

ОБНАРУЖЕНИЕ УТЕЧЕК ПРИ НЕУСТАНОВИВШЕМСЯ ТЕЧЕНИИ В ТРУБАХ

Лаптева Т.И., Мансуров М.Н.
ООО «ВНИИГАЗ»

Длительный срок эксплуатации и повышение требований к экологической безопасности объектов трубопроводного транспорта нефти и газа ставят в ряд важнейших задач вопросы обеспечения их надежной и безотказной работы, предупреждения и снижения количества аварийных ситуаций, разработки эффективных методов ликвидации последствий аварий. Среди них важное значение имеет задача обнаружения и определения места повреждения подземных и морских трубопроводов, обусловленная:

1. Значительными загрязнениями поверхности суши и водной среды.
2. Увеличением числа незаконных врезок и хищений нефтепродуктов.
3. Крупными затратами на производство ремонтных работ и ликвидацию последствий утечек углеводородов.

Эти причины выдвигают высокие требования к системам обнаружения утечек для различных условий эксплуатации:

- оперативность (быстродействие);
- высокая чувствительность и
- точность определения места утечки;
- надежность и достоверность автоматического обнаружения в режиме “on line”;
- отсутствие воздействия помех на режимы обнаружения;
- экономичность.

В [1 - 3] приводится обзорная информация по методам и средствам контроля утечек на трубопроводах.

Когда режим работы трубопровода установившийся, то обнаружение повреждения производится по изменению статических параметров потока. Заслуживает внимания метод обнаружения утечек по изменению давления во времени, применяемый на магистральном трубопроводе Роттердам-Рейн [4]. Он заключается в том, что при пуске насосов на насосной станции, обслуживающей контролируемый участок трубопровода, через небольшой интервал времени

измеряется давление до достижения им максимальной величины. По полученным данным строят график изменения давления от времени и сравнивают полученную кривую с эталонной, построенной при пуске нефтепровода в эксплуатацию. Описанный метод позволяет обнаруживать утечки от $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$ до $10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$.

Существует способ, по которому трубопровод разбивают на ряд секций, для каждой секции определяется снижение градиента давления жидкости, и по ним судят – в какой секции произошла утечка [5, 6].

Возникающие утечки можно зафиксировать по изменению расхода перекачиваемого продукта на входе трубопровода, по сравнению с расходом на выходе [7, 8], для чего в начале и в конце каждого участка нефтепровода устанавливаются датчики турбинного типа или термодатчики. Сигнал с указанного датчика поступает на ЭВМ, находящуюся на центральном диспетчерском пункте. Система становится более надежной, если вырабатываемые датчиками сигналы подаются в вычислительные блоки, формирующие сигналы, соответствующие количеству потока жидкости в указанных местах трубопровода [9, 10, 11].

При нестационарных режимах изменение параметров перекачки может быть вызвано не только нарушением герметичности трубопровода, но и неравномерной работой насосных станций и другими причинами. Следовательно, возникает необходимость в разработке других способов определения повреждения.

В [12] описывается динамическая система, предназначенная для обнаружения утечек $5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$, что составляет 1 % расхода трубопровода диаметром 560 мм и длиной 710 км с двумя насосными станциями. Система работает следующим образом. Используя входные данные, ЭВМ рассчитывает расход и уровень так называемого стационарного давления, определяемого как среднее между давлением на входе на станцию и давлением на ее выходе, и сравнивает уровень модельного давления и давления реального потока.

В работе [13] описывается система, основанная на так называемой зависимости Бергерона-Шнайдера. Результаты измерения давления и расхода подаются на ЭВМ, работающую в масштабе реального времени так, чтобы вычислить две функции оценки состояния $\lambda(t)$ и $\mu(t)$. Когда возникает утечка или

разрыв, то квазистационарные $\lambda(t)$ и $\mu(t)$ значения изменяются таким образом, что можно извлечь информацию о «дефектности» трубы. Особенность данного способа заключается в том, что он позволяет учесть отраженную волну, распространяющуюся в трубопроводе, и повысить точность оценки волнового изменения давления и расхода.

Система, разработанная фирмой «Ci-Ar-Ci Getani international», обладающая гибкостью и универсальностью, в свою основу включает два технических решения. Первое решение - применение ЭВМ, работающей в масштабе реального времени, с помощью которой осуществляется моделирование процесса течения газа или жидкости по трубопроводу. Второе решение - применение специальных датчиков для обнаружения волн разрежения в трубопроводе. Такой подход сочетает высокое быстродействие акустического способа, который эффективен при обнаружении крупных утечек, с менее оперативным, но более чувствительным методом моделирования на ЭВМ, позволяющим локализовать малые утечки.

В основе предлагаемого метода обнаружения утечек лежат следующие физические процессы, протекающие при образовании трещины. Утечка возникает, если давление в окружающей трубопровод среде меньше давления внутри трубопровода. Так как в процессе истечения через трещину происходит вынос некоторой массы и количества движения, то, согласно законам сохранения, должно происходить изменение массы и количества движения жидкости, оставшейся внутри трубопровода. Эти изменения приводят к тому, что вниз и вверх по потоку начнут распространяться волны разрежения, которые воспринимаются датчиками, установленными на концах трубопровода.

Можно предположить, что характеристики волн разрежения - их форма, амплитуда – существенно зависят от размера и скорости роста размера трещины, коэффициента поглощения волны при распространении в жидкости, расстояния трещины до датчиков, разности давлений внутри и вне трубопровода, а также других факторов. Т.е. определения характеристик является сложной теоретической задачей, которая к настоящему времени разработана весьма слабо.

С другой стороны, состояние нестационарного потока, по которому распространяется возмущение, до и после появления утечек различны.

Отсюда следует, что для разработки метода контроля состояния трубопровода необходимо иметь теоретические модели как основного потока, так и после образования и распространении волн разрежения внутри трубопровода.

Течение в трубопроводах можно полностью описать, если известно давление, скорость потока, плотность, температура. Последние можно получить путем решения системы дифференциальных уравнений движения, непрерывности, энергии, состояния. В ряде случаев, когда температура жидкости близка к температуре окружающей среды, переносом тепла в радиальном направлении можно пренебречь, поэтому уравнение энергии можно не привлекать, т.е. считать движение изотермически.

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + (\bar{u} \nabla) \bar{u} \right) = -\nabla p + \rho g + \frac{\nu}{\rho} \Delta \bar{u} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \bar{u} = 0 \quad (2)$$

$$p = \rho R T \quad (3)$$

где:

ρ - плотность жидкости или газа;

p - среднее давление в сечении;

u - продольная скорость в элементе поперечного сечения, местная скорость;

t – время;

g – ускорение свободного падения;

ν - кинематическая вязкость;

R – газовая постоянная;

T – абсолютная температура.

Хорошо известно, что получить аналитическое решение системы приведенных уравнений в частных производных невозможно], поэтому необходимо прибегать к упрощениям. Задача существенно упрощается, если считать поток одномерным, а вместо неравномерного распределения скорости и давления рассматривать средние по сечению значения скорости и давления.

Проведем в любом месте потока в трубе два поперечных сечения с расстоянием dx между ними. Введем обозначения: S – площадь поперечного

сечения, τ - проекция касательного напряжения на ось x (направление потока), средняя по смоченному периметру, χ - смоченный периметр.

Проинтегрируем уравнение (1) по сечению

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\int_s \rho u dS \right] dx + \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_s \rho u^2 dS \right] dx = -S \frac{\partial p}{\partial x} dx - \tau \chi dx - \rho g S \sin \alpha dx, \quad (1')$$

где α - угол возвышения над горизонтом. Сокращая (1') на dx , получим

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial x} = -S \frac{\partial p}{\partial x} - \tau \chi - \rho g S \sin \alpha, \quad (4)$$

где

$$M = \int_s \rho u dS \quad (5)$$

- массовый расход,

$$J = \int_s \rho u^2 dS \quad (6)$$

- проекция на ось x количества движения массы M . Уравнение (4) является вполне общим, справедливым для любого потока жидкости или газа в трубе.

Рассматривая далее баланс массы, втекающей и вытекающей в элемент dx , получим уравнение неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho S) + \frac{\partial M}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

В общем случае величину J можно представить в виде

$$J = \int_s \rho u^2 dS = (1 + \beta) S \rho w^2 = (1 + \beta) M w, \quad (8)$$

где w - средняя в сечении скорость, β - поправка Кориолиса на неравномерное распределение скоростей в выражении количества движения потока через среднюю скорость и среднюю в сечении плотность. Как известно, при установившемся движении для обычного распределения скоростей в турбулентном потоке $\beta \approx 0$, при параболическом распределении $\beta = \frac{1}{3}$. При неустановившемся движении, естественно, β будет переменной величиной, зависящей от характера распределения скоростей в сечении трубы.

Воспользуемся известной формулой гидравлики для касательного напряжения

$$\tau = \frac{\lambda}{8} \rho w^2, \quad (9)$$

где λ - коэффициент сопротивления в формуле для потери напора на трение в трубе. Величину и порядок λ всегда можно установить, зная шероховатость трубы и режим течения.

Естественно предположить, как это принято при изучении нестационарных гидродинамических процессов, что характеристики сопротивлений, установленные для стационарных движений, сохраняются и для нестационарных потоков (гипотеза квазистационарности).

Капельная жидкость удовлетворяет закону Гука

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{p - p_0}{k_{эс}} \right), \quad (10)$$

где ρ_0 - плотность при давлении p_0 , $k_{эс}$ - модуль объемного сжатия. Вводя

$c = \sqrt{\frac{k_{эс}}{\rho_0}}$ и считая, что сечение трубы от давления не зависит, стенки не

деформируются, можем получить

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho S) = \frac{\rho_0}{c^2} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (11)$$

С учетом (8), (9), (11) уравнения движения (4) и неразрывности (7) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} -S \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\partial M}{\partial t} + M \frac{\lambda w}{8\delta} + \rho g S \sin \alpha + \frac{\partial}{\partial x}((1 + \beta)Mw), \\ -\rho \frac{\partial p}{\partial t} &= c^2 \frac{\partial M}{\partial x} \end{aligned} \quad (12)$$

где $\delta = \frac{S}{\chi}$ - гидравлический радиус.

Уравнения (12) представляют собой систему двух дифференциальных уравнений первого порядка в частных производных гиперболического типа, в общем случае, нелинейных. При этом λ и β подлежат определению.

Тогда разделив обе части системы (12) на S , получим

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\lambda}{8\delta} \rho w^2 + \rho g \sin \alpha + \frac{\partial}{\partial x} ((1 + \beta) \rho w^2) \quad (13)$$

$$-\frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial \rho w}{\partial x}$$

При движении капельной жидкости в длинных трубопроводах обычно оказывается возможным пренебречь изменением давления, соответствующим изменению скоростного напора, т.к. изменение скоростного напора вследствие сжимаемости капельной жидкости практически ничтожно. Член в равенстве (13) $\rho g \sin \alpha$ является постоянной величиной. При неустановившемся движении в трубе он будет давать лишь постоянную добавку. Поэтому появляется возможность переобозначить градиент давления, который становится равным $\frac{\partial p^*}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} - \rho g \sin \alpha$. Тогда этим многочленом также можно будет пренебречь.

Так как коэффициент сопротивления λ является функцией режима течения, и тем самым, числа Рейнольдса, то член $\frac{\lambda}{8\delta} \rho w^2$ является существенно нелинейным. Для линеаризации этого члена можно принять, что $\frac{\lambda}{8\delta} \rho w^2$ постоянен и равен среднему значению по длине трубопровода и времени. При больших колебаниях скорость можно представить в виде $w = w_0 + w^1$, где w_0 - скорость при стационарном режиме, w^1 - поправка, квадратом которой можно пренебречь. Тогда имеем

$$\frac{\lambda w}{8\delta} = \left(\frac{\lambda w}{8\delta} \right)_{cp} = 2a = const \quad (14)$$

и систему уравнений (13) можно переписать в виде

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial t} (\rho w) + 2a(\rho w) \quad (15)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = c^2 \frac{\partial}{\partial x} (\rho w)$$

Воспользуемся методом, который применяется в [11].

При ламинарном режиме величину $\frac{\lambda w}{8\delta}$ можно вычислить вполне точно, так как λ обратно пропорциональна числу Рейнольдса $Re = \frac{4w\delta}{\nu}$, где ν - кинематическая вязкость,

$$\lambda = \frac{A}{Re} = \frac{A\nu}{4w\delta},$$

т.е.

$$\frac{\lambda w}{8\delta} = \frac{A\nu}{4w\delta} \cdot \frac{w}{8\delta} = \frac{A\nu}{32\delta^2}$$

В случае круглой трубы $A=64$, $\delta = \frac{1}{4}d$, поэтому

$$\frac{\lambda w}{8\delta} = \frac{32\nu}{d^2} = 2a$$

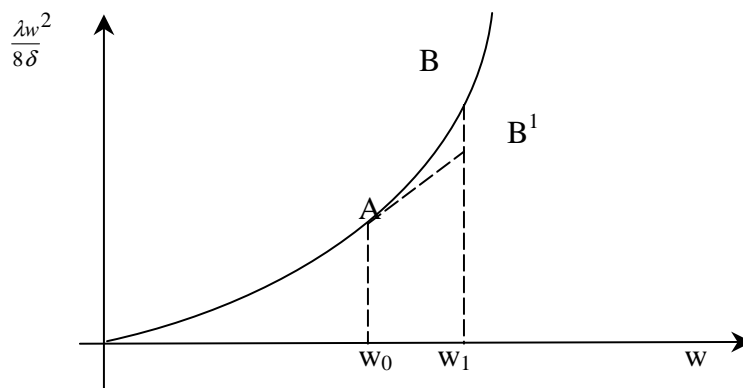


Рисунок 1. Линеаризация при квадратичном трении

При турбулентном течении можно осреднять $\frac{\lambda w}{8\delta}$ следующим образом. Для капельной жидкости будем считать $\rho = \text{const}$. Линеаризация члена $\frac{\lambda w}{8\delta}$ эквивалента замене отрезка кривой $y = \frac{\lambda w^2}{8\delta} = y(w)$ в некотором интервале $w_0 < w < w_1$ надлежаще подобранным отрезком прямой. Условимся эту прямую проводить так, чтобы площади, ограниченные осью абсцисс и отрезками кривой АВ, прямой АВ¹, были равны.

Тогда для коэффициента $2a$ получим уравнение, предполагая $\lambda = \text{const}$.

$$\int_{w_0}^{w_1} \frac{\lambda w^2}{8\delta} dw = \int_{w_0}^{w_1} \left[\frac{\lambda w_0^2}{8\delta} + 2a(w - w_0) \right] dw,$$

откуда

$$2a = (w_1 + 2w_0) \frac{\lambda}{12\delta} \quad (16)$$

В дальнейшем будем рассматривать задачу о неустановившемся движении в трубах, сводящуюся к интегрированию телеграфных уравнений (15) для капельной жидкости

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + 2aw \right) \quad (17)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = \rho c^2 \frac{\partial w}{\partial x}$$

при определенных граничных условиях, которые, естественно, зависят от характера возмущений на границах.

Решение системы для капельной жидкости ищется при начальных и граничных условиях

$$t \leq 0, \quad w = 0, \quad p = 0$$

$$x = 0, \quad w = f(t), \quad p = \varphi(t)$$

где $f(t)$, $\varphi(t)$ – произвольные функции времени, равные нулю при $t \leq 0$.

Существует довольно много методов решения этой системы уравнений. Один из них, являющийся модификацией классического метода Фурье-Бернулли – разделение переменных, в ряде случаев позволяет довольно простым способом получить решения. Вначале определяются частные решения, и общее решение находится как сумма частных решений таким образом, чтобы удовлетворить начальным и граничным условиям. Когда система фундаментальных функций, из которых составляется общее решение, является ортогональной, что, в свою очередь, зависит от характера граничных условий, решение получается сравнительно просто. Если же это условие не выполняется, то решение усложняется и требует специальных приемов.

Простым и сравнительно быстрым методом является метод контурного интегрирования в плоскости комплексной частоты ω , когда общее решение ищется не в виде ряда, а в виде интеграла, взятого по надлежаще проведенному контуру в плоскости комплексного переменного, за которое принимается частота колебаний ω .

Функции $f(t)$, $\varphi(t)$ представляют с помощью так называемых частных спектров $F(\omega)$, $\Phi(\omega)$. Предполагая, что $F(\omega)$, $\Phi(\omega)$ известны, частное решение будет ищется в виде бегущей волны. Определяя далее константы, находят решение задачи, которое удовлетворяет начальным и граничным условиям. Однако, для сложных граничных условий вычисления оказываются довольно громоздкими.

Широкое распространение получил операционный метод. Основная идея заключается в следующем. Исходные дифференциальные уравнения, начальные граничные условия умножаются на некоторую известную функцию $R(s, y)$ – ядро преобразования, где y – одно из независимых переменных, обычно координата или время, S – некоторый параметр, от этих переменных независимый. После указанного умножения производится интегрирование по y в конечных или в бесконечных пределах. Искомая функция $U(y, z, \dots)$ при этом заменяется ее изображением в виде

$$U(s, z) = \int_a^b u(e, z, \dots) R(s, y) dy ,$$

где a и b – пределы интегрирования.

В результате получается система, не содержащая переменной y , по которой производится интегрирование, – так называемая система изображающих уравнений.

Так как система изображающих уравнений содержит на одно независимое переменное меньше, то, как правило, она может быть разрешена относительно $U(s, z, \dots)$ значительно проще, нежели исходная система относительно $U(y, z, \dots)$.

К сожалению, решение методом контурного интегрирования часто приводит к неудобным для анализа выражениям, которые к тому же плохо сходятся, то потому предпочтительным следует признать операционный метод,

позволяющий получить аналитические выражения, которые удобны для машинной обработки.

Допустим, что в полубесконечном трубопроводе в начальной момент времени давление и скорость равны нулю, то есть можно записать

$$t \leq 0, w(x, t) = f_1(x) = 0, p(x, t) = f_2(x) = 0,$$

а при $t \geq 0$ на $x = 0$ происходит изменение либо давления, либо скорости, то есть имеем

$$\begin{array}{lll} x = 0 & p(0, t) = \varphi(t) & \text{случай А} \\ \text{или} & & t > 0 \\ x = 0 & w(0, t) = \psi(t) & \text{случай В} \end{array}$$

Тогда решение этой задачи, согласно [14], получается в случае А

$$p(x, t) = \left\{ \begin{array}{l} 0, 0 \leq t < \frac{x}{c} \\ \varphi\left(t - \frac{x}{c}\right) e^{-a\frac{x}{c}} + a \int_{\frac{x}{c}}^t \varphi(t - \tau) e^{-a\tau} \frac{I_1\left(a\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}\right)}{\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}} d\tau, t \geq \frac{x}{c} \end{array} \right\} \quad (18)$$

$$\rho c w(x, t) = \left\{ \begin{array}{l} 0, 0 \leq t < \frac{x}{c} \\ \varphi\left(t - \frac{x}{c}\right) e^{-a\frac{x}{c}} + a \int_{\frac{x}{c}}^t \varphi(t - \tau) e^{-a\tau} \left[\frac{I_1\left(a\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}\right)}{\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}} - I_0\left(a\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}\right) \right] d\tau, t \geq \frac{x}{c} \end{array} \right\}$$

в случае В

$$\begin{aligned}
 p(x,t) = \rho c \left\{ \begin{array}{l} 0,0 \leq t < \frac{x}{c} \\ \Psi\left(t - \frac{x}{c}\right) e^{-a\frac{x}{c}} + a \int_{\frac{x}{c}}^t \Psi(t-\tau) e^{-a\tau} \left[\frac{I_1\left(a\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}\right)}{\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}} + I_0\left(a\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}\right) \right] d\tau, t \geq \frac{x}{c} \end{array} \right. \\
 \\
 w(x,t) = \left\{ \begin{array}{l} 0,0 \leq t < \frac{x}{c} \\ \Psi\left(t - \frac{x}{c}\right) e^{-a\frac{x}{c}} + a \frac{x}{c} \int_{\frac{x}{c}}^t \Psi(t-\tau) e^{-a\tau} \frac{I_1\left(a\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}\right)}{\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}} d\tau, t \geq \frac{x}{c} \end{array} \right. \quad (19)
 \end{aligned}$$

где I_0 , I_1 - функции Бесселя нулевого и первого порядков первого рода от мнимого аргумента.

В частном случае, когда в начале трубопровода задан скачок скорости или давления, то есть

$$\varphi(t) = \begin{cases} 0, t < 0 \\ p_0, t \geq 0 \end{cases} \quad \text{или} \quad \Psi(t) = \begin{cases} 0, t < 0 \\ u_0, t \geq 0 \end{cases} \quad (20)$$

Выражения (18), (19) приводятся к виду:

в случае А

$$p(x,t) = \begin{cases} 0,0 \leq t < \frac{x}{c} \\ p_0 e^{-a\frac{x}{c}} + a \frac{x}{c} p_0 \int_{\frac{x}{c}}^t e^{-a\tau} \frac{I_1 \left(a \sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2} \right)}{\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}} d\tau, t \geq \frac{x}{c} \end{cases} \quad (21)$$

$$\rho c w(x,t) = \begin{cases} 0,0 \leq t < \frac{x}{c} \\ p_0 e^{-at} I_0 \left(a \sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2} \right), t \geq \frac{x}{c} \end{cases}$$

в случае В

$$p(x,t) = \begin{cases} 0,0 \leq t < \frac{x}{c} \\ w_0 e^{-a\frac{x}{c}} + a w_0 \int_{\frac{x}{c}}^t e^{-a\tau} \left[\frac{I_1 \left(a \sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2} \right)}{\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}} + I_0 \left(a \sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2} \right) \right] d\tau, t \geq \frac{x}{c} \end{cases} \quad (22)$$

$$w(x,t) = \frac{1}{\rho c} \begin{cases} 0,0 \leq t < \frac{x}{c} \\ w_0 e^{-a\frac{x}{c}} + a \frac{x}{c} w_0 \int_{\frac{x}{c}}^t e^{-a\tau} \frac{I_1 \left(a \sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2} \right)}{\sqrt{\tau^2 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}} d\tau, t \geq \frac{x}{c} \end{cases}$$

Полученная система уравнений (волны скорости - (19); волны давления - (18)) позволяет описать течение в трубопроводе и создать теоретические модели как основного потока жидкости в трубопроводе, так и при появлении утечки после образования трещины и распространения волн разрежения в соответствии с критериями, определяющими их тип.

Литература

1. Медведев С.С., Лебедев Н.В., Ермолаев А.С.. Ликвидация аварийных разливов нефти при авариях на подводных переходах нефтепроводов// Газовая промышленность. – 2005. - № 2. – с. 79-81.
2. Системы обнаружения утечек жидкости на магистральных нефтепроводах. Бабков А.В., Попадько В.Е. – Серия: Автоматизация, телемеханизация и связь с газовой промышленности. – М: ИРЦ Газпром, 2002. - 41.
3. Современные дистанционные методы и аппаратура контроля утечек из магистральных трубопроводов. Бутиков Ю.А., Чура Н.И., Широченский С.И. - Серия: Автоматизация, телемеханизация и связь с газовой промышленности. – М: ИРЦ Газпром, 1995. - 43.
4. Обнаружение утечек на нефтепроводе Роттердам-Рейн (Нидерланды - ФРГ). Siemens, 1973, 21, № 15-16, 563-564, Spenn A., Gruyff F.
5. Устройство для обнаружения утечки в трубопроводе. 56-1763, Япония, G OIM 3/02, Фудзи дэнки Сэндо К.К., публ. 23.04.81.
6. Способ определения местонахождения утечки в трубопроводе. 56-17614, Япония, OIM 3/02, Фудзи дэнки Сэндо К.К., публ. 23.04.81.
7. Хара Атсюши и др. Устройство для обнаружения утечек жидкости. № 3987662, США, OIM 3/28, Ниппон Кокан, 1976.
8. Тадзима Исао. Способ детектирования утечки жидкости из трубопровода. № 56-16898, Япония, G OIM 3/28, 17 6/02, Ниппон Сакин Качаку К.К., 1981.
9. Способ обнаружения утечки жидкости из трубопровода. № 51-47357, Япония, G OIM 3/26, F 17, D 5/02, Токе Сибаура дэнки К.К., 1976.

10. Устройство для обнаружения утечки в трубопроводах. № 52-36, 7/14, Япония, G OIM 3/28, 112H01, Токе Сибаура дэнки К.К., 1977.
11. Устройство для обнаружения утечки в трубопроводах. № 52-47705, Япония, G OIM 3/28, F 17, D 5/02, 112H01, 1121, 64, Токе Сибаура дэнки К.К., 1977.
12. Stewart T. On-line computer detects leaks on Ozark line. «Oil and Gas Journal», 1980. V 78, № 39, 108-111.
13. Фукуда Т. Метод обнаружения повреждений в водопроводах с использованием теории распространения волн. «Кэйсоку дзидо таккат ромбунсю», 1982, т. 18, № 10, 1005-1012.
14. Чарный И.А. Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах. – М.: Недра, 1975. – 300 с.