

ИНЖЕНЕРНЫЕ СЕТИ И ОБОРУДОВАНИЕ

УДК 696.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПОТОКА ГАЗОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ С ПЕРЕМЕННЫМ РАСХОДОМ ВДОЛЬ ПУТИ

*канд. техн. наук, доц. В.В. БУЛАХ
(Полоцкий государственный университет)*

Приводятся исследования по закономерностям движения потока газа с изменением расхода вдоль пути. Получены основные уравнения для движения потока газа с переменным расходом вдоль пути при ламинарном режиме.

Для сушки и тепловой обработки строительных материалов и продукции пищевой промышленности могут использоваться газовые горелки инфракрасного излучения большой длины. В таких горелках серьезной технической задачей является достижение равномерного или почти равномерного распределения газозвушной смеси через каналы огневой насадки. При неравномерном распределении через отдельные каналы поступает больше смеси, другие же работают с заниженным расходом газозвушной смеси. В результате температура огневой насадки по длине горелки, а также интенсивность теплового излучения от отдельных участков огневой поверхности неодинаковы. В местах пониженных температур в продуктах горения появляются недопустимо высокие концентрации окиси углерода и других вредных составляющих.

Известны различные методы достижения постоянства расхода через различные отверстия перфорированной длинной насадки. К ним относятся:

- изготовление отверстий переменного размера при постоянном поперечном сечении коллектора;
- изготовление коллектора с переменным по длине поперечным сечением при постоянном размере отверстий;
- установка вдоль коллектора дополнительного распределителя давлений.

Первые два метода с технологической точки зрения мало применимы для газовых горелок инфракрасного излучения, а третий метод требует в каждом случае чисто эмпирического подбора формы, расположения и перфорации распределителя давлений. В настоящей работе применен новый метод выравнивания статического давления вдоль коллектора, а следовательно и расхода газозвушной смеси через огневые отверстия равного диаметра. Этот метод заключается в размещении поперек коллектора нескольких сеток местных сопротивлений. Он оказался весьма эффективным, однако размещение сеток и подбор размеров отверстий в них производился также эмпирически. Целью настоящей работы является обоснование для конструирования устройств, обеспечивающих равномерность распределения газозвушной смеси.

Во многих прикладных задачах механики жидкости и газа большое значение имеет вопрос о закономерности движения потока с изменением расхода вдоль пути. К таким задачам относятся:

- расчет водопроводных и газовых сетей при наличии транзитного и путевого расходов;
- расчет воздухопроводов в системах вентиляции при равномерной раздаче или отборе воздуха;
- расчет перфорированных (дырчатых) трубопроводов в системах очистки природных и сточных вод;
- расчет бокового водослива в гидротехнических сооружениях;
- расчет газовых горелок при подаче газозвушной смеси через последовательно расположенные огневые отверстия и др.

В последнее время аналогичная задача возникла при конструировании газовых горелок инфракрасного излучения в связи с необходимостью обеспечить равномерную раздачу газозвушной смеси по длине горелки, а следовательно и равномерный нагрев огневой насадки.

В литературе освещено большое количество методов расчета движения жидкости с изменением расхода вдоль пути. Однако многие из них не учитывают специфики и характера движения с переменной массой; получаемые решения расходятся с опытными данными.

Вопросам движения жидкости с переменной массой посвящены работы Г.А. Петрова [1], в которых помимо собственных исследований освещены также исследования ряда советских ученых, проведенные до 1950 года. До сих пор монографии Г.А. Петрова остаются непревзойденными по обстоятельности проведенного анализа проблемы. В качестве исходных принимаются основные уравнения динами-

ки тела переменной массы, выведенные И.В. Мещерским. В.И. Мещерский показал, что в случае присоединения либо отделения частиц от изменяемой массы уравнение движения приобретает следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= X + \frac{dm_1}{dt} (\alpha_1 - x') - \frac{dm_2}{dt} (\alpha_2 - x'), \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= Y + \frac{dm_1}{dt} (\beta_1 - y') - \frac{dm_2}{dt} (\beta_2 - y'), \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= Z + \frac{dm_1}{dt} (\gamma_1 - z') - \frac{dm_2}{dt} (\gamma_2 - z'), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где m – масса тела; x, y, z – координаты точки; X, Y, Z – проекции действующей силы на оси координат; m_1, m_2 – присоединяемая и отделяемая массы; $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$ – проекции скоростей присоединяемых масс; $\alpha_2, \beta_2, \gamma_2$ – проекции скоростей отделяемых масс.

Обозначая массу тела в начальный момент времени через m_0 и учитывая, что $m = m_0 + m_1 - m_2$, $d_m = d(m_1 - m_2)$, а $\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{d x'}{dt}$, получим

$$\left. \begin{aligned} \frac{d(mx')}{dt} &= X + \frac{dm_1}{dt} \alpha_1 - \frac{dm_2}{dt} \alpha_2, \\ \frac{d(my')}{dt} &= Y + \frac{dm_1}{dt} \beta_1 - \frac{dm_2}{dt} \beta_2, \\ \frac{d(mz')}{dt} &= Z + \frac{dm_1}{dt} \gamma_1 - \frac{dm_2}{dt} \gamma_2. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

При непрерывном отделении материальных частиц присоединения частиц нет и уравнения (1) и (2) приобретут вид:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= X - \frac{dm}{dt} (\alpha - x'), \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= Y - \frac{dm}{dt} (\beta - y'), \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= Z - \frac{dm}{dt} (\gamma - z'), \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

и

$$\left. \begin{aligned} \frac{d(mx')}{dt} &= X - \frac{dm}{dt} \alpha, \\ \frac{d(my')}{dt} &= Y - \frac{dm}{dt} \beta, \\ \frac{d(mz')}{dt} &= Z - \frac{dm}{dt} \gamma. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

При плавно изменяющемся движении жидкости с переменной массой систему уравнений (2) можно заменить одним уравнением:

$$\frac{d(Mu)}{dt} = F + \frac{dM_1}{dt} \theta_1 - \frac{dM_2}{dt} \theta_2, \quad (5)$$

где θ_1, θ_2 – проекции скоростей присоединяемых и отделяемых частиц на направление скорости основной струи; F – проекция равнодействующей внешних сил на то же направление.

Делая обычные предположения о том, что распределение давлений в поперечных сечениях потока следует закону гидростатики и коэффициенты, учитывающие неравномерность распределения скоростей в поперечном сечении, примерно одинаковы, Г.А. Петров выводит сначала уравнение, описывающее

неустановившееся движение потока с переменным вдоль пути расходом, а затем и уравнение установившегося движения.

Для интересующего нас случая раздачи расхода вдоль пути это уравнение имеет вид:

$$d\left(\frac{\alpha_0 v^2}{2g}\right) + \frac{dP}{\gamma} + dz + i_f dx + \frac{\alpha_0(\theta - v)}{gQ} v dQ = 0, \quad (6)$$

где v – средняя скорость в данном сечении; γ – удельный вес; z – вертикальная координата центра тяжести живого сечения потока; i_f – гидравлический уклон; θ – проекция скорости отделяемого потока на ось основного; Q – расход через данное сечение.

От обычного уравнения Бернулли уравнение (6) отличается слагаемым $\frac{\alpha_0(\theta - v)}{gQ} v dQ$, учитывающим влияние изменения протекающей массы на удельную энергию потока.

Учитывая, что при отделении потока $dQ < 0$, можно рассмотреть следующие случаи:

а) $v > \theta$; $\frac{\alpha_0(\theta - v)}{gQ} v dQ > 0$ – происходит увеличение удельной энергии потока вдоль пути;

б) $v < \theta$; $\frac{\alpha_0(\theta - v)}{gQ} v dQ < 0$ – возникают дополнительные потери энергии вдоль пути;

в) $v = \theta$; $\frac{\alpha_0(\theta - v)}{gQ} v dQ = 0$ – получаем обычное уравнение Бернулли.

Определенную трудность представляет определение зависимости $(\theta - v)$. При присоединении массы направление протекающего потока практически совпадает с направлением подводящих устройств. При отделении масс направление отводящих устройств еще не определяет действительного направления скоростей отделяющихся масс в месте их отделения. Угол отделения зависит от величины давления и скорости основного потока. Наиболее приемлемым представляется предположение о постоянстве значения θ и отделении масс под углом 90° к оси основного потока.

Рассмотрим классическую задачу о движении потока в трубопроводе с непрерывной и равномерной раздачей массы вдоль трубы.

При расчетах газовых, водопроводных и других сетей эту задачу решают обычно на основании уравнения Бернулли, выведенного для гидромеханики постоянной массы, полагая к тому же ошибочно, что движение в трубопроводе равномерное. Для горизонтального трубопровода это приводит к следующему выражению:

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{dP}{dx} = \frac{dh_w}{dx}; \quad \frac{P_1 - P_2}{\gamma} = h_w, \quad (7)$$

где h_w – потери напора между сечениями 1 – 1 и 2 – 2.

Если учесть, что движение неравномерное, так как расход и скорость непрерывно уменьшаются по длине, то уравнение Бернулли для тех же условий должно быть записано в виде:

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{dP}{dx} = \frac{d\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right)}{dx} + dh_w; \quad \frac{P_1 - P_2}{\gamma} = \alpha \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} + h_w. \quad (8)$$

Обозначая транзитный расход через Q_m , путевой расход через $Q_n = ql$, а расход в сечении x через $Q_x = Q_m + Q_n - \frac{Q}{l} x$, получаем из (7), как известно для квадратичного закона сопротивления (режим гидравлически шероховатых труб), величину расчетного расхода в квадрате:

$$Q_p^2 = Q_n^2 + Q_m Q_n + \frac{Q_n^2}{3} \approx (Q_m + 0,55Q_n)^2.$$

Для ламинарного течения получаем

$$Q_p = Q_m + 0,5Q_n.$$

Если обозначить для квадратичного режима пьезометрический уклон через I_p , то для равномерного движения он равен

$$I_p = \frac{Q_p^2}{k^2}; \quad I_p = \frac{(Q_m + 0,55Q_n)^2}{k^2},$$

а при отсутствии транзитного расхода:

$$I_p = \frac{Q_n^2}{3k^2},$$

где k – расходная характеристика.

Этой же зависимостью обычно пользуются при рассмотрении движения жидкости вдоль пути с изменением расхода, не учитывая при этом изменения скоростного напора.

При неравномерном движении более правильно пользоваться уравнением (8) для квадратичного режима, а следовательно и выражением для пьезометрического уклона:

$$I_p = \frac{d}{dx} \left(\frac{dv^2}{2g} \right) + \frac{dh_w}{dx}.$$

Решая эту задачу при отсутствии транзитного расхода, получим из уравнения (8):

$$\frac{P_n - P_x}{\gamma} = \frac{\alpha Q_n}{2g\omega^2}; \quad \frac{x}{l} \left(\frac{x}{l} - 2 \right) + \frac{Q_n^2}{k^2} \left(x - \frac{x^2}{l} + \frac{x^3}{3l^2} \right),$$

где $\frac{P_n}{\gamma}$ – пьезометрическая высота в начальном сечении; ω – площадь поперечного сечения.

Для конечного сечения $x = l$ получим:

$$\frac{P_n - P_x}{\gamma} = Q_n^2 \left(\frac{l}{3k^2} - \frac{\alpha}{2g\omega^2} \right). \tag{9}$$

Видно, что возможны три случая:

- 1) если $\frac{l}{3k^2} > \frac{\alpha}{2g\omega^2}$, то $P_n > P_x$;
- 2) если $\frac{l}{3k^2} = \frac{\alpha}{2g\omega^2}$, то $P_n = P_x$;
- 3) если $\frac{l}{3k^2} < \frac{\alpha}{2g\omega^2}$, то $P_n < P_x$ и давление в конце трубопровода будет больше, чем в начале.

Видно, что явления, возникающие из-за неравномерного течения, могут в некоторых случаях привести к возрастанию пьезометрических высот вдоль некоторой части трубопровода, что подтверждается и рядом опытных данных.

Решим ту же задачу, но с учетом движения жидкости с переменной массой. Для установившегося движения в горизонтальном трубопроводе уравнение Бернулли в дифференциальной форме записывается для случая отделения масс в виде:

$$d \left(\frac{\alpha_0 v^2}{2g} \right) + \frac{dP}{\gamma} + i_j dx + \frac{\alpha_0 (v - \theta)}{g} v \frac{dQ}{Q} = 0. \tag{10}$$

Полагая $\theta = 0$, получим

$$d\left(\frac{\alpha_0 v^2}{2g}\right) + \frac{dP}{\gamma} + i_f dx + \frac{\alpha_0 v^2}{g} \frac{dQ}{Q} = 0. \quad (11)$$

Подставляя в (11) $i_f = \frac{Q^2}{k^2}$, получим при $\alpha_0 = \text{const}$ после интегрирования:

$$\frac{P_n - P_x}{\gamma} = \frac{\alpha_0 (Q_x^2 - Q_n^2)}{g\omega^2} + \int_a^x \frac{Q_x^2}{k^2} dx. \quad (12)$$

Учитывая, что $Q_x = Q_r + Q_n - Q_n \frac{x}{l}$, получим:

$$\frac{P_n - P_x}{\gamma} = -\frac{\alpha_0 Q_n^2}{g\omega^2} \frac{x}{l} \left[2 \left(\frac{Q_r}{Q_n} + 1 \right) - \frac{x}{l} \right] + \frac{1}{k^2} \left[(Q_r + Q_n)^2 x - (Q_r + Q_n) \frac{Q_n}{l} x^2 + \frac{Q_n^2 x^3}{3l^2} \right]. \quad (13)$$

Если $Q_r = 0$, то

$$\frac{P_n - P_x}{\gamma} = \frac{Q_n^2}{k^2} \left(x - \frac{x^2}{l} + \frac{x^3}{3l^2} \right) - \frac{\alpha_0 Q_n^2}{g\omega^2} \left(2 - \frac{x}{l} \right) \frac{x}{l}; \quad (14)$$

$$h_w = \frac{Q_n^2}{k^2 l} \left(x - \frac{x^2}{l} + \frac{x^3}{3l^2} \right) - \frac{\alpha_0 Q_n^2}{2g\omega^2 l} \left(2 - \frac{x}{l} \right) \frac{x}{l}.$$

Уравнение (14) позволяет построить пьезометрическую линию $\frac{P_x}{\gamma} = \varphi(x)$.

Для нахождения экстремума давления приравняем нулю первую производную:

$$\frac{dP_x}{dx} = \frac{2\alpha_0 k^2}{g\omega^2 l} \left(1 - \frac{x}{l} \right) - \left(1 - \frac{x}{l} \right)^2 = 0. \quad (15)$$

Уравнение имеет два корня:

$$x_1 = l - \frac{2\alpha_0 k^2}{g\omega^2} \quad \text{и} \quad x_2 = l.$$

Корню x_1 соответствует минимум функции, а корню x_2 – максимум.

Для конечного сечения $x = l$:

$$\frac{P_n - P_\kappa}{\gamma} = Q_n^2 \left(\frac{l}{3k^2} - \frac{\alpha_0}{g\omega^2} \right), \quad (16)$$

а

$$h_w = Q_n^2 \left(\frac{l}{3k^2} - \frac{\alpha_0}{2g\omega^2} \right). \quad (17)$$

Подразделение на короткие и длинные трубопроводы производится в соответствии с (16).

При $\frac{l}{3k^2} > \frac{\alpha_0}{2g\omega^2}$, давление $\frac{P_n}{\gamma} > \frac{P_\kappa}{\gamma}$ и условие $l > \frac{3\alpha_0 k^2}{g\omega^2}$ соответствует длинному трубопроводу.

При $\frac{l}{3k^2} = \frac{\alpha_0}{2g\omega^2}$ условие $\frac{P_n}{\gamma} = \frac{P_\kappa}{\gamma}$ соответствует короткому трубопроводу.

При $\frac{l}{3k^2} < \frac{\alpha_0}{2g\omega^2}$ давление $\frac{P_n}{\gamma} < \frac{P_\kappa}{\gamma}$ соответствует очень короткому трубопроводу.

Соответствующие пьезометрические линии приведены на рис. 1, а, б, в.

Из вышеизложенного видно, что задачу о движении жидкости с изменением расхода вдоль пути Г.А. Петров решает только для квадратичного закона сопротивления. Не говоря уже о том, что в практике могут встречаться случаи, когда течение основного потока подчиняется законам ламинарного течения. Обратим внимание на особенность потока с непрерывной раздачей вдоль пути и отсутствием транзитного расхода. В этом случае расход жидкости изменяется вдоль пути от начального до нуля. Следовательно, в конце своем поток всегда будет ламинарным.

Второе обстоятельство, не учтенное в исследованиях Г.А. Петрова, – это наличие своеобразного диффузорного эффекта в коротких и очень коротких трубопроводах. Здесь, начиная от сечения, в котором статическое давление минимально, движение происходит при положительном продольном градиенте статического давления вдоль пути, что характерно обычно для расширяющихся потоков.

Возникающий диффузорный эффект приводит к большой турбулизации потока и значительному снижению значения критического числа Рейнольдса. При больших значениях положительного градиента давления возможен отрыв пограничного слоя.

Оба отмеченных обстоятельства – ламинаризация потока из-за уменьшения расхода и турбулизация из-за диффузорного эффекта – в отдельных случаях нивелируют друг друга, а иногда приводят к резкому отличию экспериментальных результатов от предсказанных на основании теории.

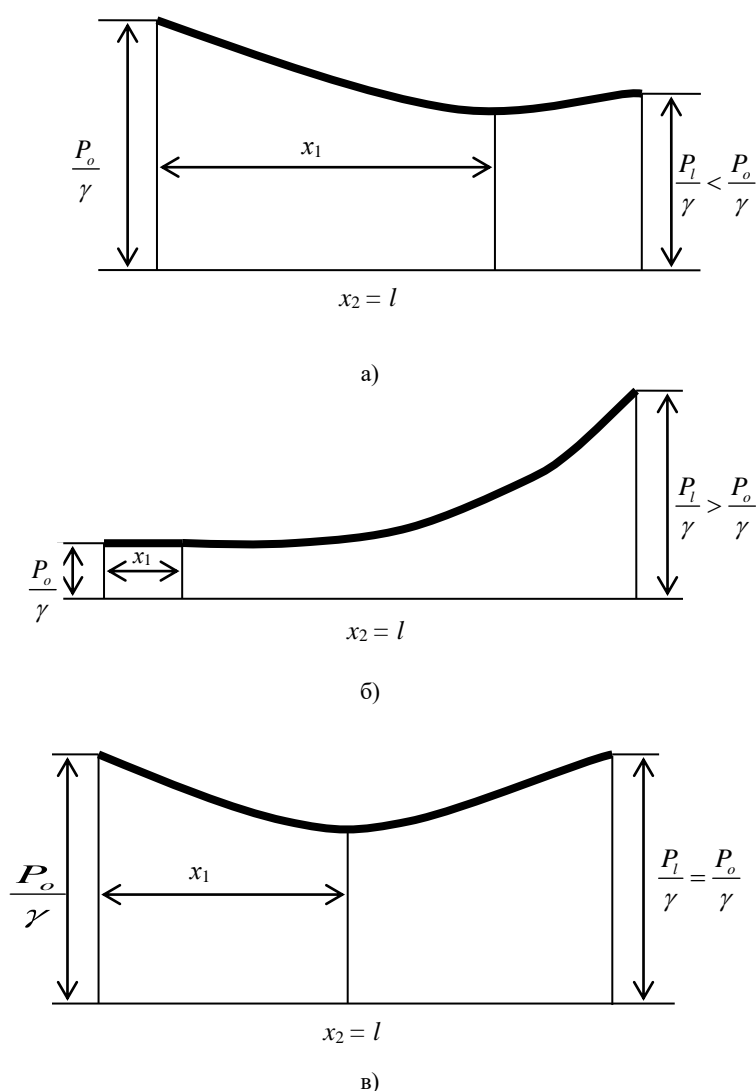


Рис. 1. Схема распределения статического давления по длине трубопроводов в зависимости от их протяженности:

$\frac{P_o}{\gamma}$ – пьезометрическое давление в начале трубопровода; $\frac{P_l}{\gamma}$ – пьезометрическое давление в конце трубопровода

Рассмотрим сейчас анализ проблемы, выполненный в работах по вентиляции при исследовании и расчете воздуховодов равномерной раздачи и равномерного всасывания.

При решении этой задачи В.Н. Талиев [2] рассматривает поток, движущийся в соответствии со схемой, приведенной на рис. 2. Торец канала заглушен, транзитный поток через прямоугольный канал отсутствует. Путь расход раздается через щель длиной l и шириной δ .

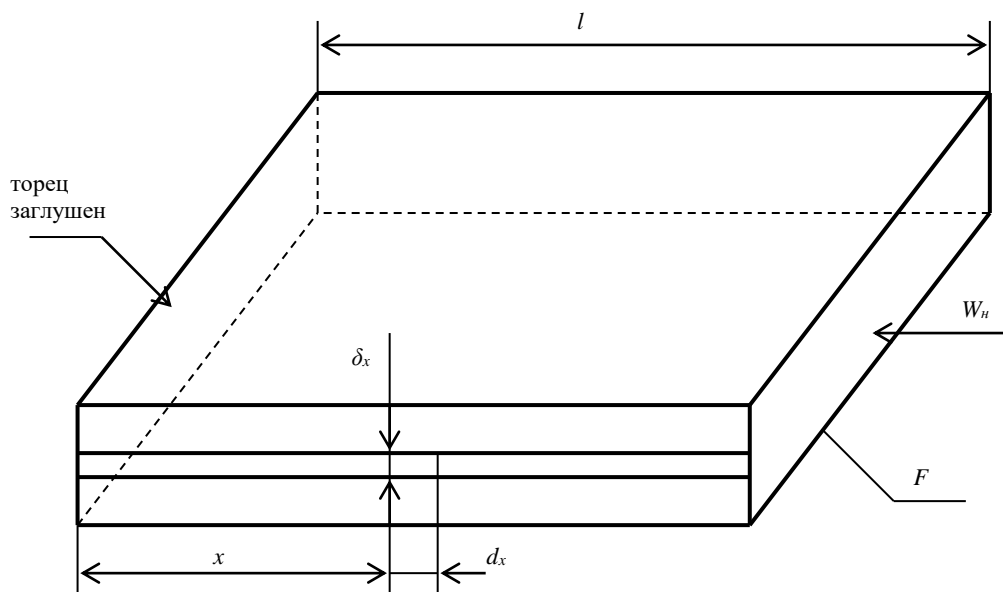


Рис. 2. Схема к расчету воздуховодов равномерной раздачи и всасывания по [2]

Уравнение Бернулли составлено у В.Н. Талиева как для неравномерного движения:

$$\underbrace{P_x + \frac{\rho W_x^2}{2}}_{\text{сечение } x} = P_0 + \underbrace{0 + \int_0^x \lambda \frac{\rho W_x^2}{2D_3} dx}_{\text{сечение } x=0}, \quad (18)$$

где D_3 – эквивалентный диаметр.

Расход

$$V_x = W_x F = V - \frac{V}{l}(l-x) = V - \frac{Vl}{l} + V \frac{x}{l} = V \frac{x}{l},$$

а скорость

$$W_x = \frac{V}{F} \frac{x}{l} = W_n \frac{x}{l}.$$

Принимается, что отбор расхода по пути производится равномерно. Подставляя в (18) значение скорости W_x , получим:

$$P_x + \frac{\rho}{2} W_n^2 \frac{x^2}{l^2} = P_0 + \frac{\lambda \rho}{2D_3} \int_0^x W_n^2 \frac{x^2}{l^2} dx = P_0 + \frac{\lambda \rho}{2D_3} W_n^2 \frac{x^3}{3l^2}.$$

Здесь подразумевается $\lambda = \text{const}$ и квадратичный закон сопротивления.

Отсюда давление в сечении x :

$$P_x = P_0 + \lambda \frac{\rho}{2} W_n^2 \frac{x^3}{3l^2} - \frac{\rho}{2} W_n^2 \frac{x^2}{l^2} = P_0 + \frac{\rho}{2} W_n^2 \left(\frac{\lambda x}{3D_3} - 1 \right) \frac{x^2}{l^2},$$

а потери давления

$$P_x - P_0 = -\frac{\rho W_n^2}{2} \left(1 - \frac{\lambda x}{3D_s} \right) \frac{x^2}{l^2}. \quad (19)$$

Аналогичный результат получен и в [3]. Здесь потери давления вдоль канала выражаются в виде:

$$d(\Delta P_x) = \lambda_{тр} \frac{dx}{D} P_{gx},$$

где D – диаметр или эквивалентный диаметр; P_{gx} – динамическое давление в сечении x , определяемое по формуле:

$$P_{gx} = \left(\frac{V_x}{f_o l} \right)^2 \frac{\rho}{2} \quad \text{или} \quad P_{gx} = \left(\frac{V_1 x}{f_o} \right)^2 \frac{\rho}{2} = P_{g1} x^2,$$

где V – суммарный расход воздуха; V_1 – расход воздуха на 1 м воздуховода; P_{g1} – динамическое давление в сечении при $x = 1$ м.

Интегрирование при квадратичном режиме дает:

$$\Delta P_x = \frac{\lambda_{тр} x^3}{3D} P_{o1},$$

а полное давление в сечении x равно:

$$P_n = P_{ст.к} + \Delta P_x$$

Количество воздуха, выходящего в данном сечении через отверстие в стенке воздуховода, определяется давлением $P_{ст.к} = P_n - \Delta P_x$ или

$$P_{ст.к} = P_{ст.к} + \lambda_{мп} \frac{x}{3D} P_{o1} - x^2 P_{o1}. \quad (20)$$

Формула (20) та же, что и (19) у В.Н. Талиева.

Нахождение экстремума статического давления можно произвести обычным способом

$$\frac{dP_x}{dx} = 0; \quad \frac{d}{dx} \left[-\frac{\rho W_n^2}{2} \frac{x^2}{l^2} \left(1 - \frac{x\lambda}{3D_s} \right) \right] = 0,$$

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{x^2}{l^2} \left(1 - \frac{x\lambda}{3D_s} \right) \right] = 0, \quad 2x - \frac{\lambda x^2}{D_s} = 0,$$

$$x \left(2 - \frac{\lambda x}{D_s} \right) = 0.$$

Корень уравнения, соответствующий значению $P_x = \min$, равен

$$x = \frac{2D_s}{\lambda}. \quad (21)$$

Полагая величину λ для режима гидравлически шероховатых труб в пределах от 0,01 до 0,02, получим значение x , равное (100...200) D_s .

Проинтегрируем уравнение (18) с учетом ламинарного режима течения. Интеграл в правой части уравнения равен:

$$\int_0^x \lambda \rho \frac{W_x^2}{2} D_3 dx = \int_0^x \frac{\rho W_n^2}{2} \lambda \frac{x^2}{l^2} dx = \frac{\rho W_n^2}{2} \frac{64v}{D_3} \int_0^x \frac{x^2}{W_x l^2} dx = \frac{64v \frac{\rho}{2} W_n}{D_3} \int_0^x \frac{x}{l} dx = \frac{64v \frac{\rho}{2} W_n}{D_3} \frac{x^2}{2l} = \frac{16v \rho W_n}{D_3^2} \frac{x^2}{l}.$$

Интегрирование уравнения (18) дает

$$P_x - P_0 = \rho W_n^2 \frac{x^2}{l^2} \left(32 \frac{l}{W_n} \frac{v}{D_3^2} - 1 \right). \quad (22)$$

Видно, что давление представляет собой функцию, не имеющую экстремума. Из изложенного можно сделать вывод, что в решениях, принятых для расчета воздухораспределителей равномерной раздачи, не учитывается специфика движения с переменной массой.

Вследствие этого, неправильно оценивается, например, величина конечного изменения давления в воздуховоде. Для квадратичного режима и $\alpha \approx 1$ вместо

$$\frac{P_n - P_k}{\gamma} = \frac{W_n^2}{2g} \left(\frac{l\lambda}{3D_3} - 1 \right)$$

следовало бы принять

$$\frac{P_n - P_k}{\gamma} = \frac{W_n^2}{2g} \left(\frac{l\lambda}{3D_3} - 2 \right),$$

что соответствует формуле (16).

Кроме того, здесь так же, как у Г.А. Петрова, не дается решения для ламинарного режима течения.

Проинтегрируем полное уравнение движения с переменной массой (10) для ламинарного режима течения. Полагая в уравнении (10) для ламинарного режима течения $\alpha_0 = 1$, получим:

$$d \left(\frac{v^2}{2g} \right) + \frac{dP}{\gamma} + i_f dx + \frac{v^2}{g} \frac{dQ}{Q} = 0 \quad (23)$$

или

$$-\frac{d \left(\frac{P}{\gamma} \right)}{dx} = \frac{d \left(\frac{v^2}{2g} \right)}{dx} + \frac{dh_n}{dx} + \frac{v^2}{g} \frac{dQ}{Q dx}.$$

Учитывая, что при ламинарном режиме течения коэффициент λ равен:

$$\lambda = \frac{64v}{WD_3},$$

получим после интегрирования:

$$\Delta P_x = \frac{\rho W_n^2}{2} \left(\frac{32vl}{D_3^2 W_n} - 2 \right) \frac{x^2}{l^2} \quad (24)$$

и ΔP при $x = l$ будет равным:

$$\Delta P = \frac{\rho W_n^2}{2} \left(\frac{32vl}{D_3^2 W_n} - 2 \right). \quad (25)$$

Уравнение (24) свидетельствует о том, что статическое давление при ламинарном режиме течения потока с равномерной раздачей расхода вдоль пути не имеет экстремума и представляет собой монотонно убывающую функцию.

В этом состоит принципиальное отличие от характера изменения давления при турбулентном режиме течения.

Сведем в единую таблицу основные зависимости для движения потока с равномерной раздачей расхода вдоль пути [4].

Основные уравнения для движения потока с равномерной раздачей расхода вдоль пути

Вид движения	Квадратичный режим	Ламинарный режим
Равномерное движение	$\Delta P_x = l = \frac{\rho W_n^2}{2} \lambda \frac{l}{D_3} \frac{1}{3}$	$\Delta P_x = l = \frac{\rho W_n^2}{2} \frac{32vl}{D_3^2 W_n}$
Неравномерное движение	$\Delta P_x = \frac{\rho W_n^2}{2} \left(\frac{\lambda x}{3D_3} - 1 \right) \frac{x^2}{l^2}$	$\Delta P_x = \frac{\rho W_n^2}{2} \left(\frac{32vl}{D_3^2 W_n} - 1 \right) \frac{x^2}{l^2}$
	$\Delta P_x = l = \frac{\rho W_n^2}{2} \left(\frac{\lambda l}{3D_3} - 1 \right)$	$\Delta P_x = l = \frac{\rho W_n^2}{2} \left(\frac{32vl}{D_3^2 W_n} - 1 \right)$
Движение с переменной массой	$\Delta P_x = \frac{\rho W_n^2}{2} \left(\frac{\lambda x}{3D_3} - 2 \right) \frac{x^2}{l^2}$	$\Delta P_x = \frac{\rho W_n^2}{2} \left(\frac{32vl}{D_3^2 W_n} - 2 \right) \frac{x^2}{l^2}$
	$\Delta P_x = l = \frac{\rho W_n^2}{2} \left(\frac{\lambda l}{3D_3} - 2 \right)$	$\Delta P_x = l = \frac{\rho W_n^2}{2} \left(\frac{32vl}{D_3^2 W_n} - 2 \right)$

Из сопоставления приведенных формул можно сделать следующие выводы. Во-первых, если вначале поток был турбулентным, то пьезометрические линии соответствуют, на некотором участке, изображенным на рис. 1 (а, б, в).

Однако из-за уменьшения расхода в конце трубопровода режим течения станет ламинарным и здесь, после предыдущего возрастания давления должен обнаружиться участок с некоторым спадом давления; во-вторых, если поток и в начале трубопровода был ламинарным, то по всему трубопроводу статическое давление будет падать.

Представим формулу (24) в виде

$$\Delta P_x = \frac{\rho W_n^2}{2} \left(32 \frac{l}{D_3} \frac{1}{Re_n} - 2 \right) \frac{x^2}{l^2}, \tag{26}$$

где индексы «н» указывают на значения параметров в начале потока; Re – критерий Рейнольдса.

Из формулы (26) видно, что падение давления вдоль трубопровода при ламинарном режиме течения зависит от удельной кинетической энергии потока, числа Рейнольдса и отношения длины трубопровода к его диаметру.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров Г.А. Гидравлика переменной массы. – Харьков: Изд-во Харьковского ун-та, 1964.
2. Талиев В.Н. Аэродинамика вентиляции. – М.: Стройиздат, 1979. – 295 с.
3. Богословский В.Н. Отопление и вентиляция. – Ч. II. – М.: Стройиздат, 1976. – 439 с.
4. Levin A.M., Boulakh V.V. Infrared burners and aerodynamics of the flow with variable mass along the way // Modern problems of combustion and its applications: II international school-seminar. – Minsk, 1997. – С. 24 – 28.