость; \bar{u}_0 — скорость перед пучком; μ_x — динамический коэффициент вязкости при температуре \bar{T}_x ; K_x — константа. Показатель степени при Re_x изменяется $n = 0,58 \dots 0,62$ при изменении Re_x от 10^3 до $3 \cdot 10^4$.

Гидравлическое сопротивление поперечно омываемых пучков витых труб можно представить в виде

$$\Delta p_x = E u_x \bar{\rho}_x \bar{u}_x^2 z = C_2 \text{Re}_x^m \bar{\rho}_x \bar{u}_x^2 z, \quad (8.71)$$

где C_2 — константа, изменяющаяся в пределах 1,18...8, z — число рядов труб.

Показатель степени m изменяется от 0 до $-0,156$ при $\text{Re}_x = 10^3 \dots 3 \cdot 10^4$. Определим потери давления в пучке через условный коэффициент сопротивления

$$\xi_{\text{сопр.х}} = \frac{\Delta p_x}{\bar{\rho}_x \bar{u}_x^2 / 2} = 2 E u_x z = 2 C_2 \text{Re}_x^m z. \quad (8.72)$$

Число рядов z неизвестно. Для его определения воспользуемся следующими соотношениями. Обозначим габаритные размеры теплообменника через a, b, l (см. рис. 8.2). Тогда поверхность теплообмена, определенная по наружному периметру труб, будет равна

$$F_n = \frac{abl \Pi_n}{s_1 s_2} \quad (8.73)$$

и условная площадь проходного сечения межтрубного пространства, определенная по \bar{u}_x :

$$S_x = al \psi \quad (8.74)$$

и площадь фронта теплообменника по холодному теплоносителю (определенная по \bar{u}_{0x}):

$$S_{0x} = al. \quad (8.75)$$

Отсюда можно найти длину теплообменника по ходу газа в межтрубном пространстве

$$b = \frac{F_H s_1 s_2}{S_{0x} \Pi_H}. \quad (8.76)$$

Так как

$$S_{0x} = \frac{Q}{c_{p_x} (T_x'' - T_x') \bar{\psi} \bar{u}_x \bar{\rho}_x}; \quad (8.77)$$

$$F_H = Q / \alpha_x \Delta T_x, \quad (8.78)$$

то

$$b = \frac{\bar{u}_x \bar{\rho}_x c_{p_x} s_1 s_2 \bar{\psi}}{\alpha_x \Pi_H} \frac{T_x'' - T_x'}{\Delta T_x}. \quad (8.79)$$

Здесь ΔT_x — средний температурный напор по холодной стороне; c_{p_x} — средняя теплоемкость холодного теплоносителя.

Учитывая зависимость

$$Re_x = \frac{\bar{\rho}_x \bar{u}_x d_p}{\mu_x} = \frac{\bar{\rho}_x \bar{u}_{0x} \cdot 2f_{тр}}{\mu_x (1 - \psi) s_2}, \quad (8.80)$$

получим

$$b = \frac{Re_x \mu_x c_{p_x} (1 - \psi) s_1 s_2^2}{\alpha_x \cdot 2 \Pi_H f_{тр}} \frac{T_x'' - T_x'}{\Delta T_x}. \quad (8.81)$$

Определяя α_x по выражению (8.70) и заменяя $Pr_x = \frac{\mu_x c_{p_x}}{\lambda_x}$, получаем

$$b = \frac{Re_x^{1-n} Pr_x S_1 S_2 \bar{\psi}}{C_1 \Pi_H} \frac{T_x'' - T_x'}{\Delta T_x}. \quad (8.82)$$

Поскольку

$$z = \frac{b}{S_2} = \frac{Re_x^{1-n} Pr_x S_1 \bar{\psi}}{C_1 \Pi_H} \frac{T_x'' - T_x'}{\Delta T_x}, \quad (8.83)$$

то

$$\xi_{сопр.х} = \frac{2C_2 Re_x^{1-n+m} Pr_x S_1 \bar{\psi}}{C_1 \Pi_H} \frac{T_x'' - T_x'}{\Delta T_x}. \quad (8.84)$$

В реальных теплообменных аппаратах число Re_x меняется обычно от $5 \cdot 10^3$ до 10^4 . В этих пределах изменения Re_x для исследованных пучков труб $m=0,13...0,17$, $n=0,62...0,58$ и $1-n+m=0,25$. Re_x^{1-n+m} изменяется от 8,3 до 10. Примем для дальнейших расчетов $Re_x^{1-n+m} = 9,15$, тогда

$$\xi_{сопр.х} = \frac{18,3C_2 Pr_x S_1 \bar{\psi}}{C_1 \Pi_H} \frac{T_x'' - T_x'}{\Delta T_x} = \frac{K_1}{\Delta T_x}. \quad (8.85)$$

Пренебрегая температурным напором в стенке трубы, получаем

$$\Delta T_x = \frac{N_\alpha}{N_\alpha + d_H/d_B} \Delta \bar{T}_{\text{лог}}, \quad (8.86)$$

где $N_\alpha = \alpha_r/\alpha_x$ — соотношение между коэффициентами теплоотдачи по горячей и холодной сторонам. Знание $\xi_{\text{сопр.х}}$ позволяет найти число Рейнольдса в межтрубном пространстве

$$\text{Re}_x^2 = \frac{4(1 - \sigma_x^2) \bar{\rho}_x^2 d_p^2 R_x \bar{T}_x}{(1 + \sigma_x)^2 \mu_x^2 \left[\xi_{\text{сопр.х}} + \frac{2(T_x'' - T_x')}{\bar{T}_x} + 4 \frac{1 - \sigma_x}{1 + \sigma_x} \right]}, \quad (8.87)$$

где $\sigma_x = 1 - \Delta p_x/p_x'$; R_x — газовая постоянная.

Рассмотрим теперь течение в трубах. Потери давления при течении газа в трубах складываются из потерь на трение, местные сопротивления и на ускорение потока. При пренебрежении изменением скорости газа на местных сопротивлениях потери давления выражаются соотношением

$$\Delta p_r = \left[\xi_r \frac{l}{d_{\text{э.в}}} m_r + \sum \xi_i + 2 \frac{T_r'' - T_r'}{\bar{T}_r} + 4 \frac{1 - \sigma_r}{1 + \sigma_r} \right] \frac{\bar{\rho}_r \bar{u}_r^2}{2}, \quad (8.88)$$

где ξ_r — коэффициент гидравлического сопротивления; l — длина труб; m_r — число ходов; ξ_i — коэффициент местного сопротивления; \bar{u}_r — средняя скорость газа в трубах; $\sigma_r = 1 - \Delta p_r/p_r'$.

В работе [36] соотношение (8.88) было преобразовано к виду

$$\sigma_r = \sqrt{1 - \frac{\text{Re}_r^2 (1 + \sigma_r) \mu_r^2}{4 \bar{\rho}_r^2 d_{\text{э.в}}^2 R_r \bar{T}_r} \left[\xi_r \frac{l}{d_{\text{э.в}}} m_r + \sum \xi_i + \frac{2(T_r'' - T_r')}{\bar{T}_r} + 4 \frac{1 - \sigma_r}{1 + \sigma_r} \right]}, \quad (8.89)$$

где μ_r — коэффициент динамической вязкости при температуре \bar{T}_r ; Re_r — число Рейнольдса по горячей стороне; R_r — газовая постоянная.

Из выражения (8.89) можно получить

$$\text{Re}_r^2 = \frac{4(1 - \sigma_r^2) \bar{\rho}_r^2 d_{\text{э.в}}^2 R_r \bar{T}_r}{(1 + \sigma_r)^2 \mu_r^2 \left[\xi_r \frac{l}{d_{\text{э.в}}} m_r + \sum \xi_i + \frac{2(T_r'' - T_r')}{\bar{T}_r} + 4 \frac{1 - \sigma_r}{1 + \sigma_r} \right]}. \quad (8.90)$$

В (8.90) неизвестным является только произведение $\xi_r \frac{l}{d_{\text{э.в}}} m_r$, которое слабо зависит от числа Рейнольдса. Для витых труб с учетом интенсификации

$$\xi_r = 0,3164 / \text{Re}_r^{0,25} \left(\frac{\xi_r}{\xi_{r,\text{гл}}} \right)_{\text{Re}_r}. \quad (8.91)$$

Формула (8.91) справедлива для турбулентного режима как при изотермическом течении, так и для охлаждения газов.

Обозначим S_r — площадь проходного сечения одного хода; N — полное число труб; F_r — поверхность теплообмена, определенная по внутреннему периметру труб. Поскольку

$$l = F_r / (\Pi_B N); \quad (8.92)$$

$$N = 4S_r m_r / (\Pi_B d_{э.в}), \quad (8.93)$$

то можно получить

$$l/d_{э.в} = F_r / (4S_r m_r). \quad (8.94)$$

Поток тепла, передаваемого через поверхность теплообмена, можно представить как

$$Q = \alpha_r F_r \Delta T_r, \quad (8.95)$$

где ΔT_r — средний температурный напор по горячей стороне.

С другой стороны:

$$Q = G_r c_{pг} (T'_r - T''_r) = \bar{u}_r \bar{\rho}_r S_r c_{pг} (T'_r - T''_r), \quad (8.96)$$

где $c_{pг}$ — средняя теплоемкость. Используя выражения (8.94)... (8.96), получим

$$\frac{l}{d_{э.в}} m_r = \frac{\bar{u}_r \bar{\rho}_r c_{pг} (T'_r - T''_r)}{4\alpha_r \Delta T_r} = \frac{Re_r \alpha_r c_{pг} (T'_r - T''_r)}{4d_{э.в} \alpha_r \Delta T_r}. \quad (8.97)$$

При турбулентном течении газа в витой трубе и его охлаждении коэффициент теплоотдачи можно выразить как

$$\alpha_r = \left(\frac{Nu_r}{Nu_{r.гл}} \right)_{Re_r} \frac{0,023 Re_r^{0,8} Pr_r^{0,4} \lambda_r}{d_{э.в}} = K_r Re_r^{0,8}, \quad (8.98)$$

где λ_r — коэффициент теплопроводности.

Подставив выражение (8.98) в (8.97) и используя соотношение для числа Прандтля $Pr_r = \mu_r c_{pг} / \lambda_r$, получим

$$\frac{l}{d_{э.в}} m_r = \frac{Re_r^{0,2} Pr_r^{0,6} (T'_r - T''_r)}{0,092 \Delta T_r (Nu_r / Nu_{r.гл})_{Re_r}} \quad (8.99)$$

или, используя (8.91),

$$\begin{aligned} \xi_r \frac{l}{d_{э.в}} m_r &= \frac{3,44 Pr_r^{0,6} (T'_r - T''_r)}{Re_r^{0,05} \Delta T_r} \frac{(\xi_r / \xi_{r.гл})_{Re_r}}{(Nu_r / Nu_{r.гл})_{Re_r}} = \\ &= \frac{1,75 (T'_r - T''_r)}{\Delta T_r} \frac{(\xi_r / \xi_{r.гл})_{Re_r}}{(Nu_r / Nu_{r.гл})_{Re_r}} = \frac{K_2}{\Delta T_r}, \end{aligned} \quad (8.100)$$

так как для газа $Pr_r = 0,71$, а для $Re_r = 10^4 \dots 10^5$ с запасом принято $Re_r^{0,05} = 1,6$. Используя (8.86), можно получить

$$\Delta T_r = \frac{d_H / d_B}{N_\alpha + d_H / d_B} \Delta \bar{T}_{лог}. \quad (8.101)$$

Используя соотношения (8.70) и (8.98) для коэффициентов теплоотдачи, (8.87) и (8.90) для числа Рейнольдса, а также (8.86), (8.100), (8.101) и (8.85), получаем уравнение для определения неизвестной величины N_α :

$$\frac{1}{N_\alpha} = \frac{K_x \left\{ \frac{4(1-\sigma_x^2)\bar{\rho}_x^2 d_p^2 R_x \bar{T}_x}{(1+\sigma_x)^2 \mu_x^2 \left[\frac{K_1}{\Delta \bar{T}_{\text{лог}} N_\alpha} \left(N_\alpha + \frac{d_H}{d_B} \right) + 2 \frac{T_x'' - T_x'}{\bar{T}_x} + 4 \frac{1-\sigma_x}{1+\sigma_x} \right]} \right\}^{n/2}}{K_r \left\{ \frac{4(1-\sigma_r^2)\bar{\rho}_r^2 d_{\text{э.в}}^2 R_r \bar{T}_r}{(1+\sigma_r)^2 \mu_r^2 \left[\frac{K_2 d_B}{\Delta \bar{T}_{\text{лог}} d_H} \left(N_\alpha + \frac{d_H}{d_B} \right) + \sum \xi_i + 2 \frac{T_r'' - T_r'}{\bar{T}_r} + 4 \frac{1-\sigma_r}{1+\sigma_r} \right]} \right\}^{0,4}} \quad (8.102)$$

Уравнение (8.102) может быть сравнительно просто решено графически. Знание N_α позволит найти Re_x , Re_r , а затем площади проходных сечений в межтрубном пространстве

$$\begin{aligned} S_x &= (G_x d_p) / (Re_x \mu_x), \\ S_{0x} &= S_x / \psi \end{aligned} \quad (8.103)$$

и внутри труб

$$S_r = (G_r d_{\text{э.в}}) / (Re_r \mu_r). \quad (8.104)$$

Затем по выражению (8.93) можно определить число труб теплообменника, по (8.70) и (8.98) — коэффициенты теплоотдачи α_x и α_r , далее коэффициент теплопередачи, поверхность теплопередачи F_H (определенная по наружному периметру труб). Используя соотношения $N = ab/s_1 s_2$,

$$F_H = (abl\Pi_H) / (s_1 s_2), S_x = al\psi,$$

можно найти габаритные размеры теплообменника

$$l = F_H / (\Pi_H N); \quad (8.105)$$

$$a = S_x / (l\psi) = S_{0x} / l; \quad (8.106)$$

$$b = N s_1 s_2 / a. \quad (8.107)$$

Число рядов по ходу газа

$$z = b/s_2 = N s_1 / a. \quad (8.108)$$

Таким образом, предлагаемая методика позволяет непосредственно определить размеры трубчатого теплообменника с поперечным омыванием межтрубного пространства при заданных потерях давления в межтрубном пространстве и внутри труб.

Приведенная методика получена для наиболее распространенного случая — однофазового течения в межтрубном пространстве.

Ее несложно обобщить и для многоходового течения в межтрубном пространстве. Для этого в выражения (8.71) и (8.72) вводится множитель m_x , равный числу ходов, а z будет равно числу рядов труб на один ход, т. е.

$$\xi_{\text{сопр.х}} = 2C_2 \text{Re}_x^m z m_x. \quad (8.109)$$

Площадь фронта теплообменника по холодному теплоносителю будет равна

$$S_{0x} = al/m_x, \quad (8.110)$$

а длина одного хода

$$b = \frac{\bar{u}_x \bar{\rho}_x c_{p,x} s_1 s_2 \psi}{\alpha_x \Pi_H m_x} \frac{T_x'' - T_x'}{\Delta T_x} \quad (8.111)$$

и число рядов на один ход

$$z = \frac{b}{S_2} = \frac{\text{Re}_x^{1-n} \text{Pr}_x s_1 \psi}{C_1 \Pi_H m_x} \frac{T_x'' - T_x'}{\Delta T_x}. \quad (8.112)$$

Поэтому формула (8.84) для $\xi_{\text{сопр.х}}$ останется неизменной.

В формулу (8.87) для Re_x необходимо ввести сумму коэффициентов местных сопротивлений $\sum \xi_i$ на поворот потока между ходами:

$$\text{Re}_x^2 = \frac{4(1 - \sigma_x^2) \bar{\rho}_x^2 a_p^2 R_x \bar{T}_x}{(1 + \sigma_x)^2 \mu_x^2 \left[\xi_{\text{сопр.х}} + \sum \xi_i + \frac{2(T_x'' - T_x')}{\bar{T}_x} + 4 \frac{1 - \sigma_x}{1 + \sigma_x} \right]}. \quad (8.113)$$

Дальнейший ход расчета такой же, за исключением формулы (8.106), вместо которой используем

$$a = m_x S_x / l \psi = m_x S_{0x} / l. \quad (8.114)$$

8.4. Оценка эффективности применения витых труб в теплообменных аппаратах

Приведенные в разд. 8.1 зависимости были использованы для оценки эффективности витых труб. Сопоставление объемов теплообменников из витых и гладких труб проводим при одинаковых оmyваемых периметрах труб, при одинаковых тепловых мощностях, расходах теплоносителей и гидравлическом сопротивлении.

Рассмотрим вначале теплообменники с продольным обтеканием межтрубного пространства. Если в таком аппарате лимитирующим является термическое сопротивление внутри труб (коэффициент теплоотдачи внутри труб значительно меньше коэффициента теплоотдачи в межтрубном пространстве), то для определения $V/V_{\text{гЛ}}$ используем данные, приведенные в гл. 6 для течения внутри витых труб. При шаге закрутки труб $s/d = 6,2$ имеем $\text{Nu}/\text{Nu}_{\text{гЛ}} = 1,4$ при $\xi/\xi_{\text{гЛ}} = 1,7$, что согласно формуле (8.14) даст $V/V_{\text{гЛ}} = 0,8$. При увеличении шага закрутки эффективность уменьшается. При $s/d = 16,7$ имеем $\text{Nu}/\text{Nu}_{\text{гЛ}} = 1,2$ и $\xi/\xi_{\text{гЛ}} = 1,30$, $V/V_{\text{гЛ}} = 0,89$.

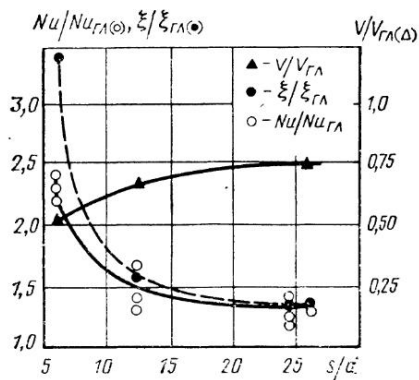


Рис. 8.3. Зависимости Nu/Nu_{GL} (○), ξ/ξ_{GL} (●), V/V_{GL} (▲) от s/d для теплообменника с продольным обтеканием пучка витых труб при $Re > 10^4$

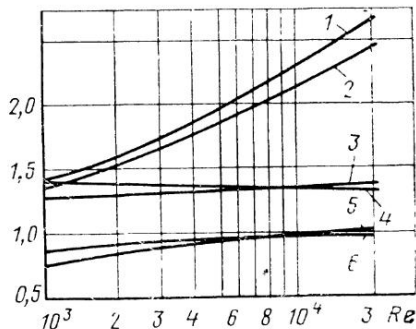


Рис. 8.4. Зависимости Nu/Nu_{GL} (3, 4), ξ/ξ_{GL} (1, 2), V/V_{GL} (5, 6) для теплообменника с поперечным обтеканием пучка витых труб:

1, 3, 5 — $s/d=6,1$; 2, 4, 6 — $s/d=1,2$

Значительно эффективнее оказываются витые трубы, если лимитирующим является термическое сопротивление в межтрубном пространстве. На рис. 8.3 показаны зависимости Nu/Nu_{GL} и ξ/ξ_{GL} для продольно омываемого пучка витых труб при $Re > 10^4$. При $s/d > 12$ значения $Nu/Nu_{GL} \approx \xi/\xi_{GL}$, при меньших s/d рост ξ/ξ_{GL} опережает рост Nu/Nu_{GL} . При $s/d=6$ значение $Nu/Nu_{GL} \approx 2,2$ при $\xi/\xi_{GL} \approx 3,4$. На этом же рисунке показана зависимость V/V_{GL} от s/d . Как видно из рисунка, V/V_{GL} изменяется от 0,52 до 0,74 и уменьшается с уменьшением s/d . При меньших Re эффективность витых труб будет еще выше. Например, при $Re=3 \cdot 10^3$ и $s/d=12$ $Nu/Nu_{GL}=1,75$ и $\xi/\xi_{GL}=1,5$, при том же Re и $s/d=6$, $Nu/Nu_{GL} \approx 3,5$ при $\xi/\xi_{GL} \approx 3,8$, что позволяет уменьшить объем теплообменника в 2...2,5 раза. При произвольном соотношении между коэффициентами теплоотдачи с внешней стороны и внутри труб отношение V/V_{GL} определяется по (8.22).

Проведенные расчеты показали, что оптимальным шагом закрутки труб является $s/d=6$ (из исследованного диапазона изменения s/d). При меньших s/d резкое возрастание гидравлического сопротивления увеличит V/V_{GL} .

Для расчета эффективности теплообменников при поперечном обтекании труб используем соотношения, приведенные в разд. 8.2. Рассмотрим пучок с расположением труб в поперечном ряду с примерно постоянными зазорами, образующими по длине пучка щелевые каналы с максимальной шириной, равной половине разности между максимальным и минимальным размерами овала. Трубы имеют касание только с трубами соседних рядов. На рис. 8.4 показаны зависимости Nu/Nu_{GL} и ξ/ξ_{GL} от Re для этого пучка. Данные для пучков гладких труб взяты из [19]. Как видно из ри-

сунка, замена гладких труб на витые позволяет в 1,3...1,45 раза увеличить теплоотдачу при росте гидравлического сопротивления в 1,4...2,5 раза, что позволяет снизить объем аппарата на 7...27%. Эффективность витых труб падает с ростом числа Re .

Таким образом, приведенные оценки показывают, что применение витых труб позволяет существенно сократить объем теплообменных аппаратов как при продольном, так и при поперечном обтекании пучка. Эффективность максимальна для тех теплообменных аппаратов, в которых минимальным является коэффициент теплоотдачи в межтрубном пространстве.

1. **Абрамович Г. Н.** Теория турбулентных струй. М.: ГИФМЛ, 1960, 715 с.
2. **Ашмантас Л. А., Вилемас Ю. В., Дзюбенко Б. В.** Интенсификация теплообмена в поперечно обтекаемых пучках витых труб. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1982, № 6, с. 120—127.
3. **Бобков В. П., Ибрагимов М. Х., Сабелев Г. И.** Обобщение экспериментальных данных по интенсивности пульсаций скорости при турбулентном течении жидкости в каналах различной формы. — Изв. АН СССР, Сер. Механика жидкости и газа. 1968, № 3, с. 162—173.
4. **Боришанский В. М., Готовский М. А., Мизонов Н. В.** Метод гомогенного потока и его применение для расчета гидродинамики и теплопередачи в пучках стержней. — В кн.: Теплообмен и гидродинамика однофазного потока в пучках стержней. Л.: Наука, 1979, с. 22—41.
5. **Варшкявичюс Р. Р.** Гидравлическое сопротивление и особенности течения в межтрубном пространстве теплообменника с закруткой витых труб овального профиля. — Межвузовский сборник научных трудов: Современные проблемы гидродинамики и теплообмена в элементах энергетических установок и криогенной технике. М.: Издание ВЗМИ, 1983, вып. 12, с. 100—106.
6. **Варшкявичюс Р. Р., Вилемас Ю. В., Пошкас П. С.** Гидравлическое сопротивление пучков профилированных винтообразных труб в поперечном потоке газа. — Тр. АН ЛитССР, 1977, сер. Б. Т. 6 (103), с. 55—61.
7. **Вилемас Ю. В., Чесна Б. А., Сурвила В. Ю.** Теплоотдача в газоохлаждаемых кольцевых каналах. Вильнюс: Мокслас, 1977. 253 с.
8. **Вилемас Ю. В., Дзюбенко Б. В., Сакалаускас А. В.** Исследование структуры потока в теплообменниках с винтообразно закрученными трубами. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1980, № 4, с. 135—144.
9. **Вилемас Ю. В., Дзюбенко Б. В., Сакалаускас А. В.** Структура потока и его переносные свойства в теплообменнике с винтообразно закрученными трубами. — Межвузовский сборник научных трудов: Современные проблемы гидродинамики и теплообмена в элементах энергетических установок к криогенной технике. М.: Издание ВЗМИ, 1981, вып. 10, с. 3—14.
10. **Вилемас Ю. В., Шимонис В. М., Нямира М. А.** Теплообмен в кольцевом канале с препятствием при турбулентном течении воздуха с переменными физическими свойствами. — Тр. АН ЛитССР, 1979, сер. Б. Т. 2 (111), с. 81—87.
11. **Гершгорин С. А.** О приближенном интегрировании дифференциальных уравнений Лапласа и Пуассона. — Изв. ЛПИ, 1927, т. 30, с. 75.
12. **Дзюбенко Б. В., Вилемас Ю. В., Ашмантас Л. А.** Перемешивание теплоносителя в теплообменнике с закруткой потока. — ИФЖ, 1981, т. 40, № 5, с. 773—779.
13. **Дзюбенко Б. В., Дрейцер Г. А.** Исследование теплообмена и гидравлического сопротивления в теплообменном аппарате с закруткой потока. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1979, № 5, с. 163—171.
14. **Дзюбенко Б. В., Иевлев В. М.** Теплообмен и гидравлическое сопротивление в межтрубном пространстве теплообменника с закруткой потока. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1980, № 5, с. 117—125.
15. **Дзюбенко Б. В., Сакалаускас А. В., Вилемас Ю. В.** Распределения скоростей и статического давления в теплообменнике с закруткой потока. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1981, № 4, с. 112—118.

16. Дзюбенко Б. В., Сакалаускас А. В., Вилемас Ю. В. Энергетические спектры турбулентности в теплообменнике с закруткой потока. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1983, № 4, с. 125—133.
17. Дзюбенко Б. В., Сакалаускас А. В., Вилемас Ю. В. Местная теплоотдача в межтрубном пространстве теплообменного аппарата с закруткой потока. — ИФЖ, 1981, т. 41, № 2, с. 197—202.
18. Дзюбенко Б. В., Урбонас П. А., Ашмантас Л. А. Межканальное перемешивание теплоносителя в пучке витых труб. — ИФЖ, 1983, т. 45, № 1, с. 26—32.
19. Жукаускас А. А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982, 472 с.
20. Жучаускас А. А., Макарявичюс В. И., Шланчяускас А. А. Теплоотдача пучков труб в поперечном потоке жидкости. — Вильнюс: Минтис, 1968, 192 с.
21. Зданавичюс Г. Б., Чесна Б. А., Жюгжда И. И. Местная теплоотдача поперечно обтекаемого потоком воздуха круглого цилиндра при больших значениях Re . — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1975, т. 2 (87), с. 109—119.
22. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. — М., Машиностроение, 1975, 558 с.
23. Иевлев В. М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. М.: Наука, 1975, 256 с.
24. Иевлев В. М., Данилов Ю. И., Дзюбенко Б. В. Теплообмен и гидродинамика закрученных потоков в каналах сложной формы. — В кн.: Теплообмен-VI, Минск: Изд. ИТМО АН БССР, 1980. Т. 1. Ч. 1, с. 88—99.
25. Иевлев В. М., Дзюбенко Б. В., Сегаль М. Д. Теплообмен в теплообменнике с закруткой потока. Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1981, № 5, с. 104—112.
26. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Ярхо С. А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1981, 205 с.
27. Каст В., Кришер О., Райнике Г. Конвективный тепло- и массоперенос. Пер. с нем. — М.: Энергия, 1980, 49 с.
28. Кидд Г. И. Теплоотдача к газовому потоку и падение давления в спирально-волнистых трубах. — Труды американского общества инженеров-механиков. Сер. Теплопередача. — М.: Мир, 1970, № 3, с. 205—211.
29. Конт-Белло Ж. Турбулентное течение в канале с параллельными стенками. — М.: Мир, 1968, 176 с.
30. Кошкин В. К., Калинин Э. К. Теплообменные аппараты и теплоносители. М.: Машиностроение, 1971, 200 с.
31. Кошмаров Ю. А. Гидродинамика и теплообмен турбулентного потока несжимаемой жидкости в зазоре между вращающимися коаксиальными цилиндрами. ИФЖ, 1962, т. V, № 5, с. 5—14.
32. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М., Атомиздат, 1979, 416 с.
33. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче. — М.: Госэнергоиздат, 1959, 414 с.
34. Мигай В. К. Гидравлическое сопротивление треугольных каналов в ламинарном потоке. — Изв. вузов. Сер. Энергетика, 1963, № 5, с. 122—124.
35. Минский Е. М., Фомичев М. С. О пути смешения Прандтля, критериях и масштабах турбулентности. — Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт, 1972, № 6, с. 119—123.
36. Михайлов А. И., Борисов В. В., Калинин Э. К. Газотурбинные установки замкнутого цикла. М.: Изд. АН СССР, 1962, 148 с.
37. Нямира М. А., Вилемас Ю. В. Теплоотдача цилиндрического и винтообразного стержней в кольцевом канале турбулентному потоку воздуха с переменными физическими свойствами. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1975, т. 3 (88), с. 127—136.
38. Основные процессы и аппараты химической технологии. Под ред. Ю. И. Дытнерского. М.: Химия, 1983, 272 с.
39. Павлов К. Ф., Романков П. Г., Носков А. А. Примеры и задачи по курсу процессов и аппаратов химической технологии. Л.: Химия, 1981, 560 с.
40. Парамонов Н. В. Исследование интенсификации теплообмена в профильных трубах. — Тепло- и массообмен между потоками и поверхностями. — Тематический сборник научных трудов МАИ. Москва, 1980, с. 62—65.

41. Паэгле К. К., Грислис В. Я., Савельев П. А. Интенсификация теплообмена в трубчатых теплообменниках с винтообразной канавкой. — Изв. АН ЛатССР. Серия физических и технических наук, 1967, № 1, с. 123—126.

42. Пошкас П. С., Сурвила В. Ю. Пульсации скорости в межтрубном пространстве при поперечном обтекании пучков труб потоком воздуха. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1981, т. 4 (122), с. 71—80.

43. Саульев В. К. Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток. М.: 1960, 324 с.

44. Сегаль М. Д. Расчет температурных полей в r , φ , z — геометрии в пористых средах с пространственной неравномерностью тепловыделения. — Препринт № 2845, ИАЭ им. Курчатова, 1977, 11 с.

45. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: ГИТТЛ, 1954, 328 с.

46. Симуни Л. М. Численное решение задачи о неизотермическом движении вязкой жидкости в плоской трубе. — ИФЖ, 1966, т. 10, № 1, с. 86.

47. Смитберг Е., Лэндис Ф. Трение и характеристики теплообмена при вынужденной конвекции в трубах с завихрителями из скрученной ленты. — Труды американского общества инженеров-механиков. — Теплопередача. — М.: Мир, 1964, № 1, с. 52—65.

48. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М.: Мир, 1971. 536 с.

49. Субботин В. И., Ибрагимов М. Х., Ушаков П. А. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках. М.: Атомиздат, 1975. 408 с.

50. Сурвила В. Ю., Янкаускас Р. И., Ашмантас Л. А. Гидравлическое сопротивление и теплоотдача пучков плотноупакованных овальных витых труб. — Тр. АН ЛитССР, Сер. Б, 1981, т. 4 (125), с. 57—62.

51. Урбонас П. А. Экспериментальное исследование коэффициента гидравлического сопротивления в пучке витых труб. — Межвузовский сборник научных трудов «Современные проблемы гидродинамики и теплообмена в элементах энергетических установок в криогенной технике». М.: Издание ВЗМИ, 1982, вып. 11, с. 78—82.

52. Устименко Б. П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. — Алма-Ата: Наука, 1977. 228 с.

53. Фастовский В. Г., Петровский Ю. В. Современные эффективные теплообменники. М. — Л., 1962. 256 с.

54. Хинце И. О. Турбулентность, М.: ГИФМЛ, 1963. 680 с.

55. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.

56. Щукин В. К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение, 1980. 240 с.

57. Щукин В. К., Халатов А. А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982. 200 с.

58. Ievlev V. M., Dzyubenko B. V., Dreitser G. A., Vilemas Yu. V. In-line and cross-flow Helical tube Heat Exchangers, Int. J. Heat Mass Transfer, 1982, vol. 25, N 3, p. 317—323.

59. Ievlev V. M., Kalinin E. K., Danilov Yu. I., Dzyubenko B. V., Dreitser G. A. Heat transfer in the turbulent swirling flow in a channel of complex shape. Proceeding of the seventh Int. Heat Transfer Conference, München, Hemisphere Publishing Corporation, 1982, vol. 3, General Papers, p. 171—176.

60. Kjellstrom B. Studies of Turbulent Flow Parallel to a Rod Bundle at Triangular Array. Studsvik, 1974, p. 109. Отчет Шведского комитета по атомной энергии, № АЕ—487.

61. Trupp A. G., and Azed R. S. The structure of turbulent flow in triangular array rod Bundles. Nuclear engineering and design, 1975, t. 32, p. 47—84.

- Витая труба, гидравлическое сопротивление 151
 — — теплообмен 151
 Влияние сжимаемости на коэффициент гидравлического сопротивления 126
 — турбулентности потока на входе в пучок на процессы переноса 97
 — шероховатости стенки на коэффициент гидравлического сопротивления в пучке 133
 Вторичная циркуляция в пучке витых труб 9
 Вязкий подслои 106
 Гипотеза Тейлора о замороженной турбулентности 74
 Датчик термоанемометрический 32
 Диаметр эквивалентный 24
 — источника диффузии 38
 — устья струи 86
 Диффузия нагретых частиц от источника в пучке витых труб 37, 81
 Длина гидродинамического начального участка 131
 — теплового начального участка 144
 — пути смешения 18, 105
 Закон Блазиуса 124, 154
 — Гагена—Пуазейля 124, 134
 — Гаусса 87
 — затухания максимальной скорости вдоль струи 88
 — избыточной скорости 58
 — квазитвердого вращения 48
 — Колли 37
 — постоянства циркуляции потока 62
 — распределения скорости степенной 54
 — — температуры степенной 58
 Инженерная методика теплового и гидравлического расчета теплообменного аппарата 179
 Интегральный масштаб турбулентности 74
 Источники тепла внутренние 48
 Каналы кольцевые с витой трубой 160
 — круглые 131
 — овальной формы 149
 — образованные продольно обтекаемыми пучками витых труб 102
 — — поперечно обтекаемыми пучками витых труб 162
 Конструкция теплообменных аппаратов с витыми трубами 9, 11
 Кольцевой источник диффузии тепла 82, 83
 Коэффициент восстановления 22, 23
 — вязкости динамический 13
 — — кинематический 17
 — — эффективный 51
 — гидравлического сопротивления 11, 119, 124, 128, 162, 168
 — диффузии безразмерный 52
 — — турбулентный 101
 — — эффективный 52, 101
 — межканального перемешивания 76
 — структуры струи 89
 — теплоотдачи 113, 122, 134, 162, 167
 — — безразмерный 22, 115, 142
 — теплопроводности 14
 — — эффективный 51
 Коэффициенты турбулентного переноса 85, 166
 Ламинарный подслои 58
 Логарифмический закон распределения скорости 57
 — — — температуры 58
 Метод Лагранжа 37
 — матричной факторизации 78
 — сеток 79
 — Эйлера 37
 — термоанометра постоянной температуры 32
 — диффузии тепла от точечного источника 37, 81
 — — — от линейных источников 90
 Методика оценки эффективности интенсификации теплообмена в аппаратах с продольным омыванием пучков труб 171, 189

— с поперечным омыванием пучков труб 170, 175, 189
Модель вихревого течения 48
— теплообмена, основанная на использовании полуэмпирической теории турбулентности 102
— течения гомогенизированной среды 48
Мощность внутренних источников тепла 79

Напряжение силы трения 17, 56
Насадок Пито 32
Неравномерность теплоотдачи по периметру витой трубы 168

Переносные свойства потока 82
Переход от ламинарного течения к турбулентному 133

Плотность объемных источников тепловыделения 48
— теплового потока 17

Плотнупакованный пучок витых труб 102

Подобие процессов 24
Поля температур асимметричные 93
— осесимметричные 91

Поперечное перемешивание 75
Пористость пучка труб по теплоносителю 51

Пульсации скорости 68
Пучок витых труб прямой, продольно обтекаемый, гидравлическое сопротивление 111, 119, 124, 128
— — — — теплообмен 113, 122, 134

— — — — перемешивание теплоносителя 75

— — — — поперечно обтекаемый, гидравлическое сопротивление 162, 165
— — — — теплообмен 162, 167

— — — — закрученный, гидравлическое сопротивление 147

— — — — теплообмен 147

Радиус средний струи 89
Размер овального профиля трубы максимальный 10
— определяющий 24

Распространение струи в пучке витых труб 85

Скорость динамическая 56
— осевая 60, 107, 119
— составляющая профиля 60, 107, 119

— потока приведенная 129
— профиля Шлихтинга 87
— радиальная 62
— среднемассовая 24
— тангенциальная 62, 112

Слой пограничный динамический 22
— тепловой 22

Спектр турбулентности измерение 67
— энергетический 67

— по частотам 72
— — по волновым числам 73

Спиральная закрутка потока 147

Стабилизация теплообмена в пучке витых труб 143

Структура турбулентного потока в пучке витых труб 48

Температура определяющая 134, 141, 142

— среднемассовая 114
— средняя пристенного слоя 142

— термодинамическая 129
— торможения 129

— ядра потока 27

Температурный фактор 132, 135, 140

Теоретические модели для расчета теплоотдачи и гидравлического сопротивления 102

Теплообменный аппарат с витыми трубами, с поперечным обтеканием 11

— — — — с продольным обтеканием 9
— — — — с закрученным пучком 11

Течение адиабатическое 124, 129
— гомогенизированной среды 48

— изотермическое 124, 129
— ламинарное 124, 133

— — потеря устойчивости 11, 129, 133
— неизотермическое 126, 132

— турбулентное 102, 126

Толщина пограничного (пристенного) слоя 115

— — потери импульса 116
— — энергии 116

Точка перехода к турбулентному течению 125, 133

Турбулентность в пучке витых труб 9
— измерение интенсивности 36, 68

— — масштаба 74

Уравнение движения дифференциальное 13

— импульсов интегральное 23
— неразрывности дифференциальное 13

— Навье—Стокса 13
— пограничного слоя дифференциальное 16

— термоанемометрическое 33
— Тэйлора 38

— — Эйлера 64
— энергии дифференциальное 13

— — интегральное 23
— — турбулентного движения 68

Ускорение поля центробежных сил 25
Условия граничные 51, 77
— начальные 14
Участок гидродинамической стабилизации потока 131
— тепловой стабилизации потока 143

Формула Ван-Дриста 18
— Иевлева 19, 20
— Никурадзе 18
— Прандтля 18, 57
— Рейхардта 18

Частота турбулентных пульсаций 71
Число волновое 71
— Льюиса турбулентное 51
— Маха 128
— Нуссельта 27, 114
— Прандтля 27
— — турбулентное 18, 51
— Рейнольдса 24, 125, 129
— — критическое 125, 133
— Фруда модифицированное 25

Шаг закрутки витых труб 149
— — — — относительный 10
— — пучка витых труб 147

Предисловие	3
Основные обозначения	6
Глава 1. Особенности процессов теплообмена и гидродинамики в каналах сложной формы	9
1.1. Особенности конструкции теплообменных аппаратов с витыми трубами	9
1.2. Исходные уравнения. Определение турбулентных коэффициентов переноса	13
1.3. О методах расчета пограничного слоя	21
1.4. Подобие процессов при продольном обтекании пучка витых труб	24
1.5. Содержание проблемы и методы ее решения	28
Глава 2. Методы экспериментального исследования потоков в пучках витых труб	29
2.1. Особенности экспериментального исследования потоков, обтекающих витые поверхности	29
2.2. Методы изучения полей скорости и турбулентной структуры потока	32
2.3. Методы исследования поперечного перемешивания теплоносителя	37
2.4. Особенности конструкции экспериментальных участков для исследования течения и теплообмена	39
Глава 3. Структура турбулентного потока в продольно обтекаемых пучках витых труб	48
3.1. Теоретические модели течения в пучке витых труб	48
3.2. Результаты экспериментальных исследований распределений вектора осредненной скорости и температуры	53
3.3. Результаты экспериментальных исследований составляющих вектора осредненной скорости	59
3.4. Распределение статического давления в поперечном сечении пучка витых труб	64
3.5. Энергетические спектры турбулентности и распределения продольной составляющей пульсационной скорости	67
Глава 4. Поперечное перемешивание потока в плотноупакованных продольно обтекаемых пучках витых труб	75
4.1. Теоретические модели перемешивания потока. Методы решения системы уравнений, описывающих гомогенизированную модель течения	75
4.2. Результаты экспериментальных исследований переносных свойств потока методом диффузии от точечного источника тепла	81
4.3. Распространение струи в пучке витых труб	85
4.4. Результаты экспериментальных исследований перемешивания методом диффузии от системы линейных источников тепла	90

4.5. Влияние на эффективный коэффициент диффузии параметров, определяющих процесс перемешивания в пучке витых труб	96
Глава 5. Теплообмен и гидравлическое сопротивление при продольном обтекании потоком плотноупакованного пучка витых труб	102
5.1. Теоретические модели для расчета теплообмена и гидравлического сопротивления	102
5.2. Расчет полей скоростей, касательных напряжений, коэффициентов гидравлического сопротивления и теплоотдачи	119
5.3. Результаты экспериментального исследования коэффициентов гидравлического сопротивления	124
5.4. Результаты экспериментальных исследований теплоотдачи	134
5.5. Особенности стабилизации теплообмена по длине пучка	144
5.6. Теплообмен и гидравлическое сопротивление в закрученном пучке витых труб	147
Глава 6. Гидравлическое сопротивление и теплоотдача при течении теплоносителя внутри витых труб и в кольцевых каналах с внутренней витой трубой	149
6.1. Особенности течения внутри винтообразно закрученных труб	149
6.2. Результаты экспериментального исследования гидравлического сопротивления и теплообмена при течении внутри витых труб	151
6.3. Теплообмен в кольцевом канале с внутренней витой трубой	160
Глава 7. Гидравлическое сопротивление и теплообмен при поперечном обтекании потоком плотноупакованного пучка витых труб	162
7.1. Методика экспериментов и обработка результатов измерений	164
7.2. Гидравлическое сопротивление	165
7.3. Теплоотдача	167
7.4. Показатели эффективности	170
Глава 8. Инженерная методика теплового и гидравлического расчета теплообменных аппаратов, состоящих из плотноупакованных витых труб	171
8.1. Метод оценки эффективности интенсификации теплообмена в теплообменных аппаратах с продольно омываемыми пучками труб	171
8.2. Метод оценки эффективности интенсификации теплообмена в теплообменных аппаратах с поперечно омываемыми пучками труб	175
8.3. Методика расчета теплообменных аппаратов на заданное гидравлическое сопротивление	179
8.4. Оценка эффективности применения витых труб в теплообменных аппаратах	189
Список литературы	192

ПРОИЗВОДСТВЕННАЯ

**Юрий Иванович Данилов, Борис Владимирович Дзюбенко,
Генрих Александрович Дрейцер, Ляонас-Вайдотас Андревич Ашмантас**

ТЕПЛОБМЕН И ГИДРОДИНАМИКА В КАНАЛАХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Редактор *Л. И. Коваленко*
Художественный редактор *В. В. Лебедев*
Технический редактор *Ф. П. Мельниченко*
Корректоры *И. М. Борейша, А. А. Снастина*

ИБ № 4588

Сдано в набор 26.09.85. Подписано в печать 19.11.85. Т-20385. Формат 60×90^{1/16}. Бумага
типографская № 3. Усл. печ. л. 12,5. Усл. кр.-отт. 12,75. Уч.-изд. л. 13,26.
Гарнитура литературная. Печать высокая. Тираж 2370 экз. Заказ 1840. Цена 65 к.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Машиностроение»,
107076, Москва, Стромьинский пер., 4.

Московская типография № 8 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли,
101898, Москва, Центр, Хохловский пер., 7.