

УДК 534

DOI 10.17223/19988621/43/6

**А.М. Бубенчиков, М.А. Бубенчиков, Г.Е. Дунаевский, И.А. Евсеев,
О.С. Киселева, В.О. Кутенков, Ф.Ж. Найманбаев**

ТЕОРИЯ ИНЕРЦИОННОГО ДАТЧИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ НЕФТЕГАЗОЖИДКОСТНОЙ СМЕСИ

Построена математическая модель инерционного датчика для измерения плотности газожидкостной среды. На основе теоремы о моменте количества движения для относительного движения около подвижной оси, проходящей через центр масс системы, получено определяющее уравнение для крутильных колебаний рамки расходомера. Найдены аналитическое и численное решения полученного уравнения, на базе которых оценивается влияние плотности смеси на величину амплитуды крутильных колебаний рамки.

Ключевые слова: *нефтегазожидкостная смесь, инерционный датчик плотности, рамка расходомера, электромагниты, крутильные колебания.*

Транспортная фирма «Emerson», США, занимающаяся доставкой нефтегазожидкостного сырья потребителю, разработала инерционный датчик измерения плотности среды. Принцип работы датчика основан на действии сил Кориолиса, отклоняющих вибрирующую трубку с движущейся в ней газожидкостной смесью. Прибор запатентован и успешно прошел испытания, а также стадию практического применения. Однако в отдельных случаях датчик показывает отрицательную плотность. Несмотря на то, что принцип работы датчика использует классический эффект проявления инерционных сил, к настоящему времени не было построено механической модели и отвечающей ей математической теории. Желание восполнить этот пробел, а главное, разобраться с причинами аномального поведения в работе прибора, побудило нас создать элементарную теорию инерционного датчика.

Реальный датчик состоит из двух одинаковых металлических трубок, в которых, как и в основной трубе, движется газожидкостная смесь. В центральной части этой системы между трубками установлены два электромагнита, которые приводят трубки в колебательное движение вокруг оси, параллельной оси трубопровода. В результате действия сил Кориолиса каждый из периферийных участков трубчатого ответвления (рамки) получает более значимые отклонения, нежели их центральные части. Эти отклонения, зависящие от плотности и скорости движения смеси в трубках, регистрируются электрической системой, в основе работы которой лежит закон электромагнитной индукции Фарадея. Поэтому механические колебания однозначным образом определяют соответствующие электрические комбинации гармоник, расшифровка которых и позволяет найти плотность газожидкостной смеси.

Для упрощения ситуации мы использовали одну трубку и жесткую подставку, между которыми установили электромагниты (рис. 1). Кроме этого, скругленную рамку заменили кусочно-линейными участками и сделали резиновые крепления рамки с основным каналом. Но сделанные упрощения не являются принципиальными и без труда могут быть устранены при дальнейших обобщениях математической модели. Задачи транспорта нефти и газа входят в область производствен-

ных интересов авторов этой статьи, так же как и задача об эволюции границы нефтяной залежи [1]. Особый интерес представляют те из них, в которых удастся добиться относительного продвижения средствами и методами классической механики [2–8].

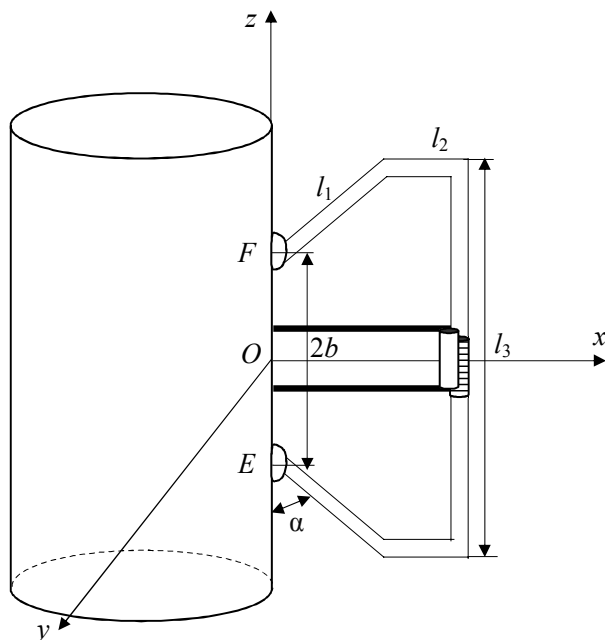


Рис. 1. Рамка расходомера, прикрепленная к трубе с нефтегазожидкостной смесью
Fig. 1. Flow meter frame attached to the pipe with the oil-gas-liquid mixture

Момент инерции рамки относительно оси Ox

Для удобства подсчета момента инерции разобьем рамку, показанную на рис. 1, на 5 фрагментов: 2 наклонных, 2 горизонтальных и вертикальный, но рассматривать будем три участка, остальные добавляются по симметрии. Соответственно длины этих участков будут l_1 , l_2 , l_3 , а массы трубок вместе со средой, в них находящейся, – m_1 , m_2 , m_3 . Вертикальный фрагмент имеет момент инерции

$$A_3 = \frac{m_3 l_3^2}{12}, \quad (1)$$

каждый из горизонтальных

$$A_2 = m_2 l_2^2. \quad (2)$$

Моменты инерции наклонных фрагментов можно определить интегрированием по координате, отсчитываемой вдоль оси трубки ξ :

$$\begin{aligned} A_1 &= \int_0^{l_1} z^2 dm = \tilde{\rho} \tilde{s} \int_0^{l_1} z^2 d\xi = \tilde{\rho} \tilde{s} \int_0^{l_1} (b + \xi \cos \alpha)^2 d\xi = \\ &= \tilde{\rho} \tilde{s} \left(b^2 l_1 + b l_1^2 \cos \alpha + \frac{l_1^3}{3} \cos^2 \alpha \right) = m_1 \left(b^2 + b l_1 \cos \alpha + \frac{l_1^2}{3} \cos^2 \alpha \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\tilde{\rho}\tilde{s} = \rho_0 s_0 + \rho s$ – масса единицы длины трубки и среды, в ней находящейся, ρ_0 – плотность материала трубки, s_0 – площадь сечения металлической части трубки, ρ – плотность газожидкостной среды, s – площадь открытого сечения, $\tilde{\rho}\tilde{s}l_1 = m_1$ – масса трубки, заполненной газожидкостной смесью, длиной l_1 .

Тогда момент инерции рамки, содержащей смесь, будет

$$A = 2A_1 + 2A_2 + A_3 = 2m_1 \left(b^2 + bl_1 \cos \alpha + \frac{l_1^2}{3} \cos^2 \alpha \right) + 2m_2 l_2^2 + \frac{m_3 l_3^2}{12}. \quad (4)$$

Действие кориолисовых сил

Пусть масса среды на каждом из выделенных участков будет $m'_i = \rho s l_i$. Пусть также \bar{v}_i , $i = 1, 3$ – скорость течения среды в трубках на каждом из определяющих участков рамки, а $\bar{\omega}$ – угловая скорость вращения рамки относительно оси Oz . Тогда инерционная сила Кориолиса, действующая на каждом из участков, будет

$$\bar{F}_i^C = -2m'_i \bar{\omega} \times \bar{v}_i. \quad (5)$$

В настоящей работе мы рассматриваем крутильные колебания рамки вокруг оси Ox . При этом сама рамка во все время движения находится в плоскости xOz . Поскольку вектор $\bar{\omega}$ направлен по оси Oz , а все скорости \bar{v}_i лежат в плоскости xOz , то силы \bar{F}_i^C будут направлены по оси Oy . Следовательно, моменты этих сил будут направлены по оси Ox . Величина каждого из моментов кориолисовых сил определится как

$$\beta_i F_i^C, \quad i = 1, 2.$$

Здесь β_i – плечо силы. Причем, как следует из рис. 1,

$$\beta_1 = b + \frac{l_1 \cos \alpha}{2}, \quad \beta_2 = b + l_1 \cos \alpha. \quad (6)$$

В то же время абсолютные значения кориолисовых сил от отдельных участков рамки будут следующими:

$$F_1^C = 2\rho s l_1 \omega v \sin \alpha, \quad F_2^C = 2\rho s l_2 \omega v, \quad F_3^C = 0. \quad (7)$$

Поскольку рамка является симметричной относительно оси Ox , то участков действия сил Кориолиса не два, а четыре. Поэтому суммарная величина моментов от этих сил будет

$$M_x^C = 2(\beta_1 F_1 + \beta_2 F_2). \quad (8)$$

В результате действия электромагнитов, закрепленных на стойке и на рамке, ось Ox , жестко связанная с рамкой, колеблется относительно неподвижной стойки. Нас будут интересовать крутильные колебания около оси Ox , вызванные действием сил Кориолиса. Поскольку описание проводится в рамках модели абсолютно твердого тела, то рамка должна оставаться плоской во все время движения. Чтобы она оставалась таковой при крутильных колебаниях, точки крепления рамки E и F в процессе движения должны немного смещаться. Это смещение будет тем меньше, чем более сближены эти точки. Поэтому места крепления рамки должны быть выполнены из эластичного материала, например резины. В результате имеем, что ось Oz проходит через подвижные точки крепления E и F , ось Ox – через центр

масс рамки и перпендикуляр к Oz , а ось Oy дополняет их до правой тройки. Тогда уравнение крутильных колебаний рамки можно записать на основе теоремы о моменте количества движения для относительного движения около подвижной оси Ox , которая является главной центральной осью инерции рамки [9]:

$$A \frac{dp}{dt} = M_x^{(e)} - M_x^C. \quad (9)$$

Причем в качестве момента внешних сил необходимо взять момент сопротивления, пропорциональный угловой скорости p , и момент упругих сил, пропорциональный углу поворота рамки:

$$M_x^{(e)} = -fp - c\varphi. \quad (10)$$

Таким образом, окончательно система уравнений, определяющих положение рамки при ее поворотах около оси Ox будет

$$A \frac{dp}{dt} = -fp - c\varphi - 4\rho s a v (\beta_1 l_1 \sin \alpha + \beta_2 l_2); \quad (11)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = p. \quad (12)$$

Здесь p – угловая скорость вращения рамки относительно оси Ox . Причем угловую скорость колебаний рамки относительно оси Oz будем определять гармоническим законом, получающемся в результате действия переменного тока на катушку электромагнита

$$\omega = a \cos kt. \quad (13)$$

Определяющее уравнение крутильных колебаний

Систему (11), (12) запишем в виде одного уравнения

$$A\ddot{\varphi} + f\dot{\varphi} + c\varphi = -N \cos kt, \quad (14)$$

где $N = 4\rho s a v (\beta_1 l_1 \sin \alpha + \beta_2 l_2)$.

Разделим (14) на A , тогда вместо последнего уравнения можно записать:

$$\ddot{\varphi} + 2\beta\dot{\varphi} + n^2\varphi = -N_1 \cos kt. \quad (15)$$

Здесь введены обозначения:

$$\beta = \frac{1}{2} \frac{f}{A}, \quad n^2 = \frac{c}{A}, \quad N_1 = \frac{N}{A}. \quad (16)$$

Движение однородной среды с трубах расходомера

В случае движения однородной среды ($\rho = \text{const}$) в трубах расходомера можно получить аналитическое решение уравнения (15). Общее решение этого уравнения есть общее решение соответствующего однородного уравнения, сложенное с частным решением неоднородного. Решение же однородного уравнения будем искать в виде

$$\varphi = \exp(\alpha t). \quad (17)$$

Подставляя это распределение в однородную часть (15) и приравнявая ее к нулю, получим характеристическое уравнение для нахождения α :

$$\alpha^2 + 2\beta\alpha + n^2 = 0, \quad (18)$$

которое имеет два корня:

$$\alpha_{1,2} = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 - n^2}. \quad (19)$$

Датчик плотности, работающий в режиме колебаний рамки, не должен терять много механической энергии во время своей работы. Другими словами, назначение прибора предполагает малые величины трения в нем. В этой связи нас будут интересовать только случаи $\beta < n$. Ограничиваясь только этим режимом, мы можем записать общее решение однородного уравнения в виде

$$\varphi = B \exp(-\beta t) \sin(n_1 t + \varepsilon), \quad (20)$$

где B и ε – пока произвольные постоянные, $n_1 = \sqrt{\beta^2 - n^2}$.

Частное решение неоднородного уравнения определяется по виду его правой части, следовательно, оно должно быть линейной комбинацией двух гармонических волн, имеющих частоту k :

$$\varphi = C \cos kt + D \sin kt, \quad (21)$$

откуда получаем

$$\dot{\varphi} = -Ck \sin kt + Dk \cos kt,$$

$$\ddot{\varphi} = -Ck^2 \cos kt - Dk^2 \sin kt.$$

Подставляя эти распределения в (15) и приравнявая коэффициенты при $\sin kt$ и $\cos kt$ нулю, найдем

$$C = -\frac{(n^2 - k^2)N_1}{4b^2k^2 + (n^2 - k^2)^2}, \quad D = -\frac{2bkN_1}{4b^2k^2 + (n^2 - k^2)^2}. \quad (22)$$

Таким образом, общее решение (15) есть

$$\varphi = B \exp(-bt) \sin(n_1 t + \varepsilon) + C \cos kt + D \sin kt. \quad (23)$$

Это решение состоит из собственного колебания (первое слагаемое) и вынужденного колебания (второе и третье слагаемые). Интересным с теоретической точки зрения и очень близким к практической ситуации является случай нулевого трения в системе, при котором $\beta = 0$, тогда для φ получаем распределение

$$\varphi = B \sin(nt + \varepsilon) - \frac{N_1}{n^2 - k^2} \cos kt. \quad (24)$$

Здесь при стремлении частоты вынужденного колебания k к частоте собственного колебания n возможен неограниченный рост амплитуды вынужденного колебания.

Естественно, что до момента подачи тока на электромагниты рамка находилась в покое, т.е. при $t = 0$ $\dot{\varphi} = 0$. Реализуя это условие из (24), найдем, что $\varepsilon = \pi/2$, тогда

$$\varphi = B \cos nt - \frac{N_1}{n^2 - k^2} \cos kt. \quad (25)$$

В то же время нет никаких оснований считать рамку смещенной в начальный момент времени так, что при $t = 0$ $\varphi = 0$. Это условие, в свою очередь, позволяет определить вторую произвольную постоянную $B = \frac{N_1}{n^2 - k^2}$.

Тогда окончательно для угла поворота рамки около оси Ox найдем:

$$\varphi = \frac{N_1}{n^2 - k^2} (\cos nt - \cos kt). \quad (26)$$

Формула (26) позволяет выявить зависимость характера колебаний от геометрических характеристик рамки и найти амплитуду колебаний в зависимости от этих же параметров, а также от значений плотности смеси и от скорости ее подачи через трубки. Разлагая косинусы в (26) в ряд Тейлора и деля результат на $n^2 - k^2$, получим, что конечное выражение не будет содержать особенности в знаменателе при $k \rightarrow n$. Однако с течением времени амплитуда колебаний все равно будет неограниченно расти.

Резонансные явления, столь важные с теоретической точки зрения, в практических ситуациях являются нежелательными. Поэтому расходомер должен быть спроектирован так, чтобы ни при каких обстоятельствах не выполнялось условие $n = k$. Это легко обеспечить за счет выбора частоты колебаний электрического тока, подаваемого на катушки электромагнитов. Если же все-таки преобразователь частоты отсутствует, то имеются широкие возможности за счет выбора толщины стенок трубки, от которых зависит жесткость рамки c по отношению к поворотам около оси Ox .

Пробковый режим движения среды в трубках расходомера

Известно, что в узких трубках под действием капиллярных сил газожидкостная среда способна переходить к поршневому (пробковому) режиму движения. В дальнейшем, не вдаваясь в детали проблемы перехода от пузырькового к поршневому режиму, оценим лишь вклад уже существующего пробкового режима в работу инерционного датчика измерения плотности рассматриваемого типа. Причем для простоты примем, что размер газовых и жидких пробок является одинаковым.

Расположение пробок, чередующихся в пространстве и со временем на участке l_2 для нескольких соотношений l_p и l_2 показан на рис. 2–4.

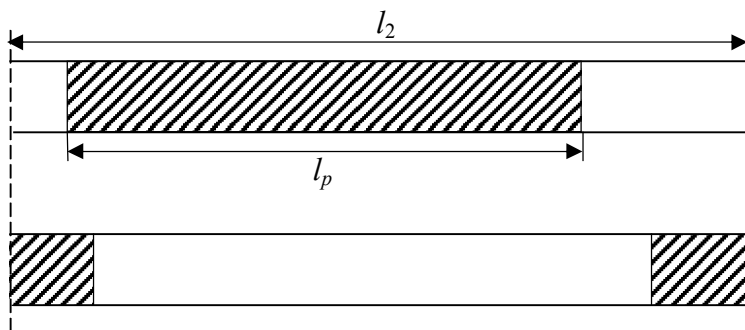


Рис. 2. Случай, когда на участке l_2 укладывается одна целая пробка
Fig. 2. The case of one intact plug located in the section l_2

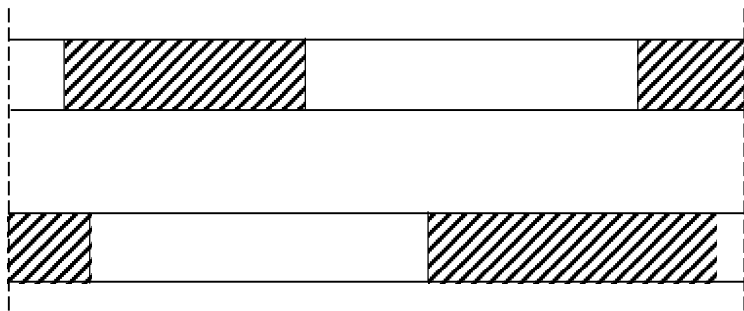


Рис. 3. Случай, когда на рассматриваемом участке располагаются две целые пробки различных фаз

Fig. 3. The case of two intact plugs of different phases located in the section of interest

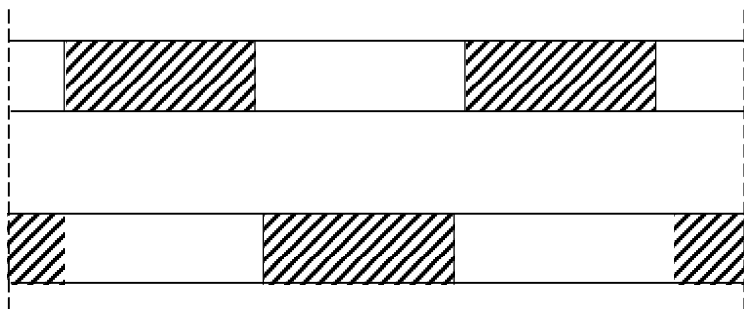


Рис. 4. Пример, когда на участке l_2 укладываются одна пробка одной из фаз и две другие – альтернативной фазы

Fig. 4. An example of one intact plug of one phase with other two plugs of alternative phase, all located in the section l_2

Введем в рассмотрение две целые величины, определяемые как целые части от деления соответствующих длин на l_p :

$$z_2 = [l_2/l_p], \quad z = [vt/l_p]. \quad (27)$$

Первая характеризует количество зон чередующейся фазы на участке l_2 , вторая – количество таких зон на участке пути $s = vt$, пройденном газожидкостной средой по бесконечно длинной трубке.

Тогда доля объема конкретной фазы в трубке длиной l_2 будет при нечетном z_2

$$\delta^+ = \frac{z_2 + 1}{2} \frac{l_p}{l_2}, \quad (28)$$

при четном z_2

$$\delta^+ = \frac{z_2}{2} \frac{l_p}{l_2}. \quad (29)$$

При этом во всех случаях

$$\delta^- = 1 - \delta^+. \quad (30)$$

Чередование полостей, занятых газом и жидкостью, может быть учтено по следующим формулам для локальной плотности:

$$\rho^+ = \frac{1+(-1)^z}{2} \rho_f + \frac{1-(-1)^z}{2} \rho_g; \quad (31)$$

$$\rho^- = \frac{1-(-1)^z}{2} \rho_f + \frac{1+(-1)^z}{2} \rho_g, \quad (32)$$

из которых следует, что при четном z локальные значения плотностей на входе и выходе из определяющего участка будут $\rho^+ = \rho_f$ и $\rho^- = \rho_g$, а при нечетном – наоборот.

Тогда окончательно средняя на участке l_2 плотность среды определится по формуле

$$\rho = \rho^+ \delta^+ + \rho^- \delta^-.$$

В случае, когда плотность в трубах расходомера является переменной во времени величиной, мы не можем получить аналитическое решение. Поэтому в дальнейшем решение уравнения (15) строится с использованием технологии Рунге-Кутты стандартного четвертого порядка точности.

Результаты расчетов

Вычисления проведены для случая $l_1 = 0.15$ м, $l_2 = 0.05$ м, $l_3 = 0.25$ м, $d = 0.01$ м, $\alpha = \pi/4$, $v = 10$ м/с, $a = \pi/20$, $s_0/s = 1/4$, $n = 5$ с⁻¹, $k = 50$ с⁻¹.

На рис. 5 аналитическим решением (26) определены два распределения: одно показано серой кривой, это случай плотности $\rho = 500$ кг/м³; второе – пунктир – $\rho = 100$ кг/м³. Третья кривая, показанная черной сплошной линией, есть пробковый режим с одинаковыми длинами газовых и жидких пробок равными 0.05 м. В этом случае газожидкостная смесь не является однородной и локальная плотность при движении среды меняется скачком от значения плотности жидкости $\rho_f = 999$ кг/м³ до значения плотности газа $\rho_g = 1$ кг/м³, и наоборот. При этом, однако, средняя во времени плотность составляет величину $\rho = 500$ кг/м³.

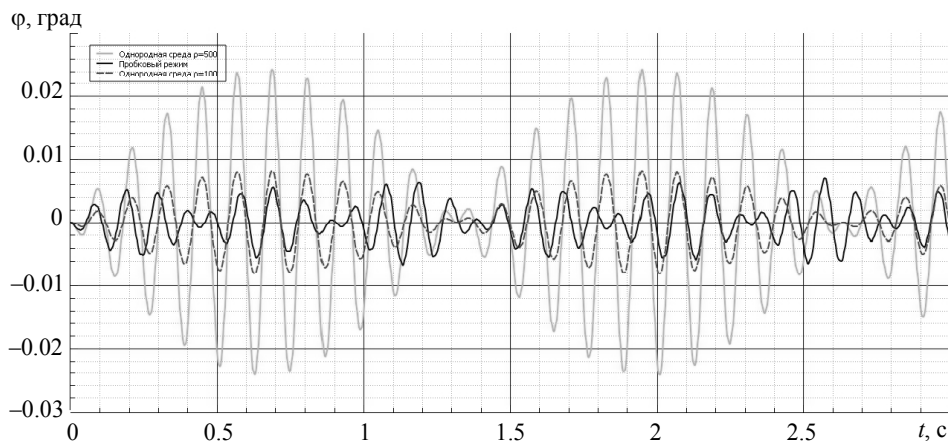


Рис. 5. Изменение угла крутильных колебаний со временем

Fig. 5. Dependence of the torsional vibration angle on time

Как видно из рисунка, получившееся распределение уже не имеет формы биения, поскольку в процесс крутильных колебаний рамки включилась третья частота, определенная движением пробки. Напомним, что биения отвечают режиму колебаний с двумя близкими частотами при равных амплитудах обоих колебаний.

Но самое примечательное в расчете варианта пробкового режима в том, что максимальная амплитуда колебаний стала меньше, чем в случае движения однородной среды с величиной плотности $\rho = 100 \text{ кг/м}^3$ (пунктир). Резкое снижение амплитуды колебаний в пробковом режиме является первой из причин, определяющих отрицательные показания плотности применяемым датчиком.

Второй причиной аномальных показаний давления является несоответствие нелинейного характера изменения амплитуды биений (сплошная линия на рис. 6) линейной шкале для ее определения (пунктирная прямая). Если двигаться по пунктирной кривой с равным шагом по амплитуде, то в области малых амплитуд мы быстро придем к отрицательной плотности.

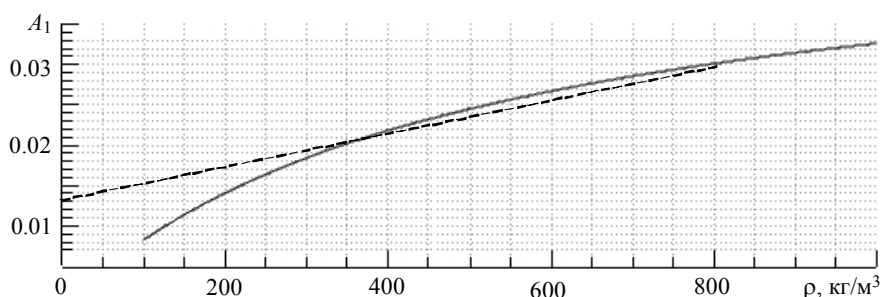


Рис. 6. Зависимость амплитуды биений от плотности смеси

Fig. 6. Dependence of the beat amplitude on mixture density

На рис. 6 показана зависимость коэффициента $A_1 = N_1 / (n^2 - k^2)$ от плотности нефтегазожидкостной смеси ρ . Как видим, характер представленной зависимости является нелинейным. При этом шкала для определения плотности по максимальной амплитуде является линейной.

Реальный датчик измерения плотности имеет две спаренные рамки, которые имеют скругленные углы. Кроме того, в местах скрепления с трубой не резиновые соединения, а сварные швы. Однако для устранения этих различий не требуется существенной модификации описанной здесь математической модели. Усовершенствования будут касаться подсчета момента инерции на скругленных участках и введения в рассмотрение недеформируемых частей рамок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Khudobina J., Bubenichikov A., Bubenichikov M., et al. Numerical Simulation of Oil Pool Boundary Evolution // Advanced Materials in Technology and Construction (AMTC-2015): AIP Conf. Proc. 1698, 060006 (2016). Doi 10.1063/1.4937861.
2. Bubenichikov A.M., Bubenichikov M.A., Potekaev A.I., et al. Condensed-state physicsthe potential field of carbon bodies as a basis for sorption properties of barrier gas systems // Russ. Phys. J. 2015. V. 58. No. 7. P. 882–888.
3. Bubenichikov A., Bubenichikov M., Matvienko O., Shcherbakov N. The mathematical model of the chevron-arch gearing transmitter // Advanced Materials in Technology and Construction (AMTC-2015): AIP Conf. Proc. 1698, 060005 (2016). Doi 10.1063/1.4937860.

4. Bubenchikov A., Bubenchikov M., Matvienko O., et al. Simple energy barrier for component mixture of natural gases // *Advanced Materials in Technology and Construction (AMTC-2015)*: AIP Conf. Proc. 1698, 060007 (2016). Doi 10.1063/1.4937862.
5. Bubenchikov M.A., Bubenchikov A.M., Usenko O.V., Ukolov A.V. Permeability of ultra-thin amorphous carbonfilms // *EPJ Web of Conferences*.110, 01078 (2016). Doi 10.1051/epjconf/201611001077.
6. Bubenchikov M.A., Bubenchikov A.M., Usenko O.V., Tsyrenova V.B. Ability of fullerene to accumulate hydrogen // *EPJ Web of Conferences*.110, 01077 (2016). Doi 10.1051/epjconf/201611001077.
7. Bubenchikov M.A., Potekaev A.I., Bubenchikov A.M., et al. The interaction potential of an open nanotubeand its permeability: molecular dynamicssimulation // *EPJ Web of Conferences*.110, 01061 (2016). Doi 10.1051/epjconf/201611001061.
8. Bubenchikov M.A., Bubenchikov A.M., Usenko O.V., et al. Separation of gases using ultra-thin porouslayers of monodisperse nanoparticles // *EPJ Web of Conferences*. 110, 01014 (2016). Doi 10.1051/epjconf/201611001014.
9. Томилов Е.Д. Теоретическая механика. Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 1970. Ч. 2. 317 с.

Статья поступила: 16.05.2016 г.

Bubenchikov A.M., Bubenchikov M.A., Dunaevskiy G.E., Evseev I.A., Kiseleva O.S., Kutenkov V.O., Naymanbaev F.Zh. (2016) THEORY OF THE INERTIAL DENSITY-MEASURING SENSOR FOR THE OIL – LIQUID – GAS MIXTURE. *Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics*. 5(43). pp. 53–63

DOI 10.17223/19988621/43/6

The Emerson transport company (USA), which is engaged in delivery of oil to consumers, has developed an inertial sensor for medium density measurements. The sensor operating principle is based on Coriolis forces the action of which causes the deflection of a vibrating tube with a moving liquid–gas mixture in it. The real sensor (Emerson) consists of two metal tubes with a gas–liquid mixture flow. In the central part of the system, there are two electromagnets which create axial vibrations of the frames. In this paper, a single pipe and a rigid stand with electromagnets between them are used. The rounded frame is replaced by piecewise linear sections and fixed onto the main channel by rubber elements. On the basis of the angular momentum theory for relative motion around a mobile axis passing through the mass center of the system, the governing equation for torsional vibrations of the meter frame has been obtained. The analytical and numerical solutions of this equation are obtained and used as a basis for estimating the effect of the mixture density on the amplitude of frame torsional vibrations.

Keywords: oil and gas–liquid mixture, inertial density sensor, meter frame, electromagnets, torsional vibrations.

BUBENCHIKOV Aleksey Mikhaylovich (Doctor of Physics and Mathematics, Tomsk State University, Tomsk, Russia). E-mail: alexy121@mail.ru

BUBENCHIKOV Mikhail Alexeevich (Candidate of Physics and Mathematics, GazpromTransgaz Tomsk, Tomsk, Russia). E-mail: michael121@mail.ru

DUNAEVSKY Grigoriy Ephimovich (Doctor of Technical Science, Professor, Tomsk State University, Tomsk, Russia).

EVSEEV Igor' Aleksandrovich (Tomsk State University, Tomsk, Russia).

KISELEVA Ol'ga Sergeevna (Tomsk State University, Tomsk, Russia).

KUTENKOV Viktor Olegovich (Tomsk State University, Tomsk, Russia).

NAYMANBAEV Farkhat Zhumagalievich (Tomsk State University, Tomsk, Russia).

REFERENCES

1. Khudobina J., Bubenchikov A., Bubenchikov M., Matvienko O., Libin E. (2016) Numerical Simulation of Oil Pool Boundary Evolution. *Advanced Materials in Technology and Construction* (AMTC-2015) : AIP Conf. Proc. 1698, 060006. DOI 10.1063/1.4937861.
2. Bubenchikov A.M., Bubenchikov M.A., Potekaev A.I., Libin E.E., Khudobina Yu.P. (2015) Condensed-state physics the potential field of carbon bodies as a basis for sorption properties of barrier gas systems. *Russian Physics Journal*. 58(7). pp. 882–888.
3. Bubenchikov A., Bubenchikov M., Matvienko O., Shcherbakov N. (2016) The mathematical model of the chevron-arch gearing transmitter. *Advanced Materials in Technology and Construction* (AMTC-2015): AIP Conf. Proc. 1698, 060005. DOI 10.1063/1.4937860.
4. Bubenchikov A., Bubenchikov M., Matvienko O., Tarasov E., Usenko O. (2016) Simple energy barrier for component mixture of natural gases. *Advanced Materials in Technology and Construction* (AMTC-2015): AIP Conf. Proc. 1698, 060007. DOI 10.1063/1.4937862.
5. Bubenchikov M.A., Bubenchikov A.M., Usenko O.V., Ukolov A.V. (2016) Permeability of ultra-thin amorphous carbon films. *EPJ Web of Conferences*.110, 01078. DOI 10.1051/epjconf/201611001077.
6. Bubenchikov M.A., Bubenchikov A.M., Usenko O.V., Tsyrenova V.B. (2016) Ability of fullerene to accumulate hydrogen. *EPJ Web of Conferences*.110, 01077. DOI 10.1051/epjconf/201611001077.
7. Bubenchikov M.A., Potekaev A.I., Bubenchikov A.M., Usenko O.V., Malozemov A.V., Tarasov E.A. (2016) The interaction potential of an open nanotube and its permeability: molecular dynamics simulation. *EPJ Web of Conferences*.110, 01061. DOI 10.1051/epjconf/201611001061.
8. Bubenchikov M.A., Bubenchikov A.M., Usenko O.V., Poteryaeva V.A., Jambaa S. (2016) Separation of gases using ultra-thin porous layers of monodisperse nanoparticles. *EPJ Web of Conferences*. 110, 01014. DOI 10.1051/epjconf/201611001014.
9. Tomilov E.D. (1970) *Teoreticheskaya mekhanika* [Theoretical mechanics]. Tomsk: Tomsk St. Univ. Publ.