

# К теории акустического сканирования трубопроводов с поврежденными участками<sup>1</sup>

Шагапов В.Ш.\*\*\*, Галиакбарова Э.В.\*\*\*, Хакимова З.Р.\*\*\*

\* Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН, Казань

\*\* Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УНЦ РАН, Уфа

\*\*\* Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа

Исследуется эволюция возмущений давления, распространяющихся в трубчатом канале, заполненном жидкостью или газом и имеющим поврежденный участок в виде достаточно больших щелей с малым гидравлическим сопротивлением. Для описания процесса принята математическая модель, учитывающая вязкое трение и перенос тепла в тонком слое жидкости (или газа) вблизи стенки. На основе модели получены дисперсионные уравнения для процессов распространения и отражения от поврежденного участка гармонических волн. Проведен анализ зависимости фазовой скорости, коэффициента затухания, а также коэффициентов отражения и прохождения от круговой частоты и от физических свойств жидкости или газа. Представлены результаты расчетов, иллюстрирующие динамику импульсных сигналов в зависимости от величины повреждения, определяемой как отношение площади щели к площади сечения канала.

**Ключевые слова:** температуропроводность, тепловая диссипация, импульс давления

## 1. Введение

В настоящее время наличие большой сети магистральных трубопроводов требует улучшения качества работ по их эксплуатации. Также это включает в себя своевременную диагностику для экономической эффективности и экологической безопасности. Одним из надежных способов оперативно-контроля состояния трубопроводов является использование акустических методов. Они основаны на особенностях трансформации импульсных сигналов в зависимости от метрических параметров трубопроводов, свойств заполняющей трубопровод среды и масштабов повреждения.

Впервые теоретический анализ распространения высокочастотных акустических волн в скважинах представлен в работе [1]. Основные разработки в длинноволновом диапазоне используемых акустических волн (длина волны значительно больше диа-

метра канала) выполнены в [2]. Теория акустического зондирования применительно к области нефтяных и газовых скважин развита в [3-5]. Как уже отмечено, диагностика трубопроводов при помощи дистанционного способа акустического контроля основана на методах, учитывающих особенности динамики сигналов на поврежденных участках трубопровода. В работах [6-9] показано, что с помощью интеллектуальной системы контроля [10, 11] можно зафиксировать утечку в трубопроводе на ранних стадиях падения давления по импульсам, отраженным от места утечки.

В настоящей работе рассматривается математическая модель эволюции акустического сигнала в трубопроводе, заполненном флюидом. Получены и исследованы аналитические и численные решения, описывающие возмущение давления.

## 2. Допущения

Пусть горизонтальный полубесконечный трубопровод, находящийся на поверхности земли, содержит поврежденный участок в виде щелей или пробоев, причем трубопровод заполнен газом или жидкостью. Давление в трубопроводе равно внешнему — атмосферному. Рассмотрим малые возму-

<sup>1</sup>Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-01-00432-а).

щения, инициируемые изменением давления на границе трубчатого канала. Будем полагать, что длины волн  $\lambda$  в канале значительно больше, чем протяженность поврежденных участков. Это допущение в дальнейшем позволяет при теоретическом описании рассмотреть их как некоторые отражающие поверхности. Кроме того, эволюция волн (затухание акустических сигналов) происходит из-за проявления вязкости и теплопроводности в тонком слое вблизи поверхности стенок трубопровода. Это условие в случае гармонических волн, в частности, означает выполнение следующего неравенства  $a \gg 2\sqrt{\nu^{(j)}}/\omega$  ( $j = T$  и  $\mu$ ), где  $a$  — внутренний радиус трубопровода;  $\nu^{(j)}$  ( $j = T$  и  $\mu$ ) — коэффициент температуропроводности и кинематической вязкости газа или жидкости, находящейся в трубопроводе;  $\omega$  — круговая частота. Течение в канале будем полагать одномерным (параметры течения — скорость и давление — зависят от времени и координаты  $z$ , отсчитываемой от входа трубопровода). Для этого, в свою очередь, необходимо выполнение условия [12]:  $\lambda > 2a$  ( $\lambda = 2\pi C/\omega$ ,  $C$  — скорость звука в среде).

### 3. Основные уравнения

Процесс эволюции возмущений давления в поврежденном трубопроводе можно разбить на отдельные этапы (рис. 1), а, именно: распространение сигнала на участке от границы трубопровода ( $z = -l$ ) до поврежденного места ( $z = 0$ , начало координат совпадает с поврежденным участком), отражение и прохождение через поврежденный участок и распространение отраженного сигнала на участке  $-l < z < 0$ , а также распространение прошедшего сигнала на участке  $0 < z < \infty$ .

Запишем уравнение неразрывности для участков трубопровода  $-l < z < 0$  и  $0 < z < \infty$  в линеаризованном приближении:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

где  $\rho$  и  $w$  — возмущения плотности и скорости флюида (газа или жидкости);  $\rho_0$  — невозмущенное значение (здесь и в дальнейшем нижним индексом «0» обозначены невозмущенные значения параметров течения). Полагаем, что в случае, когда в трубопроводе находится газ, его сжатие и растяжение при распространении малых возмущений в трубопроводе, как уже отмечено, происходит в режиме близком к адиабатическому, а температурный перепад между стенкой трубопровода (как правило, металлической) и газовым ядром реализуется в тонком пограничном слое вблизи стенки. Тогда, на основе первого начала термодинамики, может быть полу-

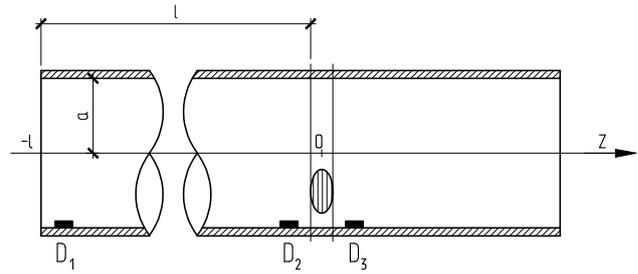


Рис. 1. Схема трубчатого канала с поврежденным участком

чено следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= \frac{1}{C^2} \left( \frac{\partial p}{\partial t} + (\gamma - 1) \frac{2q}{a} \right), \\ q &= \sqrt{\frac{\nu^{(T)}}{\pi}} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t \frac{p(z, \tau)}{\sqrt{t - \tau}} d\tau, \\ C &= \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}}, \quad \gamma = \frac{c_g}{c_g - R_g}, \quad \nu^{(T)} = \frac{\lambda_g}{\rho_0 c_g}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $p$  — возмущение давления;  $C$  — скорость звука в газе при адиабатическом режиме сжатия и растяжения;  $c_g$ ,  $R_g$ ,  $\gamma$ ,  $\lambda_g$  — теплоемкость газа при постоянном давлении, приведенная газовая постоянная, показатель адиабаты газа, коэффициент теплопроводности, соответственно.

Уравнение неразрывности (1) в более общем виде, с учетом того, что в начальный момент времени  $t_0 = -\infty$  среда покоилась ( $p = 0$ ,  $w = 0$ ) и учитывая (2), можно привести к виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( p + 2 \frac{\sqrt{\nu^{(T)}}(\gamma - 1)}{a\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^t \frac{p(z, \tau)}{\sqrt{t - \tau}} d\tau \right) + \\ + \rho_0 C^2 \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

В том случае, когда флюид — жидкость, в силу малых температурных эффектов при сжатии жидкости, эффектами теплопередачи между флюидом и стенкой трубопровода можно пренебречь и вместо уравнения (3) будем использовать

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 C^2 \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Кроме теплопередачи на распространение сигналов в трубопроводе оказывают влияние процессы диссипации энергии, связанные с наличием внутреннего трения (вязкости), которое проявляется лишь в тонком пограничном слое вблизи стенки трубопровода. Уравнение, описывающее распространение импульсов, с учетом сил вязкого трения

о стенки трубопровода имеет вид:

$$\rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{2\sigma}{a}, \quad (5)$$

где касательное напряжение  $\sigma$  на поверхности стенки может быть определено из соотношения [13]:

$$\sigma = \frac{\mu}{\sqrt{\pi\nu^{(\mu)}}} \int_{-\infty}^t \frac{\partial w/\partial t}{\sqrt{t-\tau}} d\tau, \quad \nu^{(\mu)} = \frac{\mu}{\rho_0}. \quad (6)$$

Уравнения из (1) и (5) с учетом (6) представляют систему интегродифференциальных уравнений для  $p$  и  $w$  на участках  $-l < z < 0$  и  $0 < z < \infty$ . Решения этих уравнений на двух отмеченных участках (на поврежденном участке, который принимается как отражающая поверхность с координатой  $z = 0$ ) должны быть согласованы условиями равенства давлений и условием, следующим из законов сохранения массы. Первое уравнение, вытекающее из закона сохранения масс, запишется как:

$$\pi a^2 \rho_0 (w^{(1)} - w^{(2)}) \Big|_{z=0} = \rho_0 s \tilde{u}. \quad (7)$$

Здесь и в дальнейшем верхними индексами ( $j$ ) = (1), (2) снабжены возмущения давления  $p$  и скорости  $w$  соответственно на участках  $-l < z < 0$  и  $0 < z < \infty$ ;  $s$  и  $\tilde{u}$  — площадь щели, через которую происходит истечение флюида из трубопровода, и среднерасходная скорость истечения.

Второе условие, выражающее равенство возмущений давления при прохождении сигнала через поврежденный участок, имеет вид:

$$p^{(1)} \Big|_{z=0} = p^{(2)} \Big|_{z=0} = \tilde{p}, \quad (8)$$

где  $\tilde{p}$  — возмущение давления на отражающей границе ( $z = 0$ ).

На поврежденном участке будем полагать, что скорость истечения  $\tilde{u}$  определяется акустическим сопротивлением окружающей трубопровод среды (атмосферного воздуха). Тогда

$$\tilde{p} = \rho_a C_a \tilde{u}, \quad (9)$$

где  $\rho_a$  и  $C_a$  — плотность и скорость звука воздуха соответственно.

#### 4. Дисперсионные уравнения

Рассмотрим решение в виде затухающих гармонических волн:

$$\begin{aligned} p &= A_p \exp[i(Kz - \omega t)], \\ w &= A_w \exp[i(Kz - \omega t)] \quad (i = \sqrt{-1}), \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\omega > 0$  — круговая частота;  $K = k + i\delta$  — волновой вектор;  $A_p, A_w$  — амплитуды возмущений давления и скорости, соответственно. Действительная и мнимая части волнового вектора определяют скорость распространения и затухания гармонических волн, причем

$$C_p = \omega/k, \quad z_\delta = \delta^{-1}, \quad (11)$$

где  $C_p$  — фазовая скорость;  $z_\delta$  — характерное расстояние, на которое амплитуда волны уменьшается в  $e$  раз.

Решение для гармонических волн на отражающей границе ищется в виде:

$$\tilde{p} = \tilde{A}_p \exp(-i\omega t), \quad \tilde{u} = \tilde{A}_u \exp(-i\omega t). \quad (12)$$

где  $\tilde{A}_p, \tilde{A}_u$  — амплитуды возмущений на отражающей поверхности давления и скорости, соответственно.

Подставляя (10) и (11) в уравнения (3) и (5) после несложных преобразований получим:

$$\begin{aligned} \left(1 + 2\frac{\gamma-1}{y^{(T)}}\right) A_p - \rho_0 C^2 \frac{K}{\omega} A_w &= 0, \\ \rho_0 \left(1 + \frac{1}{y^{(\mu)}}\right) A_w - \frac{K}{\omega} A_p &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

$$y^{(T)} = \sqrt{-i\omega a^2/\nu^{(T)}}, \quad y^{(\mu)} = \sqrt{-i\omega a^2/\nu^{(\mu)}}.$$

Кроме того, из (9) с учетом (12) следует

$$\tilde{A}_p = \rho_a C_a \tilde{A}_u. \quad (14)$$

Из условия существования нетривиального решения вида (10) для системы (2) и (3) из (13) получим дисперсионное уравнение:

$$K = \pm \frac{\omega}{C} \sqrt{\left(1 + 2\frac{\gamma-1}{y^{(T)}}\right) \left(1 + \frac{1}{y^{(\mu)}}\right)}. \quad (15)$$

Здесь знаки (+) и (−) перед правой частью соответствуют волнам, распространяющимся слева в правую сторону и справа в левую сторону.

В случае, когда в трубопроводе жидкость, используя вместо уравнения (3) более упрощенное (4), вместо (15) имеем

$$K = \pm \frac{\omega}{C} \sqrt{1 + \frac{1}{y^{(\mu)}}}. \quad (16)$$

Отметим, что величины  $a_{(\omega)}^{(j)} = \sqrt{\nu^{(j)}/\omega}$  ( $j = T$  и  $\mu$ ) выражают [14] характерную глубину проникания температурных и поперечных волн в вязкой

жидкости с круговой частотой  $\omega$ . Согласно одному из основных допущений о тонкости слоев вблизи стенки трубопровода, где реализуются перепады температуры и скорости по сечению, принятая система уравнений (2) и (3) и полученное на их основе дисперсионное уравнение (15) справедливы при  $a_{(\omega)}^{(j)} \ll a$ . Поэтому, в области применимости дисперсионного уравнения (15) должно выполняться неравенство:

$$\left( |y^{(j)}| \right)^{-1} = a_{(\omega)}^{(j)} / a = \sqrt{v^{(j)} / (a^2 \omega)} \ll 1, \quad (17)$$

$(j = T \text{ и } \mu).$

В свою очередь, дисперсионное уравнение (15) можно упростить и привести к виду:

$$K = \pm \frac{\omega}{C} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{y^{(T)}} + \frac{1}{y^{(\mu)}} + o \left( \frac{1}{y^{(T)}}, \frac{1}{y^{(\mu)}} \right) \right).$$

Отсюда для действительного и мнимого частей волнового вектора  $K$  можем записать:

$$k = \pm \frac{\omega}{C} \left( 1 + \frac{(\gamma - 1)}{a} \sqrt{\frac{v^{(T)}}{2\omega}} + \frac{1}{2a} \sqrt{\frac{v^{(\mu)}}{2\omega}} \right),$$

$$\delta = \pm (\delta^{(T)} + \delta^{(\mu)}), \quad \delta^{(T)} = \frac{(\gamma - 1)}{Ca} \sqrt{\frac{v^{(T)} \omega}{2}}, \quad (18)$$

$$\delta^{(\mu)} = \frac{1}{2Ca} \sqrt{\frac{v^{(\mu)} \omega}{2}},$$

$$\left( \delta^{(T)} / \delta^{(\mu)} = 2(\gamma - 1) \sqrt{v^{(T)} / v^{(\mu)}} \right).$$

Кроме того, для фазовой скорости волны  $C_p$  ( $C_p = \omega/k$ ) с учетом первого выражения из (17), имеем

$$C_p = \pm C \left( 1 - \frac{(\gamma - 1)}{a} \sqrt{\frac{v^{(T)}}{2\omega}} - \frac{1}{2a} \sqrt{\frac{v^{(\mu)}}{2\omega}} \right). \quad (19)$$

Запишем также выражение для величины декремента затухания  $\Delta$ :

$$\Delta = \delta \lambda, \quad \lambda = 2\pi/k,$$

определяющего затухание на длине волны. С учетом формулы для  $k$  и  $\delta$  из (17) и (18) будем иметь:

$$\Delta = \Delta^{(T)} + \Delta^{(\mu)},$$

$$\Delta^{(T)} = \frac{2\pi(\gamma - 1)}{a} \sqrt{\frac{v^{(T)}}{2\omega}}, \quad \Delta^{(\mu)} = \frac{\pi}{a} \sqrt{\frac{v^{(\mu)}}{2\omega}}.$$

Отметим, что в формулах (19) пренебрегалось слагаемыми вида  $\sqrt{v^{(j)} / (2a^2 \omega)}$ , которые значительно меньше по сравнению с единицей.

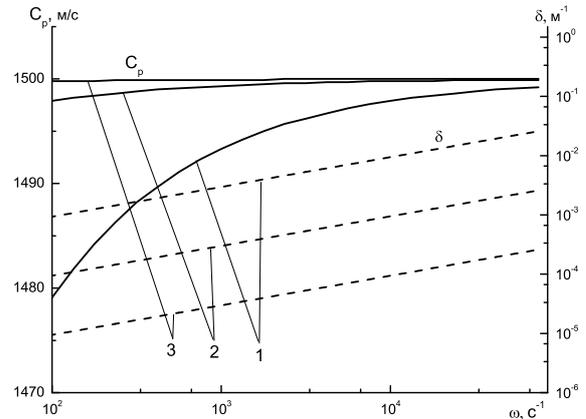


Рис. 2. Зависимости фазовой скорости и коэффициента затухания ( $p_0 = 0.1$  МПа,  $T_0 = 300$  К) от частоты для канала, заполненного водой, построенные для различных радиусов канала. Линии 1–3 соответствуют каналам  $2a = 10^{-2}; 10^{-1}; 1$  м

На основе полученных дисперсионных уравнений (15) и (16) были проведены численные расчеты. На рис. 2 представлены зависимости фазовой скорости и коэффициента затухания для различных значений радиуса, когда трубопровод заполнен водой. Для величин физических параметров воды приняты следующие значения:  $\rho_0 = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>;  $\mu = 10^{-3}$  кг/(м·с);  $C = 1500$  м/с;  $v^{(\mu)} = 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с. Из рис. 2 следует (см. кривые 1–3), что уменьшение радиуса канала приводит к некоторому снижению фазовой скорости для низких частот и росту коэффициента затухания (уменьшение радиуса канала в десять раз приводит к росту коэффициента затухания во столько же раз). Для диаметра канала  $2a = 10^{-2}$  м и круговой частоты  $\omega \cong 10^2$  с<sup>-1</sup> фазовая скорость снижается примерно на 20 м/с от скорости звука в воде  $C = 1500$  м/с.

Из дисперсионного уравнения (16) формально следует, что скорость распространения гармонических возмущений в канале изменяется от нуля ( $C_p = 0$ ) в области низких частот ( $\omega \rightarrow 0$ ) до значения близкого к скорости звука в среде ( $C_p \cong C$ ) в области высоких частот. Однако, низкочастотная ветвь дисперсионной зависимости ( $\omega \leq \omega^{(j)}$ ,  $\omega^{(j)} = v^{(j)} / a^2$ ) находится за границей применимости теоретических расчетов.

На рис. 3 показаны дисперсионные кривые для различных жидкостей. Для физических параметров нефти, керосина и этилового спирта приняты значения:  $\rho_0 = 890; 820; 790$  кг/м<sup>3</sup>,  $\mu = 20 \cdot 10^{-3}; 1.49 \cdot 10^{-3}; 1.19 \cdot 10^{-3}$  Па·с,  $C = 1225; 1330; 1180$  м/с;  $v^{(\mu)} = 2.5 \cdot 10^{-6}; 1.8 \cdot 10^{-6}; 1.5 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с соответственно. Из сравнения кривых следует, что вели-

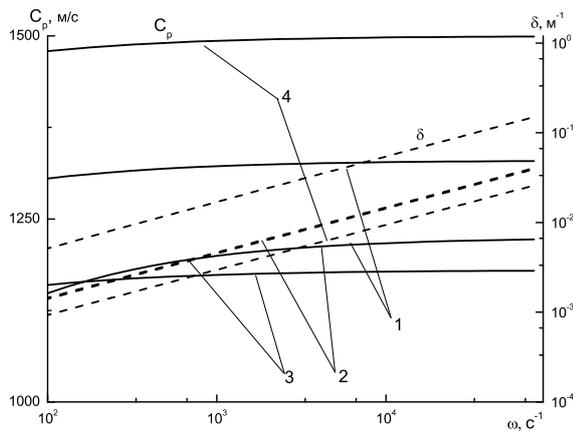


Рис. 3. Дисперсионные кривые в зависимости от частоты для канала  $2a = 10^{-2}$  м, заполненного жидкостью: линии 1–4 соответствуют нефти, керосину, этиловому спирту, воде

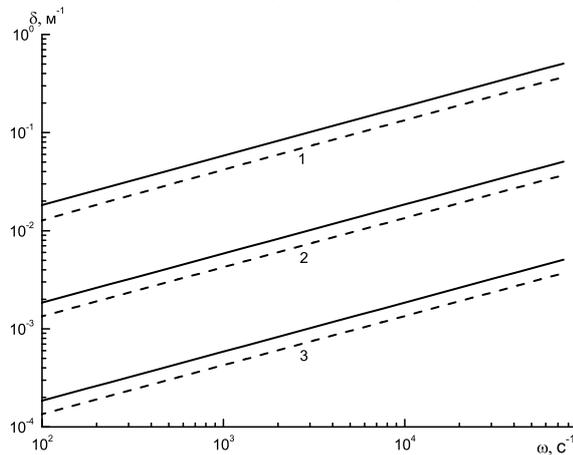


Рис. 4. Зависимости коэффициента затухания от частоты для канала, заполненного метаном. Линии 1–3 соответствуют каналам с  $2a = 10^{-2}; 10^{-1}; 1$  м

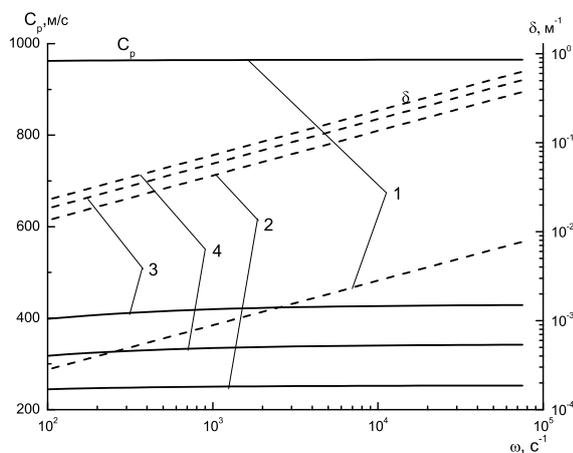


Рис. 5. Дисперсионные кривые в зависимости от частоты для радиуса канала  $2a = 10^{-2}$  м, заполненного газом: линии 1–4 соответствуют гелию, пропану, метану, воздуху

чина вязкости для всех исследованных жидкостей в рассмотренном диапазоне частот ( $10^2 \text{ с}^{-1} \leq \omega \leq 10^5 \text{ с}^{-1}$ ) слабо влияет на фазовую скорость. Наибольший коэффициент затухания наблюдается у нефти (жидкость с наибольшей динамической вязкостью).

При различных радиусах канала зависимости фазовой скорости и коэффициента затухания в канале, заполненном метаном, сплошной линией представлены на рис. 4. Пунктирные линии получены без учета тепловой диссипации, т.е. согласно дисперсионному уравнению (16). Для величин физических параметров метана приняты следующие значения:  $\rho_0 = 0.67 \text{ кг/м}^3$ ;  $\mu = 1,12 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ;  $\nu^{(u)} = 1.68 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ ;  $\nu^{(T)} = 2.28 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ ;  $\gamma = 1.32$ ;  $R_g = 0.52 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ . Видно, что затухание гармонических волн в газах с малой температуропроводностью определяется вязкостными эффектами, т.е. в таких газах волна давления ведет себя, как в жидкости.

Зависимость дисперсионных кривых от вида газа представлена на рис. 5. Для физических параметров воздуха, пропана и гелия приняты значения:  $\rho_0 = 1.29; 1.79; 0.17 \text{ кг/м}^3$ ,  $\mu \cdot 10^5 = 1.85; 0.81; 1.86 \text{ Па} \cdot \text{с}$ ,  $\nu^{(u)} \cdot 10^5 = 1.43; 0.45; 11.18 \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\nu^{(T)} \cdot 10^5 = 2.02; 0.57; 17.15 \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\gamma = 1.4; 1.13; 1.66$ ,  $R_g \cdot 10^{-3} = 0.287; 0.189; 2.08 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$  соответственно. Из аналогичных результатов следует, что в канале, содержащем газ, вязкость и тепловая диссипация вносят свой вклад в затухание возмущений.

### 5. Коэффициенты отражения и прохождения

На основе принятых условий (7) и (8) запишем уравнение на границе  $z = 0$  для гармонических волн. Будем полагать, что на участке  $-l < z < 0$  существуют две волны (падающая и отраженная), соответствующие знакам (+) и (-) правой части дисперсионного уравнения (15), а также его следствий (16)–(17), а на участке  $0 < z < \infty$  — только одна волна (проходящая), соответствующая знаку (-). Амплитуды возмущений давления и скорости, относящиеся к падающей, отраженной и проходящей волнам, снабдим верхними индексами (O), (R) и (G). Тогда из первого или второго уравнения (13) с учетом (14) для амплитуды гармонических волн следует:

$$A_p^{(j)} = \rho_0 C \sqrt{\frac{1 + 1/y^{(u)}}{1 + 2(\gamma - 1)/y^{(T)}}} A_w^{(j)} \quad j = O, R, \tag{20}$$

$$A_p^{(G)} = -\rho_0 C \sqrt{\frac{1 + 1/y^{(u)}}{1 + 2(\gamma - 1)/y^{(T)}}} A_w^{(G)}.$$

Подставляя решение (10), с учетом (20), в (7), после некоторых преобразований получим

$$\begin{aligned} A_p^{(O)} - A_p^{(R)} - A_p^{(G)} &= S(\rho_0 C / \rho_a C_a) \times \\ &\times \sqrt{(1 + 1/y^{(u)}) / (1 + 2(\gamma - 1)/y^{(T)})} A_p^{(G)}, \quad (21) \\ A_p^{(O)} + A_p^{(R)} &= A_p^{(G)} \quad (S = s/\pi a^2). \end{aligned}$$

Введем коэффициенты отражения и прохождения гармонических волн как

$$N = A_p^{(R)} / A_p^{(O)} \text{ и } M = A_p^{(G)} / A_p^{(O)}.$$

Тогда, на основе (21), для коэффициентов отражения и прохождения получим

$$\begin{aligned} M &= 2 / (2 + S(\rho_0 C / \rho_a C_a) \times \\ &\times \sqrt{(1 + 1/y^{(u)}) / (1 + 2(\gamma - 1)/y^{(T)})}), \quad (22) \\ N &= M - 1. \end{aligned}$$

Учитывая, что для рассматриваемых волн  $(|y^{(j)}|)^{-1} \ll 1$ ,  $j = T$  и  $u$ , из (22) можно получить:

$$\begin{aligned} M &= 2 / (2 + S(\rho_0 C / \rho_a C_a)), \\ N &= -S(\rho_0 C / \rho_a C_a) / (2 + S(\rho_0 C / \rho_a C_a)). \end{aligned}$$

На рис. 6 сплошной и пунктирной линиями показаны зависимости коэффициентов отражения и прохождения от величины относительной площади  $S$  поврежденного участка (пробоины). Линии 1 и 2 соответствуют воздуху и воде в трубчатом канале. С уменьшением размера поврежденного участка происходит полное прохождение и, соответственно, акустический сигнал его не чувствует.

Если трубопровод заполнен воздухом, то выражения для коэффициентов  $M$  и  $N$  имеют более простой вид:

$$M = 2/(2 + S), \quad N = -S/(2 + S).$$

## 6. Эволюция импульсных сигналов

Пусть через левую границу трубопровода ( $z = -l$ ) запускается сигнал конечной длительности  $p = \tilde{p}^{(0)}(t)$ . Тогда, используя преобразование Фурье для дошедшего до отражающей границы  $z = 0$  сигнала, можем записать

$$\begin{aligned} p^{(0)}(0, t) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \tilde{p}^{(0)}(\tau) \exp(iK(\omega)l) \times \\ &\times \exp[i\omega(t - \tau)] d\omega d\tau. \end{aligned}$$

Аналогичные соотношения можно записать для отраженного от границы и прошедшего через

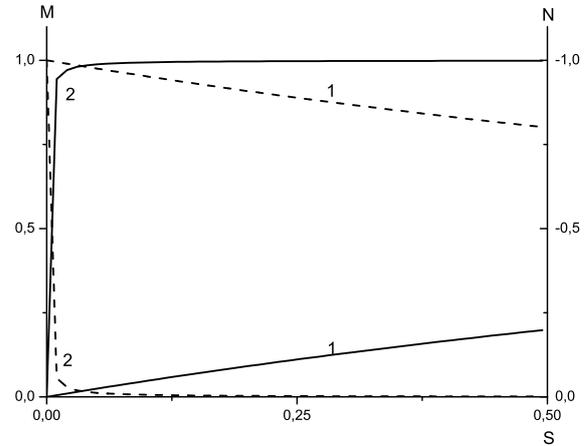


Рис. 6. Коэффициенты отражения и прохождения волны давления в канале ( $2a = 10^{-1}$  м) в зависимости от величины  $S$

границу  $z = 0$  импульсов:

$$\begin{aligned} p^{(R)}(0, t) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \tilde{p}^{(0)}(\tau) N(\omega) \times \\ &\times \exp[i\omega(t - \tau)] d\omega d\tau, \\ p^{(G)}(0, t) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \tilde{p}^{(0)}(\tau) M(\omega) \times \\ &\times \exp[i\omega(t - \tau)] d\omega d\tau. \end{aligned}$$

В качестве исходного сигнала возьмем давление колоколообразной формы с амплитудой  $\Delta p_0$ :

$$\tilde{p}^{(0)} = \Delta p_0 \exp \left[ - \left( \frac{t - t_0}{\Delta t / 6} \right)^2 \right].$$

На рис. 7 приведены расчетные осциллограммы, иллюстрирующие эволюцию волнового импульса в канале с радиусом  $a = 5 \cdot 10^{-2}$  м, заполненном водой и воздухом (графики (а) и (б)). При этом поврежденный участок находится на некотором расстоянии от источника сигнала. Приведенные осциллограммы соответствуют показаниям датчиков  $D_1$ ,  $D_2$  и  $D_3$ , расположенных на близком расстоянии от точки запуска сигнала и вблизи поврежденного участка (до и после него) соответственно. Исходный импульс представляет собой импульс давления колоколообразной формы с единичной амплитудой, временная протяженность его равна  $\Delta t = 4 \cdot 10^{-2}$  с. Первый всплеск в осциллограмме датчика  $D_1$  на рис. 7, выражает исходный сигнал, запущенный с расстояния  $l = 2000$  м; 300 м. Исходный импульс (первый всплеск на осциллограмме с датчика  $D_2$ ) достигает поврежденного участка несколько ослабленным из-за проявления вязкости жидкости, газа

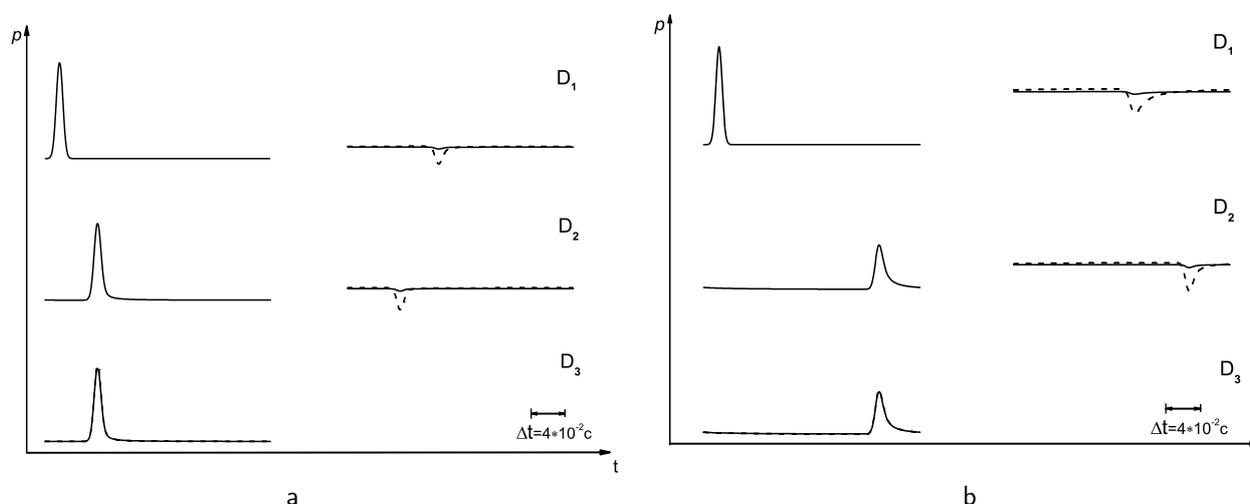


Рис. 7. Расчетные осциллограммы эволюции импульсного сигнала от поврежденного участка в канале ( $2a = 10^{-1}$  м,  $l = 2000$  м;  $300$  м), заполненном водой (а) и воздухом (б) соответственно, сплошные и пунктирные линии при значениях величины площади проходного сечения щели:  $s = 0.78 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup> и  $s = 7.8 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>

и теплопроводности газа. Далее сигнал отражается (второй всплеск на осциллограмме с датчика  $D_2$ ) и часть его возвращается к датчику  $D_1$ . Сплошная и пунктирные линии соответствуют случаям, когда площадь поврежденного участка меньше в 100 и 10 раз площади сечения канала. Импульсный сигнал интенсивнее затухает в газе, чем в жидкости. И заметим что, чем больше площадь поврежденного участка, тем больше амплитуда вернувшегося сигнала. Неотразившаяся часть импульса, прошедшая через поврежденный участок и распространяющаяся далее по каналу, фиксируется датчиком  $D_3$ .

## 7. Заключение

Анализ полученных результатов при исследовании эволюции гармонических волн в трубчатом канале с поврежденным участком показывает, что как в аналитическом решении, так и в экспериментальных расчетах необходимо учитывать вклад тепловой диссипации. В данном случае диссипация происходит из-за проявления вязкости и теплопроводности в тонком слое вблизи поверхности стенок трубчатого канала. Затухание гармонических волн в трубчатом канале, заполненном газом, происходит интенсивнее, чем в случае заполнения канала жидкостью.

## Список литературы

- [1] Biot M.A. Propagation of elastic waves in a cylindrical bore containing a fluid // J. Appl. Phys. 1952. Vol. 23, No 9. Pp. 497–509.
- [2] Shagapov V.Sh., Khlestkina N.M. and Lhuillier D. Acoustic waves in channels with porous and permeable walls // Transport in Porous Media. 1999. Vol. 35, No 3. Pp. 327–344.
- [3] Булатова З.А., Гумерова Г.А., Шагапов В.Ш. Об эволюции волн в каналах, имеющих участки с пористыми стенками и окруженных неоднородной пористой средой // Акустический журнал. 2002. Т. 3. С. 23–31.
- [4] Шагапов В.Ш., Булатова З.А., Щеглов А.В. К возможности акустического зондирования газовых скважин // Инженерно-физический журнал. 2007. Т. 80, № 4. С. 118–126.
- [5] Nigmatullin R.I., Gubaydullin A.A. and Shagapov V.Sh. Numerical Investigation of Shock and Thermal Waves in Porous Saturated Medium with Phase Transitions // Porous Media: Physics, Models, Simulation (World Scientific Publishing). 1999. Pp. 15–21.
- [6] Галиакбарова Э.В., Галиакбаров В.Ф. Импульсное сканирование нефтепроводов для обнаружения утечек // Проблемы сбора, подготовки и транспорта нефтепродуктов: науч.-техн. журн. ВНИИО-ЭНГ. 2012. № 3. С. 162–168.
- [7] Галиакбарова Э.В. Волновые исследования нефтепродуктопроводов для обнаружения «утечек» // Нефтегазовое дело: науч.-техн. журн. УГНТУ. 2012. № 10-2. С. 44–49.
- [8] Галиакбарова Э.В., Галиакбаров В.Ф., Каримов М.С. Теоретические аспекты для организации мониторинга давления в газопроводной системе

- для поддержания пожарной и промышленной безопасности // Нефтегазовое дело: науч.-техн. журн. УГНТУ. 2014. № 12-3. С. 140–146.
- [9] Галиакбарова Э.В., Бахтизин Р.Н., Галиакбаров В.Ф., Ковшов В.Д., Хакимова З.Р. Использование энергии потоков для диагностики магистральных газопроводов с использованием интеллектуальной системы контроля // Нефтегазовое дело: науч.-техн. журн. 2016. № 2. С. 104–113.
- [10] Галиакбаров В.Ф., Гольянов А.А., Коробков Г.Е. Способ определения места утечки жидкости из трубопровода. Пат. RU 2197679 С2, класс патента F17D5/02, номер заявки 2001108766/ 06; заявл. 03.04.2001; опубл. 27.01.2003. Бюл. № 3.
- [11] Галиакбаров В.Ф., Галиакбарова Э.В., Ковшов В.Д., Хакимова З.Р. Система контроля состояния трубопровода. Пат. RU 2606719 С1, класс патента F17D5/00, номер заявки 2015154274; заявл. 16.12.2015; опубл. 10.01.2017, Бюл. №1.
- [12] Исакович М.А. Общая акустика. М. 1973.
- [13] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 733 с.
- [14] Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. 736 с.

## To the theory of acoustic scanning of pipelines with the damaged areas

Shagapov V.S.<sup>\*\*\*</sup>, Galiakbarova E.V.<sup>\*\*\*</sup>, Khakimova Z.R.<sup>\*\*\*</sup>

\* Institute of Mechanics and Engineering, Kazan

\*\* Mavlyutov Institute of Mechanics, Ufa

\*\*\* Ufa State Petroleum Technological University, Ufa

The evolution of the pressure disturbances propagating in the tubular channel filled with liquid or gas and having a damaged portion in a sufficiently large gaps with low resistance. To this end, it adopted a mathematical model that takes into account the viscous friction and heat transfer in a thin layer of liquid (or gas) near the wall. On the basis of this model, dispersion equation for distribution processes and reflections from the damaged portion of harmonic waves. The dependence of the phase velocity, attenuation coefficient, as well as the reflection and transmission coefficients of the angular frequency and the physical properties of a liquid or gas. The results of calculations to illustrate the dynamics of pulse signals depending on the magnitude of damage, defined as the ratio of the gap area to the sectional area of the channel.

**Keywords:** thermal diffusivity, heat dissipation, pressure impulse

