

Часть 1. Физические свойства воды и газа, применяемые в расчётах инженерных систем

1.1 Общие понятия и определения гидроаэродинамики

Гидравлика и аэродинамика представляют собой прикладные технические дисциплины, изучающие законы равновесия и движения жидкости и газа. Аэродинамика также рассматривает и силовое взаимодействие жидкой и газообразной среды с движущимся в ней телом или с ограничивающей ее поверхностью.

Гидравлику и аэродинамику часто рассматривают как разделы механики жидкости, которая выросла из двух отраслей научного знания: эмпирической гидравлики и классической гидромеханики. Гидромеханику, как и классическую механику, разделяют на три составные части: гидростатику, изучающую законы равновесия жидкости; кинематику, описывающую основные элементы движущейся жидкости и гидродинамику, изучающую основные законы движения жидкости и раскрывающую причины её движения. Механика жидкости основана на основных законах физики и общей механики, причем полученные выводы она согласует с экспериментальными исследованиями, которые одновременно подтверждают и дополняют эти выводы.

С помощью основных уравнений гидравлики и разработанных ею методов исследования, решаются важные практические задачи, связанные с транспортом жидкостей и газов по трубопроводам, а также с транспортом твёрдых тел по трубам и другим руслам.

Основные законы механики жидкости являются базой для такой прикладной дисциплины, как гидравлические машины, которые обеспечивают движение жидкостей в системах отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха, теплоснабжения. Широкое использование в системах отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха различных гидравлических машин и

механизмов ставят гидравлику и аэродинамику в число важнейших дисциплин специальности.

Знания механики жидкости необходимы для решения многих технических задач в области отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха:

1. Расчета потерь давления в трубопроводах систем отопления и теплохолодоснабжения вентиляции и кондиционирования воздуха, и воздуховодах систем вентиляции и кондиционирования воздуха;
2. Подбора насосов, вентиляторов, компрессоров;
3. Анализ гидравлического режима в системах отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха;
4. Автоматического регулирования в системах отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха.

1.2 Модели жидкости и газа

Гидроаэромеханика является механикой жидкой и газообразной среды, т.е. исследует среду с очень слабыми связями между молекулами. Эти слабые связи позволяют молекулам жидкостей и особенно газов перемещаться в любом направлении, что вызывает беспорядочное молекулярное движение.

Во избежание этих трудностей Д'Аламбер и [Эйлер](#) предложили в гидроаэромеханике отказаться от рассмотрения молекулярного строения вещества, а изучать жидкости и газы, не принимая во внимание отдельные молекулы и имеющиеся между ними пустоты и считая эти среды сплошными, непрерывно заполняющими пространство. Это допущение носит название постулата о сплошности жидкой и газообразной среды.

Благодаря этому допущению все механические характеристики жидкостей и газов (давление, скорость и др.) можно рассматривать как непрерывные функции координат точки и времени и при решении различных задач гидроаэромеханики широко использовать математический анализ. Однако для

объяснения отдельных явлений в гидроаэромеханике прибегают к рассмотрению молекулярного строения среды и кинетической теории газов.

На практике, при расчетах инженерных систем, невозможно учесть все факторы влияющие на свойства жидкости, поэтому вместо реальной жидкости рассматривают её модель – жидкость, лишенную каких либо свойств, которые при условиях задачи можно считать несущественными.

К таким упрощениям (моделям) относятся:

1. Несжимаемая жидкость;
2. Идельная жидкость – жидкость лишенная вязкости;
3. Идеальный газ – газ, в котором отсутствуют силы межмолекулярного взаимодействия.

С достаточной степенью точности газы можно считать идеальными в тех случаях, когда рассматриваются их состояния, далекие от областей фазовых превращений. Параметры состояния газа связаны между собой уравнением Клайпейрона. В совершенном газе вязкость отсутствует.

1.3 Физические свойства воды и газа

Жидкостью называют физическое тело, которое легко изменяет свою форму под действием самых незначительных сил. Оно обладает свойством текучести, т.е. большой подвижностью частиц, и поэтому принимает форму сосуда, в котором оно находится.

По механическим свойствам жидкости разделяют на два класса: *малосжимаемые (капельные)* и *сжимаемые (газообразные)*.

Капельные жидкости отличаются тем, что в малых количествах принимают сферическую форму, а в больших обычно образуют свободную поверхность.

Газообразные жидкости (газы) способны к значительному уменьшению своего объёма под действием давления и к неограниченному расширению при отсутствии давления.

Стоит отметить, что в гидравлике не заостряют внимание на молекулярном строении вещества, а принимают жидкость как непрерывную, или сплошную среду, которая заполняет все пространство. То есть, принимается, что физические свойства вещества распределяются и изменяются в занимаемом пространстве непрерывно.

Жидкость и газы характеризуются определёнными *физическими свойствами*, важнейшими из которых, с точки зрения применения их в инженерных системах теплогазоснабжения, вентиляции, водоснабжения и водоотведения, являются:

- удельный вес;
- плотность;
- сжимаемость;
- вязкость.

Удельным (или объемным) весом жидкости γ , Н/м³, называется вес единицы её объёма:

$$\gamma = \frac{G}{V}, \quad (1.1)$$

где G – вес жидкости, Н; V – объем, занимаемый ею, м³.

Например, вода при температуре 4 °С имеет удельный вес равный 9 810 Н/м³.

Плотностью ρ , кг/м³, называется масса жидкости, заключённая в единице объёма, или отношение массы жидкости к её объёму (для однородной жидкости):

$$\rho = \frac{m}{V}, \quad (1.2)$$

где m – масса жидкости, кг; V – объем, занимаемый ею, м³.

Например, вода при температуре 4 °С имеет плотность равную 1 000 кг/м³. Так как в диапазоне температуры от 4 до 100 °С плотность воды меняется в пределах 4 %, то на практике она принимается постоянной. Однако, для систем централизованного теплоснабжения, где температура воды может достигать 150 °С, учет изменения плотности воды необходим. Кроме того, изменение плотности воды в системах отопления с естественной циркуляцией является движущей силой теплоносителя, и поэтому учет разницы плотности горячей и охлажденной воды необходим.

Между плотностью и удельным весом существует связь, которая находится при учёте зависимости между весом тела G , его массой m и ускорением свободного падения g , м²/с:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{G}{gV} = \frac{\gamma}{g}. \quad (1.3)$$

Плотность и удельный вес зависят от давления и температуры, причём эта зависимость различна для капельных и газообразных жидкостей.

Сжимаемость капельных жидкостей под действием давления характеризуется *коэффициентом объёмной сжимаемости* β_v , Па⁻¹, который представляет собой относительное изменение объёма, приходящееся на единицу изменения давления:

$$\beta_v = \frac{V_1 - V_2}{V_1(p_2 - p_1)}, \quad (1.4)$$

где V_1 и V_2 – начальный и конечный объёмы жидкости, соответственно, м³; p_1 и p_2 – начальное и конечное давление, соответственно, Па.

В дифференциальной форме, коэффициент объемной сжимаемости можно рассматривать как отрицательное приращение объема dV при положительном приращении давления dp :

$$\beta_v = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp}, \text{Па}^{-1}. \quad (1.5)$$

Для однородной жидкости, в которой плотность жидкости равномерно распределена по всему объему коэффициент β_v , можно рассматривать как увеличение плотности $d\rho$ при положительном приращении давления dp :

$$\beta_v = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp}, \text{Па}^{-1}. \quad (1.6)$$

Величина, обратная коэффициенту β_v , представляет собой объемный модуль упругости E , Па:

$$E = \frac{1}{\beta_v} = \rho \frac{dp}{d\rho}. \quad (1.7)$$

Если разделить данную величину на плотность, то можно получить квадрат скорости распространения продольных волн в упругой среде, равную скорости звука:

$$\frac{E}{\rho} = \frac{dp}{d\rho} = c_0^2. \quad (1.8)$$

Изменение объёма жидкости в зависимости от изменения температуры характеризуется температурным коэффициентом объёмного расширения β_t , K^{-1} ($^{\circ}\text{C}^{-1}$):

$$\beta_t = \frac{V_2 - V_1}{V_1(t_2 - t_1)}, \quad (1.9)$$

где V_1 и V_2 – начальный и конечный объёмы жидкости, соответственно, м^3 ; t_1 и t_2 – начальная и конечная температура жидкости, K ($^{\circ}\text{C}$).

В среднем для воды $\beta_V = 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ Па}^{-1}$, а $\beta_t = 0,00015 \text{ K}^{-1}$.

Не смотря на малое значение температурного коэффициента объёмного расширения, его учёт необходим, например, при проектировании водяных систем отопления, так как температура теплоносителя-воды в процессе эксплуатации системы будет изменяться в значительном диапазоне.

В технической литературе часто встречается понятие сопротивление растяжению. Внутри капельных жидкостей по молекулярной теории сопротивление растяжению может быть весьма значимым – $1 \cdot 10^9 \text{ Па}$. Однако, жидкости используемые в технике, содержащие мелкие взвешенные частицы и пузырьки газов, не выдерживают даже незначительных растяжений. Поэтому в инженерной практике напряжение в капельных жидкостях принимается бесконечно малым и не влияет на расчеты.

Вследствие большой сжимаемости газов их плотность и удельный вес в значительной степени зависят от давления и температуры. Процессы сжатия и расширения газов подчиняются известному из термодинамики уравнению Клапейрона, позволяющее определить плотность газа при известных давлении и температуре, т.е.:

$$\rho = \frac{p}{RT}, \quad (1.10)$$

где p – абсолютное давление, Па ; R – удельная газовая постоянная, различная для разных газов, но не зависящая от температуры и давления; T – абсолютная температура газа, K .

Поведение реальных газов в условиях, далеких от сжижения, незначительно отличается от поведения совершенных газов, и для них в

широких пределах можно пользоваться уравнениями состояния совершенных газов.

В инженерной практике, при расчетах используются производные формулы от уравнения (1.10): формулы Бойля–Мариотта, Гей-Люссака и Шарля для идеальных газов.

Закон Бойля-Мариотта выражается зависимостью:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 = \text{const}, \quad (1.11)$$

где V_1 и V_2 – объёмы газа, м^3 , при постоянной температуре, соответственно при давлении p_1 и p_2 , Па.

Закон Гей-Люссака устанавливает связь между объёмом и температурой газа при постоянном давлении и характеризуется уравнением:

$$V_1/V_2 = T_1/T_2 = \text{const}, \quad (1.12)$$

где T_1 и T_2 – абсолютные температуры, К.

Закон Шарля, или второй закон Гей-Люссака устанавливает связь между давлением и температурой газа при его постоянном объеме:

$$p_1/p_2 = T_1/T_2 = \text{const}. \quad (1.13)$$

Вязкостью называется свойство жидкости оказывать сопротивление растягивающим и сдвигающим силам. Данное свойство вызвано силой трения между слоями жидкости, движущимися с разными скоростями.

Рассмотрим случай движения жидкости параллельными слоями (рис. 1.1). Пусть скорость движения отдельного слоя А равна u , а скорость движения соседнего слоя В больше на Δu . Величина Δu выражается собой абсолютный сдвиг слоя В по слою А за единицу времени. При скольжении одного слоя по другому, между ними возникает сила трения. Относя эту силу к единице

площади трения, получим касательное напряжение или напряжение силы трения τ .

Теоретические предположения, высказанные Ньютоном (1723 г.) и затем экспериментально подтверждённые Николаем Павловичем Петровым (1884 г.), устанавливают, что сила трения не зависит от давления жидкости, а пропорциональна поверхности соприкосновения слоёв, скорости Δu и обратно пропорциональна расстоянию между слоями Δy .

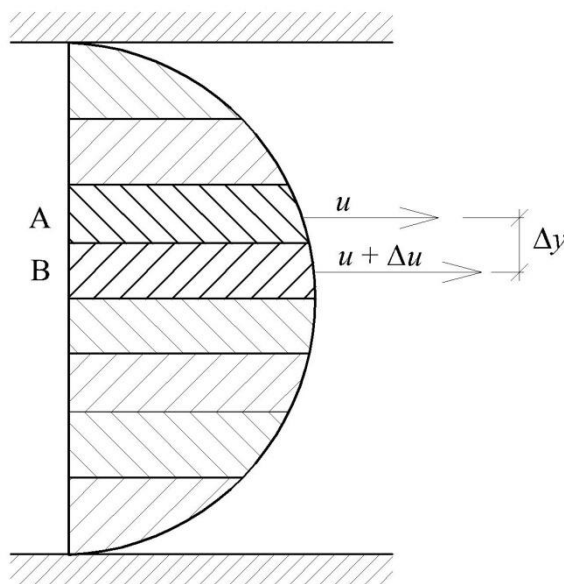


Рис. 1.1. Схема к определению понятия вязкости жидкости

Если силу трения отнести к единице площади, то получится значение так называемого касательного натяжения τ :

$$\tau = \mu \frac{\Delta u}{\Delta y}, \quad (1.14)$$

где μ – коэффициент пропорциональности, называемый *динамической, или абсолютной вязкостью*, Па·с.

Не смотря на то, что согласно системе СИ динамическая вязкость измеряется в Па·с, в технической литературе можно встретить размерность,

используемую в честь французского ученого Пуазейля, а сама единица называется пуаз:

$$1 \text{ Па} \cdot \text{с} = 10 \text{ П.}$$

Для автоматизированных расчетов определять динамическую вязкость жидкости удобнее по формулам. Например, для чистой пресной воды, в зависимости от её температуры t , °С, динамическая вязкость может быть определена по формуле Пуазейля:

$$\mu = \frac{0,000179}{1 + 0,0368t + 0,000221t^2}, \text{Па} \cdot \text{с.} \quad (1.15)$$

Для определения динамической вязкости воздуха часто применяют формулу Милликена:

$$\mu = 1,745 \cdot 10^{-6} + 5,03 \cdot 10^{-9}t, \text{Па} \cdot \text{с.} \quad (1.16)$$

Наряду с динамической вязкостью, при практических расчётах применяют так называемую *кинематическую вязкость* ν , м²/с представляющую собой отношение динамической вязкости к плотности жидкости:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}. \quad (1.17)$$

Стоит отметить, что вязкость капельных жидкостей уменьшается с увеличением температуры, а вязкость газов, наоборот, возрастает. Объясняется это различием самой природы вязкости в жидкостях и газах. В жидкостях молекулы расположены гораздо ближе друг к другу, чем в газах, и вязкость вызывается силами молекулярного сцепления. Эти силы с увеличением температуры уменьшаются, поэтому падает вязкость. В газах же вязкость обусловлена главным образом беспорядочным тепловым движением молекул, интенсивность которого увеличивается с ростом температуры, поэтому вязкость газов с увеличением температуры возрастает.

Таким образом, коэффициент кинематической вязкости зависит от природы жидкости и от температуры.

Однако, отметим, что вязкость жидкости может зависеть и от давления, но эта зависимость проявляется лишь при достаточно большом значении давления. В инженерных системах, давление ограничено, как правило, 25 МПа (максимальное рабочее давление труб и оборудования), а в том диапазоне вязкость жидкости практически не изменяется от давления.

Для упрощения решения некоторых инженерных задач жидкость иногда принимают *невязкой (идеальной)*. Под идеальной жидкостью понимают некую воображаемую жидкость, обладающую абсолютной подвижностью, то есть лишённую вязкости, а также абсолютно несжимаемую, не расширяющуюся с изменением температуры. Полученные результаты приходится, как правило, корректировать, вводя поправочные коэффициенты.

Отдельно стоит рассмотреть вопрос **кипения** и **испарения** жидкостей. Переход жидкости в пар называется **испарением**, обратный переход называется **конденсацией**.

Важно, что жидкость и её пар могут находиться в равновесии, то есть количество молекул, переходящих из состояния жидкости в пар, равно количеству молекул, переходящих из состояния пара в жидкость. В таком случае пар называют *насыщенным* и в нём устанавливается давление, называемое давлением насыщения водяных паров.

Вообще жидкость может испаряться как со свободной поверхности, так и внутри пузырей, образующихся при определённой температуре и давлении. Такой процесс называется *кипением*.

В таблице 1.1 приведена температура кипения воды при различном давлении насыщения.

Основные физические свойства воды

$P_{\text{нас}}$, кПа	12,344	101,325 (атм. давление)	169,02	270,02	475,72
$t_{\text{кип}}$, °C	50	100	115	130	150

В инженерной практике также часто сталкиваются с понятием кавитации. Кавитация — это частный случай кипения, который возникает в движущейся жидкости вследствие местных понижений давления до давления насыщенного пара. Часто процесс кавитации происходит в насосных установках, или регулирующей или дросселирующей арматуре, где в связи с резким понижением давления, возможно кипение жидкости. Сама кавитация в инженерных системах может проявляться как в виде отдельных пузырьков, возникающих в местах пониженного давления и уносимых потоком (пузырьковая перемещающаяся кавитация), так и в виде сплошных, заполненных парами жидкости полостей, присоединённых к поверхности обтекаемых тел (суперкавитация).

Критическое давление, при котором происходит разрыв жидкости, зависит от многих факторов: чистоты жидкости, содержания растворенного газа, состояния поверхности, на которой возникает кавитация.

Если давление в жидкости снижается вследствие возрастания местных скоростей потока жидкости, то кавитация называется гидродинамической. Если снижение давления вызвано прохождением акустических волн, то кавитация называется акустической.

Впервые с явлением динамической кавитации встретились в судостроении в 1894 г. при испытании английского эсминца. На режимах полного охвата винт резко менял свои характеристики, что приводило к падению скорости корабля.

Жидкость, свободная от примесей, при давлении, равном давлению её насыщенных паров, вскипает. Это явление называется паровой кавитацией. Образовавшиеся пузырьки пара переносятся потоком в область повышенного

давления, где пар конденсируется, пузырьки схлопываются. Однако в потоке жидкости, как правило, содержится некоторое количество газа, мельчайшие пузырьки которого невидимы невооруженным глазом. Эти пузырьки воздуха – нуклеоны – переносятся потоком жидкости и, попадая в область низкого давления, начинают расти. Через поверхность пузырька происходит диффузия газа: внутрь пузырька или наоборот в окружающую среду. Это явление называется газовой кавитацией. Как правило именно такой вид кавитации и наблюдается.

При попадании в область повышенного давления кавитационный пузырек уменьшается в размерах и может схлопываться. Схлопывание сопровождается звуковыми импульсами и гидравлическими ударами, способными разрушить обтекаемую поверхность.

Таким образом, кавитация в инженерных системах вызывает:

1. Снижение рабочих показателей и у насосов и турбин (снижение КПД);
2. Увеличение потери давления в местных сопротивлениях;
3. Разрушение поверхности обтекаемых поверхностей оборудования;
4. Появление шума и вибрации в гидравлических контурах.

Процесс кавитации разрушителен для оборудования инженерных систем (см. рис. 1.2), поэтому принимают различные мероприятия, для его недопущения.



Рис. 1.2. Разрушение лопастного насоса из-за процесса кавитации

При расчётах инженерных систем жидкость обычно представляется сплошной (непрерывной) средой. Однако, в некоторых системах возможно нарушение сплошности жидкости, представленное многофазовыми системами.

Многофазными называются системы, состоящие из нескольких фаз. В инженерных системах среди многофазных систем преобладают двухфазные. Например: «вода – твёрдые частицы» (системы водоотведения); «газ – твёрдые частицы» (пылеулавливание, пневмотранспорт); «газ – капли жидкости» (сушильные камеры, увлажнители воздуха вентиляционных установок); «газ – газ» (камеры парового увлажнения); «жидкость – пузырьки газа» (примеси воздуха в воде систем водоснабжения и водяного теплоснабжения), «жидкость – жидкость» (антифризы – растворы воды и гликолей, в системах отопления).

Во всех этих примерах первая из указанных фаз условно называют непрерывной, а вторую – дискретной. Количество второй (дискретной) фазы в непрерывной определяется *концентрацией*. Различают объёмную C_v и массовую концентрацию C_m фазы, которая является отношением объёма, или массы фазы к общему объёму, или массе системы:

$$C_{v2} = \frac{V_2}{V_1 + V_2}; \quad (1.18)$$

$$C_{m2} = \frac{m_2}{m_1 + m_2}, \quad (1.19)$$

где V_1 и V_2 – объем двух фаз системы, м³; m_1 и m_2 – масса двух фаз системы, кг.

Понятие концентрации позволяет определить основные параметры многофазной системы. Например, средняя плотность многофазной системы, кг/м³, может быть определена по формуле:

$$\rho = \rho_1 C_{V1} + \rho_2 C_{V2} = \rho_1 (1 - C_{V2}) + \rho_2 C_{V2}. \quad (1.20)$$

Растворимость газов в жидкостях характеризуется количеством растворенного газа в единице объема. Она различия для разных жидкостей и газов и зависит от давления. Относительный объем газа, растворенного в жидкости до ее полного насыщения, в соответствии с законом Генри прямо пропорционален давлению:

$$\frac{V_{\Gamma}}{V_{\text{ж}}} = k \frac{p}{p_0}, \quad (1.21)$$

где V_{Γ} – объем растворенного газа, приведенный к нормальным условиям (при p_0), м³; $V_{\text{ж}}$ – объем жидкости, м³; k – коэффициент растворимости; p – давление жидкости, Па.

Например коэффициент растворимости при 20 °С для воды равен 0,016.

При повышении температуры коэффициент растворимости уменьшается. Кроме растворенного газа, в жидкости могут находиться пузырькинерастворенного газа. При понижении давления растворенный в жидкости газ выделяется, ухудшая характеристики работы гидравлической работы. В системах отопления это приводит к завоздушиванию и преждевременной коррозии стальных элементов (трубы и отопительные приборы).

Часть 2. Гидростатика и гидродинамика инженерных систем

2.1 Гидростатика

На любую жидкость и внутри неё могут действовать различные силы. Данные силы могут действовать непрерывно *распределёнными по всему объёму (массе)* жидкости, либо непрерывно *распределёнными по площади*.

Таким образом силы, непрерывно *распределённые по всему объёму (массе)* жидкости называют *массовыми* (или *объёмными*). К таким силам относится сила тяжести жидкости, сила инерции движущейся жидкости и центробежные силы. Массовые силы пропорциональны массе жидкости и для однородных жидкостей пропорциональны его объёму.

Силы, распределённые по площади принято называть *поверхностными*. Поверхностные силы непрерывно распределены по поверхности жидкости и пропорциональны величине этой поверхности (при равномерном их распределении). Поверхностные силы возникают из-за непосредственного воздействия на жидкость другого тела: твёрдого (например, поршня, стенки трубы); жидкого (смещение потоков жидкости, или взаимное давление слоёв жидкости разной плотности); или газа (давление газовой среды на жидкость в расширительных ёмкостях).

Рассмотрим наглядно пример, согласно рисунку 2.1.

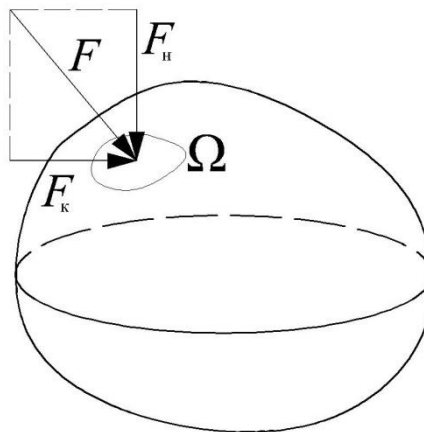


Рис. 2.1. Поверхностные силы

В общем случае некая поверхностная сила F , Н, действующая на площадку площадью Ω , м², направлена под некоторым углом к ней. Данную силу можно разложить на нормальную F_n и касательную F_k составляющие.

Нормальная сила направлена внутрь объёма (перпендикулярно рассматриваемой площадке) и называется *силой давления*. Касательная сила направлена вдоль поверхности и называется *силой трения*.

В классической гидромеханике массовые и поверхностные силы рассматриваются в виде *единичных*, то есть отнесённым к какой-то единице. Массовые соответственно относятся к единице массы, а поверхностные к единице площади. Из курса физики известно, что **массовые силы есть произведение массы тела на ускорение**, тогда единичная массовая сила будет численно равна ускорению. Единичную поверхностную силу называют *напряжением поверхностной сил*, причём его раскладывают также на *нормальное* и *касательное напряжение*.

Если сила давления (нормальная поверхностная сила) равномерно распределена по площади рассматриваемой площадки, то нормальное напряжение можно определить по формуле:

$$p = \frac{F_n}{\Omega}, \text{ Па.} \quad (2.1)$$

В любой покоящейся жидкости и газе касательные напряжения в любой произвольной точке равны нулю, а вот нормальные присутствуют и вызваны давлением верхних слоёв жидкости на нижние. Данные напряжения являются сжимающими, так как жидкости и газы не сопротивляются растягивающим усилиям. Величина равная модулю напряжения в гидромеханике называется *гидростатическим давлением в точке* $p_{\text{стат}}$, Па.

Поверхность, в каждой точке которой значение гидростатического давления одинакова называется поверхностью уровня. Поверхности уровня обладают двумя основными свойствами:

1. Поверхности уровня не пересекаются между собой.
2. Внешние массовые силы направлены по внутренней нормали к поверхности уровня.

При равновесии жидкости и её состоянии покоя массовой силой является сила тяжести, а ускорением – ускорение свободного падения. Таким образом, поверхностью уровня (часто называют поверхностью равного давления) в однородной покоящейся жидкости будет любая горизонтальная поверхность, в том числе и свободная поверхность, независимо от формы сосуда или водоема.

В инженерных системах понятие и свойства поверхности уровня и, в частности, свободной поверхности, имеют важнейшее значение. Примером свободных поверхностей являются поверхности воды в открытых расширительных баках системы отопления, или накопительных ёмкостей системы водоснабжения (в том числе водонапорные башни).

Закон распределения гидростатического давления в покоящейся жидкости выражается основным уравнением гидростатики:

$$z + \frac{p}{\rho g} = \text{const}, \quad (2.2)$$

где z – отметка уровня, отсчитываемая от некоторой горизонтальной плоскости, м; p – давление, оказываемое на поверхность уровня, Па; ρ – плотность жидкости, кг/м³; g – ускорение свободного падения, 9,81 м/с².

Часто, на практике, для наглядного определения давления во всех точках инженерной системы строят эпюру давления. Для построения эпюры давления в инженерных системах, и определения гидростатического давления $p_{\text{стат}}$, Па, в любой точке системы часто используют следующую форму уравнения:

$$p_{\text{стат}} = z\rho g + p. \quad (2.3)$$

При этом в каждой точке открытой поверхности принимают постоянным $p = p_0$, и называют внешним давлением, или давлением на поверхность, z обозначают как h , то есть как высоту рассматриваемой плоскости от плоскости отсчёта, а $p_{\text{стат}}$ называют полным гидростатическим давлением. Тогда получим:

$$p_{\text{стат}} = \rho gh + p_0. \quad (2.4)$$

Таким образом, как это следует из выражения, гидростатическое давление $p_{\text{стат}}$ в данной точке равно сумме давления на свободной поверхности жидкости p_0 и давления, производимого столбиком жидкости высотой, равной глубине погружения точки. Согласно этому уравнению, давление на поверхности жидкости p_0 передается всем точкам объема жидкости и по всем направлениям одинаково. Это и есть закон Паскаля для жидкости.

Из уравнения видно, что величина первого слагаемого зависит при постоянной плотности только от глубины погружения рассматриваемой точки. Величина второго слагаемого при этом передается во все точки покоящейся жидкости по всем направлениям без изменения. В классической гидростатике такая величина называется *избыточным давлением*, однако, в инженерных системах избыточным (манометрическим) давлением принято называть *разницу абсолютного и атмосферного давления*. Подробно, для подвижной жидкости данные понятия будут рассмотрены в разделе гидродинамики.

Атмосферное давление, равное давлению столба ртути высотой **760 мм** при температуре $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, называется нормальным атмосферным давлением. При расчете инженерных систем атмосферное давление либо определяется для конкретного региона, либо принимается равным **101 325 Па**, как при нормальных условиях.

Соответственно в инженерных системах, таких как системы отопления и теплоснабжения вопрос изменения гидростатического давления очень важен. На примере системы водяного отопления разделим инженерные системы на два

типа: системы где теплоноситель соприкасается с атмосферой, и системы полностью изолированные от атмосферы.

Для первого типа систем водяного отопления в качестве “связи” выступает открытый расширительный бак. Это ёмкость в которой аккумулируется теплоноситель системы отопления при температурном расширении теплоносителя. При этом на свободную поверхность жидкости в баке действует атмосферное давление. Согласно рассмотренному выше закону Паскаля это давление распространяется на все точки жидкости системы.

Для второго типа систем водяного отопления также используется расширительный бак. Однако, в отличии от открытого расширительного бака, данный бак называется закрытым, а свободная поверхность жидкости в нем не связана с атмосферой. Закрытый расширительный бак представляет собой замкнутую емкость в которой среда воздуха и воды разделены мембраной. Соответственно давление оказываемое воздухом на свободную поверхность воды системы отопления может изменяться с помощью “подкачивания” воздуха над мембраной, а значит давление оказываемое на всю жидкость в системе может регулироваться при наладке системы.

Вопрос распределения гидростатического давления в обоих видах таких систем является очень важным, так как гидростатическое давление в нижней части системы может превышать максимальное давление приборов отопления и мест соединений труб, и система будет разрушаться.

В системах центрального теплоснабжения вопрос гидростатического давления играет не менее важную роль. Поскольку системы теплоснабжения имеют высокую протяженность, а их трассировка зависит от отметки уровня земли, то при резком изменении рельефа местности в нижних частях системы может возникать значительная величина гидростатического давления, что может привести не только к разрушениям труб системы, но и к поломке оборудования тепловых пунктов, а также внутренних систем отопления.

В отличие от несжимаемой (капельной) жидкости плотность газа есть величина переменная, зависящая от состояния газа. Таким образом, изменение давления в газе будет зависеть не только от координаты (z или h), но и от того, как связаны между собой давление, плотность и температура газа. Эта связь устанавливается на основании уравнения газового состояния:

$$p = f(\rho; T), \quad (2.5)$$

где T – абсолютная температура газа в рассматриваемой точке, К.

В однородной атмосфере $\rho = \text{const}$, поэтому распределение давления не отличается от распределения в покоящейся капельной жидкости.

В случае изотермического состояния газа его плотность меняется в соответствии с уравнением газового состояния Клапейрона:

$$\rho = \frac{p}{RT}, \quad (2.6)$$

где R – удельная газовая постоянная, Дж/(кг·К).

После постановки уравнения газового состояния в основное уравнение гидростатики и ряда преобразований можно получить следующую зависимость:

$$p = p_0 e^{-\frac{gh}{RT}}, \quad (2.7)$$

где p_0 – давление в отсчитываемой плоскости (ниже плоскости, для которой определяется давление), Па; e – основание натурального логарифма, 2,71828.

Уравнение показывает, что при изотермическом состоянии давления в покоящемся газе меняется по экспоненциальному закону, уменьшаясь с увеличением высоты рассматриваемой точки.

В системах вентиляции гидростатическое давление практически не влияет на работу системы, а вот в системах газоснабжения, давление создаваемое в резервных ёмкостях, да и атмосферное давление сильно влияет на выбор

оборудования, и особенно учет количества потребляемого газа. Поэтому в узлах учета потребления газа на магистралях, или в котельных устанавливается датчик полного давления, а не датчик избыточного давления, как это принято в системах теплоснабжения.

2.2 Основные понятия гидродинамики. Виды движения жидкости

Гидродинамика – раздел гидравлики, изучающий законы движения жидкости, а также взаимодействия между жидкостью и твердыми телами при их относительном движении.

При проектировании и эксплуатации инженерных систем отопления, вентиляции и водоснабжения гидродинамика является основным разделом гидравлики. Жидкости и газы в данных системах, как правило, непрерывно перемещаются (за исключением нештатных ситуаций, застойных зон и накопительных ёмкостей) и взаимодействуют с различными твердыми телами, или элементами каналов и труб внутри которых движутся.

Жидкость может двигаться под действием **сил тяжести, внешнего давления и инерционных сил.**

К гидродинамическим характеристикам потока относят *гидродинамическое давление и скорость движения жидкости.*

Гидродинамическое давление p , Па – это внутреннее давление, развивающееся при движении жидкости. *Скорость движения жидкости в данной точке* u , м/с, называется скоростью перемещения в пространстве частицы жидкости, находящейся в данной точке.

Движение жидкости может быть *установившимся, неустановившимся и квазистационарным.*

Установившимся называется такое движение, при котором скорость и давление в любой точке пространства, занятого жидкостью, не изменяется с течением времени, т.е. зависят только от координат точки. Аналитически это условие запишется так:

$$u = f_1(x, y, z) \text{ и } p = f_2(x, y, z).$$

Неустановившимся называется такое движение, при котором скорость и давление в любой точке пространства, занятого жидкостью, изменяется с течением времени. Аналитически это условие запишется так:

$$u = f_1(x, y, z, t) \text{ и } p = f_2(x, y, z, t).$$

Квазистационарным называется такое движение, при котором изменение температуры или давления в течение выбранного промежутка времени не является существенным, т.е. влияние изменения лежит в пределах допускаемой точности для решаемой задачи, и его можно рассматривать как установившееся.

В системах отопления и вентиляции с постоянным гидравлическим и аэродинамическим режимом работы движение жидкости или газа принято условно считать *квазистационарным*. Однако в системах отопления и вентиляции с переменным режимом работы, а также в системе водоснабжения расход жидкости или газа переменен, а значит, движение жидкости будет *неустановившимся*.

Для изучения движения воздушного потока и потока капельной жидкости необходимо выбрать соответствующую математическую модель. Изучение движения потоков обычно начинают с *абстрактной модели невязкого и несжимаемого потока*.

Как и в механике твердого тела, сначала изучаются виды движения без учета действия сил, которые вызывают это движение (кинематика); потом рассматривается движение как результат действия сил (динамика).

В соответствии с **методом Лагранжа** рассматривается поведение частиц потока, которые перемещаются в пространстве и непрерывно изменяют свои координаты. Для начального момента времени t_0 координаты некоторой произвольно выбранной частицы (относительно неподвижной системы

координат) будут x_0, y_0, z_0 . В произвольный момент времени t координаты этой точки будут определяться в соответствии с зависимостями:

$$\begin{cases} x = \varphi_1(x_0, y_0, z_0, t); \\ y = \varphi_2(x_0, y_0, z_0, t); \\ z = \varphi_3(x_0, y_0, z_0, t). \end{cases} \quad (2.8)$$

Проекции скорости движения этой частицы на оси координат определяются следующим образом:

$$\begin{cases} u_x = \frac{dx}{dt} = \frac{d\varphi_1(x_0, y_0, z_0, t)}{dt}; \\ u_y = \frac{dy}{dt} = \frac{d\varphi_2(x_0, y_0, z_0, t)}{dt}; \\ u_z = \frac{dz}{dt} = \frac{d\varphi_3(x_0, y_0, z_0, t)}{dt}. \end{cases} \quad (2.9)$$

Т.е. в соответствии с методом Лагранжа необходимо знать начальное местоположение (начальные координаты) и закон движения каждой частицы. Так как в потоке частиц бесконечное множество, то использование этого метода весьма затруднительно.

При использовании метода [Эйлера](#) изучают, что происходит с потоком в заданных точках пространства в определенные моменты времени.

Представим пространство, заполненное воздушным потоком. Через некоторую точку этого потока с координатами x, y, z с течением времени будут проходить частицы с той или иной скоростью, которая характеризуется вектором $\vec{u}$ и его проекциями на оси координат u_x, u_y, u_z .

Таким образом, вектор местной скорости является функцией положения точки и времени:

$$\vec{u} = f(\vec{r}, t),$$

где r – радиус-вектор рассматриваемой точки, выражается через единичные векторы (орты) по осям координат в соответствии с формулой:

$$\vec{r} = xi + yj + zk. \quad (2.10)$$

Составляющие мгновенной скорости потока в данной точке можно записать в виде:

$$\begin{cases} u_x = \frac{dx}{dt} = \frac{d\varphi_1(x, y, z, t)}{dt}; \\ u_y = \frac{dy}{dt} = \frac{d\varphi_2(x, y, z, t)}{dt}; \\ u_z = \frac{dz}{dt} = \frac{d\varphi_3(x, y, z, t)}{dt}. \end{cases} \quad (2.11)$$

Обычно для изучения движения потока используется метод Эйлера. В дальнейшем в данном курсе для исследования движения воздушных потоков будет использоваться именно этот метод.

Если поле скоростей потока не изменяется с течением времени, то движение потока называют **установившимся (стационарным)**. В этом случае характеристики движения изменяются только при переходе от одной точки к другой (при изменении координат). Тогда функциональная зависимость для местной скорости потока будет определяться из выражения:

$$\vec{u} = f(\vec{r}).$$

А составляющие мгновенной скорости потока в данной точке:

$$\begin{cases} u_x = f_1(x, y, z); \\ u_y = f_2(x, y, z); \\ u_z = f_3(x, y, z). \end{cases} \quad (2.12)$$

Установившееся движение может быть **равномерным** и **неравномерным**.

При равномерном движении скорости в подобных точках постоянные и не зависят от координат этих точек. Примером такого движения может служить воздушный поток при постоянном расходе в трубопроводе постоянного сечения.

При неравномерном движении скорости в подобных точках не меняются во времени, но являются функциями координат этих точек. В качестве примера такого движения может быть использован воздушный поток в трубопроводе переменного сечения. В зависимости от площади сечения скорость движения вдоль трубопровода будет изменяться, но в определенных сечениях она будет оставаться постоянной независимо от времени.

Для изучения законов движения жидкости вводят понятия о *траектории*, *линии тока* и *элементарной струйке*.

Траекторией движения частицы жидкости называется ее путь с течением времени. На рисунке 2.2. показано положение частицы в разные моменты времени.

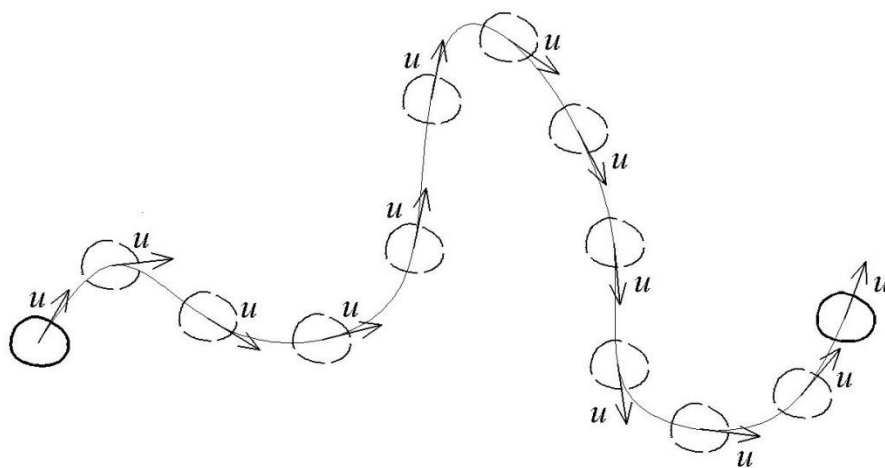


Рис. 2.2. Траектория частицы жидкости

Уравнение траектории частицы имеет вид:

$$\frac{dx}{u_x} = \frac{dy}{u_y} = \frac{dz}{u_z},$$

где dx , dy , dz – проекции перемещения частицы на осях координат, м;
 u_x , u_y , u_z – проекции скорости частицы на осях координат, м/с.

Линией тока называется такая линия в движущейся жидкости, касательные к которой в любой ее точке совпадают с направлением векторов скорости частиц, расположенных на этой линии в данный момент времени (рис. 2.3).

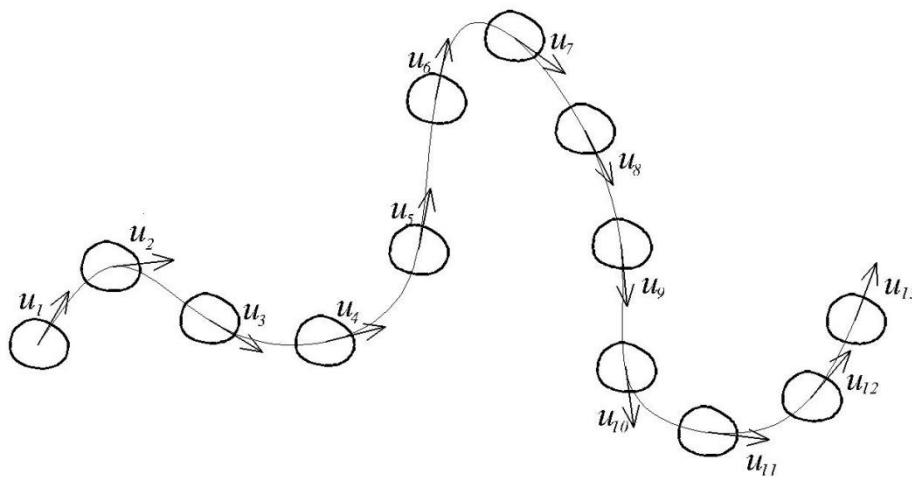


Рис. 2.3. Линия тока

Необходимо различать траекторию частицы и линию тока. *Траектория* относится лишь к определенной частице жидкости и представляет собой линию, описанную последовательным положением этой частицы с течением времени. *Линия тока* связывает между собой различные лежащие на ней частицы и характеризует направление их движение в данный момент времени.

В условиях установившегося течения линия тока и траектория могут совпадать, и не изменять форму с течением времени. При неустановившемся движении линия тока и траектория движения жидкости не совпадают.

Кроме линий тока и траекторий иногда используют понятие *линии отмеченных частиц*. Так называют линию, на которой в данный момент расположены частицы, прошедшие в разное время через одну и ту же точку пространства. При установившемся движении линии отмеченных частиц совпадают с траекториями и линиями тока.

Если в движущейся жидкости взять достаточно малый замкнутый контур и через все его точки провести линии тока, то образуется трубчатая поверхность, которая называется *трубкой тока* (см. рис 2.4). Жидкость, протекающая внутри трубки тока, называется *элементарной струйкой*.

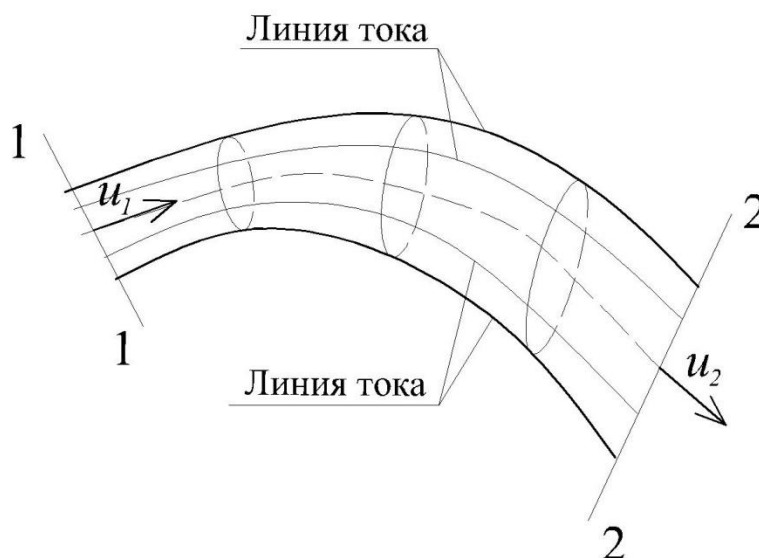


Рис. 2.4. Элементарная струйка

Элементарная струйка обладает следующими свойствами:

1. При установившемся движении струйка не меняет формы и ориентации в пространстве, так как трубка тока, образованная линиями тока не изменяется.
2. Ни одна частица жидкости не может проникнуть внутрь струйки или выйти наружу через трубку тока.
3. Ввиду малости поперечного сечения струйки скорости во всех точках этого сечения можно считать одинаковыми.

Совокупность элементарных струек, проходящих через площадку достаточно больших размеров, называется *потокom жидкости*.

Потоки по характеру движения жидкости могут быть разделены на три группы: *напорные*, *безнапорные* и *струи*.

Напорный поток полностью ограничен со всех сторон твердыми стенками. Движение жидкости в таком потоке происходит под влиянием давления,

сообщаемого каким-либо внешним источником. В инженерных системах, как правило, побудителем движения являются насосы, компрессоры и вентиляторы.

Безнапорным называется поток со свободной поверхностью, в котором жидкость перемещается только под действием силы тяжести. Примером безнапорного движения в инженерных системах является система водоотведения (канализация).

Струи представляют собой потоки, ограниченные со всех сторон жидкой и газообразной средой. В этом случае движение жидкости происходит по инерции под влиянием начальной скорости, созданной давлением или силой тяжести. Такие потоки характерны для истечения воздуха из воздухораспределителей систем вентиляции и кондиционирования воздуха.

Для характеристики размеров и формы поперечного сечения потока используются геометрические элементы потока. К ним относятся: *живое сечение*, *смоченный периметр*, *гидравлический радиус* и *эквивалентный диаметр*.

Живым сечением называется сечение потока, проведенное перпендикулярно к линиям тока. В общем случае живое сечение является криволинейной поверхностью. Площадь живого сечения обозначается греческой буквой ω (омега), м^2 .

Смоченным периметром называется часть периметра живого сечения потока, в которой жидкость соприкасается с твердыми стенками канала или трубы. Смоченный периметр обозначается греческой буквой χ (хи), м. Примеры определению смоченного периметра представлены на рис. 2.5 (выделен жирными линиями).

а)

б)

в)

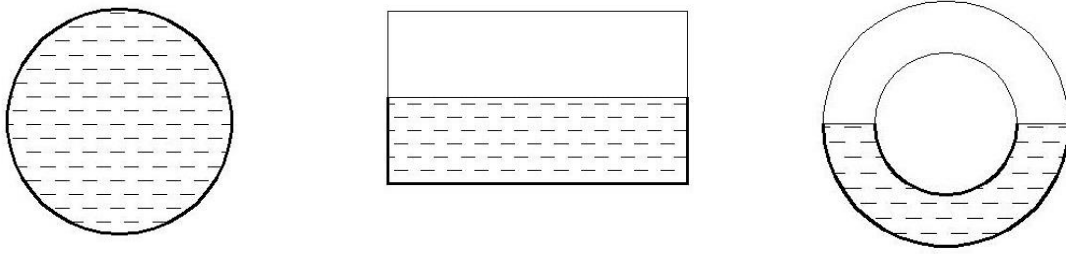


Рис. 2.5. Примеры по определению смоченного периметра:

а – для напорного потока круглого сечения; *б* – для безнапорного потока прямоугольного сечения;
в – для безнапорного потока сложного сечения (труба в трубе)

Отношение площади живого сечения ω , м², к смоченному периметру χ , м, называется *гидравлическим радиусом* R , м, т.е.:

$$R = \frac{\omega}{\chi}. \quad (2.13)$$

При гидравлических расчетах систем отопления и вентиляции широко используется понятие об эквивалентном диаметре $d_э$, м, который равен четырем гидравлическим радиусам:

$$d_э = 4R. \quad (2.14)$$

Для труб прямоугольного сечения со сторонами a и b при напорном потоке гидравлический радиус и эквивалентный диаметр можно определить по формулам:

$$R = \frac{ab}{2(a+b)}, \text{ м}; \quad (2.15)$$

$$d_э = \frac{2ab}{a+b}, \text{ м}. \quad (2.16)$$

При определении потери давления в прямоугольных и квадратных воздуховодах систем вентиляции также используют *эквивалентный по расходу*

диаметр d_L , м, и диаметр, эквивалентный по площади поперечного сечения d_f , м.

Диаметр эквивалентный по расходу определяется из условия равенства потери давления при равенстве расходов в круглом и прямоугольном сечении воздуховода. Формула для определения d_L , м, представелна в следующей форме:

$$d_L = \sqrt[5]{\frac{32a^3b^3}{a+b}}. \quad (2.17)$$

Значение диаметра, эквивалентного по площади поперечного сечения определяется из условия равенства площадей попереченого сечения прямоугольного и круглого воздуховодов:

$$ab = \frac{\pi d_f^2}{4}. \quad (2.18)$$

Тогда значение d_f , м, определяется по формуле:

$$d_f = 2\sqrt{\frac{ab}{\pi}}. \quad (2.19)$$

2.3 Виды простейших потоков

Однородный поступательный поток. Имеется безграничный поток, все частицы которого движутся прямолинейно и параллельно друг другу (рисунок 2.6). Определим скорость как функцию координат точки.

Ориентировав оси координат таким образом, чтобы направление положительной оси абсциссовпало с направлением движения, получим проекции скорости:

$$v_x = \text{const}; v_y = 0; v_z = 0.$$

Проекция скорости на ось абсцисс постоянна, так как если бы она была переменна, то, согласно уравнению расхода, траектории частиц не были бы параллельны. Поэтому:

$$v = \text{const.} \quad (2.20)$$

Следовательно, скорость не зависит от координат точки. Заметим, что в таком потоке не будет деформации и вращения частиц. Действительно, любая производная от постоянной скорости будет равна нулю, поэтому скорости деформации и вращения частиц также будут равны нулю.

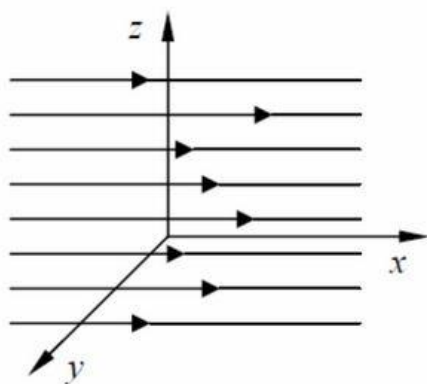


Рис. 2.6. Пространственное течение из источника-точки

Пространственный источник-точка. Данный объект является абстракцией, в реальности несуществующей, и, чтобы уяснить его смысл, представим следующее.

Жидкость или газ нагнетается по очень тонкой трубке в пустотелый шарик. На поверхности шарика равномерно расположено много мелких отверстий. Через эти отверстия жидкость или газ вытекает из шарика и распространяется во все стороны равномерно и прямолинейно. Объемный расход равен L .

Если допустить, что трубка становится бесконечно тонкой, радиус шарика бесконечно малым, а число отверстий бесконечно большим, то в пределе получим пространственное истечение жидкости или газа из точки. Такое

нереальное течение называется **пространственным течением из источника-точки** (рисунок 2.7).

В аэродинамике при решении различных задач (в том числе и практического характера) реальные течения заменяют течением из совокупности таких источников-точек.

Определим, как изменяется скорость с удалением от источника-точки. Источник-точку поместим в начало прямоугольных координат, опишем сферу радиусом r (с центром в начале координат). По условию задачи все частицы, расположенные на сфере, обладают одинаковыми скоростями, направленными перпендикулярно поверхности сферы. Применяя уравнение расхода к источнику-точке и сфере, получим:

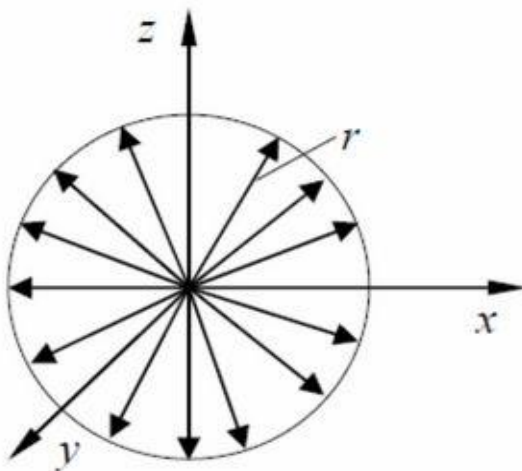


Рис. 2.7. Изменение скорости по мере удаления от источника-точки

Определим, как изменяется скорость с удалением от источника-точки. Источник-точку поместим в начало прямоугольных координат, опишем сферу радиусом r (с центром в начале координат). По условию задачи все частицы, расположенные на сфере, обладают одинаковыми скоростями, направленными перпендикулярно поверхности сферы. Применяя уравнение расхода к источнику-точке и сфере, получим:

$$L = 4\pi r^2 v .$$

Отсюда скорость в любой точке, удаленной от начала координат на расстояние r , равна:

$$v = \frac{L}{4\pi r^2}, \text{ м/с.} \quad (2.21)$$

Таким образом, скорость обратно пропорциональна квадрату расстояния любой точки от пространственного источника-точки.

Определим проекции скорости на оси координат. С этой целью воспользуемся равенствами:

$$v_x = v \cos \theta_x; v_y = v \cos \theta_y; v_z = v \cos \theta_z,$$

где $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ — углы между вектором скорости v и осями координат.

$$\cos \theta_x = \frac{x}{r}; \cos \theta_y = \frac{y}{r}; \cos \theta_z = \frac{z}{r}; r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}.$$

Отсюда проекции скорости на оси координат будут равны:

$$v_x = \frac{L}{4\pi} \frac{x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}; v_y = \frac{L}{4\pi} \frac{y}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}; v_z = \frac{L}{4\pi} \frac{z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}.$$

В потоке от источника-точки деформация имеется, а вращения частиц не происходит.

Плоский источник-точка. Жидкость или газ нагнетается в бесконечно длинную тонкую трубку. По всей боковой поверхности равномерно расположено много мелких отверстий. Через эти отверстия жидкость или газ вытекает из трубки и распространяется равномерно и прямолинейно во все стороны.

Если предположить, что трубка стала бесконечно тонкой, а число отверстий в трубке стало бесконечно большим, то в пределе получим пространственное истечение из прямой линии.

Причем течение в любой плоскости, перпендикулярной этой прямой, будет одинаковым. Такие течения в аэродинамике получили название **плоских течений**.

Рассмотрим течение в одной какой-либо плоскости. Это течение называется плоским течением из источника-точки (рисунок 2.8).

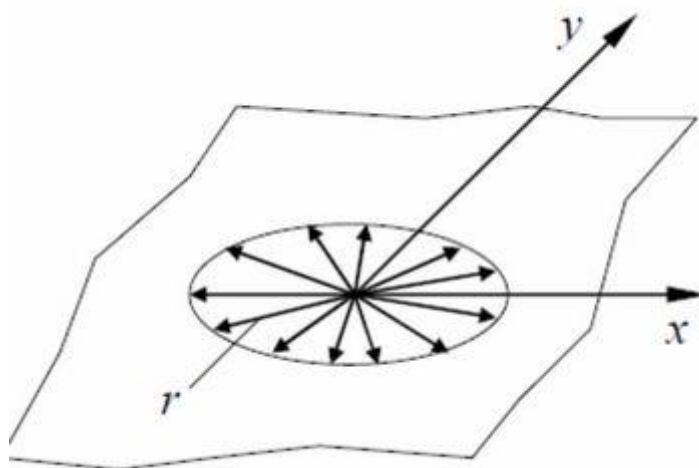


Рис.2.8. Плоские течения

Выясним, как изменяется скорость с удалением частицы жидкости или газа от плоского источника-точки. Проведем вокруг него окружность радиуса r . По условию задачи все частицы, расположенные на окружности, обладают одинаковыми скоростями, направленными перпендикулярно окружности. Применяя уравнение расхода к источнику-точке и окружности, получим:

$$L = 2\pi r v .$$

где L – расход в плоском источнике-точке.

Скорость в любой точке, удаленной от плоского источника-точки на расстояние r , равна:

$$v = \frac{L}{2\pi r}, \text{ м/с.} \quad (2.22)$$

Таким образом, скорость обратно пропорциональна расстоянию любой точки от плоского источника-точки.

Определим проекции скорости на оси координат. Оси системы координат ориентируем так, чтобы ось z совпала с осью плоского источника-точки. Тогда:

$$v_x = v \cos \theta_x; v_y = v \cos \theta_y,$$

где θ_x, θ_y – углы между вектором скорости v и осями координат.

В потоке от плоского источника-точки деформация имеется, а вращения частиц не происходит.

2.4 Уравнение неразрывности

Количество жидкости, протекающей через живое сечение потока в единицу времени, называется *расходом жидкости*. Это количество можно измерять в единицах объема, веса или массы, поэтому различают расход *объемный* Q , м³/с, *весовой* G , Н/с и *массовый* M , кг/с.

Рассмотрим элементарную струйку, имеющую бесконечно малые поперечные сечения $d\omega$, м², и одинаковую для всех точек сечения скорость движения жидкости u , м/с (см. рис. 2.9).

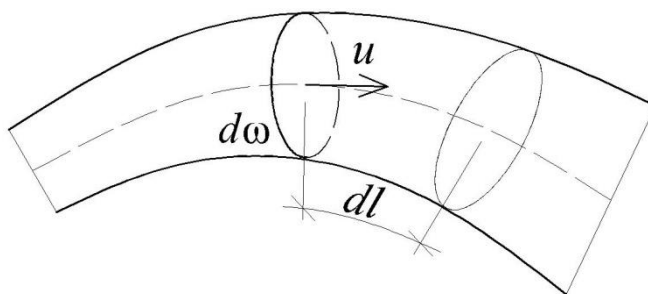


Рис. 2.9. К определению расхода жидкости в элементарной струйке

За время Δt частицы жидкости, находящиеся в рассматриваемом сечении, переместятся вдоль элементарной струйки на расстояние dl , м, равное:

$$dl = u \Delta t. \quad (2.23)$$

Следующие за ними другие частицы заполняют все освобождаемое пространство, и поэтому за время dt через сечение струйки 1-1 пройдет объем жидкости dV , м^3 , равный произведению площади сечения струйки на расстояние, пройденное частицами жидкости dl :

$$dV = d\omega dl = d\omega u dt. \quad (2.24)$$

Разделив обе части уравнения на dt , получим:

$$dV/dt = d\omega u, \quad (2.25)$$

Однако, dV/dt это объемный расход элементарной струйки, $\text{м}^3/\text{с}$. Следовательно:

$$dQ = d\omega u, \quad (2.26)$$

т.е. объемный расход элементарной струйки равен произведению площади ее поперечного сечения на скорость в этом сечении.

Рассмотрим два сечения (1-1 и 2-2) элементарной струйки несжимаемой жидкости (рисунок 2.10), обозначив соответствующие площади через $d\omega_1$ и $d\omega_2$, скорости движения через u_1 и u_2 и объемный расход элементарной струйки через dQ_1 и dQ_2 .

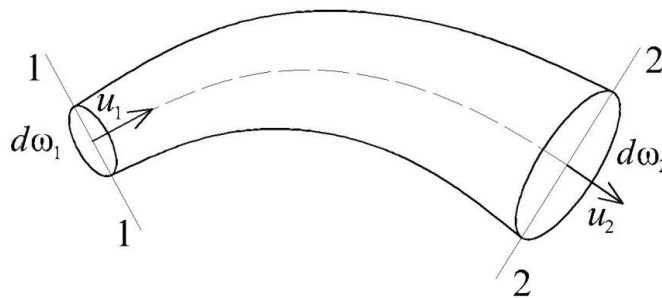


Рис. 2.10. К уравнению неразрывности в элементарной струйке

Тогда можно записать:

$$dQ_1 = d\omega_1 u_1 \text{ и } dQ_2 = d\omega_2 u_2. \quad (2.27)$$

Предположим, что в элементарной струйке невозможно образование пустот, не заполненных жидкостью, т.е. соблюдается условие сплошности (неразрывности) движения. Тогда, рассматривая установившееся движение несжимаемой жидкости и учитывая, что приток и отток жидкости в элементарной струйке отсутствует (согласно второму свойству элементарной струйки), приходим к выводу, что расходы dQ_1 и dQ_2 должны быть одинаковы.

Учитывая, что сечения 1-1 и 2-2 были взяты произвольно, такие же соотношения можно составить для любых других сечений, т.е. в общем виде можно написать:

$$dQ_1 = dQ_2 = dQ_3 = \dots = dQ_n = dQ = \text{const}, \quad (2.28)$$

Или

$$u_1 d\omega_1 = u_2 d\omega_2 = u_3 d\omega_3 = \dots = u_n d\omega_n = \text{const}. \quad (2.29)$$

Это уравнение называется *уравнением неразрывности (сплошности) для элементарной струйки несжимаемой жидкости*. Оно показывает, что при установившемся движении элементарный объемный расход несжимаемой жидкости есть величина постоянная вдоль всей струйки.

Если учесть изменение плотности жидкости в элементарной струйке (сжимаемость жидкости), то *уравнение неразрывности для элементарной струйки сжимаемой жидкости* будет иметь вид:

$$dM_1 = dM_2 = dM_3 = \dots = dM_n = dM = \text{const}, \quad (2.30)$$

Или

$$\rho_1 u_1 d\omega_1 = \rho_2 u_2 d\omega_2 = \rho_3 u_3 d\omega_3 = \dots = \rho_n u_n d\omega_n = \text{const}. \quad (2.31)$$

Теперь рассмотрим поток жидкости. По определению поток жидкости является совокупностью элементарных струек, сплошь заполняющих площадь его живого сечения. Соответственно общий поток жидкости может быть определен как сумма расхода элементарных струек, из которых состоит поток:

$$Q = \int_{\omega} dQ = \int_{\omega} u d\omega. \quad (2.32)$$

Скорость жидкости в различных точках поперечного сечения потока в общем случае может быть неодинаковой, поэтому для практических расчетов введем понятие средней скорости потока v , м/с.

Средней скоростью потока v , м/с, в данном сечении называется такая воображаемая для всех точек живого сечения скорость, при которой через это сечение проходит тот же объемный расход, что и при действительных скоростях движения жидкости. Следовательно:

$$Q = \int_{\omega} u d\omega = v\omega, \text{ м}^3/\text{с}. \quad (2.33)$$

Тогда:

$$v = \frac{\int_{\omega} u d\omega}{\omega}, \text{ м/с}. \quad (2.34)$$

Таким образом, расход жидкости в данном сечении потока равен площади его живого сечения на среднюю скорость в этом сечении.

Возьмем в установившемся потоке несжимаемой жидкости два произвольных сечения (см. рис. 2.11) и представим живые сечения их состоящими из суммы элементарных струек.

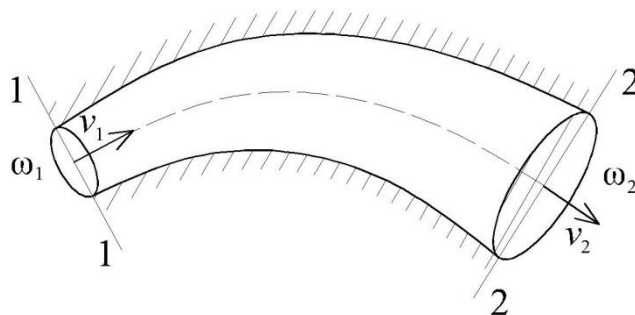


Рис. 2.11. К уравнению неразрывности потока жидкости

Для любой из струек справедливо уравнение:

$$u_1 d\omega_1 = u_2 d\omega_2. \quad (2.34)$$

Проинтегрировав обе части этого уравнения по площади живых сечений потока, получим:

$$Q_1 = Q_2. \quad (2.35)$$

Но так как сечения взяты произвольно, то:

$$Q_1 = Q_2 = Q_3 = \dots = Q_n = Q = \text{const}, \quad (2.36)$$

Или

$$v_1 \omega_1 = v_2 \omega_2 = v_3 \omega_3 = \dots = v_n \omega_n = \text{const}. \quad (2.37)$$

Это уравнение называется *уравнением неразрывности (сплошности) для потока несжимаемой жидкости*.

Исходя из этого, можно сказать, что средние скорости в поперечных сечениях потока обратно пропорциональны площади этих сечений. Если площадь поперечного сечения потока уменьшается, то средняя скорость его увеличивается и, наоборот, если площадь поперечного сечения потока увеличивается, то средняя скорость его уменьшается.

Если учесть изменение плотности жидкости в элементарных струйках и потоке ($\rho \neq \text{const}$), то *уравнение неразрывности для потока сжимаемой жидкости* будет иметь вид:

$$M_1 = M_2 = M_3 = \dots = M_n = M = \text{const}, \quad (2.38)$$

Или

$$\rho_1 v_1 \omega_1 = \rho_2 v_2 \omega_2 = \rho_3 v_3 \omega_3 = \dots = \rho_n v_n \omega_n = \text{const}. \quad (2.39)$$

В инженерной практике также расчеты проводятся с использованием величины *осевой скорости*, v_{oc} , м/с, которая направлена по оси потока и измеряется, или определяется расчетом. Отношение средней скорости потока к осевой называется коэффициентом поля скоростей k :

$$k = \frac{v}{v_{oc}}. \quad (2.40)$$

Тогда *уравнение неразрывности для потока сжимаемой жидкости* можно записать в следующей форме:

$$\begin{aligned} k_1 \rho_1 v_{oc.1} \omega_1 &= k_2 \rho_2 v_{oc.2} \omega_2 = k_3 \rho_3 v_{oc.3} \omega_3 = \dots = \\ &= k_n \rho_n v_{oc.n} \omega_n = const. \end{aligned} \quad (2.41)$$

В теоретической гидравлике к уравнению неразрывности жидкости подходят со стороны дифференциальных уравнений.

Выделим в движущейся среде некоторую точку А с координатами x, y, z . Пусть в этой точке проекции скорости равны v_x, v_y, v_z . Затем около точки А построим весьма малый объем ΔV . С этой целью дадим координатам точки А элементарные приращения $\Delta x, \Delta y, \Delta z$. Проводя затем через крайние точки этих отрезков координатные плоскости, выделим элементарный объем в виде прямоугольного параллелепипеда (рисунок 2.12).

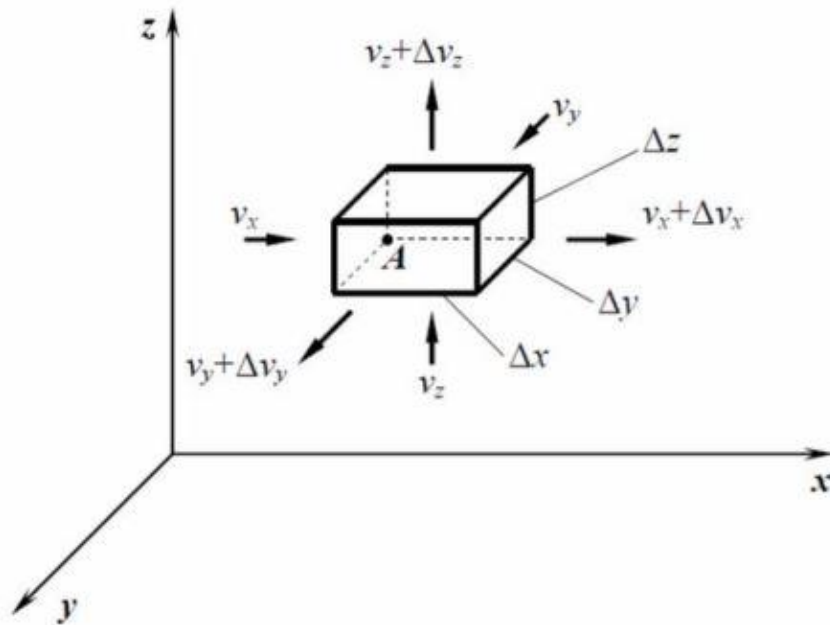


Рис.2.12. Элементарный параллелепипед с различными скоростями на гранях

Учитывая, что в разных точках параллелепипеда имеются различные скорости, примем, что скорость в конце ребра длиной Δx будет равна $(v_x + \Delta v_x)$, в конце ребра длиной Δy – $(v_y + \Delta v_y)$, в конце ребра длиной Δz – $(v_z + \Delta v_z)$.

Вследствие различных скоростей в начале и конце каждого упомянутого ребра последние за промежуток времени dt получают приращения, а именно: ребро длиной Δx превратится в ребро длиной $(\Delta x + \Delta v_x dt)$, ребро длиной Δy – в ребро длиной $(\Delta y + \Delta v_y dt)$, ребро длиной Δz – в ребро длиной $(\Delta z + \Delta v_z dt)$.

Ввиду весьма малого объема параллелепипеда можно принять, что во всех точках каждой грани нормальная к ней проекция скорости одинакова. Поэтому приращение объема параллелепипеда за тот же промежуток времени dt составит:

$$d(\Delta V) = (\Delta x + \Delta v_x dt)(\Delta y + \Delta v_y dt)(\Delta z + \Delta v_z dt) - \Delta x \Delta y \Delta z.$$

Произведя преобразования и пренебрегая бесконечно малыми величинами высших порядков, получим:

$$d(\Delta V) = \Delta v_x \Delta y \Delta z dt + \Delta v_y \Delta x \Delta z dt + \Delta v_z \Delta x \Delta y dt.$$

Разделив обе части этого равенства на $\Delta x \Delta y \Delta z dt$, а затем стягивая выделенный объем к точке А, в пределе получим уравнение неразрывности в следующем виде:

$$\frac{dv_x}{dt} + \frac{dv_y}{dt} + \frac{dv_z}{dt} = 0. \quad (2.42)$$

2.5 Уравнение Бернулли

Для решения задач по определению основных гидродинамических характеристик потока (гидродинамического давления и скорости движения жидкости) применяется уравнение Бернулли для идеальной и реальной жидкости.

Идеальной жидкостью называется невязкая несжимаемая жидкость, при движении которой полное давление остается постоянным в любом сечении потока. *Реальной* жидкостью называют вязкую сжимаемую жидкость, при движении которой происходит потеря энергии на трение с границей твердой стенки и между частицами самой жидкости.

Рассмотрим движение идеальной жидкости с энергетической точки зрения, с учетом закона сохранения энергии. Для этого выделим в жидкости элементарную струйку и определим удельную энергию жидкости в двух произвольных сечениях 1-1 и 2-2 (см. рис. 2.13).

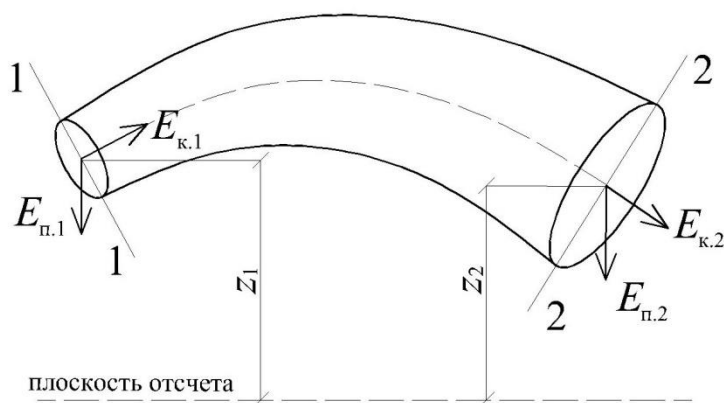


Рис. 2.13. Энергетическая интерпретация уравнения Бернулли для элементарной струйки

Из курса физики известно, что удельная энергия $E_{\text{уд}}$ есть энергия, отнесенная к единице силы тяжести жидкости. Частица жидкости, как и любое тело, обладающая некой массой m и занимающая в элементарной струйке некоторый объем, обладает запасом полной энергии E , Дж, которая складывается из потенциальной и кинетической энергии:

$$E_{\text{полн}} = E_{\text{п}} + E_{\text{к}}. \quad (2.43)$$

Если рассмотреть удельную полную энергию $E_{\text{уд}}$, то она также будет складываться из удельной потенциальной и удельной кинетической энергии:

$$E_{\text{полн}}^{\text{уд}} = E_{\text{п}}^{\text{уд}} + E_{\text{к}}^{\text{уд}}. \quad (2.44)$$

Запас удельной *потенциальной* энергии частицы жидкости $E_{\text{п}}^{\text{уд}}$ состоит из удельной потенциальной энергии положения $E_{\text{пол}}^{\text{уд}}$ и удельной потенциальной энергии давления $E_{\text{давл}}^{\text{уд}}$.

Удельная потенциальная энергия *положения* $E_{\text{пол}}^{\text{уд}}$, согласно определению удельной энергии, может быть определена по формуле:

$$E_{\text{пол}}^{\text{уд}} = \frac{E_{\text{пол}}}{mg} = \frac{mgh}{mg} = h, \text{ м}, \quad (2.45)$$

где h – высота расположения частицы жидкости от принятой плоскости отсчёта, м. В дальнейшем данную величину, как принято в гидромеханике, будем обозначать z .

Удельная потенциальная энергия *давления* $E_{\text{давл}}^{\text{уд}}$ возникает в связи с внешним давлением p , Па, которое оказывается на объём частицы жидкости (при условии принятия её сколь угодно малой, объёмом V , м³):

$$E_{\text{давл}}^{\text{уд}} = \frac{E_{\text{давл}}}{mg} = \frac{pV}{mg} = \frac{p}{\rho g}, \text{ м}. \quad (2.46)$$

Удельная *кинетическая* энергия частицы $E_k^{уд}$ также определяется из определения удельной энергии и кинетической энергии тела:

$$E_k^{уд} = \frac{E_k}{mg} = \frac{mu^2}{2mg} = \frac{u^2}{2g}, \text{ м}, \quad (2.47)$$

где u – скорость движения частицы жидкости, м/с.

Подставим полученные зависимости в формулу по определению полной удельной энергии:

$$E_{полн}^{уд} = E_{п}^{уд} + E_k^{уд} = z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g}, \text{ м}. \quad (2.48)$$

Запишем уравнение полной удельной энергии для каждого сечения жидкости, с учетом того, что высота положения центра тяжести z отсчитывается от некой произвольной горизонтальной плоскости сравнения:

$$E_1 = z_1 + \frac{p_1}{\rho_1 g} + \frac{u_1^2}{2g}, \text{ м}; \quad (2.49)$$

$$E_2 = z_2 + \frac{p_2}{\rho_2 g} + \frac{u_2^2}{2g}, \text{ м}. \quad (2.50)$$

Согласно закону сохранения энергии, поскольку жидкость принята как идеальная (невязкая), силы трения между частицами отсутствуют, будет справедливо следующее равенство $E_1 = E_2$, или:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho_1 g} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho_2 g} + \frac{u_2^2}{2g}. \quad (2.51)$$

Но так как сечения взяты произвольно, то:

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} = \text{const}. \quad (2.52)$$

где z – нивелирная высота элементарной струйки, м; $\frac{p}{\rho g}$ – пьезометрическая высота, м; $\frac{u^2}{2g}$ – удельная кинетическая энергия элементарной струйки, м.

Данное уравнение называется *уравнением Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости*. Оно показывает, что для элементарной струйки идеальной жидкости полная удельная энергия есть величина постоянная во всех сечениях.

Если вместо идеальной жидкости рассматривать жидкость реальную, то по длине струйки полная удельная энергия будет убывать, так как часть энергии будет затрачиваться на преодоление сопротивлений движению, обусловленных внутренним трением в вязкой жидкости. Тогда в соответствии с законом сохранения энергии можно написать, что:

$$E_1 = E_2 + h_{\text{п1-2}}, \quad (2.53)$$

где $h_{\text{п1-2}}$ –потерянный напор, м.

Тогда *уравнение Бернулли для элементарной струйки вязкой жидкости* получит вид:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho_1 g} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho_2 g} + \frac{u_2^2}{2g} + h_{\text{п1-2}}. \quad (2.54)$$

При переходе от элементарной струйки к потоку реальной жидкости необходимо учесть неравномерность распределения скоростей по сечению, а также потери энергии. То и другое является следствием вязкости жидкости. Неравномерность распределения скоростей по сечению учтем введением понятия *средней удельной энергии потока в сечении* $E_{\text{ср}}$.

Выбрав по аналогии с элементарной струйкой два сечения в потоке жидкости, в соответствии с законом сохранения энергии, запишем:

$$E_{\text{ср.1}} = E_{\text{ср.2}} + h_{\text{п1-2}}, \quad (2.55)$$

Полная средняя удельная энергия потока составит:

$$E_{\text{полн.ср}} = E_{\text{п.ср}} + E_{\text{к.ср}}. \quad (2.56)$$

При установившемся движении жидкости гидростатический напор в пределах сечения есть величина одинаковая для всех точек данного сечения, т.е.:

$$z + \frac{p}{\rho g} = \text{const}, \quad (2.57)$$

и, следовательно:

$$E_{\text{п.ср}} = z + \frac{p}{\rho g}, \text{ м.} \quad (2.58)$$

Вследствие различных значений кинетической энергии отдельных струек в потоке можно при вычислении $E_{\text{к.ср}}$ в качестве расчетной брать среднюю скорость потока v , м/с, а ошибку, которая при этом возникает, скорректировать коэффициентом α . Тогда средняя удельная кинетическая энергия потока в данном сечении может быть записана в виде:

$$E_{\text{к.ср}} = \frac{\alpha v^2}{2g}, \text{ м.} \quad (2.59)$$

где α – коэффициент Кориолиса.

Коэффициент Кориолиса α учитывает неравномерность распределения скоростей по сечению потока, и представляет собой отношение действительной кинетической энергии потока к кинетической энергии, вычисленной по средней скорости:

$$\alpha = \frac{E_k}{E_{k, \text{ср}}}. \quad (2.60)$$

Этот коэффициент зависит от степени неравномерности распределения скоростей в поперечном сечении потока. При установившемся движении жидкости в трубах $\alpha = 1,05 \dots 1,1$. Однако, в расчетах инженерных систем, коэффициентом Кориолиса пренебрегают, принимая его значение постоянным во всем потоке жидкости.

Таким образом, *уравнение Бернулли для потока вязкой жидкости* получит вид:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho_1 g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho_2 g} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_{\text{п1-2}}. \quad (2.61)$$

Уравнение Бернулли для потока идеальной жидкости имеет вид:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g}. \quad (2.62)$$

Но, так как уравнение справедливо для всех произвольных сечений потока, то:

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} = \text{const}, \quad (2.63)$$

где z – нивелирная высота потока, м; $\frac{p}{\rho g}$ – пьезометрическая высота, м;

$\frac{v^2}{2g}$ – удельная кинетическая энергия потока, м.

Также на практике используют несколько измененную форму уравнения Бернулли для вязкой жидкости:

$$\rho_1 g h_1 + p_{0,1} + \frac{\rho_1 v_1^2}{2} = \rho_2 g h_2 + p_{0,2} + \frac{\rho_2 v_2^2}{2} - \Delta p_{п1-2}, \quad (2.64)$$

где h_1 и h_2 – высота рассматриваемого сечения от расчетной плоскости, м; $\Delta p_{п1-2}$ – потеря давления потока между сечениями 1 и 2, Па.

Из уравнения видно, что сумма первых двух слагаемых есть *гидростатическое давление*. Третье слагаемое называют *гидродинамическим давлением*. Сумму гидростатического и гидродинамического давления называют полным гидравлическим давлением, $p_{полн}$, Па:

$$p_{полн} = p_{стат} + p_{дин}. \quad (2.65)$$

Как было указано ранее, в инженерной практике величина избыточного (манометрического) давления определяется как разность полного давления и атмосферного:

$$p_{изб} = p_{полн} - p_{атм}, \text{ Па}. \quad (2.66)$$

Если избыточное давление в сечении принимает отрицательную величину ($p_{полн} < p_{атм}$), то такое давление называют вакуумным давлением:

$$p_{вак} = p_{атм} - p_{полн}, \text{ Па}. \quad (2.67)$$

2.6 Режимы движения жидкости. Число Рейнольдса

Получение конкретных зависимостей для расчета потерь энергии во время движения воздушного потока в трубопроводах является основным содержанием задачи аэродинамики.

Сначала рассмотрим самый простой, но, вместе с тем, самый распространенный случай движения – **равномерное движение**. Основной задачей при изучении равномерного движения воздушного потока является

определение потерь энергии (которые идут на преодоление сопротивлений) на единицу длины трубы.

Равномерным называют *установившееся* движение воздушного потока, при котором скорость каждой элементарной струйки потока не изменяется по длине трубопровода. При равномерном движении потока его живое сечение, значения и распределение скоростей остаются постоянными.

Равномерное движение может наблюдаться в цилиндрических и прямоугольных трубах достаточной длины при условии, что поток во время движения остается несжимаемым (рисунок 2.14 а).

Неравномерным называют движение воздушного потока, в котором скорости элементарных струек изменяются (либо по длине изменяется живое сечение потока, либо при постоянном живом сечении изменяется распределение скоростей, либо изменяется и то и другое одновременно). Неравномерное движение имеет место в трубопроводах переменного сечения, при обтекании потоком препятствий на его пути, а также в случаях сжимаемого потока (рисунок 2.14 б).

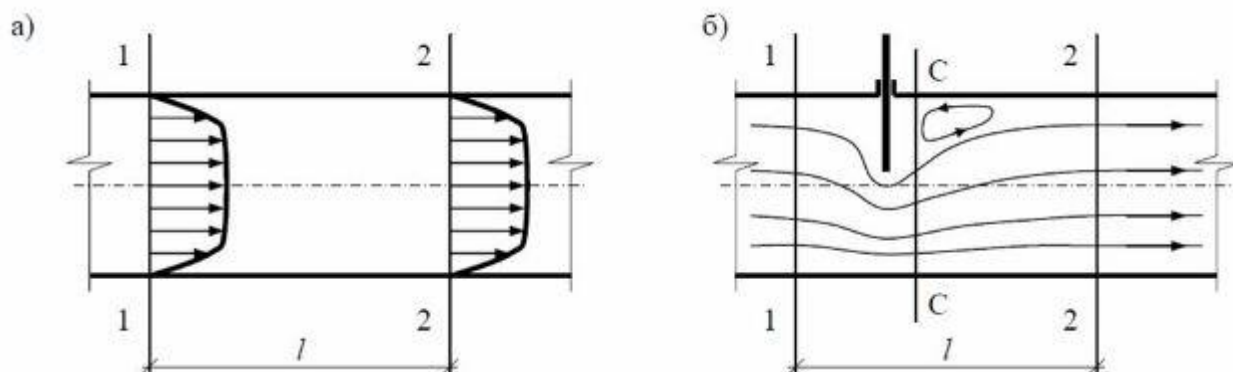


Рис. 2.14. Движение в канале (трубе):

а - равномерное; б - при обтекании препятствий

Рассмотрим равномерное движение воздушного потока в горизонтальной трубе круглого сечения (рисунок 2.14 а). Запишем уравнение Бернулли для двух сечений потока в форме давлений:

$$\rho g z_1 + p_1 + \alpha_1 \rho v_{1cp}^2 / 2 = \rho g z_2 + p_2 + \alpha_2 v_{2cp}^2 / 2 + \Delta p$$

Поскольку в рассматриваемом случае $z_1 = z_2$, $v_{1cp} = v_{2cp}$ и $\alpha_1 = \alpha_2$, то

$$p_1 - p_2 = \Delta p. \quad (2.68)$$

Так как $\Delta p = \rho \Delta E$, то потеря энергии при равномерном движении пропорциональна разности давлений в этих сечениях. Если допустить, что потери энергии отсутствуют ($\Delta E = 0$), то $p_1 = p_2$.

Работа сил давления расходуется на преодоление сил сопротивления, что выражается в потерях механической энергии. Эти потери прямо пропорциональны длине пути движения потока и их называют **удельными потерями энергии по длине**. Если потери выражены в единицах давления, то их называют **потерями давления по длине** и обозначают Δp_l . Если потери энергии выражены в линейных единицах ($\Delta E/g$), их называют **потерями напора по длине** и обозначают Δh_l .

Различают еще **местные потери давления** Δp_m , которые возникают вследствие изменения структуры потока в локальных элементах трубопровода (соответственно **местные потери напора** Δh_m).

Экспериментально установлено, что движение жидкости может происходить в двух режимах: *ламинарном* и *турбулентном*.

Ламинарным называют режим движения жидкости, происходящий без ее перемешивания. Это упорядоченное движение можно схематично представить как совокупность слоев, между которыми массообмен отсутствует.

Турбулентным называют режим движения, при котором наблюдается интенсивное перемешивание жидкости. Это неупорядоченное движение, когда частицы жидкости двигаются хаотически, что, однако, не препятствует общему движению потока жидкости.

Характер движения жидкости (режим) определяется геометрией объекта, скоростью движения и вязкостью жидкости. Смена режима движения конкретной жидкости происходит при определенной скорости потока, которая называется критической скоростью $v_{кр}$, м/с.

На основании многочисленных опытов учёны О. Рейнольдс установил, что значение критической скорости прямо пропорционально кинематической вязкости жидкости ν_j , м²/с, и обратно пропорциональна диаметру трубы d , м:

$$v_{кр} = k \frac{\nu_j}{d}, \text{ м/с.} \quad (2.69)$$

При этом безразмерный коэффициент пропорциональности k имеет универсальное значение, т.е. одинаков для всех жидкостей и газов, а также

любых диаметров труб. Это безразмерное число было названо критическим числом Рейнольдса $Re_{кр}$:

$$Re_{кр} = v_{кр} \frac{d}{\nu}. \quad (2.70)$$

Таким образом, для характеристики режимов движения жидкости был предложен безразмерное число подобия – число Рейнольдса Re . Оно позволяет количественно оценивать относительное значение сил вязкости и сил инерции. При больших значениях Re превалируют силы инерции, и жидкость утрачивает упорядоченность. И, наоборот, при малом значении числа Re доминируют силы вязкости, которые препятствуют перемешиванию жидкости.

Число Re может быть определено по формуле:

$$Re = \frac{vd}{\nu_{ж}}, \quad (2.71)$$

где v – средняя скорость потока, м/с; d – характерный размер, м; $\nu_{ж}$ – кинематическая вязкость жидкости, м²/с.

Опытами установлено, что критическое число Рейнольдса, при котором режим движения жидкости будет *ламинарным*, составляет 2320 для круглых труб при напорном потоке, а характерный размер d будет равен внутреннему диаметру трубы. Для каналов некруглого сечения, или круглых труб при безнапорном потоке жидкости величина критического числа Рейнольдса будет составлять 575, а характерный размер d будет равен эквивалентному диаметру $d_э$.

При ламинарном режиме наблюдается значительная неравномерность распределения скоростей по сечению потока. Вблизи стенки жидкости прилипает к ней, и скорость равна нулю. При постепенном удалении от стенки скорость начинает возрастать, а максимальная скорость наблюдается по оси потока (см. рис. 2.15).

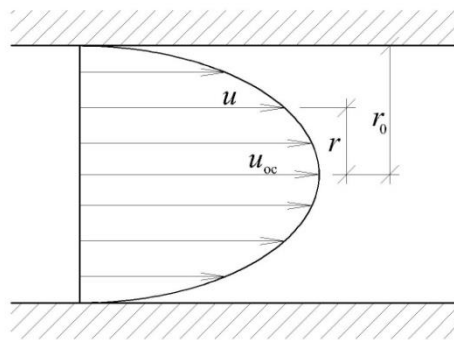


Рис. 2.15. Распределение скоростей при ламинарном режиме

В любой точке сечения можно вычислить скорость u , м/с, по формуле:

$$u = u_{oc} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right), \quad (2.72)$$

где u_{oc} – скорость частиц на оси потока, м/с; r_0 – радиус трубы, м; r – расстояние от оси потока, до рассматриваемой точки, м.

Скорость частиц на оси потока u_{oc} , м/с, можно определить по следующей формуле:

$$u_{oc} = \frac{\tau_0 r_0}{2\rho\nu_{ж}}, \quad (2.73)$$

где τ_0 – касательное напряжение на стенке трубы (см. раздел 1).

Вследствие интенсивного перемешивания жидкости при турбулентном движении, профиль скоростей в поперечном сечении трубы не так заострен, как при ламинарном режиме (см. рис. 2.16)

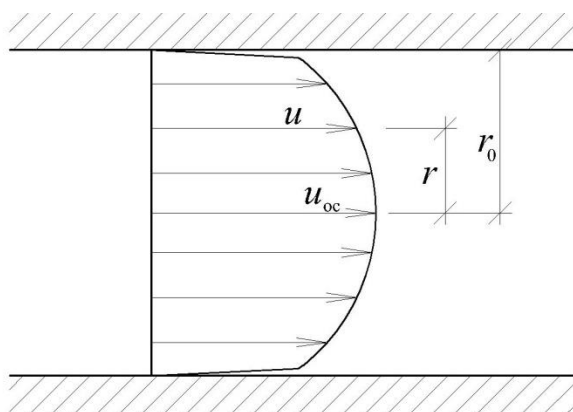


Рис. 2.16. Распределение скоростей при турбулентном режиме

Резкое уменьшение скорости происходит лишь в очень тонком слое вблизи стенок, в котором благодаря стабилизирующему действию стенок течением ламинарно.

Экспериментальным и расчетным путем получено, что скорость в любой точке сечения турбулентного потока может определяться по формуле:

$$u = u_{oc} + 2,5 \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \ln \frac{r}{r_0}. \quad (2.74)$$

В инженерных системах, как правило, наблюдается турбулентный режим течения жидкости, так как перемещаемые среды (вода, воздух, газ, пар) обладают сравнительно малой вязкостью. Однако, в ряде случаев (например, вентиляция, отопление с малой скоростью движения жидкости) может наблюдаться и ламинарный режим движения.

2.7 Формула Дарси-Вейсбаха. Потери давления по длине

Потери давления (удельной механической энергии) зависят от скорости потока, его формы, размеров и шероховатости твердых границ, вязкости жидкости. Вязкость – главная причина потерь механической энергии жидкости. Механическая энергия затрачивается на преодоление сил трения (гидравлических сопротивлений), возникающих в движущейся жидкости.

Существуют два типа потери давления – *по длине* и *в местных сопротивлениях*.

Потеря давления *по длине* вызывается вязкостью (как молекулярной, так и турбулентной) реальных жидкостей и газов, возникающей при её движении и являющейся результатом обмена количеством движения между молекулами (при ламинарном течении), а также и между отдельными частицами (при турбулентном течении) соседних слоев жидкости (газа), движущихся с различными скоростями. Эти потери имеют место на протяжении всей длины трубопровода, поэтому их называют также потерями по длине.

Потеря давления *на местных сопротивлениях* обусловлены местными гидравлическими сопротивлениями. Эти сопротивления, как правило, являются локальными, т.е. наблюдаются на относительно коротком участке потока в местах резкого изменения конфигурации и направления потока.

При гидравлическом и аэродинамическом расчете потери давления на участках трубопровода, или воздуховода определяется по формуле Дарси-Вейсбаха:

$$\Delta p_{\text{уч}} = \frac{\lambda}{d_{\text{в}}} l_{\text{уч}} \frac{\rho v^2}{2} + \sum \zeta_{\text{уч}} \frac{\rho v^2}{2}, \quad (2.75)$$

где λ – коэффициент гидравлического трения (коэффициент Дарси), определяющий в долях гидродинамического давления линейную потерю гидростатического давления по длине трубы, равной ее внутреннему диаметру $d_{\text{в}}$; $l_{\text{уч}}$ – длина участка, м; $d_{\text{в}}$ – внутренний диаметр участка трубы, м; $\sum \zeta_{\text{уч}}$ – сумма коэффициентов местного сопротивления на участке, выражающая местные потери гидростатического давления в долях гидродинамического давления. Данная формула справедлива для любого режима движения жидкости.

Формулу Дарси-Вейсбаха для отдельного трубного участка можно представить в ином виде:

$$\Delta p_{\text{уч}} = \Delta p_l + \Delta p_{\text{м.с}}, \text{ Па}, \quad (2.76)$$

где Δp_l – потери давления по длине, Па; $\Delta p_{\text{м.с}}$ – потери давления в местных сопротивлениях участка, Па.

При ламинарном движении жидкости в трубе потеря давления по длине пропорциональная средней скорости и не зависит от состояния стенок трубы. Тогда коэффициент гидравлического трения λ , зависит от скорости движения потока и обратно пропорционален числу Re. Коэффициент гидравлического трения может быть определен для круглых труб согласно формуле:

$$\lambda = 64/\text{Re}. \quad (2.77)$$

Данная теоретическая формула на практике достаточно хорошо подтверждается испытаниями.

При турбулентном и переходном режиме течения у стенок трубы образуется тонкий ламинарный слой, толщина которого зависит от скорости потока. При достаточно высоких скоростях потока толщина этого слоя становится меньше высоты выступов неровностей трубы, а потери давления начинают зависеть от шероховатости стенки.

В качестве основной характеристики шероховатости служит так называемая **абсолютная шероховатость k (Δ), м**, представляющая собой средний размер указанных выступов и неровностей, измеренных в единицах длины. Однако, в инженерной практике, применяется понятие **эквивалентной шероховатости k_s (Δ_s), м**, которая представляет собой выступы равномерно распределенной зернистой абсолютной шероховатости такого размера, который дает при подсчетах одинаковые с действительной шероховатостью потери давления.

Значения эквивалентной шероховатости определяются на основании гидравлических испытаний труб и перерасчета их результатов по соответствующим формулам.

При практических расчетах значения эквивалентной шероховатости принимают с учетом материала трубы, ее состояния, зависящего от продолжительности и условий эксплуатации. Кроме того, значения эквивалентной шероховатости труб различных материалов приведены в нормативной документации. Так, при проектировании системы водяного отопления, эквивалентная шероховатость стальных труб принимается равной 0,0002 м.

Для переходного режима движения жидкости ($\text{Re} < 10d_v/k_s$), когда шероховатость стенки труб еще практически не оказывает своего влияния на

движение потока (такую область течения называют в технически гладких трубах), коэффициент λ может быть определен по формуле Блазиуса:

$$\lambda = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}}. \quad (2.78)$$

Если выполняется условие $\text{Re} > 500d_b/k_s$, то ламинарный слой возле стенки трубы становится настолько тонким, что шероховатость стенок начинает из него выступать и, тем самым, влиять на потери давления (данную область еще называют областью течения в шероховатых трубах). Коэффициент Дарси в таком случае может быть определен по формуле Шифринсона:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{k_s}{d} \right)^{0,25}. \quad (2.79)$$

При турбулентном движении воды в трубах также часто используют формулу Колбрука:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \left(\frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{\lambda}} + \frac{k_s}{3,7d_b} \right). \quad (2.80)$$

В расчетах вентиляционных воздуховодов и каналов распространение получила формула, предложенная А.Д. Альтшулем:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{68}{\text{Re}} + \frac{k_s}{d_b} \right)^{0,25}. \quad (2.81)$$

Данная формула дает достоверные результаты для всех областей турбулентного движения воздуха и приближенные для ламинарного режима.

2.8 Местные сопротивления

Местные сопротивления возникают вследствие изменения скорости потока по величине и направлению и зависят в основном от геометрических размеров и форм местных сопротивлений.

На практике определение потери давления на местных сопротивлениях связано с безразмерным коэффициентом местного сопротивления ζ . Для геометрически подобных местных сопротивлений, при одинаковом режиме

движения жидкости, данный коэффициент принимают одинаковым, а потери давления в местном сопротивлении определяют по формуле Вейсбаха:

$$\Delta p_{\text{м.с}} = \zeta \frac{\rho v^2}{2}, \text{ Па.} \quad (2.82)$$

Коэффициент ζ для различного вида сопротивлений определяется, как правило, экспериментально, и в некоторых случаях используются теоретические формулы для его нахождения.

Любое гидравлическое сопротивление можно разбить на простейшие: *расширение*, *сужение* и *поворот русла*. Например, при движении жидкости через запорную или регулируюшую арматуру, поток искривляется, меняет свое направление, сужается и наконец расширяется до первоначальных размеров.

Внезапное расширение потока

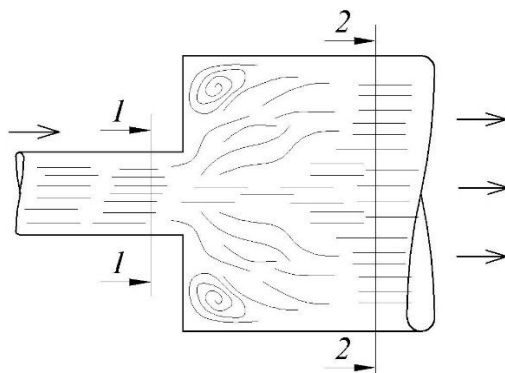


Рис. 2.17. Внезапное расширение потока

Этот случай часто встречается на практике, когда труба или воздуховод внезапно расширяется от диаметра d_1 до d_2 . Проведенные многочисленные опыты показали, что поток жидкости, вытекающий из узкой трубы, не сразу заполняет все сечение широкой трубы, а отрывается от стенок и дальше движется в виде расширяющейся струи. В пространстве между стенкой трубы и струей образуются вихри, при этом происходит непрерывный обмен частицами жидкости между основным потоком и завихренной частью. В результате этих явлений происходит переход механической энергии в тепловую, что и является причиной потери напора.

Согласно формуле Борда (выведенной с помощью уравнения Бернулли и теоремы импульса) потеря напора между сечениями 1-1 и 2-2 $h_{п1-2}$ будет равна:

$$h_{п1-2} = \frac{(v_2 - v_1)^2}{2g}, \text{ м,} \quad (2.83)$$

где v_1 и v_2 – средние скорости потока жидкости в сечении 1-1 и 2-2, м/с.

Умножим обе части уравнения на величину ρg и получим выражение для определения потери давления Δp_{1-2} , Па, между двумя выбранными сечениями:

$$\Delta p_{1-2} = \frac{\rho(v_1 - v_2)^2}{2}. \quad (2.84)$$

Преобразуем данное уравнение и вынесем за скобки $\frac{\rho v_1^2}{2}$:

$$\Delta p_{1-2} = \frac{\rho(v_1^2 - 2v_1v_2 + v_2^2)}{2}. \quad (2.85)$$

$$\Delta p_{1-2} = \left(1 - 2\frac{v_2}{v_1} + \frac{v_2^2}{v_1^2}\right) \frac{\rho v_1^2}{2}; \quad (2.86)$$

$$\Delta p_{1-2} = \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)^2 \frac{\rho v_1^2}{2}. \quad (2.87)$$

Согласно уравнению Вейсбаха потеря давления на данном местном сопротивлении составит:

$$\Delta p_{м.с} = \zeta \frac{\rho v^2}{2}, \quad (2.88)$$

Тогда, если коэффициент ζ отнести к скорости воды в первом сечении, справедливо уравнение:

$$\left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)^2 \frac{\rho v_1^2}{2} = \zeta_1 \frac{\rho v_1^2}{2}, \quad (2.89)$$

Или

$$\zeta_1 = \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)^2. \quad (2.90)$$

Согласно уравнению неразрывности для несжимаемой жидкости, отношение средних скоростей потока в сечениях 1-1 и 2-2 будет равно отношению площади живого сечения:

$$\zeta_1 = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2. \quad (2.91)$$

Если отнести КМС ко второму сечению, при скорости v_2 , то:

$$\zeta_2 = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1\right)^2. \quad (2.92)$$

Для круглых труб при напорном потоке коэффициенты ζ_1 и ζ_2 можно определить по формулам:

$$\zeta_1 = \left(1 - \frac{d_1^2}{d_2^2}\right)^2, \text{ и } \zeta_2 = \left(\frac{d_2^2}{d_1^2} - 1\right)^2. \quad (2.93)$$

При внезапном расширении потока в неограниченное пространство, тогда $v_2 \rightarrow 0$ и, соответственно $\zeta \rightarrow 1$. Данную величину коэффициента часто применяют при гидравлическом расчете трубы заходящей в сборный коллектор инженерной системы.

Плавное расширение потока

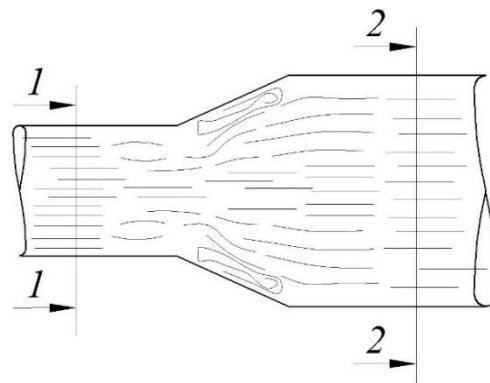


Рис. 2.18. Плавное расширение потока

Если расширение происходит постепенно, то потери давления значительно уменьшаются. Потерю напора при плавном расширении потока (в диффузоре) можно условно рассматривать как сумму потерь на трение и расширение:

$$\zeta_{\text{диф}} = \zeta_{\text{диф.тр}} + \zeta_{\text{диф.расш}} \quad (2.94)$$

В практических расчетах используется формула:

$$\zeta_{\text{диф}} = \frac{\lambda}{8 \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) + \varphi_{\text{расш}} \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2, \quad (2.95)$$

где α – угол расширения, °; n – степень расширения диффузора, определяемая по формуле:

$$n = \frac{\omega_2}{\omega_1}; \quad (2.96)$$

$\varphi_{\text{расш}}$ – коэффициент полноты удара, определяемый по графикам в зависимости от угла расширения.

Внезапное сужение потока

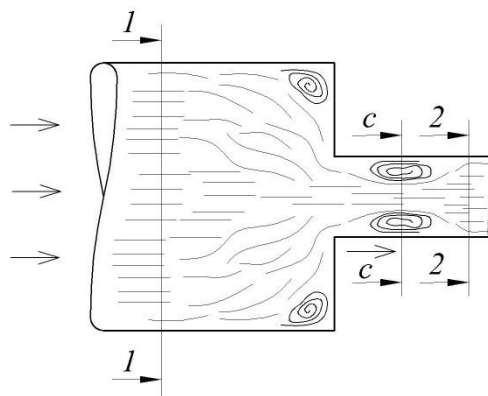


Рис. 2.19. Внезапное сужение потока

При внезапном сужении поток жидкости не обтекает входной угол, а срывается с него и сужается до площади поперечного сужения ω_c . Опытами установлено, что основная потеря давления происходит главным образом на участке расширения от ω_c до ω_2 , поэтому коэффициент ζ можно определить по формуле:

$$\zeta = \left(\frac{\omega_2}{\omega_c} - 1 \right)^2. \quad (2.97)$$

Для практических расчетов пользуются полуэмпирической формулой:

$$\zeta = 0,5 \left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1} \right). \quad (2.98)$$

При внезапном сужении потока из неограниченного пространства, тогда $\omega_1 \rightarrow \infty$, и соответственно $\zeta \rightarrow 0,5$. Данную величину коэффициента часто применяют при гидравлическом расчете трубы выходящей из распределительного коллектора инженерной системы.

Плавное сужение потока

Потерю напора при плавном сужении потока (в конфузоре) можно также условно рассматривать как сумму потерь на трение и сужение:

$$\zeta_{\text{конф}} = \zeta_{\text{конф.тр}} + \zeta_{\text{конф.расш}}. \quad (2.99)$$

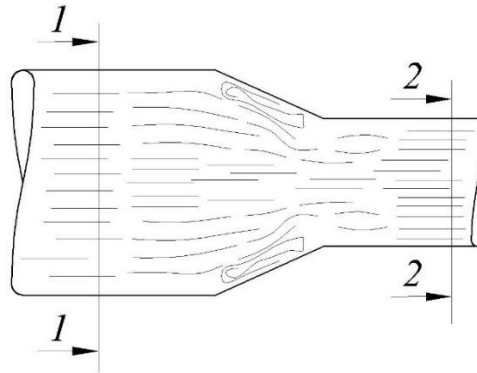


Рис. 2.20. Плавное сужение потока

Потерю напора при плавном сужении потока (в конфузоре) можно также условно рассматривать как сумму потерь на трение и сужение. В практических расчетах используется формула:

$$\zeta_{\text{диф}} = \frac{\lambda}{8 \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) + K_{\text{суж}} \left(1 - \frac{1}{n} \right)^2, \quad (2.100)$$

где $K_{\text{суж}}$ – коэффициент сужения, определяемый по графикам в зависимости от угла расширения.

Потери давления при входе в воздуховод постоянного сечения

Воздух засасывается в открытый торец воздуховода. При входе поток сначала сжимается, а затем расширяется и заполняет все поперечное сечение воздуховода (рисунок 2.21).

Выбрав в потоке сечение 1-1 вдали от входа, на таком расстоянии, где скоростью можно пренебречь, и сечение 2-2 в том месте, где сжатый поток расширяется, и поле скоростей становится равномерным, напишем уравнение Бернулли

$$p_1 = p_2 + \frac{\rho v^2}{2} + \Delta p.$$

Отсюда потери давления при входе в воздуховод составят

$$\Delta p = p_1 - p_2 - \frac{\rho v^2}{2}. \quad (2.101)$$

Разность статических давлений может быть установлена с помощью уравнения количества движения. С этой целью проведем вне воздуховода сечение 3-3 и рассмотрим объем, ограниченный контуром 1-3-3-2-2-3-3-1. Напишем применительно к этому объему уравнение количества движения в проекциях на ось воздуховода

$$p_1 F - p_2 F = \rho F v_2^2.$$

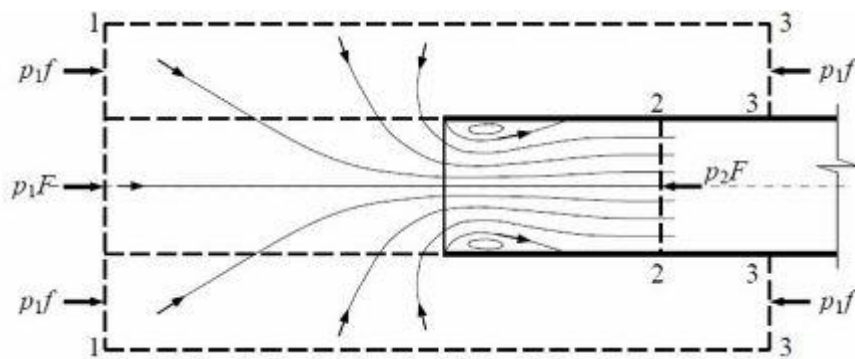


Рис. 2.21. Потери на вход в трубу

При составлении этого уравнения полагаем, что статические давления в сечениях 1-1 и 3-3 весьма близки между собой, а скорости на границе контура вне воздуховода пренебрежимо малы.

Сокращая последнее уравнение на F , получим

$$p_1 - p_2 = \rho v_2^2$$

Подставляя эту разность статических давлений в ранее установленную зависимость для потерь давления, будем иметь

$$\Delta p = \frac{\rho v^2}{2}. \quad (2.102)$$

Итак, при входе воздуха в воздуховод потеря давления равна одному скоростному давлению.

Тогда коэффициент местного сопротивления входа

$$\zeta = \frac{\Delta p}{\rho v^2 / 2} = \frac{\rho v^2 / 2}{\rho v^2 / 2} = 1. \quad (2.103)$$

Изменение направления потока

При изменении направления потока на вогнутой стороне внутри трубы давление больше, чем на выпуклой, что вызывает изменение скоростей в направлении движения, способствующее отрыву потока от стенок и вихреобразованию в нем.

При резком повороте потока (незакругленное колено) возникают наибольшие потери напора, причем коэффициент КМС возрастает с увеличением угла поворота. Для отводов круглого сечения с углом поворота 90° значение КМС можно определить по формуле:

$$\zeta_{90^\circ} = 0,2 + 0,001(100\lambda)^8 \sqrt{\frac{d_b}{r}}, \quad (2.104)$$

где r – радиус скругления отвода, м.

При повороте на любой угол α можно приближенно принимать:

$$\zeta_\alpha = a \zeta_{90^\circ}, \quad (2.105)$$

где a – коэффициент, зависящий от угла поворота α и определяемый по справочной литературе. При $\alpha < 90^\circ$ значение коэффициента a можно примерно определить по формуле:

$$a = \sin \alpha. \quad (2.106)$$

При расчете потери давления участка трубы, содержащего отвод, следует включать длину отвода в общую длину трубного участка, чтобы учесть потерю давления на трение в отводе.

Потери давления при входе в трубу

Как ранее было показано, коэффициент местного сопротивления при входе в открытый конец воздуховода равен $\zeta = 1$. При входе воздуха в отверстие в стенке коэффициент местного сопротивления входа будет существенно зависеть от способа конструктивного оформления входа.



Рис. 2.22 Потери давления при входе в трубу

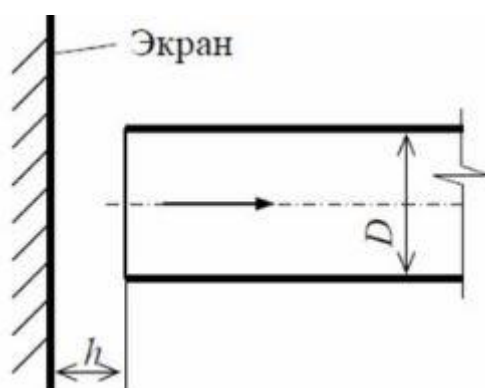


Рис. 2.23 Потери давления при входе в трубу с экраном перед отверстием

Значения коэффициентов местного сопротивления отверстия в стенке с различным оформлением входных кромок приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1

Коэффициенты местного сопротивления отверстия с разным оформлением
входных кромок

Форма кромок	Острые	Скошенные	Скругленные
ζ	0,5	0,25	0,05

Наличие перед входом в трубу экрана (рисунок 2.23) увеличивает коэффициент местного сопротивления входа. И только при расположении экрана на расстоянии $h \geq D$ экран не влияет на значение ζ .

Потери давления в местах сужения поперечного сечения воздуховода

Сужение поперечного сечения воздуховода в виде запорно-регулирующих устройств (шиберов, клапанов и т.д.) используют для регулирования расхода в системе.

В месте сужения поперечного сечения в соответствии с уравнением неразрывности скорость потока увеличивается, а затем уменьшается и на некотором расстоянии от места сужения приобретает прежний (как до места сужения) вид. Коэффициенты местного сопротивления в этом случае очень большие, особенно когда запорное устройство почти полностью перекрывает проходное сечение воздуховода.

Схема течения в районе расположения шибера показана на рисунке 2.24, а соответствующие значения коэффициентов местного сопротивления приведены в таблице 2.2.

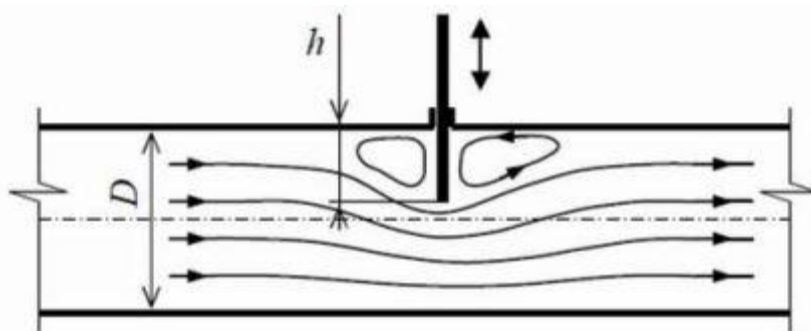


Рис. 2.24 Схема течения в районе расположения шибера

Таблица 2.2

Значения коэффициентов местного сопротивления шиберов

Положение шиберов h/D	0,25	0,5	0,75	0,87
ζ	0,26	2,1	17,0	98,0

Схема течения в дроссель-клапане показана на рисунке 2.25, а значения коэффициентов местного сопротивления дроссель-клапана в таблице 2.3.

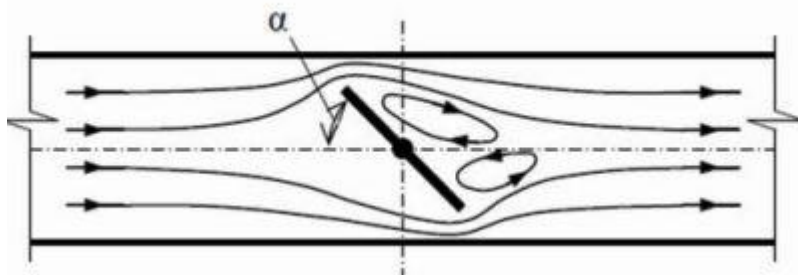


Рис. 2.25 Схема течения в дроссель-клапане

Таблица 2.3

Значения коэффициентов местного сопротивления дроссель-клапана

Положение клапана α , град	10	20	40	60	70
ζ	0,52	1,54	10,8	110,0	751,0

Потери давления при слиянии и разделении потоков в тройниках

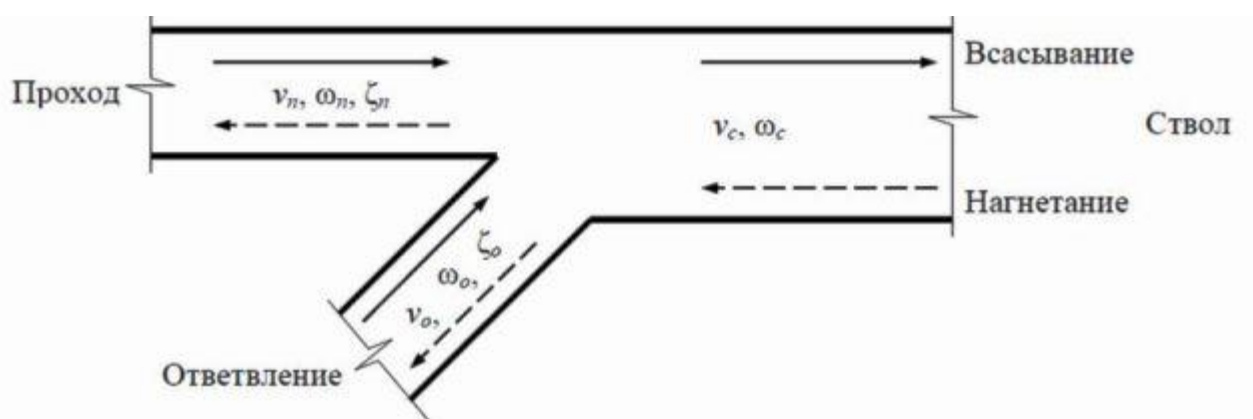


Рис. 2.26 Схема течения в тройнике

Геометрически каждый тройник характеризуется углом α примыкания ответвления к воздухопроводу и отношением площадей поперечных сечений

ответвления и прохода к площади поперечного сечения ствола ω_o/ω_c и ω_n/ω_c . Потери давления в тройнике возникают вследствие образования вихревых зон при изменении скоростей потоков, которые объединяются или разделяются, а также в результате изменения направления движения в ответвлениях.

В одном и том же тройнике во время работы на всасывание потери давления больше, чем при таком же расходе и работе на нагнетание. Это объясняется тем, что при всасывании добавляются потери давления на турбулентное перемешивание потоков, которые объединяются в один после соединения в тройнике.

Сопротивление тройника можно существенно снизить, если: в месте присоединения ответвления выполнить некоторое скругление стыка; начальный участок ответвления (в месте присоединения к воздуховоду) выполнить в виде конуса или в виде плавного отвода.

Значения коэффициентов местного сопротивления тройников на ответвление и на проход приводятся в справочной литературе. Проходным сечением в отличие от сечения ствола (сборного, магистрального) считают сечение с меньшим расходом (у всасывающих тройников – до слияния потоков, в нагнетательных – после разделения потоков). Коэффициенты местного сопротивления тройников могут иметь отрицательные значения, что объясняется эжекцией проходного потока.

При *слиянии* двух одинаково направленных потоков, движущихся с различными скоростями, наблюдается турбулентное смешение потоков, сопровождаемое потерей давления.

При *разделении* потоков в тройнике ответвление присоединяется к сборному рукаву под некоторым углом. В этом случае потеря на тройнике добавляется потерей на поворот потока, сжатия и последующего расширения.

Многообразие тройников по диаметрам подводящих труб и конфигурации потоков приводит к необходимости применения эмпирических данных, однако некоторые случаи позволяют вычислить КМС теоретическим способом.

При гидравлическом расчете тройников следует различать потерю давления *на проход*, когда течение рассматривается в направлении потока, и потерю напора *на ответвление*, когда рассматривается течение, отделяемое от потока или соединяемое с ним. При использовании таблиц и справочников всегда нужно обращать внимание на то, какой скорости отнесен рассматриваемый коэффициент сопротивления.

При делении потока существуют три случая:

1. Расход на ответвлении значительно превышает расход на проход.
2. Расход на ответвлении значительно ниже расхода на проход
3. Расход на ответвлении отсутствует.

При соединении потоков основные потери возникают в результате перемешивания сливающихся потоков, а также поджатия потока с его последующим расширением.

В отдельных случаях, когда расход теплоносителя на проходе значительно больше расхода, приходящего из ответвления, может наблюдаться эжекция (подсасывание) потока теплоносителя. В таком случае КМС потока на ответвление будет отрицательным.

Таким образом, значения КМС при делении и слиянии потоков могут зависеть от геометрической формы тройника (от угла соединения, от соотношения диаметров трубопроводов, образующих тройник, от направления потока) и соотношения расхода жидкости по направлениям, т.е.:

$$\zeta = f(\theta; \omega_{\text{отв}}/\omega_{\text{пр}}; Q_{\text{отв}}/Q_{\text{пр}}).$$

Арматура и оборудование

В трубных системах присутствует достаточно большое количество типов запорной и регулирующей арматуры (клапаны, вентили, затворы, краны). В этой арматуре как правило происходит сначала сужение, а затем расширение и поворот потока. Коэффициенты местного сопротивления в этом случае от типа арматуры и степени ее открытия.

Отдельные элементы инженерных систем (например, регуляторы давления, термостатические клапаны систем отопления, приточные и вытяжные решетки систем вентиляции) подбираются по номограммам фирмы-производителя, по которым также определяется потеря давления на элементе в зависимости от расхода среды. Кроме того, зачастую используется понятие **пропускной способности**, или **проводимости**.

Изложенное выше относится к турбулентному режиму движения жидкости. При ламинарном режиме движения на местные потери напора оказывает влияние не только характер местного сопротивления, но и вязкость жидкости. А.Д. Альтшуль предложил определять КМС в обобщённом случае для всех режимов движения воздуха по формуле:

$$\zeta = \frac{A}{Re} + \zeta_{\text{турб}}, \quad (2.106)$$

где A – коэффициент, зависящий от вида местного сопротивления, определяемый по справочным данным; $\zeta_{\text{турб}}$ – коэффициент местного сопротивления при турбулентном режиме.

Справочные данные о КМС относятся к выровненным потокам. В реальной системе из труб/воздуховодов, местные сопротивления часто следуют близко одно за другим, и потоки между ними не успевают выравниваться. Как правило, при взаимном влиянии местных сопротивлений потери давления на них уменьшаются.

В данном случае следует использовать следующую формулу:

$$\zeta = \beta \zeta_{\text{отд}}, \quad (2.107)$$

где $\zeta_{\text{отд}}$ – коэффициент местного сопротивления, когда исключено взаимное влияние других местных сопротивлений.

При больших значениях числа Рейнольдса длина взаимного влияния местных сопротивлений может быть оценена по формуле:

$$l_{\text{вл}} = (30 \dots 40) d_{\text{в}}. \quad (2.108)$$

2.9 Обтекание тел потоком жидкости

Движение твердых тел в жидкости (обтекание жидкостью твердых тел) представляет одну из важнейших проблем гидромеханики и аэродинамики. Основной задачей при этом является определение сил, которые возникают при относительном движении тела и жидкости.

Тело, движущееся в жидкости, встречает со стороны последней сопротивление, для преодоления которого нужно приложить некоторую силу. Таким будет, например, сопротивление, которое встречают при своем движении самолет, автомобиль или поезд со стороны воздуха, корабль или подводная лодка со стороны воды.

В случае, когда тело неподвижно, а жидкость обтекает его, наоборот, тело оказывает сопротивление движению жидкости, на преодоление которого затрачивается часть энергии потока движущейся жидкости. Примерами этого являются давление ветра на здание, обтекание мостового быкаводой и др.

Рассмотрим случай обтекания потоком жидкости пластинки, установленной перпендикулярно скорости потока (рисунок 2.27). Струйки жидкости, встречаясь с пластинкой, оказывают дополнительное давление, обусловленное изменением направления течения, на поверхность пластинки, обращенную навстречу потоку. Со стороны пластинки на жидкость действует **сила сопротивления**, равная по величине добавочной силе давления на пластинку со стороны потока.

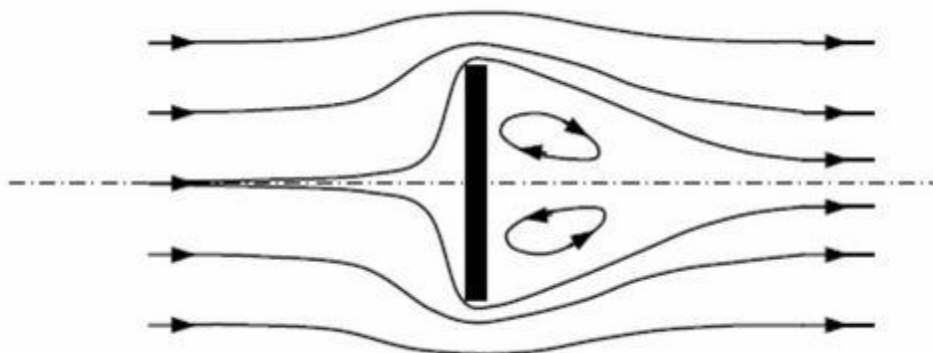


Рис. 2.27. Обтекание пластинки потоком жидкости

Непосредственно за пластинкой в результате отрыва струи от пластинки образуется область беспорядочного вихревого движения. В этой области давление оказывается пониженным, в результате чего возникает дополнительная сила сопротивления, также направленная навстречу потоку. Поскольку эта сила зависит от формы обтекаемого тела, ее называют **сопротивлением формы**.

Сумму обоих указанных сопротивлений называют **сопротивлением давления**.

Если пластинка расположена вдоль потока, оказываемое ею сопротивление вызывается главным образом тангенциальными (касательными) силами, возникающими на боковых поверхностях пластинки (так называемое **сопротивление трения**).

Сопротивления давления и трения обычно проявляются одновременно, и полное сопротивление S , которое возникает при относительном движении тела и жидкости, представляет собой сумму этих сопротивлений; таким образом:

$$S = S_{\text{давл}} + S_{\text{тр}} \quad (2.109)$$

Соотношение между компонентами полного сопротивления в различных случаях различно – в одних случаях превалирует сопротивление давления (пластинка, расположенная поперек потока), в другом – сопротивление трения (пластинка, расположенная вдоль потока).

Полное сопротивление S определяется из формулы, предложенной еще Ньютоном, в виде:

$$S = k F \rho u_{\infty}^2 / 2, \quad (2.110)$$

где k – коэффициент сопротивления, определяемый обычно из опытов; F – характерная площадь тела; ρ – плотность жидкости; u_∞ – характерная скорость потока.

Силы сопротивления при обтекании твердого тела (за исключением пластинки, ориентированной вдоль линий тока набегающего потока) воздухом или жидкостью обусловлены не только касательными напряжениями, которые возникают на твердых границах, но и влиянием вихревого следа, который возникает за телом. Возникновение вихревого следа связано с явлением отрыва пограничного слоя.

При обтекании тела с неплавным (угловатым) профилем поверхности отрыв пограничного слоя является следствием действия инерционных сил в пределах этого слоя (рис. 2.28).

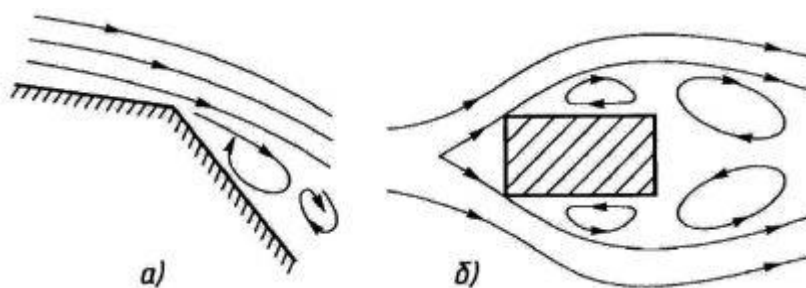


Рис.2.28. Отрыв приграничного потока при обтекании тела с неплавным профилем

При обтекании плавной криволинейной поверхности отрыв пограничного слоя связан с распределением давлений вблизи твердой поверхности.

Следует отметить, что необходимым условием возникновения отрыва потока является наличие градиента давления.

Распределение давлений по поверхности тела, обтекаемого воздушным потоком

Рассмотрим обтекание кругового цилиндра бесконечной длины потоком невязкой жидкости (без трения). Картина течения (рисунок 2.29, а) является

симметричной: на боковых поверхностях цилиндра на участках AB и AD течение ускоренное, а на BC и DC – замедленное. В критических точках A и C скорость потока равна нулю, а давление имеет максимальную величину. Вблизи точек B и D скорость стремится к удвоенной скорости невозмущенного потока, а давление – к минимальному значению (по сравнению с прочими точками поверхности цилиндра).

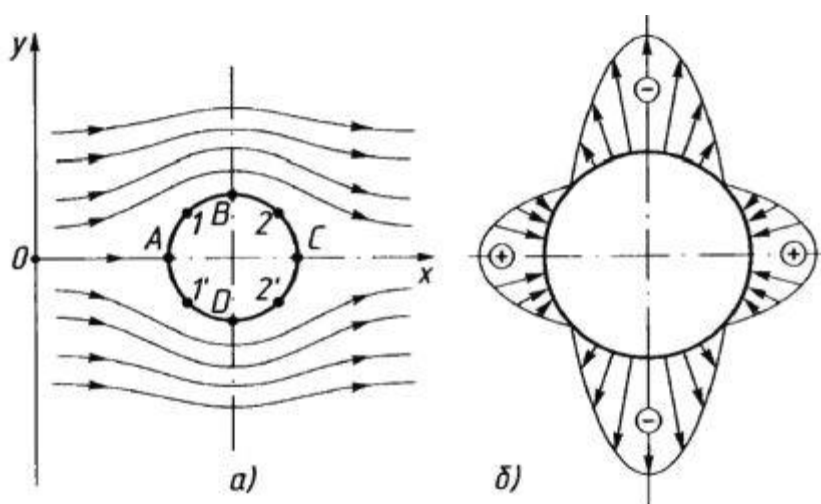


Рис.2.29. Обтекание кругового цилиндра бесконечной длины потоком невязкой жидкости

Распределение давления по поверхности цилиндра показано на рисунке 2.29, б. Там, где давление жидкости больше, чем давление в набегающем потоке, стрелки, изображающие силы давления, направлены к стенкам цилиндра, где оно меньше – от стенок.

Вследствие симметрии этих сил относительно двух взаимно перпендикулярных плоскостей AD и BC равнодействующая их равна нулю. Равномерный поток идеальной жидкости не оказывает силового воздействия на обтекаемый им цилиндр, т.е. сопротивление цилиндра равно нулю. Этот вывод, противоречащий реально наблюдаемым явлениям при обтекании, известен под названием **парадокса Эйлера-Даламбера**.

При обтекании цилиндра реальной (вязкой) жидкостью частицы, движущиеся непосредственной близости к его поверхности, теряют часть

кинетической энергии под действием сил трения; в результате эти частицы уже не могут далеко продвинуться в зону возрастающего давления на участке BD и останавливаются, не доходя до точки D, а затем под действием давления во внешней зоне потока начинают двигаться назад. По мере увеличения скорости зона возвратного течения возрастает и из нее развивается крупный вихрь, который в дальнейшем отрывается от обтекаемого тела и уплывает вниз по течению. На его месте возникает новый вихрь, который также отрывается, и т.д.

Образование вихрей за обтекаемым телом приводит к резкому понижению давления в кормовой части цилиндра, по сравнению с давлением в невозмущенном течении. Распределение давления по поверхности цилиндра, обтекаемого вязкой жидкостью, показано на рисунке 2.30, б.

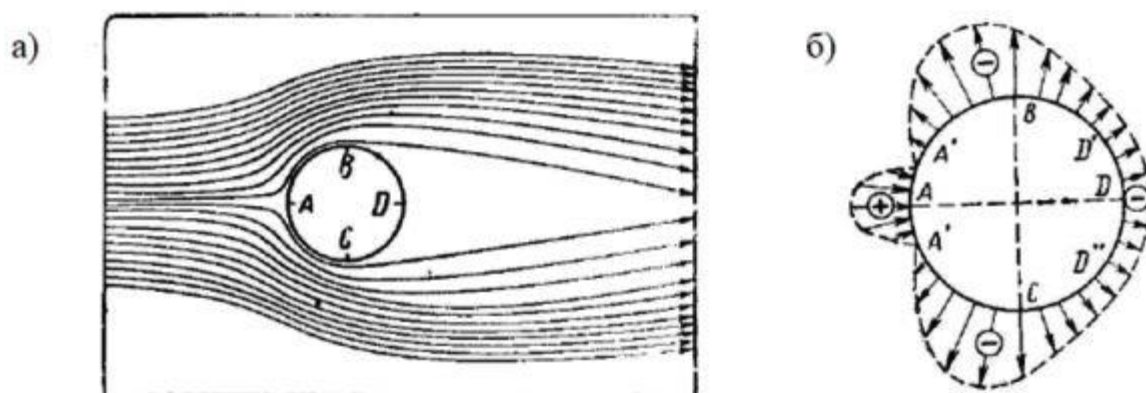


Рис.2.30. Обтекание кругового цилиндра потоком вязкой жидкости

В лобовой (носовой) части цилиндра давление практически совпадает с тем, которое возникает при движении идеальной жидкости (см. рисунок 2.29, б). По мере приближения к кормовой части давление на поверхности цилиндра становится меньше, чем в соответствующих местах цилиндра, обтекаемого идеальной жидкостью.

Таким образом, силы перед цилиндром и за ним не компенсируют друг друга. Результирующая сил давления на обтекаемое тело, направленная в сторону течения жидкости, обуславливается собой сопротивление давления.

Аналогичная картина наблюдается и при обтекании жидкостью тел другой формы. При этом форма обтекаемого тела в значительной степени определяет характер распределения давлений, а, следовательно, и величину сопротивления давлению.

Для тела заданной формы распределение давления при обтекании его потоком зависит от числа Рейнольдса. Поскольку сопротивление давлению непосредственно связано с характером обтекания, коэффициент C зависит как от формы тела, так и от числа Рейнольдса.

Теоретическое определение коэффициента C обычно затруднено и его значение часто находят экспериментально, испытывая тело (или его модель) в аэродинамической трубе.

Давление ветра на здания и сооружения

Давление ветра на сооружение, а также распределение этого давления по контуру сооружения необходимо учитывать при проектировании сооружений в районах, где действуют ветры значительной силы.

В большинстве случаев, однако, сооружения настолько мало обтекаемы, что коэффициент сопротивления их зависит только от формы и расположения и практически не зависит от числа Рейнольдса. При этом формы зданий и их расположение по отношению к переменному направлению ветра обычно так сложны и несимметричны, что аналитическое определение распределения давления становится невозможным. В этих случаях приходится переходить к продувке моделей сооружений в аэродинамической трубе или к буксировке их в гидравлическом бассейне.

Скорость ветра растет с удалением от поверхности земли по степенному закону

$$u/u_{\infty} = (y/H)^{1/7}, \quad (2.111)$$

где u_∞ – скорость ветра на достаточно большом расстоянии H от поверхности земли; u – скорость ветра на расстоянии y от поверхности.

Поэтому особенно большим ветровым давлениям подвергаются высокие здания и сооружения.

Для уменьшения давления ветра следует, по возможности, уменьшать площадь сечения сооружения в направлении, перпендикулярном направлению господствующих ветров, и придавать сооружениям возможно более обтекаемые очертания. Из-за ветрового воздействия на здание в зимние

периоды возникает инфильтрация холодного воздуха в помещения, что приводит к увеличению теплопотерь.

Давление ветра на здания и сооружения обычно выражается через динамическое давление свободного ветрового потока в виде:

$$P = C_e \rho u_\infty^2 / 2, \quad (2.112)$$

где C_e – аэродинамический коэффициент; u_∞ – скорость ветра на достаточном удалении от сооружения.

В случае повышенного избыточного давления ветра на поверхность сооружения аэродинамический коэффициент C_e принимает положительные значения, в случае разрежения – отрицательные.

Схематическое распределение аэродинамических коэффициентов по контуру здания представлено на рисунке 7.5. Величину аэродинамического коэффициента в масштабе откладывают в виде отрезков, перпендикулярных контуру здания в заданной точке. При этом значения C_e , отвечающие давлению больше атмосферного, откладывают внутри контура [+], а меньше атмосферного – снаружи [-]. Повышенные давления возникают на той стороне здания, на которую набегают ветровые потоки. На наветренной стороне здания C_e равно от 0,5 до 0,8; на заветренной торцовой стороне – от -0,2 до -0,3.

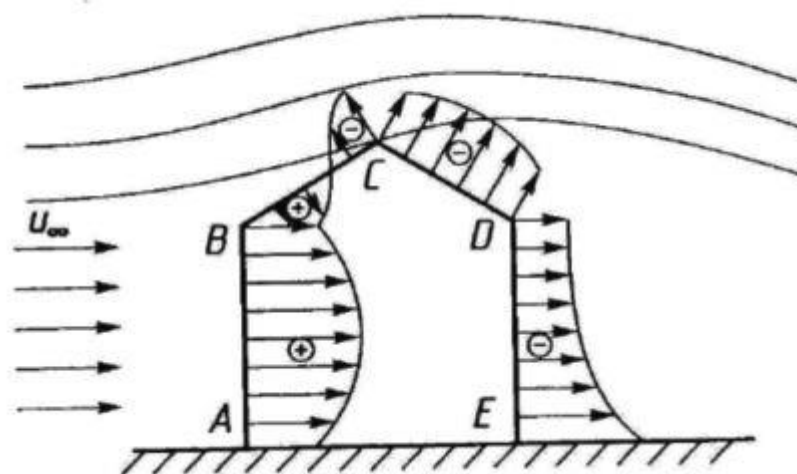


Рис. 2.31. Аэродинамические коэффициенты на поверхности здания, обтекаемого ветром

Аэродинамические сила и момент

При обтекании тела потоком на каждую элементарную площадку его поверхности действуют силы давления и трения. Сложение этих сил (по правилу параллелограмма) в самом общем случае, как известно из теоретической механики, приведет к главному вектору R и главному моменту M (рисунок 2.32).

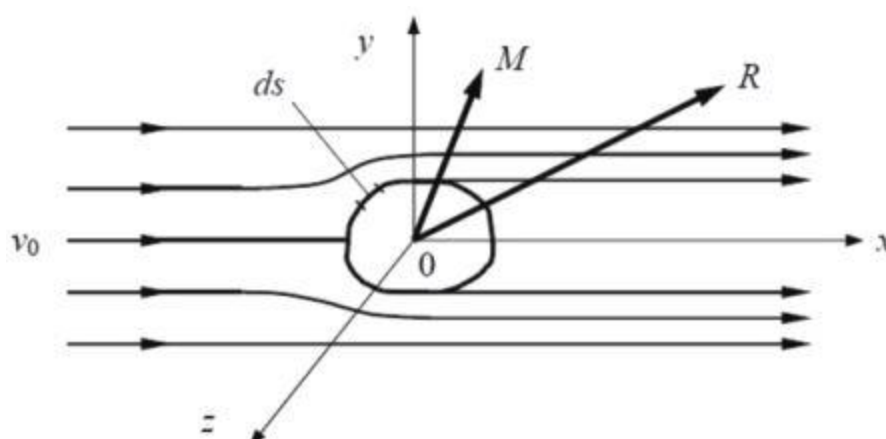


Рис. 2.32. Сила и момент, действующие на элементарную площадку при обтекании тела потоком

В аэродинамике главный вектор называют **аэродинамической силой**, а главный момент – **аэродинамическим моментом**.

Пользуясь приемом неопределенных коэффициентов, выведем формулу для определения аэродинамической силы R способом анализа размерностей.

Очевидно, сила R зависит от площади наибольшего поперечного сечения тела F , коэффициента кинематической вязкости воздуха ν , плотности воздуха ρ и скорости набегающего потока v_0

$$R = f(F, \nu, \rho, v_0).$$

Эту неизвестную функцию будем искать в следующем виде:

$$R = KF^x \nu^y \rho^z v_0^n, \quad (2.113)$$

где K – безразмерный коэффициент; x, y, n, z – пока неизвестные показатели степени.

Чтобы найти эти показатели, в зависимость (2.113) вместо величин подставим единицы их измерения в системе СИ:

$$H = (\text{м}^2) \cdot (\text{м}^2/\text{с})^y (\text{кг}/\text{м}^3)^z (\text{м}/\text{с})^n, \text{ или } \text{кг м}/\text{с}^2 = (\text{м}^2) \cdot (\text{м}^2/\text{с})^y (\text{кг}/\text{м}^3)^z (\text{м}/\text{с})^n.$$

Что дает:

$$\text{кг м}/\text{с}^2 = \text{кг}^z \text{м}^{2x+2y-3z+n}.$$

Показатели степени у единиц измерения величин слева должны быть такими же, как и показатели степени у единиц измерения соответствующих величин справа. С учетом этого обстоятельства будет справедлива следующая система уравнений:

$$z = 1; 2x + 2y - 3z + n = 1; y + n = 2.$$

Итак, получили три уравнения с четырьмя неизвестными. Будем считать, что один показатель степени, например n , нам известен. Тогда, решая систему относительно n , получим:

$$x = n/2; y = 2 - n; z = 1.$$

Подставляя эти значения x, y и z в зависимость (2.113), получим:

$$R = KF^{n/2}v^{2-n}\rho v_0^n. \quad (2.114)$$

В большинстве практических случаев в потоке наблюдается развитая турбулентность и тогда, согласно опытным данным, $n = 2$, что дает:

$$R = KF\rho v_0^2.$$

Умножив и разделив правую часть на 2 и обозначив $2K = C_R$, окончательно получим:

$$R = 2/2(KF\rho v_0^2 = 2KF\rho v_0^2/2 = C_R F\rho v_0^2/2, \quad (2.115)$$

где C_R – коэффициент аэродинамической силы; F – площадь наибольшего поперечного сечения обтекаемого тела (площадь миделевого сечения).

Аналогично рассуждая, можно вывести формулу для аэродинамического момента:

$$R = 2/2(KF\rho v_0^2 = 2KF\rho v_0^2/2 = C_R F\rho v_0^2/2, \quad (2.116)$$

где C_m – коэффициент аэродинамического момента; l – характерная длина.

Вследствие того, что сила R и момент M являются векторами, при практических расчетах удобно пользоваться их проекциями на прямоугольные оси координат.

В качестве таковых выбираются так называемые поточные оси координат. Начало координат принимается в центре тяжести обтекаемого тела, ось x направляется вдоль по течению, ось z – вбок (в горизонтальной плоскости), а ось y – перпендикулярно плоскости xOz . Тогда вместо равенства (2.116) получим следующие три равенства:

$$R_x = C_x F\rho v_0^2/2; R_y = C_y F\rho v_0^2/2; R_z = C_z F\rho v_0^2/2, \quad (2.117)$$

где R_x — сила лобового сопротивления; R_y — подъемная сила; R_z — боковая сила; C_x , C_y , C_z — соответственно, коэффициенты сил лобового сопротивления, подъемной и боковой.

Аналогично вместо равенства (7.8) будем иметь:

$$M_x = C_{mx}Fl\rho v_0^2/2; M_y = C_{my}Fl\rho v_0^2/2; M_z = C_{mz}Fl\rho v_0^2/2, \quad (2.118)$$

где M_x , M_y , M_z — проекции аэродинамического момента на оси координат; C_{mx} , C_{my} , C_{mz} — соответственно, коэффициенты этих проекций.

В случае равномерного поля скоростей в набегающем потоке и симметричных тел, каковыми являются, например, пластинка, поставленная перпендикулярно потоку, шар и т.п., силовое взаимодействие потока с телом сводится к одной аэродинамической силе. При этом эта сила совпадает с направлением течения, т.е. является одновременно и силой лобового сопротивления.

При неравномерном поле скоростей в набегающем потоке и симметричных телах возникают подъемная сила и аэродинамический момент.

Если, например, поток горизонтален и скорость увеличивается по оси y , а тело является шаром, то в верхней части шара скорость воздуха больше, чем в нижней. Поэтому, согласно уравнению Бернулли, над шаром давление будет меньше, чем под шаром, и появится подъемная сила. Разность скоростей в верхней и нижней частях шара обусловит появление аэродинамического момента.

Коэффициент силы лобового сопротивления

Коэффициенты проекций аэродинамической силы и момента определяются экспериментально в потоке с равномерным полем скоростей. Значение их зависит от числа Рейнольдса.

Изменение коэффициента силы лобового сопротивления шара (определенного экспериментальным путем) в зависимости от числа Рейнольдса представлено на графике (рисунок 2.33, кривая 3).

При малых значениях числа Рейнольдса ($Re \leq 1$) кривая приближенно описывается формулой Стокса (кривая 1 на рисунке 2.33):

$$C_x = 24/Re. \quad (2.119)$$

В несколько большем диапазоне значений числа [Рейнольдса](#) ($Re \leq 2$) точнее формула Озина (кривая 2 на рисунке 2.33):

$$C_x = 24(1+3Re/16)/Re. \quad (2.120)$$

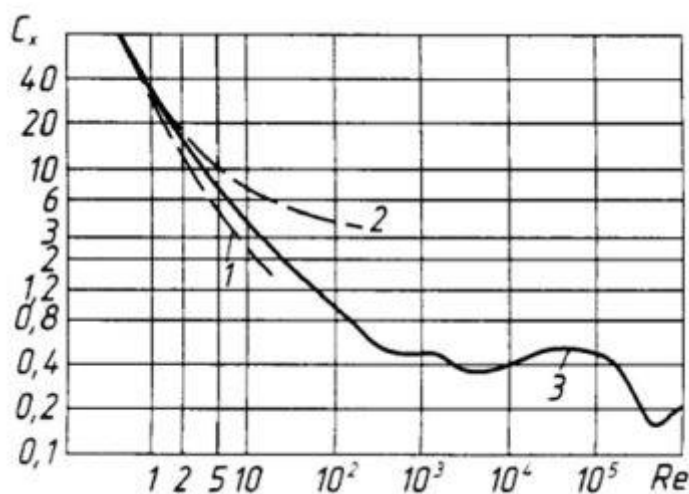


Рис. 2.33. Изменение коэффициента силы лобового сопротивления шара в зависимости от числа Рейнольдса:

1- по формуле Стокса; 2- по формуле Озина; 3- определенного экспериментальным путем

В диапазоне чисел [Рейнольдса](#) $Re = 5 \div 10000$ можно пользоваться формулой Б. Лобаева:

$$C_x = 4,3/[lg(Re)]^2. \quad (2.121)$$

С увеличением числа [Рейнольдса](#) коэффициент лобового сопротивления уменьшается и при $Re = 103 \div 105$ достигает значения 0,4-0,48. Затем при дальнейшем увеличении Re (примерно от 105 до $4 \cdot 10^5$) значение

коэффициента C_x резко уменьшается до 0,2. Эта зона падения сопротивления носит название **критической**. Критическая зона связана с переходом пограничного слоя шара из ламинарного состояния в турбулентное. Таким образом, при переходе пограничного слоя из ламинарного режима в турбулентный коэффициент лобового сопротивления резко уменьшается. Такая зависимость коэффициента лобового сопротивления характерна для шара, цилиндра и других тел, имеющих округлую форму.

Однако для тел плавного профиля (каплеобразный профиль, крыло самолета и др.), во время обтекания которых не происходит отрыва пограничного слоя, коэффициент лобового сопротивления уменьшается постепенно с увеличением критерия [Рейнольдса](#).

Таблица 2.4

Значения аэродинамических коэффициентов для частиц различной формы

Форма частицы	C	Re
Цилиндр	1,2	$\leq 2 \cdot 10^5$
Цилиндр	0,3...0,4	$\geq 5 \cdot 10^5$
Каплеобразный профиль при отношении длины к наибольшей ширине 18	0,0196	$\geq 10^6$
То же 3	0,04	-
Пластина круглой формы	1,11	-

При обтекании шара экспериментально установлена зависимость аэродинамического коэффициента от числа [Рейнольдса](#)

при $Re \leq 1$ $C = 24/Re$;

при $10 \leq Re \leq 10^4$ $C = 0,47$;

при $Re \geq 10^4$ $C = 0,2$.

Для тел плохо обтекаемой формы и инерционным отрывом пограничного слоя (например, зданий), коэффициент лобового сопротивления C_x практически не зависит от числа [Рейнольдса](#) и считается постоянной величиной.

Часть 3. Гидравлический расчёт трубных инженерных систем

3.1 Основы гидравлического расчёта

При гидравлическом расчете трубные системы подразделяют на *простые* и *сложные*.

Простыми называются системы, состоящие из одной линии труб с постоянным расходом.

Сложные системы состоят из нескольких гидравлически параллельных, и последовательных трубных участков с различным расходом. Кроме того, сеть может быть разветвленной (разомкнутой или тупиковой) или кольцевой (замкнутой) и включать как транзитные, так и распределительные трубные участки.

Гидравлический расчет простой трубной системы сводится к решению трех основных задач.

Первая задача. Требуется определить напор H , м вод.ст., необходимый для пропуска заданного расхода жидкости Q , м³/ч, по заданному трубному участку с заданным диаметром d , м, и длиной l , м.

$$H = \frac{Q^2}{2g\omega^2} \left(1 + \lambda \frac{l}{d} + \sum \zeta \right), \quad (3.1)$$

а для круглых труб:

$$H = \frac{8Q^2}{g\pi^2 d^5} \left(1 + \lambda \frac{l}{d} + \sum \zeta \right). \quad (3.2)$$

Определение значений λ и ζ в данном случае не вызывает затруднений, так как число Re заранее можно определить.

Вторая задача. Требуется определить расход жидкости Q в трубном участке при условии, что известны напор H , длина трубы l и ее диаметр.

Задача решается с помощью преобразованной формулы для первой задачи:

$$Q = \omega \sqrt{\frac{2gH}{1 + \lambda l/d + \sum \zeta}}, \quad (3.3)$$

а для круглых труб:

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{2gH}{1 + \lambda l/d + \sum \zeta}}. \quad (3.4)$$

Так как коэффициенты λ и ζ являются функциями от числа Рейнольдса, которое связано с неизвестным и искомым расходом Q , то решение находим методом попыток, полагая в первом приближении существование квадратичного закона сопротивления, при котором коэффициенты λ и ζ не зависят от числа Рейнольдса.

Третья задача. Требуется определить диаметр трубопровода d при заданном расходе Q , длине трубного участка l , и напоре H .

$$Q = \omega \sqrt{\frac{2gH}{1 + f(d)l/d + \sum \zeta}}. \quad (3.5)$$

Третья задача является самой сложной, так как заранее мы не знаем режим течения жидкости, так как он напрямую зависит от скорости движения потока, то есть от расхода жидкости и сечения трубы. Соответственно $\lambda = f(d)$.

Для решения такого вида задач задаются сечением трубы из доступного перечня (согласно ГОСТ по изготовлению труб или каталогов фирм-производителей), определяют расход теплоносителя при условии квадратичного закона сопротивления, затем, при необходимости, получив предварительное приближение величины расхода уточняют скорость потока, число Рейнольдса и коэффициент гидравлического трения, и снова уточняют

расход. Сечение трубы выбирают то, при котором полученный расход будет наиболее близок к заданному, то есть к тому, который необходимо обеспечить.

В зависимости от соотношения между местными потерями давления и потерями на трение, системы делятся на *короткие* и *длинные*.

В *длинных* трубных системах, потеря давления на трение во много раз превосходит потерю на местных сопротивлениях ($\lambda l/d \gg \Sigma \zeta$) и скоростной напор на выходе ($\lambda l/d \gg 1$). Примерами длинных трубных систем является магистральные водопроводы, газопроводы, тепловые сети, в которых потери давления в местных сопротивлениях составляют менее 2-3 % и ими на практике пренебрегают.

В *коротких* трубных системах, потеря давления в местных сопротивлениях соизмерима с потерей на трение.

Для длинных систем уравнение потери напора принимает вид:

$$h = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}, \quad (3.6)$$

Уравнение расчета для первой задачи (для круглых труб) приводится к виду:

$$h = \frac{8Q^2 \lambda l}{g \pi^2 d^5} = \frac{8\lambda}{g \pi^2 d^5} Q^2 l = A Q^2 l = S Q^2, \text{ м}, \quad (3.7)$$

$$h = A Q^2 l = S Q^2. \quad (3.8)$$

а для второй:

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{2gh}{\lambda l/d}} = \sqrt{\frac{h}{A l}} = \sqrt{\frac{h}{S}}, \text{ м}^3/\text{с}, \quad (3.9)$$

$$Q = \sqrt{\frac{h}{Al}} = \sqrt{\frac{h}{S}}, \quad (3.10)$$

где A – удельное сопротивление трубного участка, м/((м³/с)²·м):

$$A = \frac{8\lambda}{g\pi^2 d^5}; \quad (3.11)$$

S – характеристика сопротивления трубного участка, м/(м³/с)²:

$$S = Al = \frac{8\lambda l}{g\pi^2 d^5}. \quad (3.12)$$

Показатели S и A в ряде случаев значительно упрощают вычислительную работу по гидравлическому расчету труб.

При движении жидкостей санитарно-технических систем квадратичный закон сопротивления соблюдается не всегда. Так, например, более 80 % всех городских газопроводов низкого и среднего давления работает в неквадратичной области сопротивления. В этом случае параметр A зависит не только от диаметра трубы, но и также и от скорости движения в ней, в связи с чем решение задач по гидравлическому расчету трубных систем несколько осложняется.

Тогда:

$$h = \frac{8\lambda Q^2 l}{g\pi^2 d^5} = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{KB}}} \frac{8\lambda_{\text{KB}} Q^2 l}{g\pi^2 d^5} = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{KB}}} A_{\text{KB}} Q^2 l. \quad (3.13)$$

Введем понятие поправки на неквадратичность:

$$\psi = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{KB}}}. \quad (3.14)$$

Тогда:

$$h = \psi A_{\text{KB}} Q^2 l = \psi S_{\text{KB}} Q^2. \quad (3.15)$$

Согласно формуле А.Д. Альтшуля, поправка может быть определена по формуле:

$$\psi = \left(1 + \frac{68 v_{\text{ж}}}{v k_{\text{с}}} \right)^{0,25}. \quad (3.16)$$

Гидравлический расчет трубных систем с учетом меняющегося во времени расхода в соответствии с производственными требованиями эксплуатации представляет собой сложную задачу. Такие расчёты рассматриваются в специальных курсах по отдельным видам систем.

Рассмотрим две схемы сложных трубопроводных систем:

- последовательное соединение трубных участков;
- параллельное соединение трубных участков.

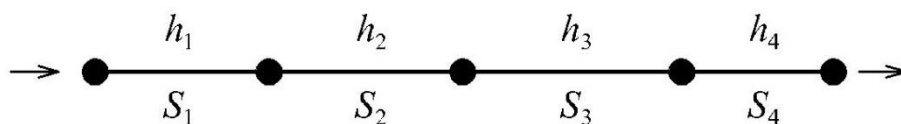


Рис. 3.1. Последовательное соединение трубных участков

При последовательном соединении трубных участков различного диаметра и постоянном расходе жидкости потеря напора h составит:

$$h = h_1 + h_2 + h_3 + \dots + h_n, \quad (3.17)$$

Преобразуем:

$$h = S_1 Q^2 + S_2 Q^2 + S_3 Q^2 + \dots + S_n Q^2. \quad (3.18)$$

$$h = Q^2 (S_1 + S_2 + S_3 + \dots + S_n). \quad (3.19)$$

Пусть:

$$S_{\text{общ}} = S_1 + S_2 + S_3 + \dots + S_n. \quad (3.20)$$

Тогда, при последовательном соединении трубных участков характеристика сопротивления складывается.

Если система в одной точке разветвляется на несколько труб, а затем они вновь объединяются, то такое соединение называется параллельным (см. рис. 3.2).

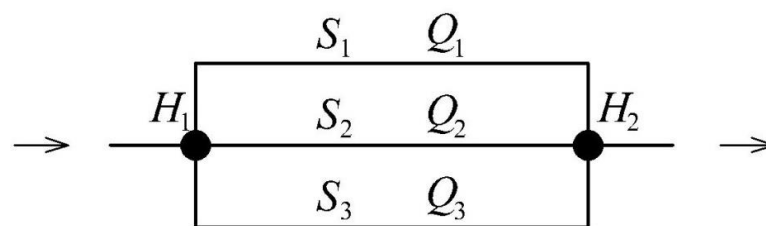


Рис. 3.2. Параллельное соединение трубных участков

Задача в таких трубах, часто заключается в том, чтобы определить расход в отдельных ветвях системы, а также потерю напора в данной системе.

Потеря напора в любой трубе ответвления одинаковы, так как в обеих общих (крайних) точках разветвления имеется один и тот же начальный H_1 и конечный H_2 напор:

$$h_{1-2} = H_1 - H_2 = h_1 = h_2 = \dots = h_n. \quad (3.21)$$

$$h_{1-2} = S_1 Q_1^2 = S_2 Q_2^2 = S_3 Q_3^2 = \dots = S_n Q_n^2. \quad (3.22)$$

При этом расход воды на параллельных участках при сложении дает общий расход в контуре:

$$Q_{\text{общ}} = Q_1 + Q_2 + Q_3 + \dots + Q_n. \quad (3.23)$$

Тогда:

$$Q_{\text{общ}} = \sqrt{h} \left(\frac{1}{\sqrt{S_1}} + \frac{1}{\sqrt{S_2}} + \frac{1}{\sqrt{S_3}} + \dots + \frac{1}{\sqrt{S_n}} \right), \quad (3.24)$$

а общая характеристика сопротивления узла может быть определена по формуле:

$$S_{\text{общ}} = \frac{1}{\sqrt{S_1}} + \frac{1}{\sqrt{S_2}} + \frac{1}{\sqrt{S_3}} + \dots + \frac{1}{\sqrt{S_n}}. \quad (3.25)$$

3.2 Основные положения гидравлического расчета системы водяного отопления

Система водяного отопления представляет собой разветвленную закольцованную сеть труб и приборов, заполненных водой. Вода в течение отопительного сезона находится в постоянном кругообороте. По трубам — теплопроводам — нагретая вода распределяется по отопительным приборам, охлажденная в приборах вода собирается воедино, нагревается в теплоисточнике и вновь направляется к приборам. Теплопроводы предназначены для доставки и передачи в каждое помещение обогреваемого здания необходимого количества тепловой энергии. Так как теплопередача происходит при охлаждении определенного количества воды, требуется выполнить гидравлический расчет системы.

Гидравлический расчет проводится в соответствии с законами гидравлики. *Расчет основан на следующем принципе:* при установившемся движении воды действующая в системе разность давления (насосного и естественного) полностью расходуется на преодоление гидравлического сопротивления движению.

Правильный гидравлический расчет предопределяет работоспособность системы отопления. Решение упрощается при выполнении требований СП 60.13330 применять трубы по имеющемуся сортаменту. В этих условиях

гидравлический расчет заключается в подборе по сортаменту площади поперечного сечения (диаметра) труб, достаточной для подачи нужного количества воды в приборы системы. Потери давления при перемещении требуемого количества воды по трубам принятого диаметра определяют гидравлическое сопротивление системы.

Гидравлическое сопротивление системы, должно соответствовать действующей разности давления, а в расчетных условиях циркуляции воды — расчетному циркуляционному давлению.

Гидравлический расчет связан с тепловым расчетом отопительных приборов и труб. Требуется многократное повторение расчетов для выявления действительных расхода и температуры воды, необходимой площади приборов. Для этого используют ЭВМ. При расчете вручную сначала выполняют гидравлический расчет системы, принимая средние значения коэффициента местного сопротивления (КМС) приборов, затем — тепловой расчет труб и приборов.

Если в системе применяют конвекторы, в конструкцию которых входят трубы D_{y15} и D_{y20} , то для более точного расчета предварительно определяют длину этих труб. Затем, после гидравлического расчета, с учетом потерь давления в трубах приборов, уточнив расход и температуру воды, вносят поправки в размеры приборов.

Гидравлический расчет системы водяного отопления выполняют различными способами. Рассмотрим наиболее распространенные из них.

Первый способ гидравлического расчета — по удельной линейной потере давления, когда подбирают диаметр труб при равных (или, как иногда говорят, постоянных) перепадах температуры воды во всех стояках и ветвях $\Delta t_{ст}$, соответствующих расчетному перепаду температуры воды во всей

системе $\Delta t_c = t_r - t_o$:

$$\Delta t_{\text{ст}} = \Delta t_{\text{с}}. \quad (3.26)$$

Предварительно вычисляют расход воды на каждом участке по формуле (3.28). Потери давления на трение и местные сопротивления на участке определяют отдельно по формуле:

$$\Delta p_{\text{уч}} = \frac{\lambda}{d_{\text{в}}} \frac{\rho w^2}{2} l_{\text{уч}} + \sum \zeta_{\text{уч}} \frac{\rho w^2}{2} = R l_{\text{уч}} + Z, \quad (3.27)$$

где R – удельная потеря давления на трение на длине 1 м, Па/м; Z – потери давления на местные сопротивления, Па.

Потери давления в циркуляционном кольце системы (рис. 3.3):

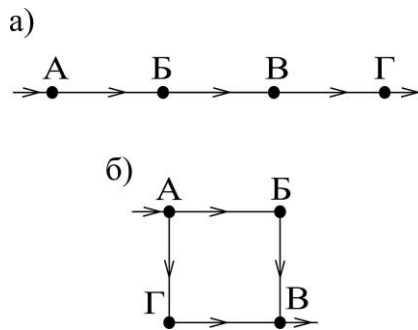


Рис. 3.3. Возможные соединения участков в циркуляционных кольцах системы водяного отопления:

а) участки АБ, БВ и ВГ соединены последовательно; б) участки АБВ и АГВ гидравлически параллельные и образуют узел

■ при последовательном соединении N участков:

$$\Delta p_{\text{общ}} = \sum_{i=1}^N (R l_{\text{уч}} + Z), \quad (3.28)$$

т. е. равны сумме потерь давления на участках, составляющих кольцо;

■ при гидравлически параллельном соединении двух участков, стояков или ветвей:

$$\Delta p_i = \Delta p_j, \quad (3.29)$$

т. е. потери давления на параллельно соединенных участках, стояках или ветвях

равны.

Второй способ гидравлического расчета — по характеристикам сопротивления и проводимостям, когда устанавливают распределение потоков воды в циркуляционных кольцах системы и получают неравные (используют также термины: переменные, скользящие) перепады температуры воды в стояках и ветвях:

$$\Delta t_{\text{ст}} \geq \Delta t_{\text{с}}. \quad (3.30)$$

При этом допускают отклонение $\Delta t_{\text{ст}}$ на ± 7 °С (при t_r до 115 °С) и ограничивают минимальную температуру воды, уходящей из стояков и ветвей в расчетных условиях, 60 °С. Предварительно выбирают диаметр труб на каждом участке с учетом допустимой скорости движения воды и конструктивных соображений.

Потери давления на трение и местные сопротивления на участке определяют совместно по формуле:

$$\Delta p_{\text{уч}} = \left(\frac{\lambda}{d_{\text{в}}} l_{\text{уч}} + \sum \zeta_{\text{уч}} \right) \frac{\rho w_{\text{уч}}^2}{2} = A_{\text{уч}} \left(\frac{\lambda}{d_{\text{в}}} l_{\text{уч}} + \sum \zeta_{\text{уч}} \right) G_{\text{уч}}^2 = S_{\text{уч}} G_{\text{уч}}^2, \quad (3.31)$$

где $w_{\text{уч}}$ — скорость движения воды, м/с; $G_{\text{уч}}$ — расход воды на рассчитываемом участке, кг/ч; $A_{\text{уч}}$ — удельное гидродинамическое давление на участке, Па/(кг/ч)², возникающее при расходе воды 1 кг/ч, вычисляется по формуле (после подстановки значения числа π и преобразования):

$$A_{\text{уч}} = \frac{6,25 \cdot 10^{-8}}{\rho d_{\text{в}}^4}; \quad (3.32)$$

$S_{\text{уч}}$ — характеристика гидравлического сопротивления участка, Па/(кг/ч)², выражающая потери давления на участке при единичном расходе воды (1 кг/ч), которая с учетом (3.32) определяется по формуле:

$$S_{\text{уч}} = A_{\text{уч}} \left(\frac{\lambda}{d_{\text{в}}} l_{\text{уч}} + \sum \zeta_{\text{уч}} \right). \quad (3.33)$$

Потери давления на участке могут быть найдены по зависимости $\Delta p_{\text{уч}} = S_{\text{уч}} G_{\text{уч}}^2$, еще и исходя из проводимости участка:

$$\Delta p_{\text{уч}} = \left(\frac{G_{\text{уч}}}{\sigma_{\text{уч}}} \right)^2, \quad (3.34)$$

где $\sigma_{\text{уч}}$ – проводимость участка, кг/(ч·Па^{0,5}), показывающая расход воды при единичной потере давления на участке (1 Па).

Проводимость σ связана с характеристикой сопротивления S :

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{S}}. \quad (3.35)$$

Характеристика сопротивления может быть получена как для отдельного участка, так и для нескольких участков, соединенных между собой последовательно или параллельно. Общая характеристика гидравлического сопротивления последовательно соединенных N участков (при одинаковых расходах теплоносителя на всех участках):

$$S_{\text{общ}} = \sum_{i=1}^N S_i, \quad (3.36)$$

т. е. равна сумме характеристик сопротивления участков.

Общая характеристика гидравлического сопротивления гидравлически параллельно соединенных двух участков (характеристика сопротивления, так называемого, узла):

$$S_{\text{уз}} = \frac{1}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\sqrt{S_1}} + \frac{1}{\sqrt{S_2}} \right)^2}, \quad (3.37)$$

т. е. характеристика сопротивления узла параллельных участков равняется обратной величине квадрата суммы проводимости участков, его составляющих (при условии равенства естественных циркуляционных давлений, действующих в кольцах, включающих параллельно соединенные участки).

В данном случае проводимость участков — σ_1 и σ_2 . При включении в узел третьего параллельного участка с характеристикой сопротивления S_3 (проводимостью σ_3) в формулу (3.44) вводится третье слагаемое в скобки знаменателя — σ_3 (или $1/\sqrt{S_3}$).

Характеристику сопротивления узлов, соединенных последовательно с участками, суммируют с характеристиками сопротивления этих участков по формуле (3.43). Следовательно, характеристика сопротивления однетрубного стояка, состоящего из последовательно соединенных приборных узлов и участков:

$$S_{\text{ст}} = \Sigma S_{\text{уч}} + \Sigma S_{\text{уз}}. \quad (3.38)$$

В сложные узлы могут объединяться параллельно соединенные и стояки и ветви системы для получения S_c — характеристики сопротивления системы. Тогда потери давления в системе Δp_c при известном расходе воды G_c могут быть найдены по формуле:

$$\Delta p_c = S_c G_c^2. \quad (3.39)$$

Гидравлический расчет по первому способу раскрывает физическую картину распределения сопротивлений в системе, но выполняется с невязками потерь давления в смежных циркуляционных кольцах. Вследствие этого на практике после окончания монтажных работ требуется проводить пусконаладочное регулирование системы во избежание нарушения расчетного распределения воды по отопительным приборам.

Гидравлический расчет по второму способу применяют при повышенной скорости движения воды в системе, когда возможно использование постоянных

значений коэффициентов λ и ζ . В результате расчета определяются действительные значения расхода и температуры воды в ветвях, стояках и приборах системы отопления.

Известны также способы гидравлического расчета систем отопления **по приведенным длинам и по динамическим давлениям**.

3.2 Основные положения гидравлического расчета системы центрального теплоснабжения

Основной задачей гидравлического расчета трубопроводов тепловых сетей является определение диаметров трубопроводов и потерь давления при заданных расходах теплоносителя или определение пропускной способности трубопроводов при заданном располагаемом перепаде давления.

Определение диаметров трубопроводов производится при суммарных зимних расчетных часовых расходах теплоносителя. Независимо от результатов расчета наименьшие диаметры труб принимают: для распределительных сетей 40 мм и для ответвлений к отдельным зданиям 32 мм.

Для выбранных диаметров трубопроводов водяных тепловых сетей в случае необходимости определяют потери давления при расходах воды, отличающихся от расчетных: летних, при максимальном отборе на горячее водоснабжение в двухтрубных сетях при открытой системе и др. Результаты расчетов учитывают при выборе характеристик сетевых и подкачивающих насосов и при разработке гидравлических (гидродинамических) режимов.

Потерю давления на участке трубопровода определяют по формуле:

$$\Delta H = \Delta H_{\text{тр}} + \Delta H_{\text{м}} = \Delta h l_{\text{пр}}, \text{ кгс/м}^2, \quad (3.40)$$

где $\Delta H_{\text{тр}}$ – потеря давления на трение, кгс/м²; $\Delta H_{\text{м}}$ – потеря давления в местных сопротивлениях, кгс/м²; Δh — удельная потеря давления на трение, в кгс/(м²м); $l_{\text{пр}}$ – приведенная длина трубопровода в м.

Потерю давления на трение определяют по формуле:

$$\Delta H_{\text{тр}} = \Delta h l, \text{ кгс/м}^2, \quad (3.41)$$

где l – длина участка трубопровода по плану в м.

Потерю давления в местных сопротивлениях определяют по формуле:

$$\Delta H_{\text{м}} = \frac{v^2}{2g} \gamma \sum \zeta = \Delta h l_{\text{э}}, \text{ кгс/м}^2, \quad (3.42)$$

где $l_{\text{э}}$ – эквивалентная длина местных сопротивлений в м; v – скорость теплоносителя в м/с; g – ускорение свободно падающего тела, м/с²; γ – средний удельный вес теплоносителя на рассчитываемом участке трубопровода в кгс/м³; ζ – значения коэффициентов для каждого вида местных сопротивлений (задвижка, вентиль, отвод и т. д.).

Удельную потерю давления на трение определяют по формуле:

$$\Delta h = \lambda \frac{v^2 \gamma}{2g d_{\text{в}}} = 0,00638 \lambda \frac{G^2}{d_{\text{в}}^5 \gamma_{\text{э}}}, \text{ кгс/(м}^2\text{м)}, \quad (3.43)$$

где λ – коэффициент гидравлического сопротивления трения (величина безразмерная); G – расчетный расход теплоносителя на рассчитываемом участке в т/ч; $d_{\text{в}}$ – внутренний диаметр трубы в м.

Приведенную длину трубопровода определяют по формуле:

$$l_{\text{пр}} = l + l_{\text{э}}, \text{ м.} \quad (3.44)$$

Эквивалентную длину местных сопротивлений определяют по формуле:

$$l_{\text{э}} = \sum \zeta \frac{d_{\text{в}}}{\lambda}, \text{ м.} \quad (3.45)$$

Сварные стыковые швы труб при подсчете эквивалентной длины местных

сопротивлений не учитываются.

При отсутствии данных о характере и количестве местных сопротивлений на трубопроводе эквивалентную длину местных сопротивлений можно определять приближенно по формуле:

$$l_3 = \alpha l, \text{ м}, \quad (3.46)$$

где α — коэффициент, учитывающий долю падения давления в местных сопротивлениях по отношению к падению давления на трение.

Внутренний диаметр и пропускную способность трубопровода, а также скорость теплоносителя определяют по формулам:

$$d_B = \sqrt[5]{\frac{0,00638 \lambda G^2}{\Delta h \gamma}}, \text{ м}; \quad (3.47)$$

$$G = 12,5 \sqrt{\frac{d_B^5 \gamma \Delta h}{\lambda}}, \text{ т/ч}; \quad (3.48)$$

$$v = 0,354 \frac{G}{\gamma d_B^2}, \text{ м/с}; \quad (3.49)$$

При турбулентном режиме движения теплоносителя коэффициент гидравлического сопротивления трения λ для стальных труб определяют по формулам для турбулентного движения в области квадратичного закона при $Re > Re_{\text{пр}}$ по формуле Прандтля — Никурадзе:

$$\lambda = \frac{1}{\left(1,14 + 2 \lg \frac{d_B}{k_3}\right)^2}, \quad (3.50)$$

Для турбулентного движения в переходной области при $Re < Re_{\text{пр}}$ по формуле Кольбука — Уайта:

$$\lambda = \frac{1}{\left(-2 \lg \left(\frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{\lambda}} + \frac{k_s}{3,7 d_B} \right) \right)^2}. \quad (3.51)$$

3.3 Отечественное и зарубежное программное обеспечение, предназначенное для численного моделирования гидравлических процессов

Сам процесс численного моделирования процессов гидравлики выполняется в программных комплексах основанных на правилах вычислительной гидродинамики CFD (computational fluid dynamics).

Для численного моделирования процессов гидравлики и аэродинамики в любых системах активно применяются следующие зарубежные программные комплексы:

- ANSYS Fluent;
- ANSYS CFD;
- Flow-3D;
- PHOENICS CFD;
- Srat-CCM+ и другие.

Ansyes Fluent — многофункциональный программный продукт для моделирования ламинарного и турбулентного течения ньютоновских и неньютоновских сред, как однофазных, так и многофазных потоков, как на дозвуковых, так и на сверхзвуковых режимах.

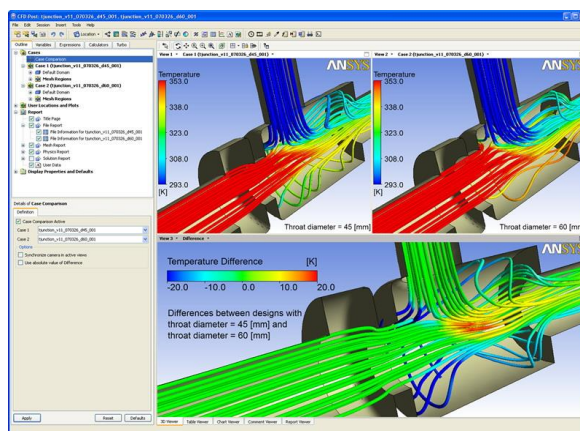


Рис. 3.4. Внешний вид результатов расчета в ANSYS Fluent

Программное решение содержит весь набор инструментов для разработки и оптимизации нового оборудования и устранения неполадок в существующих устройствах. Разнообразные технологии позволяют проникнуть в суть сложного физического процесса еще до создания опытного образца. Модели и алгоритмы Ansys Fluent разработаны ведущими мировыми экспертами в области численного моделирования и опробованы инженерами ведущих корпораций России.

Программный комплекс Ansys Fluent, как и большинство приложений Ansys, полностью интегрирован в единую расчетную среду для инженерного моделирования Ansys Workbench. Такая интеграция позволяет Ansys Fluent осуществлять обмен данными с другими программными продуктами Ansys (Mechanical, Maxwell и др.), а также с внешними CAD-системами.

ANSYS CFD предоставляет наиболее полный доступ к инструментам для решения задач гидродинамики и включает в себя весь функционал программных продуктов Ansys Fluent, CFX, Forte и Polyflow.

С помощью ANSYS CFD возможно подробное и максимально точное моделирование самых сложных процессов, связанных с физикой жидкости и газа. Пользователи могут решать различные задачи, учитывая вязкие и турбулентные течения, внешнее обтекание, анализ шумовых характеристик, многофазные течения, теплообмен, горение, химические реакции и многое другое.

ANSYS CFD интегрирован в расчетную платформу Ansys Workbench, служащую для проведения параметрических и междисциплинарных расчетов. Архитектура Workbench позволяет проводить как независимый анализ течения жидкостей и газа, так и расчет комплексных моделей, используя несколько решателей из различных разделов физики, например, анализ влияния потоков на напряженно-деформированное состояние конструкции (FSI).

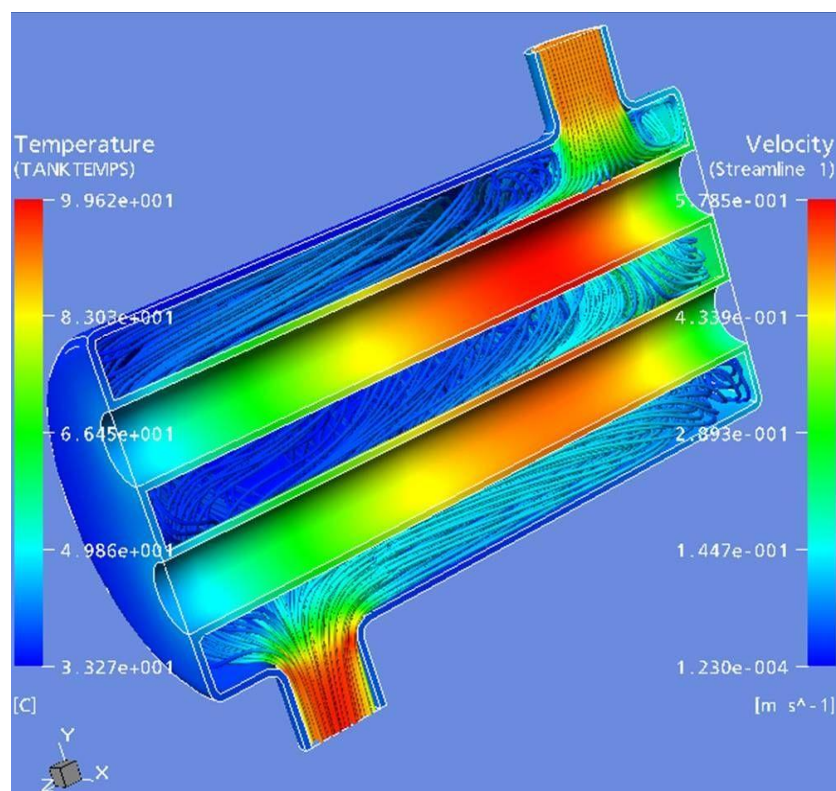


Рис. 3.5. Внешний вид результатов расчета в ANSYS CFD

FLOW-3D — современный программный продукт для анализа динамики жидкости и газа, включая тепловые эффекты. Он применяется для математического моделирования ограниченных течений жидкости и течений со свободной поверхностью при турбулентном и ламинарном режимах, а также газов в дозвуковом и сверхзвуковом режимах.

Для описания объема моделирования FLOW-3D использует сетку в декартовых или цилиндрических координатах. Сложная геометрия моделируется с использованием метода FAVOR, где препятствия и перегородки заключаются в ортогональную сетку. Данный метод допускает независимое определение сетки и геометрии, то есть геометрия может быть изменена без повторного определения сетки.

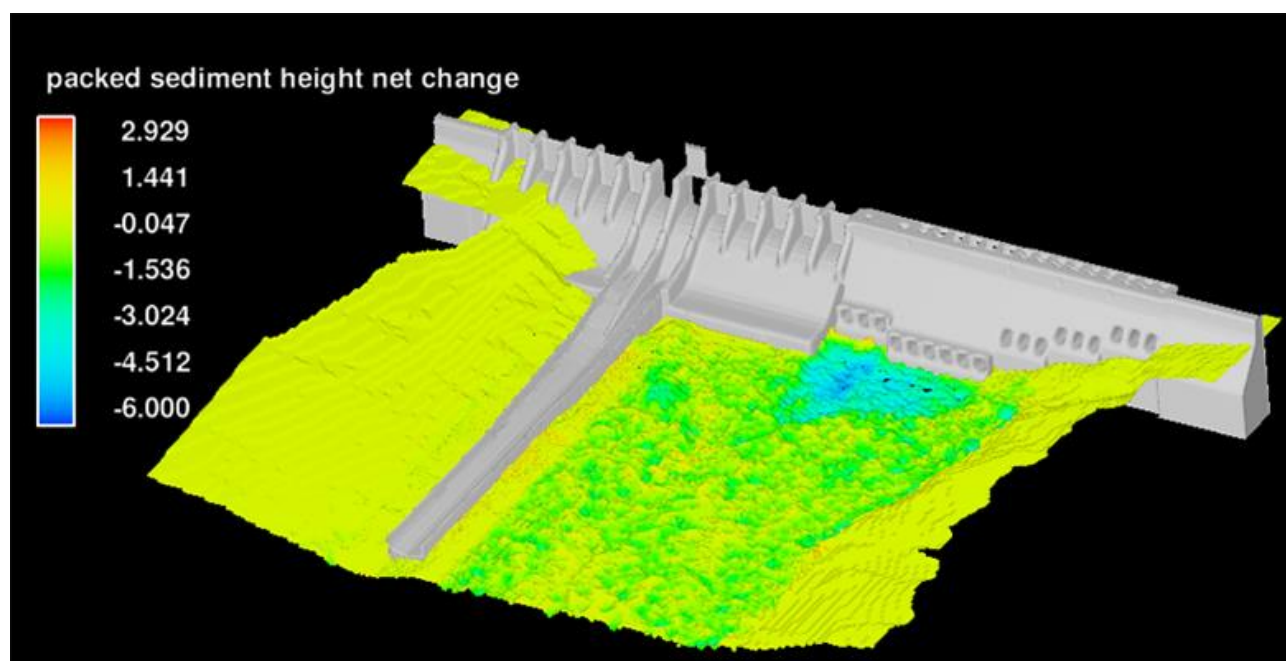


Рис. 3.6. Внешний вид результатов расчета в FLOW-3D

PHOENICS - это программа вычислительной гидродинамики (CFD), проверенная опытом и временем, имитирующая сценарии, связанные с потоком жидкости, теплом или массопереносом, химическими реакциями и сжиганием для широкого спектра применений. Разработчиком является английская компания CHAM Ltd.

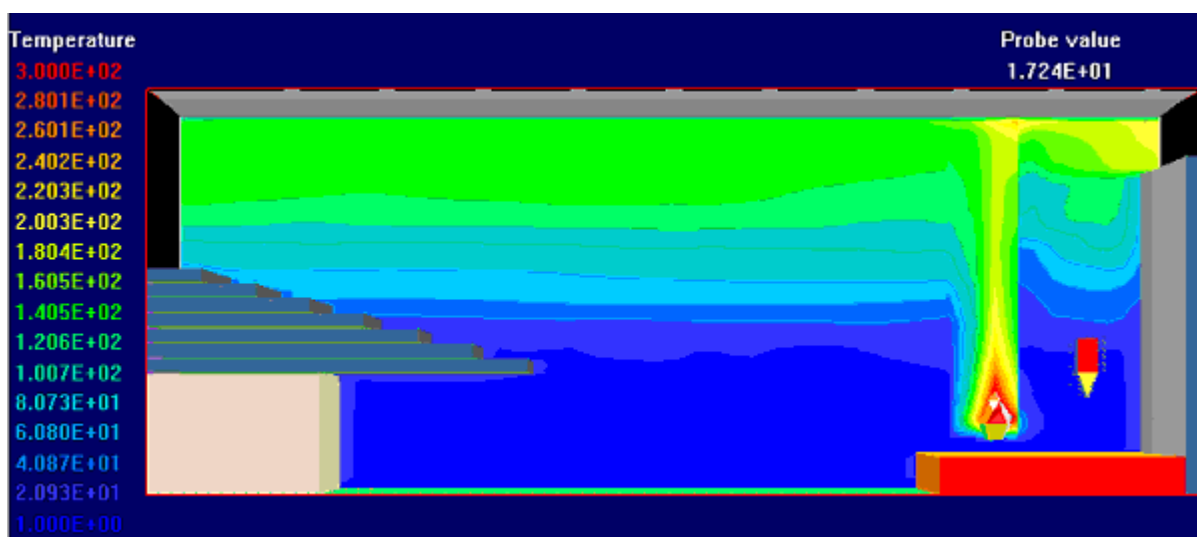


Рис. 3.7. Внешний вид результатов расчета в PHOENICS CFD

Simcenter STAR-CCM+ представляет собой пакет прикладных программ для решения задач гидрогазодинамики, теплообмена и прочности в рамках единого интерфейса, имеющий в составе средства для анализа и редактирования геометрии, средства построения сеток, большое количество

физических моделей и соответствующих решателей, средства обработки и анализа результатов. Программа обладает обширной документацией, охватывающей все аспекты работы с ней.



Рис. 3.8. Внешний вид результатов расчета в Srat-CCM+

Среди отечественных программных комплексов следует отметить FlowVision, а также его модификация как утилита для программного комплекса предназначенного для 3D моделирования КОМПАС 3D – KompasFlow.

Программный комплекс (ПК) **FlowVision** предназначен для моделирования трехмерных течений жидкости и газа в технических и природных объектах, а также визуализации этих течений методами компьютерной графики. Моделируемые течения включают в себя стационарные и нестационарные, сжимаемые, слабосжимаемые и несжимаемые потоки жидкости и газа. Использование различных моделей турбулентности и адаптивной расчетной сетки позволяет моделировать сложные движения жидкости, включая течения с сильной закруткой, горением, течения со свободной поверхностью. ПК FlowVision основан на конечно-объемном методе решения уравнений гидродинамики и использует прямоугольную адаптивную сетку с локальным

измельчением. Для аппроксимации криволинейной геометрии с повышенной точностью ПК FlowVision использует технологию подсеточного разрешения геометрии. Эта технология позволяет импортировать геометрию из систем САПР и обмениваться информацией с системами конечно-элементного анализа. Использование этой технологии позволило решить проблему автоматической генерации сетки — чтобы сгенерировать сетку, достаточно задать всего лишь несколько параметров, после чего сетка автоматически генерируется для расчетной области, имеющей геометрию любой степени сложности.

Краткий список задач, решаемых с использованием ПК FlowVision, включает в себя следующие направления.

- Автомобильная промышленность:
 - определение коэффициентов сопротивления корпуса автомобиля набегающему воздушному потоку;
 - вентиляция подкапотного пространства и салона;
 - моделирование горения топлива в камере сгорания;
- Аэрокосмическая промышленность:
 - моделирование обтекания самолетов и ракет;
 - вентиляция и пожаробезопасность салонов самолетов;
 - моделирование физико-химических процессов в турбореактивных двигателях и в камерах сгорания ракет;
- Технологические процессы производства материалов:
 - моделирование литья металлов и пластмасс в форму;
 - моделирование физико-химических процессов в химических и биологических реакторах;
- Строительство:
 - расчет ветровых нагрузок на здания и сооружения;
 - вентиляция и пожаробезопасность зданий;

- определение сопротивлений воздухопроводов и водо-раздаточных устройств;
- Энергетика:
 - расчет горелок для сжигания топлива в котлах ТЭЦ;
 - расчет выбросов оксидов азота котлами ТЭЦ;
 - определение сопротивлений газоходов;
- Экология и чрезвычайные ситуации:
 - моделирования распространения загрязнений в водо-воздушных бассейнах;
 - моделирование распространения пожаров в лесах и городах.

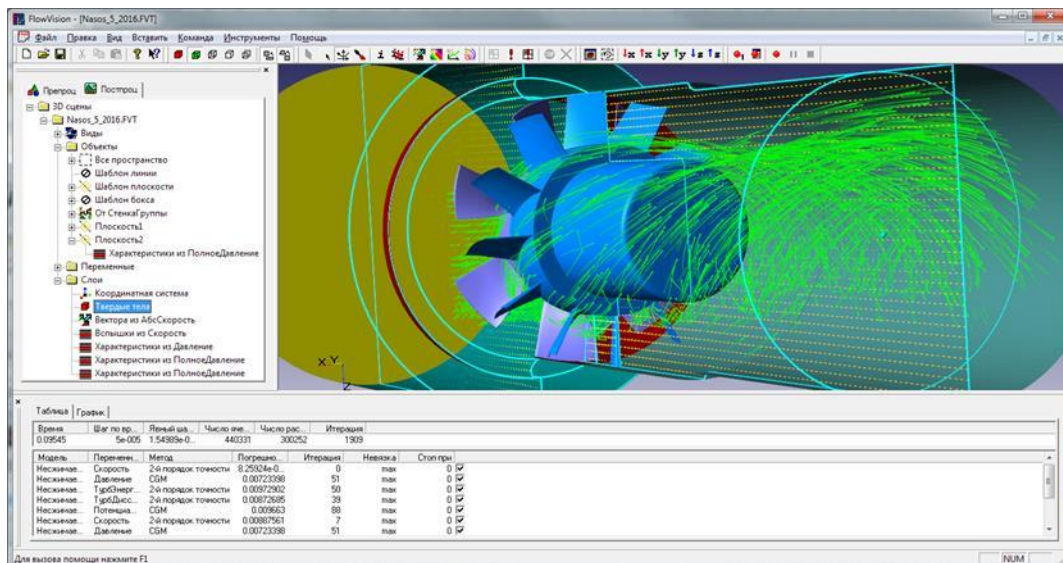


Рис. 3.9. Внешний вид результатов расчета в FlowVision

Приложение **KompasFlow** предназначено для для экспресс-анализа аэро-гидродинамики проектируемого устройства в системе КОМПАС-3D.

KompasFlow обладает простым интерфейсом для экспресс-анализа устройства на ранних этапах его проектирования и позволяет сделать первичную оценку влияния вносимых изменений в геометрию устройства на его эффективность.

KompasFlow позволяет моделировать:

1. Течение однокомпонентного газа (сверхзвуковое и дозвуковое течение, сжимаемые и несжимаемые среды):

- Расчет аэродинамического сопротивления автомобиля, подъемной силы крыла;

- Течение в вентиляционных каналах и сквозь вентиляционные решетки, расчет потерь;

- Циркуляция воздуха в помещениях, кабинах;

- Расчет ветровой нагрузки на конструкции и постройки.

2. Течение жидкости:

- Расчет гидродинамических потерь в трубах и запорной арматуре;

- Расчет гидравлических потерь в жидкостных теплообменниках;

3. Теплопроводность и естественную конвекцию с учетом радиационного теплообмена:

- Моделирование отвода тепла в теплообменниках;

- Моделирование вентиляции, охлаждения и прогрев помещений и кабин;

- Анализ эффективности охлаждения электротехники.

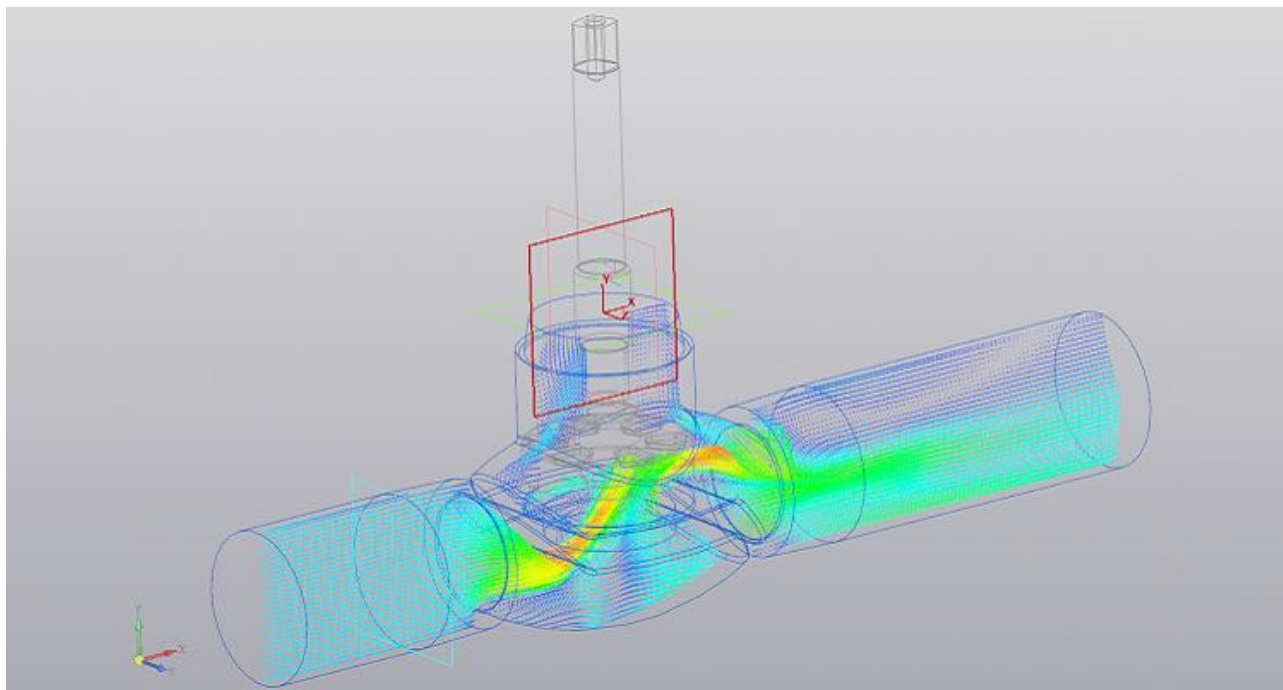


Рис. 3.10. Внешний вид результатов расчета в KompasFlow

Представленные выше программные комплексы позволяют выполнять расчеты гидравлики в системах отопления и теплоснабжения. Само математическое моделирование в программных комплексах достаточно

трудоёмко, однако дает наглядные и достаточно точные результаты. Тем не менее в практике проектирования систем отопления и теплоснабжения данные комплексы не применяются, а применяются для моделирования процессов в отдельных узлах системы или её элементах, например:

- определение потери давления в проектируемой запорной и запорно регулирующей арматуре;
- определение сопротивления тройников отводов крестовин и других фасонных изделий;
- определение растекания теплоносителя внутри отопительного прибора;
- определение зоны циркуляционных насосов и другие.

В данном курсе на занятиях по компьютерным практикам будет приведен пример практического решения данных задач в программном комплексе KompasFlow.

Часть 4. Особенности аэродинамического расчёта газовых трубных систем

4.1 Основы аэродинамического расчёта

Перекачивание по трубам и каналам (воздух, пар, природный и искусственный газ) широко используется для различных целей.

Воздуховоды служат для подачи воздуха к технологическому оборудованию и для вентиляции помещения.

Газопроводы служат для подачи газа к газораспределительным пунктам (ГРП) и отдельным объектам промышленного и коммунально-бытового назначения, а также для транспортирования газа от ГРП к потребителям и раздачи внутри здания.

Особенность аэродинамического расчета газовых систем от водяных заключается в различии физических свойств капельных и газообразных жидкостей. При аэродинамическом расчете следует различать два случая: *движение при малых относительных перепадах давления и движение при больших перепадах.*

Под относительным перепадом давления $\Delta p/p_{\text{ср}}$ понимают отношение абсолютного перепада давления между начальным и конечным сечением Δp к среднему давлению на участке $p_{\text{ср}} = (p_1 + p_2)/2$.

В первом случае ($\Delta p/p_{\text{ср}} < 5 \%$) можно, пренебрегая сжимаемостью, считать плотность, транспортируемого газа неизменной по длине трубы. *Тогда аэродинамический расчет для газов принципиально не отличается от расчета для несжимаемых жидкостей.* К таким системам относятся газопроводы низкого и среднего давления и системы вентиляции.

При больших относительных перепадах давления ($\Delta p/p_{\text{ср}} > 5 \%$) *пренебрегать сжимаемостью газа нельзя* и нужно учитывать уменьшение давления транспортируемого газа по длине трубы, сопровождающееся

снижением плотности газа с возрастанием его скорости в направлении движения. К таким системам относятся газопроводы высокого давления.

В длинных газопроводах потеря давления на местные сопротивления невелики по сравнению с потерей давления на трение. Для определения потери давления в длинных газопроводах *низкого и среднего давления* обычно используют следующую формулу:

$$\Delta p_l = 69 \left(\frac{k_3}{d} + \frac{1922 d v_{ж}}{Q} \right)^{0,25} \rho l \frac{Q^2}{d^5}, \text{ Па}, \quad (4.1)$$

где d_v – внутренний диаметр трубы, см; k_3 – эквивалентная шероховатость, см; $v_{ж}$ – кинематическая вязкость транспортируемого газа, м²/с; Q – расход газа, м³/ч; ρ – плотность газа (при температуре 0 °С и давлении 760 мм рт. ст.), кг/м³; l – длина участка газопровода, м.

При расчете газопроводов высокого давления, для учета сжимаемости газа, используют иную формулу:

$$\frac{(p_1^2 - p_2^2)}{L} = 1,4 \cdot 10^{-5} \left(\frac{k_3}{d} + \frac{1922 d v_{ж}}{Q} \right)^{0,25} \frac{Q^2}{d^5} \rho, \quad (4.2)$$

где p_1 и p_2 – абсолютное давление газа в начале и конце газопровода, МПа.

4.2 Основные положения аэродинамического расчета системы вентиляции

Жизнедеятельность человека и животных, производственные процессы сопровождаются выделением теплоты, вредных газов, паров и пыли, которые с течением времени делают воздух помещения непригодным для дыхания. Обычными вредными выделениями для жилых и гражданских зданий являются тепло- и влагоизбытки, углекислый газ. В животноводческих помещениях к перечисленным вредным выделениям добавляется аммиак. Перечень вредных веществ, выделяющихся в воздух промышленных зданий, состоит из многих

тысяч наименований. Среди них есть радиоактивные аэрозоли, канцерогенные вещества (сажа, аэрозоль никеля, диоксин и т.д.), пары и газы, как взрывоопасные, так и воздействующие на кожный покров и слизистые оболочки организма.

Основной задачей вентиляции является поддержание состояния воздушной среды, благоприятной для пребывания в помещении человека и выполнения технологических процессов.

В жилых и гражданских зданиях приоритетным является поддержание параметров воздушной среды, благоприятных для пребывания человека. В помещениях производственных зданий требование обеспечения оптимальных условий для проведения технологического процесса является определяющим и может вступать в противоречие с условиями комфортного пребывания в нем человека.

Примерами тому являются хлопкопрядильные цехи ткацких фабрик, в которых поддерживается относительная влажность воздуха, близкая к 100%, холодильные камеры для хранения овощей с круглогодичной температурой 0-2 °С и др.

Для транспортировки воздуха могут применяться каналы, вентиляционные шахты и воздуховоды. Варианты устройства вертикальных каналов устроенных в кирпичных стенах и приставных каналов.

Воздуховоды могут изготавливаться из различных материалов:

- стальные;
- фторопластовые;
- полиэтиленовые;
- винипластовые;
- стеклотканевые;
- тканевые.

Стальные воздуховоды изготавливаются из стали холоднокатаной по ГОСТ 19904-90 толщиной от 0,5 до 1,4 мм.

Предпочтительными к применению являются круглые воздуховоды (прочнее, меньше расход металла, дешевле). Прямоугольные воздуховоды применяют в стесненных местах, где недостаточно места для размещения круглых воздуховодов.

Как правило, диаметр стальных воздуховодов выбирают из следующего перечня:

100, 125, 160, 200, 250, 315, 400, 500, 630 и так далее. Данные размеры приняты, чтобы минимизировать отходы листового металла при изготовлении.

Для соединения участков вентиляционных систем, применяются различные элементы, такие как переходы, крестовины, тройники, камеры статического давления.

Фторопластовые воздуховоды, бывают твердыми и гибкими. Твердые воздуховоды изготавливаются из фторопластовых труб, которые обладают низким аэродинамическим сопротивлением и не подвержены коррозии. Такие воздуховоды употребляются в технических установках, имеющих повышенные требования по экономичности и бесшумности, применяются, в основном, в военно-промышленном комплексе, медицине и научных лабораториях. Недостатком является сложность изготовления воздуховодов и относительная дороговизна. Конструктивно представляют собой отрезки фторопластовых труб и фасонные детали, соединяемые при помощи посадки "в натяг" или при помощи сварки.

Гибкие фторопластовые воздуховоды имеют большую стоимость и аэродинамическое сопротивление в силу своей конструкции. Но удобны для трассировки в комплексе с подвесными потолками.

Полиэтиленовые воздуховоды также не подвержены коррозии, дешевые, обладают низким аэродинамическим сопротивлением. Удобны в монтаже, и

есть возможность «подгонки» по месту. Недостатком полиэтиленовых воздуховодов является крайне низкая огнестойкость, не допускается применять в промышленной вентиляции.

Винипластовые воздуховоды применяются в промышленных производственных зданиях с агрессивной рабочей средой, химических лабораториях. Технологически состоят из листов винипласта, соединенных между собой при помощи сварки.

Недостатками воздуховодов из винила являются относительная дороговизна и потеря прочности при отрицательных температурах.

Воздуховоды из стеклоткани имеют металлический каркас. Используются такие воздуховоды в качестве фрагментов системы вентиляции, требующих сложной конфигурации. Наиболее часто применяются при подсоединении вентиляторов, вентиляционных решеток и распределителей к воздушной сети.

Тканевые воздуховоды обладают следующими преимуществами:

1. Минимальные сроки и легкость установки
2. Простота конструктивных элементов
3. Гигиена (возможность стирать воздуховоды).

Недостатками является низкая плотность воздуховодов, потеря формы, при отключении вентиляции, изменение площади сечения при физическом воздействии.

Существует несколько методик по определению общих потерь давления в сети воздуховодов.

Способ расчета по удельной потере на трение и в местных сопротивлениях

Применяется для решения прямых задач. В излагаемом способе расчета потери давления на трение, Па, в прямолинейном воздуховоде длиной l , м, принято определять по выражению:

$$\Delta p_{\text{тр}} = Rl, \quad (4.3)$$

где R – удельная потеря давления на трение, Па/м; l – длина воздуховода, м.

Как уже известно, толщина пограничного слоя вблизи стенки зависит от числа Рейнольдса. При малых значениях Re неровности шероховатости могут полностью размещаться в пограничном слое, в этом случае возникает эффект «гидравлически гладких труб». С увеличением Re толщина пограничного слоя уменьшается, шероховатость выступает за пределы пограничного слоя и все более и более начинает влиять на величину потерь давления. Для нестальных воздуховодов зависимость удельной потери на трение от Re будет отличаться от такой же зависимости для стали.

Поэтому к табличному значению удельных потерь давления на трение делают поправку:

$$R_{\text{ш}} = R\beta_{\text{ш}}, \quad (4.4)$$

где $\beta_{\text{ш}}$ – поправка на шероховатость, определяемая по таблице 4.1.

Таблица 4.1

Поправки на шероховатость $\beta_{\text{ш}}$

v , м/с	$\beta_{\text{ш}}$ при k_s , мм			
	1,0	1,5	4,0	10,0
0,2	1,04	1,06	1,15	1,31
0,6	1,11	1,16	1,33	1,60
1,0	1,16	1,23	1,46	1,77
2,0	1,25	1,35	1,65	2,04
3,0	1,32	1,43	1,7	2,20
4,0	1,37	1,49	1,86	2,32
5,0	1,41	1,54	1,93	2,41
6,0	1,44	1,58	1,98	2,48

7,0	1,47	1,61	2,03	2,54
8,0	1,49	1,64	2,06	2,58
9,0	1,51	1,66	2,10	2,62
10,0	1,53	1,68	2,12	2,66
11,0	1,54	1,70	2,15	2,69
12,0	1,53	1,71	2,17	2,72

Способ характеристик

Предложенный проф. СЕ. Бутаковым, позволяет решать как прямую, так и обратную задачи. Аналогичен способу характеристик, применяющемуся в расчетах систем отопления. Заключается в определении характеристик сопротивления каждого участка и последующем их сложении с учетом параллельного или последовательного расположения участков. Характеристикой сопротивления автор назвал коэффициент пропорциональности K_i в уравнении:

$$\Delta p_i = K_i L_i^2, \quad (4.5)$$

где Δp_i – потери давления на участке i , Па; L_i – расход воздуха через участок i , м³/ч. Значение K_i можно определить через коэффициенты трения и местных сопротивлений.

Метод динамических давлений

Применяется для решения прямых и обратных задач. Удобен для аэродинамического расчета систем пневмотранспорта древесных отходов и систем аспирации с центральным сборником отходов, так как в них практически отсутствуют тройники, коэффициент местного сопротивления которых изменяется с изменением расхода. Это позволяет точно подбирать диаметр ответвления на заданную величину потерь давления, что бывает необходимым при аэродинамической увязке ответвлений вентиляционных систем указанного вида.

Для получения расчетной формулы сумма потерь на трение и в местных сопротивлениях участка воздуховода могут быть записаны как:

$$\Delta p = \Delta p_{\text{тр}} + \Delta p_{\text{м.с}} = \frac{\lambda}{d} l \frac{\rho v^2}{2} + \zeta \frac{\rho v^2}{2} = \left(\frac{\lambda}{d} l + \zeta \right) \frac{\rho v^2}{2}. \quad (4.6)$$

Значения λ/d приведены в табл. 4.2.

Таблица 4.2

Значения λ/d для металлических воздуховодов систем аспирации и пневмотранспорта

d, мм	Значения λ/d , при скорости воздуха, м/с							
	0,1-3	3,1-6	6,1-9	9,1-12	12,1-15	15,1-18	18,1-21	21,1-25
80	0,418	0,318	0,280	0,257	0,245	0,237	0,231	0,225
100	0,316	0,240	0,212	0,198	0,189	0,183	0,178	0,173
140	0,208	0,158	0,141	0,133	0,129	0,123	0,120	0,117
160	0,176	0,133	0,121	0,114	0,109	0,106	0,103	0,100
200	0,133	0,101	0,093	0,088	0,084	0,081	0,079	0,077
315	0,075	0,060	0,055	0,052	0,050	0,048	0,047	0,045
400	0,056	0,045	0,041	0,039	0,038	0,036	0,035	0,034

В расчетных таблицах каждому диаметру воздуховода дается несколько значений λ/d , соответствующих различным диапазонам изменения скорости (табл. 4.2), что обеспечивает достаточную точность инженерных расчетов.

В аэродинамических расчетах часто приходится подбирать диаметр ответвления на расчетную величину давления кррасч. Для этого при уже рассчитанном диаметре определяют требуемую величину динамического давления как:

$$\Delta p_{\text{д}}^{\text{тр}} = \frac{\Delta p_{\text{расч}}}{\frac{\lambda}{d} l + \zeta}. \quad (4.7)$$

Далее вычисляем скорость, соответствующую этому давлению:

$$v_{\text{тр}} = \sqrt{\frac{2 \Delta p_{\text{д}}^{\text{тр}}}{\rho}}, \quad (4.8)$$

и проверяем по табл. 4.2, находится ли $v_{\text{тр}}$ в диапазоне скоростей, для которого принято значение λ/d в формуле (4.7). Если вычисленное значение не соответствует этому значению, производится пересчет по формуле (4.7) с

значением λ/d , соответствующим $v_{тр}$, вычисленном по (4.8). Затем по уточненному значению $\Delta p_d^{тр}$ вычисляются $v_{тр}$ и $d_{тр}$.

3.3. Гидравлический расчет газовой сети низкого и высокого давления

Распределительные системы газоснажения являются сложными многокольцевыми системами, экономичное проектирование которых должно базироваться на современных методах оптимизации с учетом вероятностного характера функционирования и обеспечения требуемой надежности подачи газа потребителям. Поэтому методики расчета системы, построены на базе современных представлений о случайных процессах потребления газа и функционирования элементов системы и использования математических методов оптимизации.

Современные городские распределительные системы представляют собой сложный комплекс сооружений, состоящий из следующих основных элементов: газовых сетей низкого, среднего и высокого давления, газораспределительных станций, газорегуляторных пунктов и установок. В указанных станциях и установках давление газа снижают до необходимой величины и автоматически поддерживают постоянным. Они имеют автоматические предохранительные устройства, которые исключают возможность повышения давления газа в сетях сверх нормы.

Система газоснабжения должна обеспечивать бесперебойную подачу газа потребителям, быть безопасной в эксплуатации, простой и удобной в обслуживании, должна предусматривать возможность отключения отдельных ее элементов или участков газопроводов для производства ремонтных и аварийных работ. Сооружения, оборудование и узлы в системе газоснабжения следует применять однотипные. Принятый вариант системы должен иметь максимальной экономической эффективность и предусматривать строительство и ввод в эксплуатацию системы газоснабжения по частям

Основным элементом городских систем газоснабжения являются газопроводы, которые классифицируют по давлению газа и назначению. В зависимости от максимального давления газа городские газопроводы разделяют на следующие группы:

- 1) газопроводы низкого давления с давлением газа до 5 кПа;
- 2) газопроводы среднего давления с давлением от 5 кПа до 0,3 МПа;
- 3) газопроводы высокого давления II категории с давлением от 0,3 до 0,6 МПа;
- 4) газопроводы высокого давления I категории для природного газа и газоздушных смесей от 0,6 до 1,2 МПа.

Газопроводы низкого давления служат для транспортирования газа в жилые, общественные здания и предприятия бытового обслуживания. В газопроводах жилых зданий разрешается давление до 3 кПа; в газопроводах предприятий бытового обслуживания непромышленного характера и общественных зданий — до 5 кПа.

Газопроводы среднего и высокого (II категории) давления служат для питания городских распределительных сетей низкого и среднего давления через газорегуляторные пункты (ГРП). Они также подают газ через ГРП и местные газорегуляторные установки (ГРУ) в газопроводы промышленных и коммунальных предприятий. По действующим нормам максимальное давление для промышленных предприятий, а также расположенных в отдельно стоящих зданиях отопительных и производственных котельных, коммунальных и сельскохозяйственных предприятий допускается до 0,6 МПа. Для предприятий бытового обслуживания промышленного характера, пристроенных к производственным зданиям, давление газа допускается до 0,3 МПа.

Городские газопроводы высокого (I категории) давления являются основными артериями, питающими крупный город, их выполняют в виде кольца, полукольца или в виде лучей. По ним газ подают через ГРП в сети

среднего и высокого давления, а также промышленным предприятиям, технологические процессы которых нуждаются в газе давлением свыше 0,6 МПа.

Связь между газопроводами различного давления также осуществляется только через ГРП.

Основной целью гидравлического расчета является определение оптимальных диаметров газопровода с поддержанием заданного перепада давления в газовой сети низкого давления.

Допустимые потери давления на местные сопротивления принимаются из расчета 10 % от потерь на трение.

Удельные потери давления Па/м, определяются по формуле:

$$\Delta P_o / l = 910 / \sum l \quad (4.9)$$

Диаметр трубопроводов подбираем исходя из ориентировочных потерь давления и расчетного расхода газа на участках, которые находят по номограмме (см. рис. 4.1).

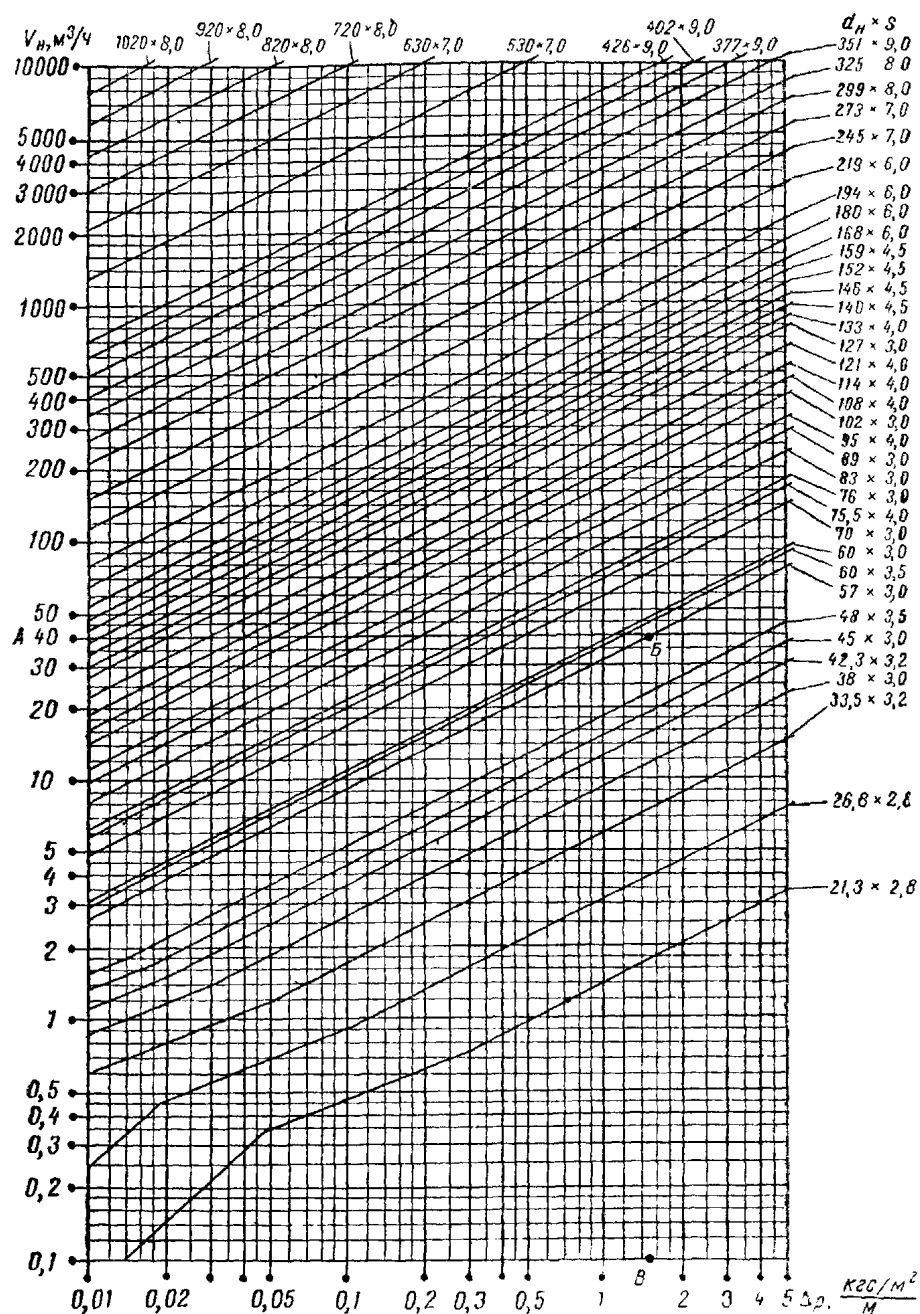


Рис. 4.1. Номограмма для определения потери давления на трение в газопроводе низкого давления

Потери давления на участке сети определяется по формуле:

$$\Delta P = \left(\frac{\Delta P}{l} \right) l \quad (4.10)$$

Затем вычисляют ошибку при расчете, которая не должна превышать 10 % по формуле:

$$\Delta = \frac{\sum_k \Delta P}{0,5 \sum_k |\Delta P|} 100 \% \leq 10 \% \quad (4.11)$$

Далее, для окончательной гидравлической увязки используют следующие формулы:

Поправочный расход, м³/ч:

$$\Delta Q_k = \Delta Q_k^I + \Delta Q_k^{II} \quad (4.12)$$

где ΔQ_k^I – поправка первого порядка, м³/ч:

$$\Delta Q_k^I = - \frac{\sum_k \Delta P}{1,75 \sum_k \frac{\Delta P}{Q}}; \quad (4.13)$$

ΔQ_k^{II} – поправка второго порядка, м³/ч:

$$\Delta Q_k^{II} = - \frac{\sum_{с.к} \left(\frac{\Delta P_i}{Q_i} \right) \Delta Q_{с.к}^I}{\sum_k \frac{\Delta P}{Q}}; \quad (4.14)$$

Окончательный расчетный расход составит:

$$Q_{нов.уч} = Q + \Delta Q; \quad (4.15)$$

где $\Delta Q = \Delta Q_k - \Delta Q_{с.к}$ – поправочный расход на участке, м³/ч; $\Delta Q_{с.к}$ – поправочный расход соседнего кольца (прибавляется к расходу на участке с противоположным знаком) м³/ч.

По новому расчетному расходу и определенному диаметру в предварительном расчете определяют потери давления газа на участках сети, а ошибку при расчете определяют повторно.

Ввиду малого различия в расходах на участках при предварительном распределении и после итеративного пересчета новые потери давления на участках рассчитываются аналитически пропорционально изменению

отношения расхода газа в степени 1,8, т.е. $(Q_p/Q)^{1,8}$, где Q_p – новый расход газа, Q – расход газа полученный при предварительном расчете.

Газовые сети высокого (среднего) давления являются верхним иерархическим уровнем городской системы газоснабжения. Для средних и больших городов их проектируют кольцевыми (резервированными), и только для малых городов они могут выполняться в виде разветвленных тупиковых сетей.

Все городские сети рассчитывают на заданный перепад давления. Такой подход к расчету связан с тем, что в город газ поступает под определенным давлением и поддерживается не ниже заданной величины. При движении газа по сетям высокого, среднего и низкого давления, а также при истечении из сопл газовых горелок все избыточное давление газа теряется.

Городские системы не имеют нагнетателей, поэтому давление газа в системе не может увеличиваться. В связи с этим при технико-экономическом расчете городских сетей расход энергии на повышение давления газа не учитывают.

Расчетный перепад давления для сетей высокого (среднего) давления определяют исходя из следующих соображений. Начальное давление принимают максимальным по СП. Конечное давление принимают таким, чтобы при максимальной нагрузке сети было обеспечено минимально допустимое давление газа перед регуляторами. Величина этого давления складывается из максимального давления газа перед горелками, перепада давлений в абонентском ответвлении при максимальной нагрузке и перепада в газорегуляторном пункте. В большинстве случаев перед ГПР достаточно иметь избыточное давление примерно 0,15...0,2 МПа.

Рекомендуется следующий порядок расчета однокольцевой газовой сети высокого (среднего) давления:

1. Производим предварительный расчет диаметра кольца по приближенным зависимостям:

$$Q_p = 0,59 \sum_{i=1}^n K_{об.i} Q_i, ; \quad (4.16)$$

$$(p_n^2 - p_k^2) / 1,1 L_k = const, ; \quad (4.17)$$

где Q_p – расчетный расход газа, м³/ч; Q_i – расчетные расходы газа потребителями, м³/ч; $K_{об.i}$ – коэффициенты обеспеченности, p_n, p_k – абсолютные давления газа в начале и в конце сети, L_k – протяженность кольца (коэффициент 1,1 учитывает местные сопротивления).

Целесообразно принимать постоянный диаметр кольца. Если такой диаметр подобрать не удастся, то участки газопроводов, расположенные диаметрально противоположно точке питания, следует прокладывать меньшего диаметра, но не менее чем 0,75 диаметра головного участка. Расчеты показывают, что если запроектировать однокольцевой газопровод с таким же резервом пропускной способности, но при постоянном падении квадрата давления в расчетном режиме $(p_n^2 - p_k^2) / l = const$, тогда будет иметь место перерасход металла на 5... 10 % по сравнению с кольцом постоянного диаметра.

2. Выполняем два варианта гидравлического расчета аварийных режимов при выключенных головных участках слева и справа от точки питания. Диаметры участков корректируем так, чтобы давление газа у последнего потребителя не понижалось ниже минимально допустимого значения.

Для всех ответвлений рассчитываем диаметры газопроводов на полное использование перепада давления с подачей им $K_{об.i} Q_i$ газа.

3. Рассчитываем распределение потоков при нормальном режиме и определяем давление газа во всех узловых точках.

4. Проверяем диаметры ответвлений к сосредоточенным потребителям при расчетном гидравлическом режиме. При недостаточности диаметров увеличиваем их до необходимых размеров.

Часть 5. Гидравлические струи

5.1 Основы теории струйных течений. Виды приточных струй

Закономерности движения воздуха в помещении описывает теория турбулентных струйных течений, в которой используются эмпирические коэффициенты. Инженерные методы расчета воздухораспределения основаны на теоретических и экспериментальных работах отечественных ученых: [Г.Н. Абрамовича](#), В.В. Батурина, [И.А. Шепелева](#), М.И. Гримитлина, А.Т. Сычева, Г.М. Позина, М.Я. Поза и зарубежных ученых [Л. Прандтля](#), Г. Шлихтинга, Г. Гертлера, Г. Рейхарда, Б. Регеншейта и др.

Перенос конвективной теплоты, паров, газов и пыли в помещении осуществляется струями. В результате взаимодействия приточных струй, конвективных струй от источников теплоты и холодных поверхностей и циркуляционных потоков воздуха помещения, вовлекаемого в движение этими струями, формируются поля скорости, температуры и концентрации загрязняющих веществ. Под приточной струей понимают поток воздуха с расширяющимися волнообразными границами в направлении истечения, образованный принудительным истечением воздуха из отверстия воздухораспределителя. В зависимости от направления скорости истечения приточные струи делят на сосредоточенные, у которых векторы скорости истечения параллельны, и рассеянные, у которых векторы скорости расходятся. К сосредоточенным струям относят компактные, плоские и прямоугольные струи, образующиеся соответственно при истечении из круглого (квадратного) отверстия, щели (соотношение сторон больше 20) и прямоугольного отверстия. Рассеянными струями будут веерные и конические струи. Различают полные веерные струи с углом рассеивания $\beta = 360^\circ$ и неполные веерные струи с меньшим углом. В веерных струях векторы скорости истечения расходятся в одной плоскости, в полых конических струях векторы скорости расходятся в пространстве по боковой поверхности конуса. Компактные, веерные и полые

конические струи имеют ось симметрии. Если в начале истечения при помощи специального закручивающего устройства придать воздуху вращательное движение, то такие струи называют закрученными. В закрученной струе параметры воздуха на оси струи снижаются с большей интенсивностью, чем в обычной струе. Постепенно, по мере удаления от начала истечения закрученная струя трансформируется в прямоточную, приобретая большую площадь поперечного сечения, чем прямоточная компактная струя. Струю, распространяющуюся вдоль плоскости, называют настиляющейся или полуограниченной. При подаче воздуха на расстоянии менее или равном 0,3 м образуется настиляющаяся струя, если расстояние от оси выпуска струи до потолка более 0,8 м, считают, что струя не будет настилаться на потолок. Приточную струю называют свободной, если на движение воздуха не оказывают влияние ограждения, оборудование и соседние струи, стесненной, если она распространяется в ограниченном пространстве. Струи развиваются в помещении как свободные до тех пор, пока площадь их поперечного сечения $F_{\text{стр}}$ не достигнет величины, равной примерно 25 % площади помещения $F_{\text{пом}}$, приходящейся на одну струю. Начиная с первого критического сечения, когда $F_{\text{стр}} \geq F_{\text{пом}}$, струя считается стесненной вследствие тормозящего влияния индуцированного ею обратного потока. При подаче воздуха несколькими параллельными струями может происходить их взаимодействие, если параллельные струи направлены в одну сторону, то векторы скоростей складываются и общая скорость возрастает, если параллельные струи направлены навстречу друг другу, то результирующая скорость уменьшается.

Приточные струи могут быть изотермическими, когда температура воздуха в струе равна температуре воздуха помещения, или неизотермическими: охлажденными или нагретыми, когда температура воздуха в струе отличается от температуры воздуха помещения. Развитие приточных неизотермических струй происходит под влиянием инерционных и гравитационных сил, возникающих за счет разности плотности охлажденного и

нагретого воздуха. В зависимости от соотношения сил изменяется траектория, дальность струи, значения параметров воздуха на оси. Струи, выпущенные горизонтально или под углом к горизонтальной плоскости под влиянием гравитационных сил, отклоняются вниз, если они охлаждены, или вверх, если они нагреты. При вертикальной подаче нагретого воздуха сверху вниз компактные, конические и неполные веерные струи затормаживаются на некотором расстоянии от места выпуска.

Максимальная скорость движения и избыточная температура воздуха в струе наблюдаются на условных поверхностях максимальных параметров (ПМП). ПМП компактных струй представляет прямую линию, совпадающую с геометрической осью струи. ПМП веерных струй представляет плоскость, совпадающую с плоскостью, ограниченную углом раскрытия струи. ПМП конических струй представляет коническую поверхность, у которой образующая конуса является геометрической осью струи. ПМП плоской струи представляет плоскость, совпадающую с геометрической плоскостью симметрии струи. Скорость и избыточная температура воздуха уменьшаются к границам струи и по мере удаления от места истечения. Различают начальный и основной участок струи. При истечении из отверстий, закрытых жалюзями или перфорацией, до начального участка располагается участок формирования струи, образующийся в результате слияния отдельных струй, выходящих из пространства между жалюзями или из отверстий перфорации. Для начального участка характерно постоянство параметров воздуха на оси струи (максимальные значения скорости, избыточной температуры и концентрации газов). В основном участке максимальные значения параметров уменьшаются с увеличением расстояния от места выпуска струи, для него характерно подобие профилей скорости, избыточной температуры и концентрации газов в отдельных сечениях.

Основой расчета воздухораспределения в помещениях является теория свободных турбулентных струй, основоположником которой является [Г.Н.Абрамович](#).

5.2 Свободная изотермическая струя круглого сечения с равномерным полем скоростей. Свободная плоская изотермическая струя

Из круглого отверстия вытекает воздух, образуя струю круглого сечения (см. рисунок 5.1). Поле скоростей в выпускном отверстии равномерно.

Начало координат поместим в центре выпускного отверстия, ось абсцисс x направим по оси струи.

Начальный участок

Относительный радиус струи:

$$\frac{\bar{R}_x}{R_0} = \frac{R_x}{R_0} = \frac{R_x + x \operatorname{tg} \theta_n}{R_0} = 1 + \bar{x} \operatorname{tg} \theta_n, \quad (5.1)$$

где R_0 – радиус выпускного отверстия; x – расстояние от выпускного отверстия до рассматриваемого сечения (текущая координата x); $\bar{x} = x / R_0$ – относительная координата (относительная абсцисса); R_x – радиус струи в рассматриваемом сечении (на расстоянии x от выпускного отверстия);

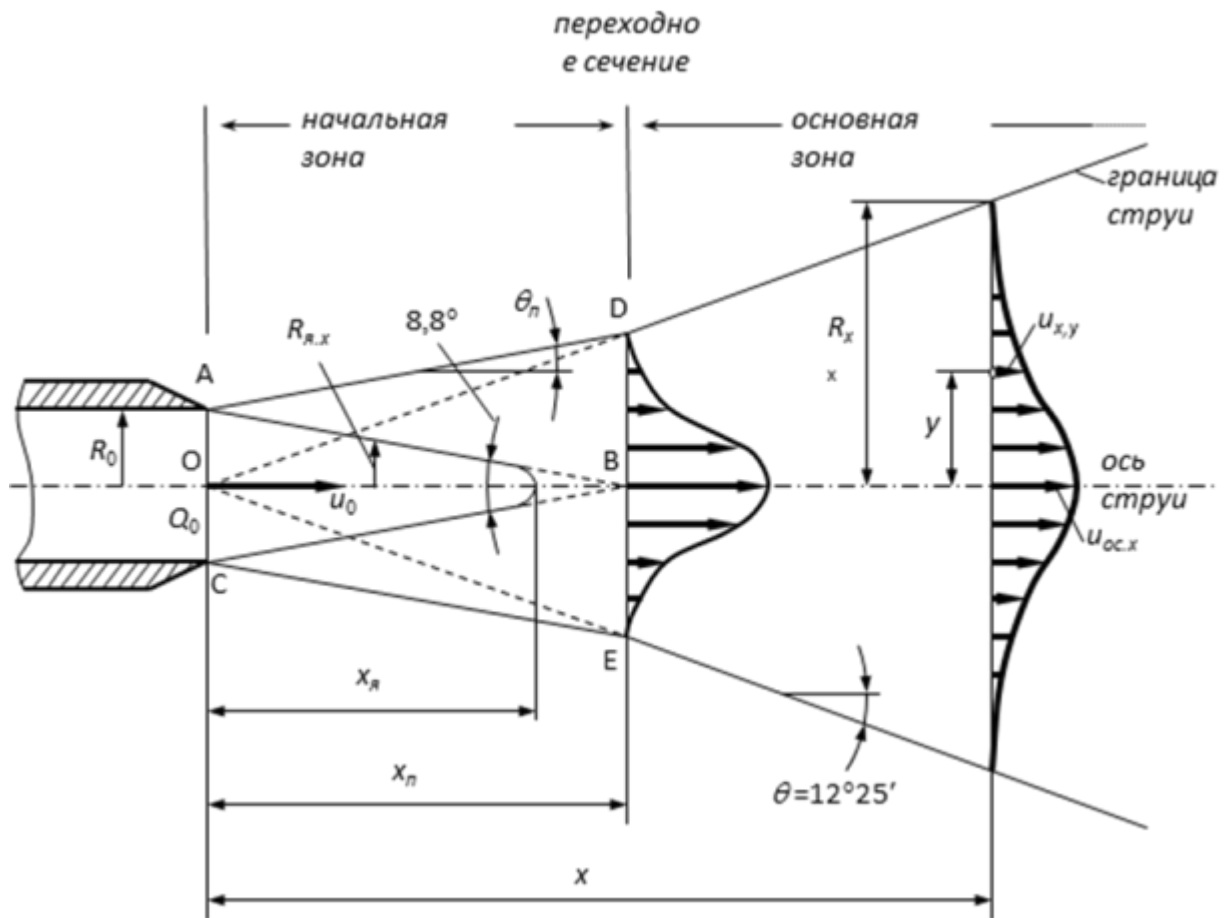


Рис. 5.1. Схема свободной струи круглого сечения с равномерным начальным полем скоростей

$x_{я}$ – длина ядра; x_n – длина начальной зоны; x, y – текущие координаты

θ_n – боковой угол расширения струи на начальном участке;

Относительный объемный расход:

$$\bar{L}_x = \frac{L_x}{L_0} = \frac{L_{я,x} + L_{n,x}}{L_0} = \bar{L}_{я,x} + \bar{L}_{n,x},$$

где L_0 – объемный расход в выпускном отверстии; $L_{я,x}, L_{n,x}$ – объемные расходы в рассматриваемом сечении, соответственно в ядре постоянных скоростей и пограничном слое.

Относительный объемный расход в ядре постоянных скоростей:

$$\bar{L}_{я,x} = \frac{L_{я,x}}{L_0} = \frac{\pi R_{я,x}^2 u_0}{\pi R_0^2 u_0} = \bar{R}_{я,x}^2,$$

где $R_{я.x}$ – радиус ядра постоянных скоростей в текущем сечении.

Относительный объемный расход в пограничном слое:

$$\bar{L}_{n.x} = \frac{L_{n.x}}{L_0} = \frac{\pi(R_x^2 - R_{я.x}^2)u_{cp.n.x}}{\pi R_0^2 u_0} = \left(\bar{R}_x^2 - \bar{R}_{я.x}^2\right) \bar{u}_{cp.n.x},$$

где $u_{cp.n.x}$ – средняя скорость в пограничном слое рассматриваемого сечения.

Для определения радиуса ядра постоянных скоростей в произвольном сечении (начального участка) воспользуемся ранее установленным свойством струи, состоящим в том, что она имеет во всех своих поперечных сечениях одинаковое количество движения. Поэтому для двух сечений начального участка струи, выбранных одно на расстоянии x от выпускного отверстия, а другое – проходящее через это отверстие, получим:

$$m_{я.x}u_0 + m_{п.x}u_{cp.п.x} = m_0u_0, \quad (5.2)$$

где $m_{я.x}$, $m_{п.x}$, m_0 – массы (секундные) воздуха, проходящие, соответственно через площади сечений ядра и пограничного слоя (в текущем сечении), а также через площадь выпускного отверстия:

$$m_{я.x} = \rho \pi R_{я.x}^2 u_0,$$

$$m_{п.x} = \rho \pi (R_x^2 - R_{я.x}^2) u_{cp.п.x},$$

$$m_0 = \rho \pi R_0^2 u_0.$$

Подставляя эти выражения в формулу количества движения (5.1), получим:

$$m_{я.x} = \rho \pi R_{я.x}^2 u_0^2 + \rho \pi (R_x^2 - R_{я.x}^2) u_{cp.п.x}^2 \beta + \rho \pi R_0^2 u_0^2,$$

где β – коэффициент Буссинеска.

Разделив обе части последнего равенства на $\rho \pi R_0^2 u_0$, будем иметь:

$$\overline{R}_{я.х}^{-2} + \beta \left(\overline{R}_x^{-2} - \overline{R}_{я.х}^{-2} \right) \overline{u}_{ср.п.х}^{-2} = 1.$$

Решая это равенство относительно радиуса ядра постоянных скоростей (для текущего сечения), получим

$$\overline{R}_{я.х}^{-2} = \frac{1 - \beta \overline{R}_x^{-2} \overline{u}_{ср.п.х}^{-2}}{1 - \beta \overline{u}_{ср.п.х}^{-2}}.$$

Относительная средняя скорость в поперечном сечении пограничного слоя

$$\overline{u}_{ср.п.х} = u_{ср.п.х} / u_0 = k.$$

Величину k также называют коэффициентом поля скоростей.

Подставляя полученные величины $\overline{R}_x, \overline{R}_{я.х}, \overline{u}_{ср.п.х}$ в формулы для относительных объемных расходов в ядре постоянных скоростей и в пограничном слое, получим:

$$\overline{L}_я = 1 - \frac{k^2 \beta}{1 - k^2 \beta} \left(2 + \overline{x} \operatorname{tg} \theta_n \right) \overline{x} \operatorname{tg} \theta_n, ,$$

$$\overline{L}_n = 1 - \frac{k}{1 - k^2 \beta} \left(2 + \overline{x} \operatorname{tg} \theta_n \right) \overline{x} \operatorname{tg} \theta_n.$$

Тогда относительный объемный расход в текущем сечении начального участка будет определяться по формуле:

$$\overline{L} = 1 + \frac{2k(1 - k\beta)}{1 - k^2\beta} \overline{x} \operatorname{tg} \theta_n + \frac{k(1 - k\beta)^{-2}}{1 - k^2\beta} \overline{x}^2 \operatorname{tg}^2 \theta_n. \quad (5.3)$$

Относительная средняя скорость в поперечном сечении струи:

$$\bar{u}_{cp.x} = \frac{u_{cp.x}}{u_0} = \frac{L_x}{\pi R_x^2} \frac{\pi R_0^2}{L_0} = \frac{\bar{L}}{\bar{R}_x^2} = \frac{1 + \frac{2k(1-k\beta)^{-1} x \operatorname{tg} \theta_n}{1-k^2\beta} + \frac{k(1-k\beta)^{-2} x^2 \operatorname{tg}^2 \theta_n}{1-k^2\beta}}{(1 + x \operatorname{tg} \theta_n)^2}. \quad (5.4)$$

Относительная скорость на оси струи:

$$\bar{u}_{oc.x} = \frac{u_{oc.x}}{u_0} = \frac{u_0}{u_0} = 1. \quad (5.5)$$

Основной участок

Относительный радиус струи:

$$\bar{R}_x = \frac{R_x}{R_0} = \frac{x \operatorname{tg} \theta_n}{R_0} = x \operatorname{tg} \theta_n, \quad (5.6)$$

где θ – боковой угол расширения струи на основном участке.

Относительную среднюю скорость в поперечном сечении струи найдем из условия постоянства количества движения. Для текущего сечения (на расстоянии x от выпускного отверстия) и сечения выпускного отверстия можно записать

$$\rho \pi R_x^2 u_{cp.x}^2 \beta = \rho \pi R_0^2 u_0^2.$$

Разделив обе части этого выражения на $\rho \pi R_0^2 u_0^2$, получим:

$$\beta \bar{R}_x^2 \bar{u}_{cp.x}^2 = 1.$$

Отсюда относительная средняя скорость:

$$\bar{u}_{cp.x} = \frac{u_{cp.x}}{u_0} = \frac{1}{\bar{R}_x \sqrt{\beta}} = \frac{1}{x \operatorname{tg} \theta \sqrt{\beta}}. \quad (5.7)$$

Относительная скорость на оси струи:

$$\overline{u_{oc}} = \frac{u_{oc}}{u_0} = \frac{1}{k} \overline{u_{cp}} = \frac{1}{k x \operatorname{tg} \theta \sqrt{\beta}}. \quad (5.8)$$

Относительный объемный расход:

$$\frac{\overline{L_x}}{\overline{L_0}} = \frac{L_x}{L_0} = \frac{\pi R_x^2 u_{cp.x}}{\pi R_0^2 u_0} = \overline{R_x^2} \overline{u_{cp.x}} = \frac{1}{\sqrt{\beta}} x \operatorname{tg} \theta. \quad (5.9)$$

Переходное сечение

Относительное расстояние до переходного сечения находим из формулы 5.8 для относительной скорости на оси основного участка, считая, что $\overline{u_{oc}} = 1$.

Тогда получим $\overline{x_{nvp}} = \frac{1}{k \sqrt{\beta} \operatorname{tg} \theta}$.

Подставив полученное значение в выражения (5.6-5.9), получим

$$\overline{R_{nvp}} = \frac{1}{k \sqrt{\beta}}, \quad u_{cp.nvp} = k, \quad u_{oc.nvp} = 1, \quad \overline{L_{nvp}} = \frac{1}{k \beta}.$$

Таблица 5.1

Константы струи

Наименование	Значение
Коэффициент поля скоростей	$k = 0,258$
Коэффициент Буссинеска	$\beta = 2,02$
Коэффициент Кариолиса	$\alpha = 4,06$
Тангенс угла расширения струи на начальном участке	$\operatorname{tg} \theta_n = 0,14$
Тангенс угла расширения струи на основном участке	$\operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} 12^\circ 25' = 0,22$

Таблица 5.2

Расчетные формулы для струи круглого сечения с равномерным начальным полем скоростей

Относительная величина	Значение относительной величины		
	В начальной зоне	В переходном сечении	В основной зоне
Тангенс бокового угла расширения струи $\operatorname{tg} \theta$	$\operatorname{tg} \theta_n = 0,14$	-	$\operatorname{tg} \theta = 0,22$
Относительное расстояние от отверстия $\bar{x} = x / R_0$	$\leq 12,4$	12,4	$\geq 12,4$
Относительный радиус струи $\bar{R}_x = R_x / R_0$	$1 + 0,14\bar{x}$	2,73	$0,22\bar{x}$
Относительная средняя скорость $\bar{u}_{cp.x} = u_{cp.x} / u_0$	$\frac{1 + 0,0396\bar{x} + 0,00278\bar{x}^2}{(1 + 0,14\bar{x})^2}$	0,258	$\frac{3,2}{\bar{x}}$
Относительная осевая скорость $\bar{u}_{oc.x} = u_{oc.x} / u_0$	1	1	$\frac{12,4}{\bar{x}}$
Относительная скорость в поперечном сечении $\bar{u}_{x.y} = u_{x.y} / u_{oc.x}$	В зоне ядра: $\bar{u}_{x,y} = 1$ В пограничном слое: $\bar{u}_{x,y} = \left(1 - \bar{y}^{1,5}\right)^2$ $\bar{y} = (y - R_{я.x})(R_x - R_{я.x})$	$\bar{u}_{x,y} = \left(1 - \bar{y}^{1,5}\right)^2$ $\bar{y} = y - R_x$	
Относительный объемный расход $\bar{Q}_x = Q_x / Q_0$	$1 + 0,0396\bar{x} + 0,00278\bar{x}^2$	1,92	$0,155\bar{x}$
Относительная кинетическая энергия $\bar{E}_x = E_x / E_0$	$1 - 0,0206\bar{x} - 0,00141\bar{x}^2$	0,518	$\frac{6,42}{\bar{x}}$

Подставляя полученные значения коэффициентов k , β , α , а также $\operatorname{tg} \theta_n$ и $\operatorname{tg} \theta$ в формулы (5.1-5.9) получим для струи круглого сечения расчетные формулы, сведенные в табл. 3.2.

Из бесконечно длинной щели постоянной ширины вытекает воздух, образуя плоскую струю. Поле скоростей в выпускном отверстии равномерно.

Вывод расчетных формул параметров струи аналогичен случаю для струи круглого сечения. Вместо значения радиуса выпускного отверстия R_0 используется величина B_0 – полуширина щели. Также вместо величины R_x используется величина B_x – полуширина струи в произвольном сечении (соответствующем координате x).

Таблица 5.3

Константы струи

Наименование	Значение
Коэффициент поля скоростей	$k = 0,45$
Коэффициент Буссинеска	$\beta = 1,56$
Коэффициент Кариолиса	$\alpha = 2,68$
Тангенс угла расширения струи на начальном участке	$\operatorname{tg} \theta_n = 0,151$
Тангенс угла расширения струи на основном участке	$\operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} 12^\circ 25' = 0,22.$

5.3 Упрощенная теория струй

Теория турбулентных струй получила развитие в работах [И.А.Шепелева](#). Он использовал предположение об экспоненциальном законе распределения скорости и температуры в зоне турбулентного перемешивания струй независимо от их типа (формула Г. Рейхардта):

$$v_{x,y} = v_x e^{-0,5(y/cx)^2}; \quad (5.10)$$

$$\Delta t_{x,y} = \Delta t_x e^{-0,5\sigma(y/cx)^2}; \quad (5.11)$$

где $v_{x,y}$ – скорость движения воздуха в произвольной точке струи, заданной координатами x, y , м/с; v_x – скорость движения воздуха в центре произвольного поперечного сечения струи на расстоянии x , м/с; $\Delta t_{x,y}$ – избыточная температура в произвольной точке струи, заданной координатами x, y , °С; Δt_x – избыточная

температура в центре произвольного поперечного сечения струи на расстоянии x , °C; x, y – координаты точки, м; c – экспериментальная постоянная, среднее значение которой равно 0,082; σ – экспериментальная постоянная, среднее значение которой равно 0,8.

[И.А.Шепелев](#) на основе законов сохранения количества движения и теплоты в свободной приточной струе получил аналитическим путем выражения для скорости и избыточной температуры на условных поверхностях максимальных параметров начального и основного участков компактной, плоской, веерной и конических струй.

Анализируя полученные выражения, [И.А.Шепелев](#) получил общие формулы для определения максимальных параметров воздуха на основном участке свободных:

компактных, веерных и конических струй:

скорости воздуха, м/с:

$$v_x = \frac{mv_0\sqrt{A_0}}{x}; \quad (5.12)$$

избыточной температуры на оси струи, °C:

$$\Delta t_x = \frac{n\Delta t_0\sqrt{A_0}}{x}; \quad (5.13)$$

и плоских струй:

скорости воздуха, м/с:

$$v_x = \frac{mv_0\sqrt{b_0}}{\sqrt{x}}; \quad (5.14)$$

избыточной температуры на оси струи, °C:

$$\Delta t_x = \frac{n \Delta t_0 \sqrt{b_0}}{\sqrt{x}}, \quad (5.15)$$

где v_0 – скорость выпуска воздуха или скорость на оси начального участка струи, м/с; v_x – скорость воздуха на оси основного участка струи на расстоянии x , м/с; A_o – площадь сечения приточного отверстия, м²; x – расстояние по оси струи от места выпуска до рассматриваемого сечения, м; Δt_0 – избыточная температура приточной струи (разность температуры воздуха в помещении и температуры приточного воздуха), °С; Δt_x – избыточная температура на оси приточной струи на расстоянии x , °С; b_0 – ширина отверстия для выпуска плоской струи, м; m – аэродинамическая характеристика приточной струи; n – тепловая характеристика приточной струи.

Выражения для аэродинамической и тепловой характеристики свободной струи представляют комплекс постоянных коэффициентов, учитывающих различие плотности и температуры приточного и окружающего воздуха, неравномерность распределения скорости воздуха по площади приточного отверстия. Формулы, полученные [И.А.Шепелевым](#) для различных типов свободной струи, представлены в таблице 5.5.

В формулах приняты следующие обозначения:

θ – коэффициент, учитывающий изменение плотности воздуха в зависимости от температуры:

$$\theta = \sqrt{\frac{273 + t_e}{273 + t_o}}, \quad (5.16)$$

где t_0 – температура приточной струи в начальном сечении, °С; t_b – температура окружающего воздуха на удалении от струи, °С; ϕ – коэффициент, учитывающий неравномерность распределения скорости движения воздуха по площади приточного отверстия A :

$$\varphi = \left[\int_0^1 \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 d \left(\frac{A}{A_0} \right) \right]^{0,5}. \quad (5.17)$$

[И.А. Шепелев](#) ввел понятие кинематической и тепловой дальнобойности струи, например для компактных и веерных струй:

$$X_{v.кин} = \frac{mv_0 \sqrt{A_0}}{v_{мин}}; \quad (5.18)$$

$$X_{\Delta t.кин} = \frac{n \Delta t_0 \sqrt{A_0}}{\Delta t_{мин}}. \quad (5.19)$$

Под дальнобойностью струи понимают расстояние от места выпуска струи до точек на оси струи, где будут достигнуты минимальные заданные значения скорости воздуха или избыточной температуры, т.е. расстояния, на которых кончается осязаемая струя. В зарубежной практике принято принимать дальнобойность струи по нормируемому значению подвижности воздуха в помещении: в европейских странах – 0,2 м/с, в США – 0,25 м/с.

Известно, что свободные: нагретые или охлажденные струи под действием архимедовых сил всплывают или тонут в окружающем воздухе, вследствие чего их траектория изменяется. Эти же силы вызывают отрыв охлажденной струи от потолка и нагретой от пола. При вертикальной подаче воздуха при действии инерционных сил навстречу гравитационным силам происходит торможение струи, а при совпадении их увеличивается дальнобойность струи. В.В. Батуриным установлено, что характер направления искривления неизотермической струи определяется критерием Архимеда, который определяет соотношение инерционных и гравитационных сил. В начальном сечении струи критерий Архимеда определяют по формуле:

$$Ar_0 = \frac{g d_0 \Delta t_0}{v_0^2 (273 + t_v)}, \quad (5.20)$$

где g – ускорение свободного падения, м/с²; d_0 – характерный линейный размер (диаметр круглого отверстия, эквивалентный диаметр прямоугольного отверстия или ширина (высота) плоского отверстия, м).

Значение критерия Архимеда в сечении струи возрастает по мере удаления от выпускного отверстия. Текущее значение критерия Архимеда определяют по формуле:

$$Ar_x = \frac{gx\Delta t_x}{v_x^2(273+t_b)}, \quad (5.21)$$

5.3 Сильно неизотермические струи, или воздушные фонтаны

Рассматривая неизотермические струи, которые [И.А.Шепелев](#) назвал воздушными фонтанами, он получил уравнение изогнутой оси компактного фонтана нагретого воздуха, истекающего под углом к горизонту:

$$y = xtg\beta \pm \frac{ng\Delta t_0}{3m^2(273+t_b)v_0^2\sqrt{A_0}} \frac{x^3}{\cos^3\beta} = xtg\beta \pm \frac{1}{3H^2} \frac{x^3}{\cos^3\beta}. \quad (5.22)$$

Комплекс величин H , определяемых начальными условиями истечения приточной струи, [И.А.Шепелев](#) назвал геометрической характеристикой струи. Это линейный размер позволяющий определять характерные размеры неизотермической струи, включая отклонение нагретой или охлажденной струи от ее оси, расстояние отрыва настилающейся струи и т.д.

Геометрическую характеристику определяют по формуле для компактной, конической и веерной струй:

$$H = \frac{mv_0\sqrt{(273+t_b)}\sqrt[4]{A_0}}{\sqrt{ng\Delta t_0}} = 5,45 \frac{mv_0\sqrt[4]{A_0}}{\sqrt{n\Delta t_0}}; \quad (5.23)$$

для плоской струи:

$$H = 9,6\sqrt[3]{b_0 \frac{(mv_0)^4}{(n\Delta t_0)^2}}. \quad (5.24)$$

Текущий критерий Архимеда связан с геометрической характеристикой струи соотношением для компактных, конических и веерных струй:

$$Ar_x = 1,2 \left(\frac{x}{H} \right)^2, \quad (5.25)$$

для плоских струй:

$$Ar_x = \sqrt{\left(\frac{x}{H} \right)^3}, \quad (5.26)$$

В системах кондиционирования воздуха при подаче струи охлажденного воздуха в горизонтальном направлении вдоль поверхности потолка или подаче струи нагретого воздуха вдоль пола струя будет настилаться на поверхность и развиваться вдоль нее до определенного сечения, в котором под действием гравитационных сил будет происходить отрыв струи. Расстояние от точки выпуска струи до места отрыва ее от потолка $x_{отр}$ при горизонтальном выпуске струи и ее настилении на потолок составляет для компактных и неполных веерных струй $x_{отр} = 0,5H$, для плоских и веерных струй $x_{отр} = 0,4H$. При вертикальной подаче нагретого воздуха сверху вниз компактные, конические и неполные веерные струи затормаживаются на расстоянии $x = 0,55H$, плоские – на расстоянии $x = 0,8H$.

При выпуске воздуха через отверстия, закрытые решетками, перфорированными листами и тому подобными устройствами, на участке формирования струи условия подтекания окружающего воздуха к центральным струйкам затруднены, в результате чего возникает разрежение. Из-за разности статических давлений на участке формирования создается импульс внешних сил, направленных навстречу потоку и вызывающий потерю количества движения в нем. Потерю количества движения на участке формирования затененной струи учитывают коэффициентом i , который равен отношению количества движения в сформировавшейся струе к начальному количеству движения. Современные воздухораспределители образуют закрученные струи, обладающие повышенной эжектирующей способностью и быстрым затуханием скорости и избыточной температуры в струе. Особенностью закрученной струи является наличие у вектора скорости наряду с осевыми или радиальными составляющими еще тангенциальной составляющей, перпендикулярной к радиусу поперечного сечения. Аналитический расчет закрученных струй сложен, так как требует определения пульсационных составляющих скорости, возникающих вследствие турбулизации потока, а так же экспериментального определения значительного числа констант, поэтому в инженерных расчетах воздухораспределения затененными и закрученными струями используют формулы для расчета компактных струй, а аэродинамический и тепловой коэффициенты таких струй определяют экспериментально.

5.4 Конвективная струя

Источник теплоты, помещенный в неподвижный воздух, нарушает его равновесие и приводит в общее движение, в котором различаются относительно узкий восходящий поток и направленное к нему медленное течение окружающего воздуха.

В аэродинамическом отношении конвективный поток во многом имеет сходство с приточной струей, истекающей вверх из отверстия с начальной скоростью.

Конвективные струи изучали многие исследователи: Я.Б. Зельдович, [Л. Прандтль](#), О.Г. Саттон, Б. Шмидт, [Г.Н. Абрамович](#), В.М. Эльтерман, [И.А. Шепелев](#).

М.И. Гримитлин представил формулу Рейхарда для распределения скоростей в поперечном сечении струи в виде:

$$v = v_x e^{-0,7(y/x \operatorname{tg} \alpha_{0,5v})^2}, \quad (5.27)$$

где $\alpha_{0,5v}$ – угол между осью струи и линией, проходящей через точки, в которой скорость равна половине осевой. Анализ экспериментальных данных показывает, что угол, образованный границами струи, на которых скорость равна половине осевой, составляет 10-12°. Следовательно, $\operatorname{tg} \alpha_{0,5v} = 0,88-0,105$ и в среднем может быть принят равным 0,1.

Распределение избыточных температур в поперечных сечениях основного участка струй (осесимметричных, плоских и веерных) описывается уравнением

$$\Delta t = \Delta t_x e^{-0,7\sigma_m(y/y_{0,5v})^2}, \quad (5.28)$$

где σ_m – турбулентное число Прандтля; $y_{0,5v}$ – расстояние от оси струи до точки, в которой скорость равна половине осевой, м.

Гравитационная сила dP_x , действующая на участке конвективной струи dx , определяется по формуле:

$$dP_x = \frac{\pi \rho_{\text{окр}} dx \Delta t_x}{T_{\text{окр}} p_l}, \quad (5.29)$$

где $\rho_{\text{окр}}$ – плотность воздуха при температуре окружающей среды $t_{\text{окр}}$,

$$p_l = \frac{0,7\sigma_m}{(x \operatorname{tg} \alpha_{0,5v})^2}.$$

Приращение количества движения на участке dx равно:

$$dK = d(\pi \rho_{\text{окр}} v_x^2 / 2p), \quad (5.30)$$

где

$$p = \frac{0,7}{(x \operatorname{tg} \alpha_{0,5v})^2}.$$

Полагая, что количество избыточной теплоты в каждом поперечном сечении конвективной струи, определяемое по формуле:

$$Q_x = \frac{\pi c_p \rho_{\text{окр}} v_x \Delta t_x}{(1 + \sigma_m)},$$

сохраняется неизменным и равно конвективной составляющей теплоты, выделяемой источником, получим

$$\Delta t_x = \frac{(1 + \sigma_m) p Q_0}{\pi c_p \rho_{\text{окр}} v_x}. \quad (5.31)$$

Подставив выражения (5.29, 5.30, 5.31) в уравнение

$$dP_x = \pm dK,$$

и заменив p его значением, имеем:

$$\Delta t_x = \frac{2 \cdot 0,7 (1 + \sigma_m) Q_0}{\sigma_m T_{\text{окр}} \pi c_p \rho_{\text{окр}} \operatorname{tg}^2 \alpha_{0,5v}} \frac{dx}{v_x} = d(v_x^2 x^2). \quad (5.32)$$

Решение этого уравнения (5.32) позволяет получить выражение для определения скорости на оси конвективной струи:

$$v_x = \left[\frac{1,05 (1 + \sigma_m)}{\sigma_m T_{\text{окр}} \pi c_p \rho_{\text{окр}} \operatorname{tg}^2 \alpha_{0,5v}} \right]^{1/3} Q_0^{1/3} x^{-1/3}. \quad (5.33)$$

Подставив значение (5.33) в выражение (5.31) получим формулу для определения избыточной температуры на основном участке конвективной струи:

$$\Delta t_x = \left[\frac{0,33 (1 + \sigma_m)^2 T_{\text{окр}}}{c_p^2 \rho_{\text{окр}}^2 \pi^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_{0,5v}} \right]^{-1/3} Q_0^{2/3} x^{-5/3}. \quad (5.34)$$

Из полученных формул видно, что скорость v_x и избыточная температура Δt_x на основном участке осесимметричной конвективной струи по мере ее распространения вверх уменьшаются. При этом падение температуры происходит значительно интенсивнее падения скорости.

Секундный расход воздуха в поперечном сечении струи на расстоянии x от источника равен:

$$L_x = \left[\frac{0,33(1 + \sigma_m)x^2 \text{tg}^2 \alpha_{0,5v}}{\sigma_m c_p \rho_{\text{окр}} T_{\text{окр}}} \right]^{1/3} Q_0^{1/3} x^{5/3}. \quad (5.35)$$

Зная закон изменения скоростей и избыточных температур вдоль оси и в поперечном сечении струи, можно определить скорость и избыточную температуру в любой точке конвективной струи.

5.5 Отечественное и зарубежное программное обеспечение, предназначенное для численного моделирования аэродинамических процессов

Представленные в третьем разделе программные комплексы CFD также позволяют проводить расчёт и процессов аэродинамики. Помимо них отметим ещё несколько программных комплексов.

DesignBuilder CFD можно использовать как для внешнего, так и для внутреннего анализа воздушной обстановки. Внешний анализ обеспечивает распределение скорости и давления воздуха вокруг здания для решения задач:

- воздействия на конструкций из-за ветра;
- комфорта, определить местное давление для размещения впускных/выпускных отверстий вентиляции;
- рассчитать более точные коэффициенты давления необходимые для моделирование вентиляции.

Внутренний анализ позволяет определить распределение скорости воздуха, давление и температура внутри помещений здания. Эта информация может быть использована для оценки эффективности различных конструкций систем ОВиК а также позволит оценить условия внутреннего комфорта.

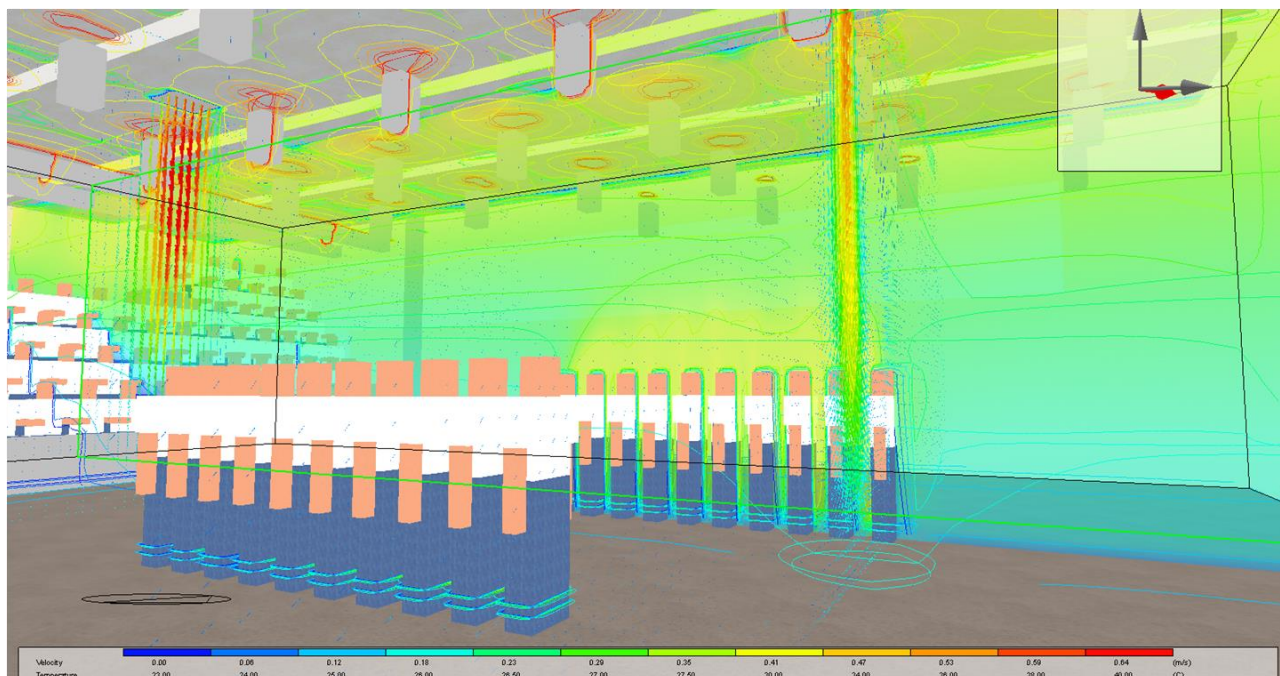


Рис. 5.2. Внешний вид результатов расчета внутренней обстановки в DesignBuilder CFD

Программный комплекс **Simcenter STAR-CCM+** о котором было упомянуто в разделе 3, активно применяется для решения задач по воздухо-распределению в системах вентиляции и кондиционирования воздуха. Особенно если вопрос стоит о воздухо-распределении в таких сложных, с точки зрения комфорта, помещениях как ледовая арена. С одной стороны не должно образовываться возможности таяния льда, с другой температура над льдом и в зоне трибун должна быть комфортной для спортсменов и зрителей.

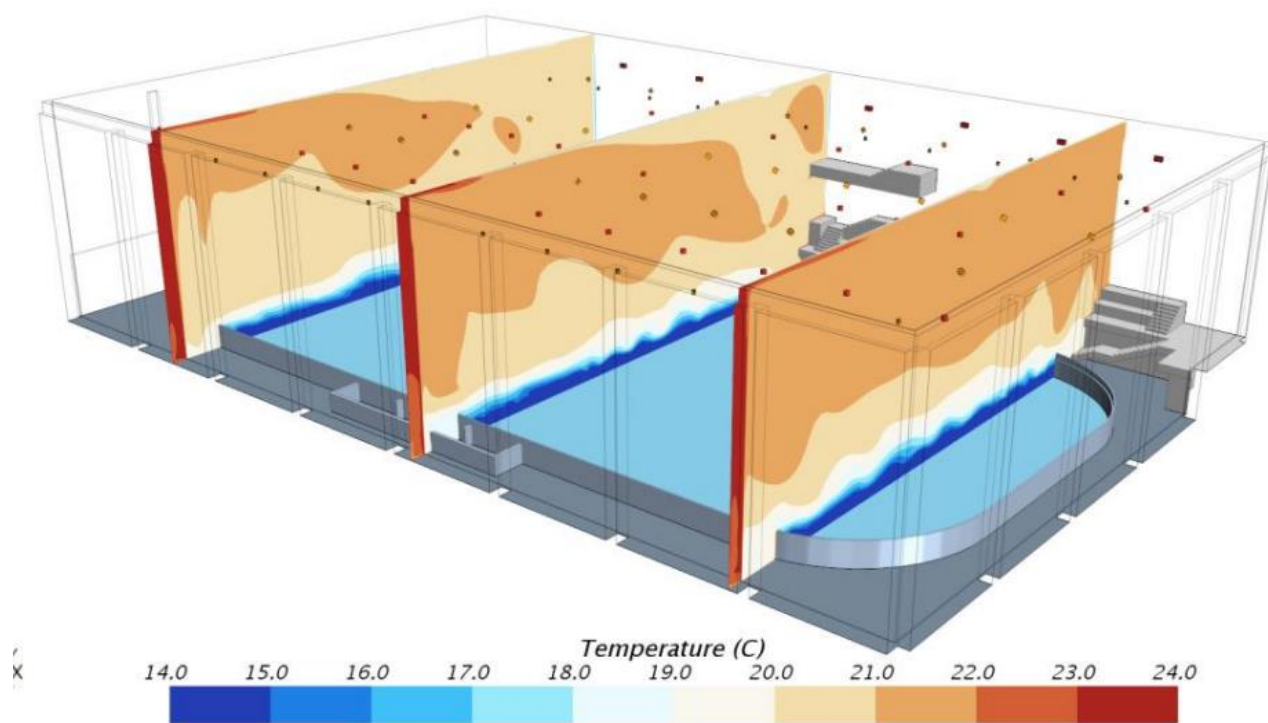


Рис. 5.3. Внешний вид результатов температурной обстановки у ледовой арены в STAR-CCM+

Для решения упрощенных задач подходит и программный комплекс **KompasFlow**. На практических занятиях вы познакомитесь с возможностью решения задач распределения воздуха в вентилируемом помещении.