

7. Рождественский Б. Л., Яненко П. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. — М.: Наука, 1978.
8. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. — М.: Недра, 1984.
9. Beckers H. L., Harmsen G. J. The effect of water injection on sustained combustion in a porous medium // Soc. Petrol. Eng. J.— 1970.— V. 10, N 2.
10. Алишаева О. М., Ентов В. М., Зазовский А. Ф. О структуре сопряженных скачков насыщенности и концентрации в задачах вытеснения нефти раствором активной примеси // ПМТФ.— 1982.— № 5.
11. Бедриковецкий П. Г., Лурье М. В. Устойчивость и допустимость разрывов в системах уравнений двухфазной фильтрации // ПММ.— 1983.— Т. 47, вып. 4.
12. Гельфанд И. М. Некоторые задачи теории квазилинейных уравнений // УМН.— 1959.— Т. 14, вып. 2.

Поступила 28/VII 1986 г.

УДК 532.595.2 + 532.595.7

УВЕЛИЧЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ ГИДРОУДАРА В ТРУБОПРОВОДЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ОБЪЕМА ГАЗА

С. П. Актершев, А. В. Федоров
(Новосибирск)

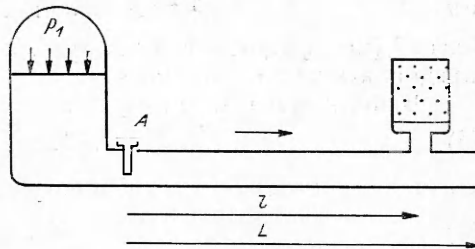
В самых различных областях применения трубопроводных систем часто встречаются ситуации, когда наряду с жидкостью в трубопроводе присутствуют локализованные объемы газа. Наличие газовых полостей может оказывать существенное влияние на характер различных нестационарных процессов в трубопроводе [1—8]. В зависимости от параметров системы и способа организации нестационарного течения газовые полости могут играть роль компенсаторов колебаний давления [2] и, напротив, увеличивать максимальное давление [3, 4]. Как известно [1], воздушный колок, установленный в нагнетательной линии сразу после насоса, уменьшает величину скачка давления, возникающего при пуске насоса. С другой стороны, при заполнении тупикового трубопровода жидкостью наличие газа может привести к гидроудару значительной величины [3]. Присутствие воздуха в конце напорной линии с закрытым клапаном также может быть причиной колебаний давления большой амплитуды при быстром включении насоса [4].

Процесс опрессовки заполненного вязкой жидкостью трубопровода с воздушной камерой (рис. 1) исследовался экспериментально в [5] для больших гидравлических сопротивлений в точке подсоединения камеры к трубопроводу. В начальный момент времени быстро открывается клапан А, соединяющий трубопровод под давлением \tilde{p}_0 с резервуаром постоянного давления $\tilde{p}_1 > \tilde{p}_0$. При этом воздушная камера предназначалась для демпфирования колебаний давления. Данные экспериментов сравнивались с результатами численных расчетов. Отмечено, что в некотором диапазоне объемов воздуха в камере максимумы давления получаются выше в 1,5—1,8 раза, чем в отсутствие воздуха. На основании проведенных численных расчетов определен максимально допустимый диаметр горловины камеры, обеспечивающий ее демпфирующее действие для заданного объема воздуха.

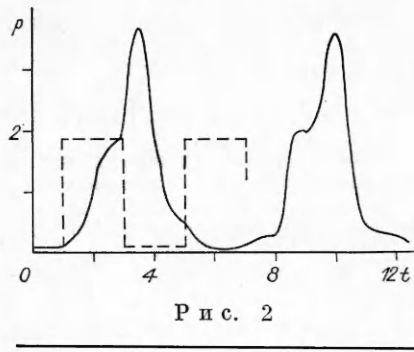
В настоящей работе также рассматривается задача об опрессовке трубопровода с газовой полостью, но для небольших величин гидравлического сопротивления, которое считается сосредоточенным в начальном сечении трубы (сопротивление клапана). Влияние объема газовой полости на максимальные давления в трубопроводе исследуется как численным методом, так и в рамках предложенной далее упрощенной математической модели процесса.

Постановка задачи. Течение жидкости в трубе описывается уравнениями гидравлики [1], которые в безразмерных переменных $p = \tilde{p}/\tilde{p}_1$, $u = \tilde{\rho}_0 \tilde{c} \tilde{u}/\tilde{p}_1$, $x = \tilde{x}/\tilde{L}$, $t = \tilde{c} \tilde{t}/\tilde{L}$ имеют вид

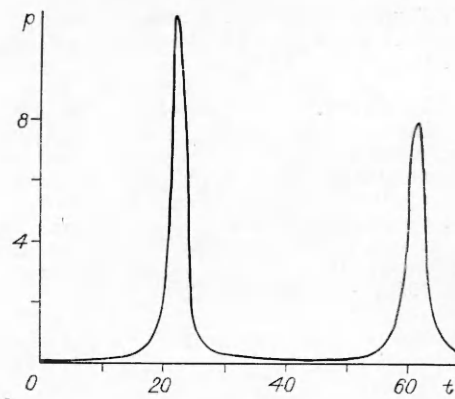
$$(1) \quad \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} + \alpha u |u| = 0, \quad \alpha = \lambda \tilde{L} \tilde{p}_1 / (2 \tilde{D} \tilde{\rho}_0 \tilde{c}^3).$$



Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

Здесь \tilde{p} , \tilde{u} , $\tilde{\rho}_0$, \tilde{x} , \tilde{t} — размерные давление, скорость, плотность жидкости, продольная координата, время; \tilde{D} , \tilde{L} , \tilde{c} — диаметр, длина трубы, скорость распространения возмущений в трубопроводе, заполненном жидкостью; λ — коэффициент трения о стенку, который принимается постоянным, что справедливо для чисел Рейнольдса $Re \geq 10^5$ [9].

В сечении, в котором расположена газовая полость, запишем уравнение изменения объема газа

$$d\tilde{V}/d\tilde{t} = -\tilde{f}_0(\tilde{u}^- - \tilde{u}^+),$$

где \tilde{V} — объем газа; \tilde{f}_0 — площадь сечения трубы; \tilde{u}^- , \tilde{u}^+ — скорость жидкости слева и справа от полости. Сжатие газового объема предполагаем адиабатическим $\tilde{p}\tilde{V}^\gamma = \tilde{p}_0\tilde{V}_0^\gamma$. Отсюда получим соотношение для \tilde{u}^- , \tilde{u}^+ , $d\tilde{p}/d\tilde{t}$, которое в безразмерных переменных примет вид

$$(2) \quad dp/dt = \kappa p^{(1+\gamma)/\gamma} (u^- - u^+), \quad \kappa = \frac{\tilde{\gamma}\tilde{f}_0\tilde{L}\tilde{p}_1}{\tilde{V}_0\tilde{\rho}_0\tilde{c}^2} \left(\frac{\tilde{p}_1}{\tilde{p}_0}\right)^{1/\gamma}.$$

В начальном сечении трубопровода безразмерные давление и скорость связаны соотношением

$$(3) \quad 1 - p = \xi(\tilde{p}_1/2\tilde{\rho}_0\tilde{c}^2)u|u|.$$

Здесь ξ (коэффициент гидравлического сопротивления клапана [19]) также предполагается постоянным.

В конечном сечении трубы

$$(4) \quad u(1, t) = 0.$$

Начальные условия в трубопроводе:

$$(5) \quad u(x, 0) = 0, \quad p(x, 0) = p_0, \quad p_0 = \tilde{p}_0/\tilde{p}_1.$$

Решение (1) с граничными и начальными условиями (3)—(5) осуществлялось методом характеристик [10]. При этом условия (2)—(4) дополнялись соотношениями на характеристиках в соответствующих сечениях.

Некоторые результаты расчетов. Расчеты проводились для трубопровода, заполненного водой ($\tilde{c} = 1370$ м/с, $\tilde{\rho}_0 = 10^3$ кг/м³) под давлением $\tilde{p}_0 = 0,1$ МПа, имеющего воздушную камеру ($\gamma = 1,4$) в конце трубы ($\tilde{l}/\tilde{L} = 0,96$) при $\tilde{L}/\tilde{D} = 100$, $\lambda = 0,02$, $\xi = 0,4$; 1, 2.

На рис. 2 приведена зависимость давления в газовой полости от времени для $p_0 = 0,1$, $\tilde{V}_0/\tilde{f}_0\tilde{L} = 10^{-3}$, $\xi = 1$. В отсутствие газа максимальное инерционное повышение давления в трубопроводе, как известно [1], равно $2(1 - p_0)$, если пренебречь потерями, а период колебаний составляет четыре пробега волны, что изображено на рис. 2 штриховой линией. Видно, что при наличии газовой полости реализуются пики давления большей амплитуды.

При этом давление в первом пике p_m и период колебаний (промежуток времени между последовательными пиками) существенно зависят от начального объема газа. На рис. 3 показаны результаты расчета для $p_0 = 0,1$, $\tilde{V}_0/\tilde{f}_0\tilde{L} = 10^{-1}$, $\xi = 2$. Давление в первом пике превышает давление в резервуаре более чем в 10 раз. Снижение давления в последующих импульсах определяется гидравлическими потерями ξ и $\lambda\tilde{L}/\tilde{D}$.

Такие же колебания давления жидкости происходят в сечениях трубы, соседних с газовой полостью (максимальное давление достигается в концевом сечении). Этот эффект усиления давления гидроудара из-за наличия в трубопроводе газового объема можно использовать в устройствах для создания импульсной струи (резка металла струей жидкости, гидромониторы для разработки полезных ископаемых и т. п.) и для испытания контейнеров высокого давления [11, 12].

Модель жесткого поршня. С целью аналитического описания изучаемой задачи исследуем упрощенную математическую модель.

Жидкость в трубопроводе считается несжимаемой и рассматривается как жесткий поршень. При этом скорость жидкости во всех сечениях трубы одинакова. Тем самым пренебрегается временем распространения возмущений по трубопроводу. Такое пренебрежение сжимаемостью жидкости и податливостью стенки трубы по сравнению со сжимаемостью газа будет справедливо при условии, что характерное время процесса много больше времени пробега волны по трубопроводу.

Пусть газовая полость расположена в конце трубы ($\tilde{l} = \tilde{L}$), \tilde{u} — скорость столба жидкости, \tilde{p} — давление в газовой полости (см. рис. 1). Запишем уравнения движения жидкого поршня с учетом потерь давления на входе в трубу и силы трения о стенку

$$\tilde{\rho}_0\tilde{L}\frac{d\tilde{u}}{d\tilde{t}} = \tilde{p}_1 - \tilde{p} - \left(\xi + \frac{\lambda\tilde{L}}{\tilde{D}}\right)\frac{\tilde{\rho}_0\tilde{u}|\tilde{u}|}{2},$$

изменения объема газа

$$d\tilde{V}/d\tilde{t} = -\tilde{f}_0\tilde{u},$$

процесса адиабатического сжатия газа

$$\tilde{p}\tilde{V}^\gamma = \tilde{p}_0\tilde{V}_0^\gamma.$$

Исключая объем \tilde{V} , получим два уравнения для \tilde{p} , \tilde{u} , которые в прежних безразмерных переменных имеют вид

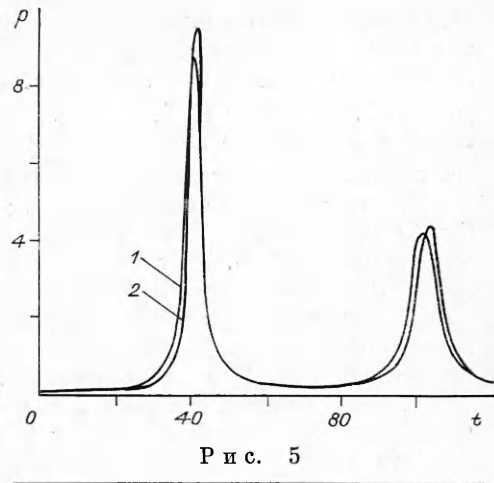
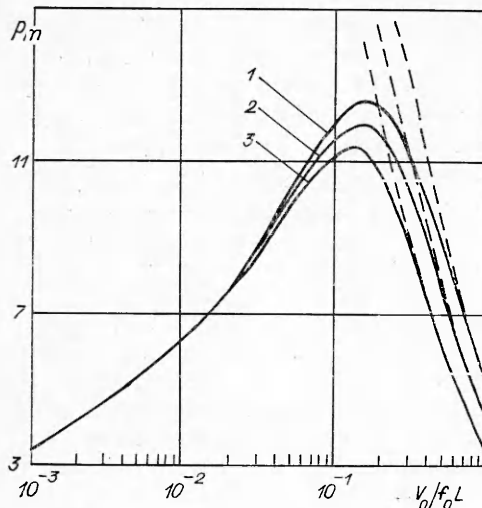
$$(6) \quad du/dt = 1 - p - ku|u|, \quad dp/dt = \kappa p^{(1+\gamma)/\gamma},$$

где $k = \left(\xi + \frac{\lambda\tilde{L}}{\tilde{D}}\right)\frac{\tilde{p}_1}{2\tilde{\rho}_0\tilde{c}^2}$; $\kappa = \frac{\gamma\tilde{f}_0\tilde{L}\tilde{p}_1}{\tilde{V}_0\tilde{\rho}_0\tilde{c}^2}\left(\frac{\tilde{p}_1}{\tilde{p}_0}\right)^{1/\gamma}$. Их можно интегрировать численными методами с начальными данными $p(0) = p_0$, $u(0) = 0$. Проанализируем (6) для случая отсутствия потерь ($k = 0$) и линеаризуем (6) вблизи стационарной точки $p = 1$, $u = 0$, положив $p = 1 + p'$, $u = u'$ (p' , u' — малые величины). Получаем для p' уравнение гармонических колебаний с периодом

$$(7) \quad T = 2\pi/\sqrt{\kappa}.$$

Этот результат совпадает с полученным в [8] для колебаний малой амплитуды в трубопроводе с газовым компенсатором.

Колебательный характер процесса обусловлен инерционностью жидкости и присутствием газовой полости. После открытия клапана под действием давления в резервуаре столб жидкости разгоняется вправо (см. рис. 1) и сжимает газ, который играет роль упругой пружины. Из-за инерционности жидкость «проскакивает» положение равновесия (когда давление газа сравнялось с давлением на входе в трубопровод) и к моменту полного торможения сжимает газ до $p_m > 1$. В отсутствие газовой



Р и с. 4

Р и с. 5

полости весь столб жидкости в течение одного пробега волны давления по трубопроводу приобретает скорость $(1 - p_0)$, а затем тормозится волной, отраженной от закрытого конца трубы [1]. В исследуемом случае (наличие газа) жидкость разгоняется гораздо большее время, поэтому при разгоне она набирает большую скорость, а при торможении достигается повышенные давления, большее, чем $2(1 - p_0)$ в отсутствие газа.

Давление p_m в первом пике получим из (6) для $k \neq 0$, рассмотрев движение жидкости при $u \geq 0$. Введя новые переменные $z = (1 - p_0)^{-1/\gamma} u$, $y = u^2/2$ и исключая время t , имеем

$$(8) \quad \frac{dy}{dz} - \beta y = \frac{\gamma}{\kappa} \left(\frac{1}{z^\gamma} - 1 \right), \quad \beta = \frac{2k\gamma}{\kappa}.$$

Решение (8) с начальными данными $y(z_0) = 0$ ($z_0 = (1/p_0)^{1/\gamma}$) запишем в виде

$$(9) \quad y(z) = \frac{\gamma}{\kappa} e^{\beta z} \int_z^{z_0} \left(1 - \frac{1}{\eta^\gamma} \right) e^{-\beta \eta} d\eta, \quad z < z_0.$$

Нетрудно показать, что функция $y(z)$ обращается в нуль в точке $z_m < 1$, $y(z_m) = 0$, неотрицательна на отрезке (z_m, z_0) и имеет там максимум. Определив z_m , найдем $p_m = 1/z_m^\gamma$.

Гидравлические потери давления на входе в трубопровод и на трение о стенку, учтенные в первом уравнении (6) коэффициентом k , частично компенсируют инерционность жидкого поршня и тем самым снижают величину гидроудара. Оценим время релаксации скорости поршня к установившемуся значению из-за наличия потерь, предполагая в (6) $u \geq 0$, давление газа постоянным ($p(t) = p_0$).

Решением уравнения $du/dt = 1 - p_0 - ku^2$ с начальным условием $u(0) = 0$ будет $u(t) = u^* \left(\frac{e^{t/\tau} - 1}{e^{t/\tau} + 1} \right)$. Здесь $\tau = 1/[2\sqrt{k(1-p_0)}]$ — время

релаксации; $u^* = \sqrt{(1-p_0)/k}$ — установившаяся скорость, при которой инерционный член обращается в нуль. Если характерное время изменения давления газа $T \ll \tau$, то скорость жидкости не будет успевать «подстраиваться» под текущее значение давления. Значение τ/T уменьшается с ростом объема газа \tilde{V}_0 , поэтому гидравлические потери играют более значительную роль для больших относительных объемов $\tilde{V}_0/\tilde{f}_0\tilde{L}$ в модели жесткого поршня.

Сравнение результатов расчетов методом характеристик и по модели поршня. На рис. 4 приведены зависимости $p_m(\tilde{V}_0/\tilde{f}_0\tilde{L})$ для $p_0 = 0, 1$, рас-

считанные методом характеристик (сплошные линии 1—3 для $\xi = 0,4; 1; 2$), в сравнении с результатами расчета по модели поршня (9) (штриховые линии). Видно, что при увеличении объема газа значение p_m , рассчитанное методом характеристик, сначала растет (увеличивается влияние воздуха на гидроудар), а затем падает из-за усиления влияния гидравлических потерь. Таким образом, существует наиболее опасный для гидроудара (и оптимальный для получения импульсного давления) объем газа \tilde{V}_0^* , значение которого определяется гидравлическими потерями. При больших объемах воздушная камера демпфирует колебания давления.

При небольших объемах газа ($\tilde{V}_0/\tilde{f}_0\tilde{L} < 10^{-2}$) для различных ξ получается одинаковое значение p_m , поскольку характерное время повышения давления достаточно мало и влияние гидравлических потерь несущественно. При $\tilde{V}_0/\tilde{f}_0\tilde{L} > 0,8$ модель поршня дает для p_m удовлетворительное совпадение с методом характеристик. Как видно из рис. 4, модель поршня неприменима при $\tilde{V}_0 \ll \tilde{V}_0^*$, когда характерное время процесса становится сравнимо с временем пробега волны по трубопроводу.

На рис. 5 показаны зависимости давления в газовой полости от времени, рассчитанные методом характеристик и по уравнениям (6) (кривые 1, 2) для $p_0 = 0, 1$, $\tilde{V}_0/\tilde{f}_0\tilde{L} = 0, 3$, $\xi = 2$.

Таким образом, исследован процесс колебаний давления в заполненном жидкостью трубопроводе с газовой полостью при малых гидравлических сопротивлениях системы. Выявлен критический объем газа, при котором гидроударное повышение давления максимально.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чарный И. А. Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах.— М.: Наука, 1975.
2. Низамов Х. Н., Батин Г. Л. и др. Перспективные методы демпфирования колебаний давления в трубопроводах // Гидроупругие колебания и методы их устранения в закрытых трубопроводных системах.— Красноярск, 1983.
3. Бердников В. В., Козырева Т. С., Пантюхин Б. А. Исследование процессов заполнения магистралей жидкостью // Изв. вузов. Авиац. техника.— 1982.— № 3.
4. Tomita T., Nakamura K. Water hammer caused by air in a pump started with the discharge valve closed // Ebara Engng Rev.— 1984.— N 127.
5. Kitagawa A. A method of absorption for surge pressure in conduits // Bulletin of the JSME.— 1979.— V. 22, N 165.
6. Актершев С. П., Федоров А. В., Фомин В. М. Математическое моделирование испытаний магистральных трубопроводов на герметичность с учетом защемленных объемов воздуха // Динамика многофазных сред/Под ред. В. М. Фомина.— Новосибирск, 1985.
7. Актершев С. П., Федоров А. В., Фомин В. М. Математическое моделирование процесса заполнения магистрального трубопровода // Тез. докл. Всесоюз. семинара «Современные проблемы и математические методы теории фильтрации».— М., 1984.
8. Атавин А. А., Скребков Г. П. Упрощенный метод расчета давления в гидросистеме с компенсатором // Вестн. машиностроения.— 1962.— № 8.
9. Альтшуль А. Д. Гидравлические сопротивления.— М.: Недра, 1982.
10. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений.— М.: Наука, 1978.
11. Контрактор Д. Применения переходных режимов жидкости в гидравлической разработке полезных ископаемых // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов.— 1972.— № 2.
12. Kitagawa A., Takenaka T., Kato Y. Study on the high pressure generation by means of oil hammer // Bulletin of the JSME.— 1984.— V. 27, N 234.

Поступила 16/VI 1986 г.