

УДК 534.2

DOI 10.17223/19988621/56/6

А.В. Лун-Фу, М.А. Бубенчиков

**МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ
ТУПИКОВЫХ ОТВЕТВЛЕНИЙ ГАЗОПРОВОДОВ**

На базе волнового уравнения распространения звуковых колебаний в газе и нестационарной модели динамики жидкости рассмотрен акустический резонанс во фрагменте газотранспортной сети, содержащем тупиковое ответвление. Найдены минимальные частоты автоколебательного процесса пульсаций давления, а также частоты образования вихрей, составляющих дорожку Т. Кармана. Оценивается возможность проявления резонансных явлений.

Ключевые слова: *трубопроводные тупики, акустический резонатор, собственные частоты, пульсации давления, звуковые колебания, механические колебания, резонанс.*

При штатной работе компрессорных станций часть отводов коллектора отключается. Это приводит к образованию трубопроводных тупиков, что, в свою очередь, порождает интенсивные механические колебания, частотой порядка 10 Гц. Также, при установке датчиков перепада давления в импульсные трубки на участках технологических трубопроводов, регистрируют колебания, имеющие более высокую выраженную частоту [1, 2]. Эти процессы могут быть объяснены явлениями срыва вихрей с геометрических границ области течения [3]. Срыв вихрей порождает пульсации давления столба газа в тупике, которые, в свою очередь, вызывают акустические колебания, входящие в резонанс с собственными частотами «тупика».

Рассмотрим типичную схему входной коллекторной системы цеха КС МГ с 5 агрегатами мощностью 16 МВт (рис. 1). В этой схеме нас будут интересовать только коллекторы (как правило, Ду 1000) и отводные трубопроводы к ГПА (как правило, Ду 700).

Необходимо заметить, что в такой системе возможно два вида резонанса: акустический и механический. Первый возникает вследствие совпадения частоты пульсаций давления с собственными частотами столба газа в тупиковом ответвлении, представляющем собой акустический резонатор. Второй – вследствие совпадения частоты пульсаций давления с собственной частотой металлических конструкций. Практический интерес представляет первый случай, так как он лежит в области порядка 10 Гц. Во втором случае собственная частота конструкции газопровода (обвязки) является слишком высокой (она измеряется в кГц), и практически, частота пульсаций давления автоколебательного процесса к ней не приближается. Условие кратности частот в этом случае не рассматривается, так как кратность составляет более трех порядков.

Собственные частоты столба газа в возникающих акустических резонаторах (тупиках) рассчитываются по методике, представленной ниже, и для тупиков, представленных на рис. 1, имеют значение около 60 Гц.

Расчеты в ANSYS показали [4], что явления срыва вихрей в местах сочленения коллектора и отводных трубопроводов к ГПА, происходят с частотой 15–30 Гц.

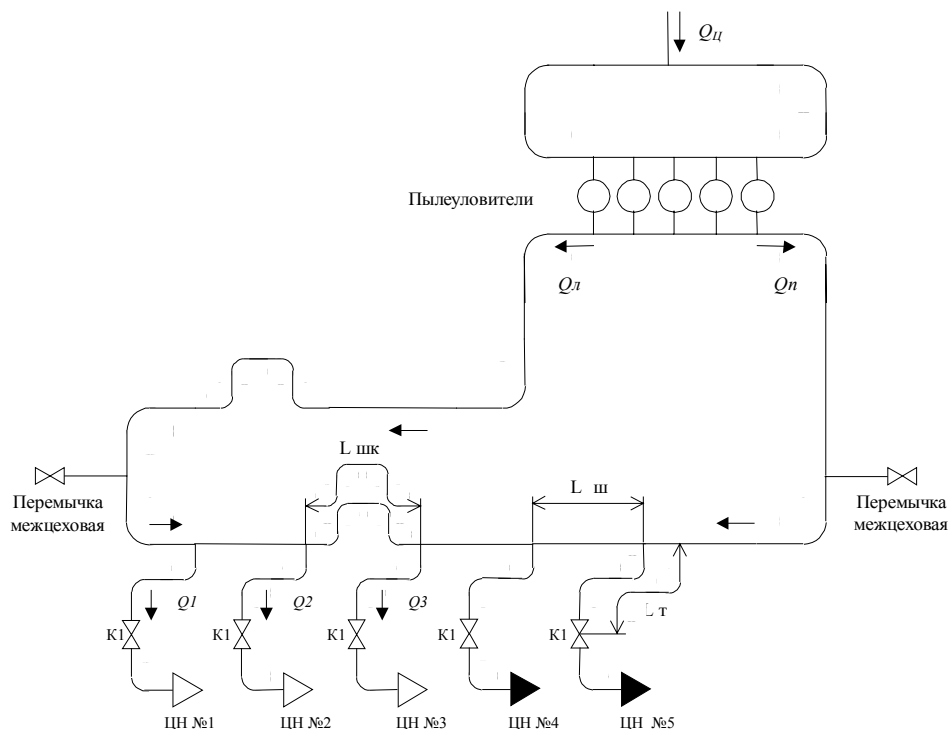


Рис. 1. Схема входной коллекторной системы цеха КС МГ с 5-ю ГПА. ЦН № 1 – ЦН № 5 – нагнетатели давления; затемненные ЦН №4; ЦН №5 характеризуют их отключенное состояние; К1 – кран шаровой, $Q_{ц}$ – цеховой расход газа; $Q_{л}$, $Q_{п}$ – расходы по левой и правой ветвям коллектора соответственно; Q_1 , Q_2 , Q_3 – расходы нагнетателей

Fig. 1. Scheme of the input collector system of the production facility of a cross-country pipeline compressor station with five gas compressor units. ЦН №1 – ЦН №5 are the pressure superchargers; filled symbols of ЦН №4 and ЦН №5 characterize their disconnected state; К1 is the ball valve; $Q_{ц}$ is the gas consumption of the production facility; $Q_{л}$, $Q_{п}$ are the consumptions of collector's left and right branches, respectively; Q_1 , Q_2 , and Q_3 are the consumptions of superchargers

Таким образом, в сложившейся ситуации возможен резонанс. Рассмотрим методику расчета собственных частот трубопроводных тупиков.

Вообще задача об определении собственных частот имеет счетное множество решений, но нас будет интересовать минимальная собственная частота или основной тон акустического резонатора (тупика).

Основной тон акустической системы равен минимальной частоте стоячей волны, образующейся в тупике. Сама стоячая волна есть результат взаимодействия бегущей и отраженной от стенки волн.

Рассмотрим одномерное уравнение распространения звуковых колебаний в трубе (волновое уравнение):

$$\frac{1}{c^2} u_{tt} = u_{zz} \quad (1)$$

Здесь z – пространственная координата, t – время, c – скорость звука в газе, $u = p - p_0$ – избыточная плотность, p_0 – плотность газа в отсутствие звуковых ко-

лебаний. Кроме этого введены обозначения:

$$u_{tt} = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad u_{zz} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}.$$

Общее решение уравнения (1) записывается в виде двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях оси z :

$$u = f_1(z + ct) + f_2(z - ct), \quad (2)$$

где f_1, f_2 – произвольные непрерывные дважды дифференцируемые функции своих аргументов. Конкретный вид этих функций определяется граничными условиями. По теории Фурье каждая из этих функций может быть представлена в виде разложения по ортогональным гармоническим функциям, каждая из которых определяет основной тон или свой обертоны. В задаче о нахождении минимальных акустических частот нас интересует только основной тон. Минимальная частота определяется первыми слагаемыми в разложении Фурье. Это будет либо синус, либо косинус угла $2\pi z/\lambda$. Чтобы удовлетворить граничному условию на стенке тупика: $u_z = 0$ при $z = \lambda$, выбираем косинус, поэтому

$$u = \cos\left(2\pi \frac{z}{\lambda}\right). \quad (3)$$

Причем λ – длина волны – должна быть максимальна и равна длине тупика h .

Рассмотрим случай интерференции бегущей волны и волны, отраженной от стенки тупика, накладывающейся на бегущую (с одинаковой амплитудой и частотой) [5, 6].

Пусть две волны распространяются вдоль оси z в противоположных направлениях:

$$u_1(z, t) = A \cos(\omega t - kz + \varphi_1); \quad (4)$$

$$u_2(z, t) = A \cos(\omega t + kz + \varphi_2). \quad (5)$$

Если аргументы у косинусов в (4) и (5) представить как

$$\omega t - kz + \varphi_1 = \omega t + \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2} - \left(kz + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}\right); \quad (6)$$

$$\omega t + kz + \varphi_2 = \omega t + \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2} + \left(kz + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}\right) \quad (7)$$

и воспользоваться формулами для косинуса разности и косинуса суммы двух углов, то после суммирования выражений (4) и (5) получим

$$u = u_1 + u_2 = 2A \cos\left(kz + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}\right) \cos\left(\omega t + \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2}\right). \quad (8)$$

В целях упрощения выберем начало отсчета по продольной координате так, чтобы разность $\varphi_2 - \varphi_1$ стала равной нулю, а начало отсчета по оси времени таким образом, чтобы оказалась равной нулю сумма $\varphi_2 + \varphi_1$. Тогда с учетом введенного обозначения $k = 2\pi/\lambda$ (волновое число), получим стоячую волну в виде

$$u = 2A \cos\left(2\pi \frac{z}{\lambda}\right) \cos(\omega t), \quad (9)$$

что, в свою очередь, согласуется с (3).

Примем, что тупик расположен вертикально и ее нижний конец заглушен (рис. 2).

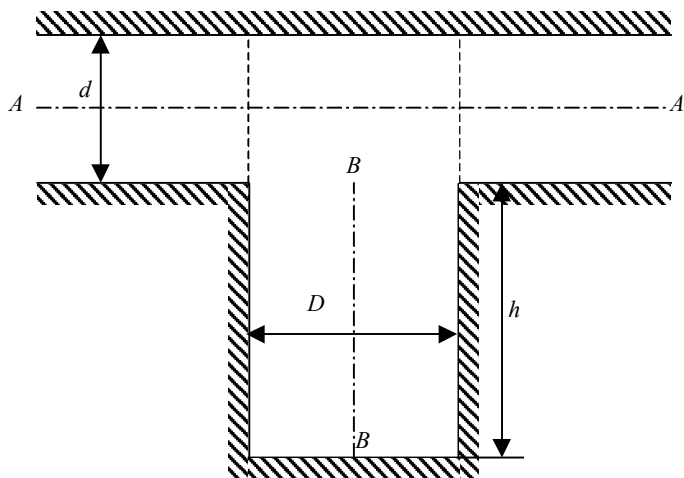


Рис. 2. Схематическое изображение газопроводного тупика $A-A$ – основной канал; $B-B$ – резонатор; h – длина резонатора, d – диаметр трубопровода, D – диаметр тупика

Fig. 2. Schematic representation of a dead leg of pipeline. $A-A$ is the main channel; $B-B$ is the resonator; h is the resonator length; d is the pipeline diameter; and D is the dead leg diameter

На этом конце должно выполняться условие отсутствия проникновения массы через непроницаемую стенку трубы. Так как мы уже приняли, что u есть плотность, а по закону Фика поток массы пропорционален градиенту плотности, то на дне тупика имеем

$$u_z = \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (10)$$

Для нахождения собственных частот и условий резонанса достаточно использовать нормированное распределение избыточной плотности. Таким образом, вместо (9) можем записать

$$u = \cos\left(2\pi \frac{z}{\lambda}\right) \cos \omega t. \quad (11)$$

Заметим, что в этом случае условие (10) удовлетворяется автоматически. Как видно из дальнейшего (см. рис. 3–5), точки по длине тупика, определяемые условием (10), остаются неизменными для любых мгновенных значений волновых функций. В этих точках градиент избыточной плотности равен нулю. Поэтому такие точки называются узлами стоячих волн. Другими стационарными точками стоячих волн градиента плотности являются пучности. В них величина градиента максимальна. В этих точках реализуется максимальный переток массы из одной области пространства в другую. Естественно, что на свободной границе, определяющей вход в тупик, целесообразно поставить условие, отвечающее наличию пучности:

$$|u_z| = |u_z|_{\max}.$$

Тогда с учетом распределения (11) это эквивалентно выполнению следующего соотношения:

$$\left| \sin \left(2\pi \frac{h}{\lambda} \right) \right| = 1, \quad 2\pi \frac{h}{\lambda} = \frac{\pi}{2} + \pi n, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (12)$$

Таким образом, для возникновения стоячей волны в трубе с заглушенным концом на ее длине должно укладываться нечетное число четвертей волн градиента плотности:

$$h = \frac{\lambda}{4} (2n + 1). \quad (13)$$

На рис. 3–5 изображены стоячие волны, возникающие в трубе с одним заглушенным концом. В дальнейшем нас будут интересовать наиболее длинные по протяженности, т.е. минимальные по частоте волны. Поэтому на рис. 4 показаны волны, имеющие наряду с другими размерами длину $\lambda/4$.

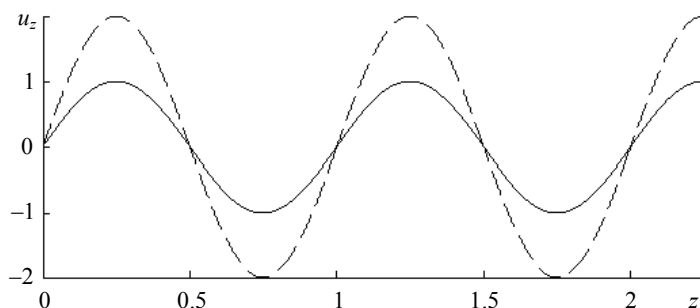


Рис. 3. Изображение падающей волны градиента плотности (сплошная линия) и стоячей волны (пунктир) для заглушенной с левого конца трубы. Продольный размер стоячей волны – $5/4$ длины волны

Fig. 3. Illustration of the incident wave of density gradient (solid line) and standing wave (dashed line) for the pipe whose left end is blanked off. A longitudinal size of standing wave is of $5/4$ wavelength

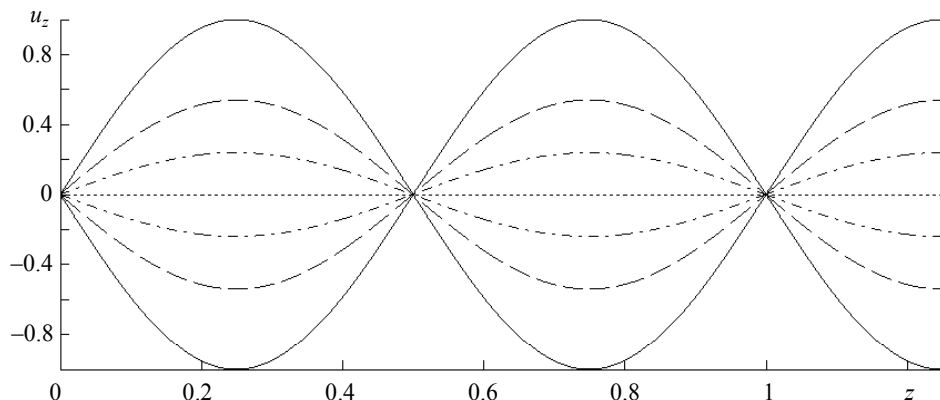


Рис 4. Стоячие волны градиента плотности в полузакрытой трубе, отвечающие семи различным моментам времени

Fig. 4. Standing waves of density gradient in a semi-closed pipe at seven different time instants

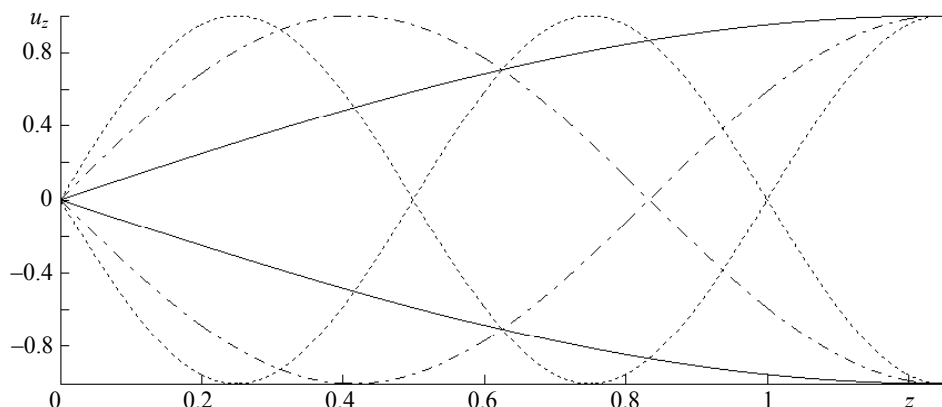


Рис 5. Стоячие волны в трубе размером 1.25 м, имеющие 1/4 длины волны (сплошная линия), 3/4 длины волны (пунктир) и 5/4 длины волны (точки)

Fig. 5. Standing waves of 1/4 (solid line), 3/4 (dashed line), and 5/4 (dotted line) wavelength in the pipe of 1.25 m long

Строго говоря, стоячая волна может существовать только при отсутствии потерь в среде и полном отражении волн от границы. Обычно кроме стоячих волн в среде присутствуют и бегущие волны, подводящие энергию к местам её поглощения или излучения.

В нашем случае полукрытой трубы при существовании в ней стоячих волн создаются условия перераспределения энергии таким образом, что часть ее может эффективно излучаться во внешнее пространство с открытого конца трубы.

Определение собственных частот плоского резонатора

Уравнение распространения акустических колебаний (или волновое уравнение) в декартовых координатах на плоскости (x, z) имеет вид

$$\frac{1}{c^2} u_{tt} = u_{xx} + u_{zz} . \quad (14)$$

Здесь c – скорость звука; u может быть смещением частиц среды, их скоростью, плотностью, давлением, но мы по-прежнему будем рассматривать плотность.

Из курса общей физики известно, что звуковые колебания представляют собой продольные волны сжатия и растяжения среды и имеют периодическую структуру. В соответствии с известным методом разделения переменных, будем искать нормированное решение уравнения (14) в виде $u = u_1(t) \cdot u_2(x) \cdot u_3(z)$ или в случае распространения гармонических колебаний в форме

$$u = \cos \omega t \cdot \cos \alpha x \cdot \cos \beta z . \quad (15)$$

Подставляя (15) в (14), получаем после сокращения на u так называемое частотное уравнение:

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \alpha^2 + \beta^2 . \quad (16)$$

В задаче о распространении акустических колебаний положение физических границ имеет определяющее значение. На твердых стенках обычно ставятся усло-

вия равенства нулю производной по нормали к стенке, выражающие собой условие непроницаемости стенки. Таким образом, на горизонтальных гранях резонатора (см. рис. 2) для производной от плотности мы должны записать

$$u_x(t, 0, z) = 0, \quad u_x(t, d, z) = 0. \quad (17)$$

Первое из двух условий (17) при выборе решения в виде (15) удовлетворяется автоматически, второе дает

$$\sin \alpha d = 0, \quad \alpha d = \pi m. \quad (18)$$

На дне каверны, при $z = 0$, имеем также условие материального баланса, которое, как и в предыдущем случае, удовлетворяется автоматически. При $z = h$, т.е. на открытой границе каверны, должно быть выставлено условие, определяющее пучности волн:

$$|u_z| = |u_z|_{\max}$$

или, имея в виду (15),

$$|\sin \beta h| = 1.$$

Откуда получаем

$$\beta h = \frac{\pi}{2} + \pi n, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (19)$$

Подставляя α и β из (18) и (19) в (16), для круговой частоты найдем

$$\omega = \pi c \sqrt{\frac{m^2}{d^2} + \frac{(2n+1)^2}{4h^2}}. \quad (20)$$

Тогда для линейной частоты получим

$$v = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{m^2}{d^2} + \frac{(2n+1)^2}{4h^2}}. \quad (21)$$

Минимум в (21) достигается при $m = 0$, $n = 0$, так что

$$v_{\min} = \frac{c}{4h}. \quad (22)$$

Определение собственных частот цилиндрического резонатора

Волновое уравнение в цилиндрических координатах (r, φ, z) имеет вид

$$\frac{1}{c^2} u_{tt} = u_{rr} + \frac{1}{r} u_r + \frac{1}{r^2} u_{\varphi\varphi} + u_{zz}. \quad (23)$$

В этих переменных решение будет периодическим по всем координатам, кроме r . Учитывая это и разделяя переменные, можно записать

$$u = \cos \omega t \cdot \cos n\varphi \cdot \cos \beta z \cdot R(r). \quad (24)$$

Причем в (24) n равно нулю или целое, поскольку в окружность по φ должно укладываться целое число волн. Подставляя (24) в (23), сокращая результат на $\cos \omega t \cdot \cos n\varphi \cdot \cos \beta z$ и умножая его на r^2 , получим уравнение Бесселя:

$$r^2 R'' + rR' + (\lambda^2 r^2 - n^2) R = 0. \quad (25)$$

Здесь введено обозначение

$$\lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2. \quad (26)$$

Решениями этого уравнения будут функции Бесселя первого и второго рода. Функции Бесселя второго рода имеют особенность в нуле и поэтому не годятся для описания физических процессов во внутренней цилиндра. Таким образом, с точностью до константы можно записать

$$R(r) = J_n(\lambda r), \quad (27)$$

где J_n – функция Бесселя первого рода n -го порядка.

Конечная цель проводимого анализа – нахождение минимальной акустической частоты цилиндрического резонатора. Как и в плоском случае, этот результат будет достигаться при $n = 0$. Поэтому в дальнейшем будем работать с функцией $J_0(\lambda r)$, тогда

$$R(r) = J_0(\lambda r). \quad (28)$$

По смыслу задачи функция $R(r)$ на боковой стенке цилиндра должна отвечать условию ее непроницаемости $\frac{\partial u}{\partial r} = 0$, которое приводит к условию

$$R'(\rho) = \lambda J'_0(\lambda \rho) = 0. \quad (29)$$

Здесь ρ – радиус цилиндра.

Откуда находим

$$\lambda_k = \frac{\gamma_k}{\rho}, \quad (30)$$

где γ_k , $k = 0, 1, 2, \dots$ – корни уравнения

$$J'_0(\gamma) = 0. \quad (31)$$

Решение (24) автоматически удовлетворяет условию непроницаемости при $z = 0$. Условия существования пучностей при $z = h$ в волновом распределении (24) эквивалентно соотношениям

$$|\sin \beta h| = 1, \quad \beta h = \frac{\pi}{2} + \pi n, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (32)$$

Отсюда

$$\beta = \frac{\pi(2n+1)}{2h}. \quad (33)$$

Подставляя (30) и (32) в (26), для круговой частоты найдем

$$\omega = c \sqrt{\frac{\gamma_k^2}{\rho^2} + \frac{\pi^2(2n+1)^2}{4h^2}}. \quad (34)$$

Тогда частота, выраженная в герцах, будет

$$\nu = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{\gamma_k^2}{\pi^2 \rho^2} + \frac{(2n+1)^2}{4h^2}}. \quad (35)$$

Минимальная частота будет достигаться для случая, когда $k = 0$ ($\gamma_0 = 0$) и $n = 0$ и составит величину

$$v_{\min} = \frac{c}{4h}. \quad (36)$$

Как видим, эта частота совпадает с минимальной частотой полуоткрытого плоского резонатора.

Теория вихревых дорожек Кармана

Наблюдения, относящиеся к исследованию вихревых явлений позади обтекаемого тела, начиная с работы Бенара [7], приводят к следующим результатам. При некоторой достаточно большой скорости, зависящей от вязкости жидкости и размера обтекаемого тела, позади тела начинают образовываться вихри с устанавливающимся определенным расстоянием между ними. При этом расстояние между нижним и верхним рядами вихрей не зависит от скорости течения, а зависит лишь от ширины тела. Т. Карман [8, 9] в 1912 г. дал теорию таких вихревых цепочек, их устойчивости и рассмотрел вопрос о лобовом сопротивлении тел. С тех пор теория Кармана нашла широкое применение для объяснения многих явлений, таких как раскачивание деревьев и проводов ветром, неустойчивость колебаний подвесных мостов и теория машущего крыла [10]. Очевидно, теория вихревых дорожек Кармана применима и к течению газа по трубам, поскольку они могут возникать не только при обтекании выступов, рассмотренном в литературе, но так же и при обтекании каверн (участков разветвлений), что является гораздо менее освещенной областью.

Эта теория применена для случая обтекания плоской каверны. Она показала результаты, хорошо согласующиеся с данными вычислений по пакету ANSYS FLUENT [4]. Результаты сопоставления приведены в табл. 1. Расчеты проводились для тупикового ответвления газопровода диаметром 700 мм, высотой 1400 мм. Решалась нестационарная задача, неявным методом с использованием разностей второго порядка, с шагом по времени $t = 10^{-6}$ с, модель турбулентности – DES, с предустановленными в ANSYS FLUENT настройками.

Таблица 1

Частоты автоколебательного процесса

Частота зарождения и срыва вихрей	Теория Кармана	Пакет ANSYS
Вихри основного потока	34.6 с^{-1}	33.5 с^{-1}
Вихри каверны	17.3 с^{-1}	16.7 с^{-1}

Расчетами выявлено существование двух частот автоколебаний: для вихрей, уносимых основным потоком, и вихрей, падающих в каверну. Эти данные обобщены в виде следующих зависимостей для частот:

$$v_1 = \alpha_1 V_{\infty}; \quad (37)$$

$$v_2 = \alpha_2 V_{\infty}, \quad (38)$$

где $\alpha_1 = 1.73 \text{ м}^{-1}$, $\alpha_2 = 0.83 \text{ м}^{-1}$ – размерные константы, V_{∞} – скорость набегающего потока. При этом избыточное давление определяется соотношением

$$\Delta p = |p_{\infty} - p| = \beta \rho V_{\infty}^2, \quad \beta = 7.44. \quad (39)$$

Условия резонанса между акустическими и автоколебаниями

Резонанс возникает в результате действия вынуждающей силы, если ее частота равна одной из собственных частот системы. В нашем случае вынуждающей силой является переменное давление, возникающее в результате наличия автоколебаний, а собственные частоты системы – это акустические частоты каверны. Условия резонанса разберем на примере плоской каверны. Для этого возьмем минимальную линейную частоту, определяющуюся формулой (36). Это будет величина

$$\nu_{\min} = \frac{c}{4h}. \quad (40)$$

При сопоставлении ее с частотами автоколебаний, найденными из расчетов по пакетным технологиям: $\nu_1 = \alpha_1 V_\infty$, $\nu_2 = \alpha_2 V_\infty$ ($\alpha_1 = 1.73 \text{ м}^{-1}$, $\alpha_2 = 0.83 \text{ м}^{-1}$) условия кратности частот будут выглядеть следующим образом:

$$\frac{\nu_{\min}}{\nu_1} = k, \quad \frac{\nu_{\min}}{\nu_2} = m, \quad (41)$$

где k, m – натуральные числа.

Подставляя в (40) значения частот из (37) и (38), найдем условия на h – высоту каверны:

$$h_k = \frac{c}{4k\alpha_1 V_\infty}, \quad h_m = \frac{c}{4m\alpha_2 V_\infty}. \quad (42)$$

Последние формулы дают значения h , отвечающие различным числам кратности, которые могут приводить к резонансным явлениям в системе.

Т а б л и ц а 2

Критические высоты каверны

Критические высоты каверны, кратные первой частоте автоколебаний						
k кратность	1	2	3	4	5	6
$h_k(\text{м})$	3.16	2.08	1.05	0.79	0.63	0.52
Критические высоты каверны, кратные второй частоте автоколебаний						
k кратность	1	2	3	4	5	6
$h_k(\text{м})$	6.32	3.16	2.11	1.58	1.26	1.05

Вероятность резонансных явлений с повышением кратности существенно снижается, поэтому наиболее критичными являются высоты, отвечающие первой кратности.

Выводы

Анализ решений уравнений акустики в плоском и осесимметричном случаях показал одинаковые результаты в отношении минимальных частот полуоткрытых плоского и цилиндрического резонаторов.

При сближении собственных частот тупиков (акустических резонаторов) с частотой колебаний среды, вызванных вихревой дорожкой Кармана, может наступить акустический резонанс, способный вызвать нарушения в работе узлов и агрегатов газотранспортных систем.

Найдены формулы, определяющие собственные акустические частоты тупикового ответвления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вишняков В.А., Засецкий В.Г., Каравосов Р.К., Прозоров А. Г., Соколинский Л.И. Генерирование и демпфирование колебаний потока в области сопряжения трубопровода со слепым отростком // Инженерно-физический журнал. 1998. Т. 71. № 6. С. 1099–1106.
2. Вишняков В.А., Засецкий В.Г., Каравосов Р.К., Прозоров А.Г., Соколинский Л.И. Возникновение узкополосных пульсаций давления и их предотвращение в трубе с тупиковой полостью // Труды ЦАГИ. 2001. Вып. 2643. С. 92–101.
3. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М. : Наука, 1991. Ч. 1. 600 с.
4. Лун-Фу А.В., Бубенчиков М.А. Низкочастотные колебания давления в газотранспортных системах // Наука и техника газовой промышленности. 2015. № 3 (63). С. 58–64.
5. Красильников В.А. Звуковые и ультразвуковые волны в газе, воде и твердых телах. М.: Физматгиз, 1960. 561 с.
6. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М.: Высшая школа, 1973. Т. 3. 511 с.
7. Benard H. Formation de centres de gyration á l'arriere d'un obstacle en mouvement // C.R. Acad. Sci. Paris. 1908. V. 147. P. 839–847.
8. Karman Th. und Rubach H. Über den Mechanismus des Flüssigkeits- und Luftwiderstandes // Physikalische Zeitschrift. 1912. Bd. 13. S. 49–59.
9. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1963. Ч. 1. 584 с.
10. Голубев В.В. Труды по аэродинамике. М.; Л.: Гостехиздат, 1957. 980 с.

Статья поступила 05.08.2018 г.

Lun-Fu A.V., Bubenchikov M.A. (2018) A METHOD FOR DETERMINING NATURAL FREQUENCIES OF THE DEAD-END BRANCHES OF GAS PIPELINES. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta. Matematika i mekhanika* [Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics] 56. pp. 67–78

DOI 10.17223/19988621/56/6

Keywords: pipeline dead legs, acoustic resonator, natural frequencies, pressure pulsations, sound oscillations, mechanical oscillations, resonance.

The frequency spectra for the dead-end branches of gas pipelines, representing the acoustic resonators in a typical collector of a compressor station, are obtained using the methods of the classical theory of vibrations and waves. The half- and quarter-wave resonances of flat and cylindrical semi-open resonators are studied solving the wave equation by the method of separation of variables in an analytical form. Primarily, the qualitative theory of sound wave propagation is considered on the basis of a one-dimensional wave equation. The conclusions made are used for determining the natural frequencies in the two-dimensional problems with various types of symmetry. Minimum frequencies of flat and cylindrical resonators are found to be the same. By means of the numerical simulation methods applying the ANSYS FLUENT software package, the frequencies of vortex shedding at the edges of gas pipeline connections are determined. The obtained frequencies appear to be converging. Minimum self-oscillating frequencies of pressure pulsation during the vortex shedding or the Karman vortex street formation are potentially dangerous for technological systems of gas pipelines as they may resonate with natural frequencies of pipeline dead legs. The fundamental tone of such systems is characterized by minimum excitation energy and, consequently, by maximum amplitude. These resonance phenomena may cause a mechanical destruction of the pipeline manifolds.

LUN-FU Aleksandr Viktorovich (Gazprom Transgaz Tomsk Ltd., Tomsk, Russian Federation). E-mail: a.lunfu@gtt.gazprom.ru

BUBENCHIKOV Mikhail Alekseevich (Candidate of Physics and Mathematics, Assoc. Prof., Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation). E-mail: michael121@mail.ru

REFERENCES

1. Vishnyakov V.A., Zasetkiy V.G., Karavosov R.K., Prozorov A.G., Sokolinskiy L.I. (1998) Generirovanie i dempfirovanie kolebaniy v oblasti sopryazheniya truboprovoda so slepym otrostkom [Generation and damping of oscillations of flow in area of junction between pipe-line and blind pipe branch]. *Inzhenerno-fizicheskiy zhurnal – Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 71(6). pp. 1099–1106.
2. Vishnyakov V.A., Zasetkiy V.G., Karavosov R.K., Prozorov A.G., Sokolinskiy L.I. (2001) Vozniknovenie uzkopolosnykh pul'satsiy davleniya i ikh predotvrashchenie v trube s tupikovoy polost'yu [Occurrence of narrowband pressure pulsations and their prevention in a pipe with a dead-end cavity]. *Trudy TsAGI – Proceedings of Central Aerohydrodynamic Institute*. 2643. pp. 92–101.
3. Abramovich G.N. (1991) *Prikladnaya gazovaya dinamika* [Applied gas dynamics]. Moscow: Nauka.
4. Lun-Fu A.V., Bubenichikov M.A. (2015) Nizkochastotnye kolebaniya davleniya v gazotransportnykh sistemakh [Low-frequency pressure oscillations in gas-transport systems]. *Nauka i tekhnika gazovoy promyshlennosti – Science and Technology in the Gas Industry*. 3(63). pp. 58–64.
5. Krasilnikov V.A. (1960) *Zvukovye i ul'trazvukovye volny v gaze, vode i tverdykh telakh* [Sound and ultrasonic waves in gas, water, and solids]. Moscow: Fizmatgiz.
6. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M. (1973) *Kurs fiziki* [A course of physics]. Moscow: Vysshaya Shkola.
7. Benard H. (1908) Formation de centres de gyration á l'arriere d'un obstacle en mouvement [Formation of gyration centers behind a moving obstacle]. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences – Proceedings of the Academy of Sciences*. 147. pp. 839–847.
8. Karman Th., Rubach H. (1912) Über den Mechanismus des Flüssigkeits- und Luftwiderstandes [On the mechanism of fluid and air resistance]. *Physikalische Zeitschrift – Physical Journal*. 13. pp. 49–59.
9. Kochin N.E., Kibel I.A., Roze N.V. (1963) *Teoreticheskaya gidrodinamika* [Theoretical hydrodynamics]. Moscow: Fizmatgiz.
10. Golubev V.V. (1957) *Trudy po aerodinamike* [Works on aerodynamics]. Moscow; Leningrad: Gostekhizdat.