УДК 628.112

# РАСЧЕТ ПУЛЬСАЦИЙ ПРОДУКТОВ СФЕРИЧЕСКОГО ПОДВОДНОГО ГАЗОВОГО ВЗРЫВА В СКВАЖИНЕ

**Канд. техн. наук, доц. ИВАШЕЧКИН В. В.,**
**канд. физ.-мат. наук, доц. ВЕРЕМЕНЮК В. В.**

*Белорусский национальный технический университет*

Подводный газовый взрыв нашел свое применение при восстановлении снизивших дебит скважин [1]. Фильтры скважин обрабатывают поинтервально взрывами водородно-кислородной газовой смеси, которую накапливают в открытой снизу стальной взрывной камере с отражателем. В связи с малым интервалом активного воздействия на фильтр из-за ограниченной площади излучающей поверхности открытой камеры, больших теплопотерь при прямом контакте перегретого пара с холодной жидкостью и трудностей при производстве взрывов в реагентах, перспективным представляется применение замкнутых цилиндрических и сферических взрывных камер, образованных эластичными оболочками.

Целью настоящей работы является теоретический расчет пульсаций сферической взрывной камеры в скважине.

Рассмотрим процесс пульсаций в фильтре скважины сферической взрывной камеры с продуктами взрыва. Расчетная схема пульсаций представлена на рис. 1.

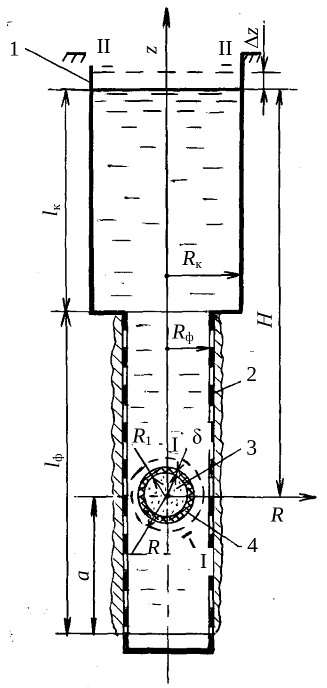


*Рис. 1.* Расчетная схема пульсаций сферической взрывной камеры в фильтре скважины: 1 – обсадная колонна; 2 – фильтр; 3 – сферическая взрывная камера; 4 – оболочка

Скорость расширения продуктов подводного газового взрыва в скважине невелика по сравнению со скоростью звука $c$ в жидкости, поэтому жидкость можно считать несжимаемой [2, 3].

Пусть в фильтре скважины имеется сферическая взрывная камера с наружным радиусом $R_1$, имеющая снаружи тонкостенную упругую оболочку толщиной δ. Толщина тонкостенной оболочки согласно [4] должна составлять менее $0{,}1R_1$, тогда принимают, что напряжения в оболочке распределены равномерно по ее толщине.

Полость сферической взрывной камеры радиусом $R_1 - \delta$ заполнена газообразным энергоносителем. Начальное давление $p_0$ в полости принимаем одинаковым по всей длине и равным абсолютному давлению $p_{абс}$ в жидкости на уровне центра шара $p_0 = p_{абс} = p_{атм} + \rho g H$.

Пусть в энергоносителе произошло быстрое химическое превращение – взрыв.

Учитывая высокую скорость распространения взрыва, камера практически мгновенно оказывается заполненной продуктами взрыва с одинаковым и равным по всему объему давлением $p_1 = mp_0$, где $m$ – степень возрастания давления. Камера радиально расширяется, вытесняя жидкость по кольцевому зазору в ствол скважины.

Будем считать, что согласно первому закону термодинамики начальная энергия продуктов взрыва $Э_1$ расходуется на увеличение их внутренней энергии $W_{(R-\delta)}$, работу $A$ над окружающей жидкостью и работу $A_{об}$ растяжения тонкостенной упругой оболочки. Уравнение, описывающее движение заполненной продуктами взрыва сферической камеры, имеет вид

$$W_{(R-\delta)} + A + A_{об} = Э_1. \tag{1}$$

Начальная энергия $Э_1$ продуктов взрыва равна внутренней энергии $W_{(R_1-\delta)}$ продуктов взрыва перед расширением, т. е.

$$Э_1 = W_{(R_1-\delta)} = \frac{4mp_0\pi(R_1-\delta)^3}{3(n-1)}, \tag{2}$$

где $n$ – среднее значение показателя политропы продуктов взрыва в процессе пульсаций.

Предполагаем, что при расширении полости изменение состояния продуктов взрыва происходит по политропной зависимости. Поэтому связь между давлением газов $p$ в полости и ее текущим радиусом $R$ имеет вид

$$p = p_1\left(\frac{R_1-\delta}{R-\delta}\right)^{3n}. \tag{3}$$

Внутренняя энергия $W_{(R-\delta)}$ в процессе расширения $W_{(R-\delta)} = \dfrac{p4\pi(R-\delta)^3}{3(n-1)}$.

С учетом (3) получим

$$W_{(R-\delta)} = \frac{mp_0 4\pi\left(R_1-\delta\right)^{3n}(R-\delta)^{3(1-n)}}{3(n-1)}. \tag{4}$$

Работа, затрачиваемая продуктами взрыва на упругую деформацию сферической оболочки, равна потенциальной энергии деформированного тела и с учетом закона Гука [4] составляет

$$A_{\text{об}} = 8\pi E\delta\left(R - R_1\right)^2. \tag{5}$$

Работа продуктов взрыва против сил внешнего давления при увеличении объема взрывной камеры от $V_1$ до $V$

$$A = \int_{V_1}^{V} p_{\text{I}} dV = \int_{4/3\pi R_1^3}^{4/3\pi R^3} p_{\text{I}} dV, \tag{6}$$

где $p_{\text{I}}$ – давление на оболочку со стороны жидкости в скважине в процессе движения.

Давление $p_{\text{I}}$ найдем из уравнения Д. Бернулли на случай неустановившегося движения, записанного для сечения I–I, совпадающего с наружной поверхностью сферической оболочки и сечения II–II, проходящего по уровню воды в скважине (рис. 1). Плоскость сравнения проводим через центр шара.

Используем следующие допущения: жидкость несжимаема; стенки скважины абсолютно жесткие и непроницаемые; давление продуктов взрыва по всему объему полости одинаково.

Уравнение имеет вид

$$Z_{\text{I}} + \frac{p_{\text{I}}}{\rho g} + \frac{\alpha_{\text{I}} v_{\text{I}}^2}{2g} = Z_{\text{II}} + \frac{p_{\text{II}}}{\rho g} + \frac{\alpha_{\text{II}} v_{\text{II}}^2}{2g} + h_{\text{тр}_{\text{I–II}}} + h_{\text{ин}_{\text{I–II}}}, \tag{7}$$

где $Z_i$, $p_i$ и $v_i$ – соответственно геометрическая высота положения центра тяжести сечения над плоскостью сравнения, давление в центре тяжести сечения и средняя скорость в сечении; $h_{\text{тр}_{\text{I-II}}}$ – потери напора на трение между сечениями; $h_{\text{ин}_{\text{I–II}}}$ – инерционный напор. Тогда:

$$Z_{\text{I}} = 0;\; v_{\text{I}} = \frac{dR}{dt};\; Z_{\text{II}} = H + \Delta Z = H + \frac{4(R^3 - R_1^3)}{3R_{\text{к}}^2};$$

$$p_{\text{II}} = p_{\text{атм}};\; v_{\text{II}} = v_{\text{к}} = \frac{4R^2}{R_{\text{к}}^2}\frac{dR}{dt}, \tag{8}$$

где $\Delta Z$ – повышение уровня жидкости в скважине; $R_{\text{к}}$ и $v_{\text{к}}$ – радиус и скорость в обсадной колонне.

Инерционный напор на участке I–II равен сумме инерционных напоров в фильтре $h_{\text{ин.ф}}$ и обсадной колонне $h_{\text{ин.к}}$

$$h_{\text{ин}_{\text{I–II}}} = h_{\text{ин.ф}} + h_{\text{ин.к}} = \frac{4}{g}\left(\frac{l_{\text{ф}} - a}{R_{\text{ф}}^2} + \frac{l_{\text{к}}}{R_{\text{к}}^2}\right)\frac{d\left(R^2\dfrac{dR}{dt}\right)}{dt}. \tag{9}$$

Потери на трение $h_{\text{тр}_{\text{I–II}}} = h_{\text{о.ш.}} + h_{\text{дл.ф}} + h_{\text{дл.к}} + h_{\text{м.с}}$, где $h_{\text{к.з}}$ – потери напора в кольцевом зазоре (отверстии) между взрывной камерой и стенкой фильтра; $h_{\text{дл.ф}}$ – то же в фильтре; $h_{\text{дл.к}}$ – то же в колонне; $h_{\text{м.с}}$ – то же на переходе колонны и фильтра.

Потери напора $h_{\text{к.з}}$ определим из известной формулы расхода $Q$ [5, 6] при истечении через дроссельную диафрагму в трубопроводе. Распространив формулу на кольцевое отверстие, получим

$$Q = \mu\omega_{\text{к.з}} \sqrt{\frac{2\Delta p_{\text{к.з}}}{\rho\left[1 - \left(\frac{R_{\text{ф}}^{2} - R^{2}}{R_{\text{ф}}^{2}}\right)\right]}}, \tag{10}$$

где $\omega_{\text{к.з}}$ – площадь кольцевого отверстия, $\omega_{\text{к.з}} = \pi(R_{\text{ф}}^{2} - R^{2})$; $\Delta p_{\text{к.з}}$ – потери давления в кольцевом зазоре, $\Delta p_{\text{к.з}} = \rho g h_{\text{к.з}}$; $\mu$ – коэффициент расхода отверстия.

Учитывая, что через отверстие протекает примерно половина расхода, проходящего через живое сечение фильтровой колонны, и выразив $h_{\text{к.з}}$, получим

$$h_{\text{к.з}} = \frac{2R^{4}\left[1 - \left(\frac{R_{\text{ф}}^{2} - R^{2}}{R_{\text{ф}}^{2}}\right)^{2}\right]}{g\mu^{2}\left(R_{\text{ф}}^{2} - R^{2}\right)^{2}} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2}. \tag{11}$$

Потери напора по длине в фильтре и колонне определяются по формуле Дарси – Вейсбаха:

$$h_{\text{дл.ф}} = \lambda_{\text{ф}} \frac{l_{\text{ф}} - a}{2R_{\text{ф}}} \frac{v_{\text{ф}}^{2}}{2g} = \lambda_{\text{ф}} \frac{4(l_{\text{ф}} - a)}{gR_{\text{ф}}^{5}} R^{4} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2}; \tag{12}$$

$$h_{\text{дл.к}} = \lambda_{\text{к}} \frac{l_{\text{к}}}{2R_{\text{к}}} \frac{v_{\text{к}}^{2}}{2g} = \lambda_{\text{к}} \frac{4l_{\text{к}}}{gR_{\text{к}}^{5}} R^{4} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2}, \tag{13}$$

где $\lambda_{\text{ф}}$, $\lambda_{\text{к}}$ – коэффициенты гидравлического трения внутренних поверхностей фильтра и обсадной колонны.

Потери напора на переходе колонны и фильтра найдем по формуле Борда для резкого расширения

$$h_{\text{м.с}} = \left(\frac{\omega_{\text{к}}}{\omega_{\text{ф}}} - 1\right)^{2} \frac{v_{\text{к}}^{2}}{2g} = \left(\frac{R_{\text{к}}^{2}}{R_{\text{ф}}^{2}} - 1\right)^{2} \frac{8}{gR_{\text{к}}^{4}} R^{4} \left(\frac{dR}{dt}\right)^{2}. \tag{14}$$

При подстановке (8), (9), (11)–(14) в (10) получим

$$p_{\text{I}} = \rho g\left[H + \frac{p_{\text{атм}}}{\rho g} + \frac{4}{3}\frac{R^{3} - R_{1}^{3}}{R_{\text{к}}^{2}} + \frac{\alpha}{g}\left(\frac{8R^{4}}{R_{\text{к}}^{4}} - \frac{1}{2}\right)\left(\frac{dR}{dt}\right)^{2} + \right.$$

$$
+\frac{2R^4\left[1-\left(\dfrac{R_{\text{ф}}^{\,2}-R^2}{R_{\text{ф}}^{\,2}}\right)^2\right]}{g\mu^2\left(R_{\text{ф}}^{\,2}-R^2\right)^2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2+\frac{4}{g}\left(\frac{l_{\text{ф}}-a}{R_{\text{ф}}^2}+\frac{l_{\text{к}}}{R_{\text{к}}^2}\right)\frac{d\left(R^2\,\dfrac{dR}{dt}\right)}{dt}+
$$

$$
\left.+\frac{4}{g}\left(\lambda_{\text{ф}}\frac{l_{\text{ф}}-a}{R_{\text{ф}}^5}+\lambda_{\text{к}}\frac{l_{\text{к}}}{R_{\text{к}}^5}+\frac{2}{R_{\text{к}}^4}\left(\frac{R_{\text{к}}^2}{R_{\text{ф}}^2}-1\right)^2\right)R^4\left(\frac{dR}{dt}\right)^2\right]. \tag{15}
$$

Окончательно, подставив выражения (2), (4)–(6) в (1), получим уравнение

$$
\int\limits_{4/3\pi R_1^3}^{4/3\pi R^3} p_{\text{I}}dV+8\pi E\delta\left(R-R_1\right)^2+\frac{4mp_0\pi(R_1-\delta)^{3n}}{3(n-1)}(R-\delta)^{3(1-n)}=
$$

$$
=\frac{4mp_0\pi(R_1-\delta)^3}{3(n-1)}, \tag{16}
$$

где $p_{\text{I}}$ определяется по (15).

Используя соотношения:

$$
V=\frac{4\pi R^3}{3};\ \frac{dV}{dt}=4\pi R^2\frac{dR}{dt};\ V_1=\frac{4\pi R_1^3}{3};\ S_{\text{к}}=\pi R_{\text{к}}^2;\ S_{\text{ф}}=\pi R_{\text{ф}}^2, \tag{17}
$$

приводим уравнение (16) к виду (для сокращения записи положено $K_{\pi}=\sqrt[3]{3/4\pi}$)

$$
\rho\int\limits_{V_1}^{V(t)}\left[\frac{p_0}{\rho}+g\frac{V-V_1}{S_{\text{к}}}+\frac{\alpha}{2}\left(\frac{1}{S_{\text{к}}^2}-\frac{V^{-4/3}}{6\sqrt[3]{6\pi^2}}\right)\left(\frac{dV}{dt}\right)^2+\right.
$$

$$
+\left(\frac{l_{\text{ф}}-a}{S_{\text{ф}}}+\frac{l_{\text{к}}}{S_{\text{к}}}\right)\frac{d^2V}{dt^2}+\frac{1}{4}\left(\frac{S_{\text{ф}}^{-2}}{2\mu^2}\left(\left(1-\left(\frac{K_{\pi}\sqrt[3]{V}}{R_{\text{ф}}}\right)^2\right)^{-2}-1\right)+\right.
$$

$$
\left.\left.+\frac{\lambda_{\text{к}}l_{\text{к}}}{R_{\text{к}}S_{\text{к}}^2}+\frac{\lambda_{\text{ф}}(l_{\text{ф}}-a)}{R_{\text{ф}}S_{\text{ф}}^2}+\frac{2}{S_{\text{к}}^2}\left(\frac{S_{\text{к}}}{S_{\text{ф}}}-1\right)^2\right)\left(\frac{dV}{dt}\right)^2\operatorname{sign}\frac{dV}{dt}\right]dV=
$$

$$
=\text{const}-8\pi E\delta K_{\pi}^2\left(\sqrt[3]{V}-\sqrt[3]{V_1}\right)^2-\frac{4\pi}{3}\frac{mp_0}{n-1}(R_1-\delta)^{3n}\left(K_{\pi}\sqrt[3]{V}-\delta\right)^{3(1-n)},
$$

где $\operatorname{sign}\dfrac{dV}{dt}=\begin{cases}-1\ \text{при}\ \dfrac{dV}{dt}<0;\\ 1\ \text{при}\ \dfrac{dV}{dt}>0.\end{cases}$ Этот множитель введен для учета того факта, что действие сопротивлений всегда направлено в сторону, противоположную направлению движения.

Дифференцируем это интегральное уравнение по времени и сокращаем на $\frac{dV}{dt}$. Вводим в рассмотрение безразмерную величину

$$\tilde{V} = \frac{V}{V_1}; \quad \frac{d\tilde{V}}{dt} = \frac{1}{V_1}\frac{dV}{dt} \tag{18}$$

и после несложных преобразований получаем дифференциальное уравнение

$$A\frac{d^2\tilde{V}}{dt^2} = C_0 - B_1\tilde{V} + B_2\left(\frac{1}{\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} - \frac{1}{\sqrt[3]{\tilde{V}}}\right) + B_3\frac{\left(\sqrt[3]{\tilde{V}} - \frac{\delta}{R_1}\right)^{2-3n}}{\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} - \left(D_1 - \frac{D_2}{\sqrt[3]{\tilde{V}^4}}\right)\left(\frac{d\tilde{V}}{dt}\right)^2 -$$

$$- \left(D_3 + D_4\left(\left(1 - \left(\frac{R_1\sqrt[3]{\tilde{V}}}{R_\text{ф}}\right)^2\right)^{-2} - 1\right)\right)\left(\frac{d\tilde{V}}{dt}\right)^2 \operatorname{sign}\frac{d\tilde{V}}{dt}, \tag{19}$$

где

$$A = \rho V_1\left(\frac{l_\text{ф} - a}{S_\text{ф}} + \frac{l_\text{к}}{S_\text{к}}\right); \; C_0 = \rho g\frac{V_1}{S_\text{к}} - p_0; \; B_1 = \rho g\frac{V_1}{S_\text{к}}; \; B_2 = 4E\frac{\delta}{R_1};$$

$$B_3 = mp_0\left(1 - \frac{\delta}{R_1}\right)^{3n}; \; D_1 = \frac{\rho\alpha}{2}\left(\frac{V_1}{S_\text{к}}\right)^2; \; D_2 = \frac{\rho\alpha R_1^2}{18};$$

$$D_3 = \frac{\rho}{4}\left(\lambda_\text{ф}\frac{l_\text{ф} - a}{R_\text{ф}}\left(\frac{V_1}{S_\text{ф}}\right)^2 + \lambda_\text{к}\frac{l_\text{к}}{R_\text{к}}\left(\frac{V_1}{S_\text{к}}\right)^2 + 2\left(\frac{V_1}{S_\text{к}}\right)^2\left(\frac{S_\text{к}}{S_\text{ф}} - 1\right)^2\right);$$

$$D_4 = \frac{\rho}{8\mu^2}\left(\frac{V_1}{S_\text{ф}}\right)^2.$$

Начальные условия для требуемого решения: $\tilde{V}(0) = 1;\ \tilde{S}'(0) = 0.$ Из (17) и (18) следует, что реальный радиус и скорость его изменения пересчитываются по формулам:

$$R(t) = R_1\sqrt[3]{\tilde{V}}; \quad \frac{dR}{dt} = \frac{R_1}{3\sqrt[3]{\tilde{V}^2}}\frac{d\tilde{V}}{dt}. \tag{20}$$

Уравнение (19) не допускает решения в квадратурах. Поэтому для нахождения решения $\tilde{V}(t)$ использовались численные методы (а именно метод Рунге – Кутта – Мерсона).

Надо отметить, что (19) имеет стационарное решение $\tilde{V} \equiv V_0$, которое определяется по формуле $-B_1\tilde{V} + B_2\left(\frac{1}{\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} - \frac{1}{\sqrt[3]{\tilde{V}}}\right) + B_3\frac{\left(\sqrt[3]{\tilde{V}} - \frac{\delta}{R_1}\right)^{2-3n}}{\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} = -\,C_0.$

Это уравнение легко решается методом половинного деления. Численный эксперимент показывает, что точка ($V_0$; 0) для уравнения (19) является притягивающим фокусом (т. е. $\tilde{V}(t) \to V_0$ и $\tilde{V}'(t) \to 0$ при $t \to \infty$).

Рассмотрим вопрос получения оценки для $R_{\max}$ – максимально возможного значения радиуса пузыря. Исследуем промежуток времени $[0; t_1]$, на котором $\tilde{V}'(t) > 0,$ если $0 < t < t_1,$ и $\tilde{V}'(t_1) = 0.$ Момент времени $t_1$ как раз соответствует значению $R_{\max}$. В уравнении (19) делаем подстановку $\psi = \left(\frac{d\tilde{V}}{dt}\right)^2$; $\frac{d^2\tilde{V}}{dt^2} = \frac{1}{2}\frac{d\psi}{d\tilde{V}}$ и получаем уравнение 1-го порядка

$$\frac{1}{2}\frac{d\psi}{d\tilde{V}} = c_0 - b_1\tilde{V} + b_2\left(\frac{1}{\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} - \frac{1}{\sqrt[3]{\tilde{V}}}\right) + b_3\frac{\left(\sqrt[3]{\tilde{V}} - \frac{\delta}{R_1}\right)^{2-3n}}{\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} -$$

$$-\psi\left(\tilde{d} - \frac{d_2}{\sqrt[3]{\tilde{V}^4}} + d_4\left(\left(1 - \left(\frac{R_1\sqrt[3]{\tilde{V}}}{R_ф}\right)^2\right)^{-2} - 1\right)\right),$$

где $c_0 = C_0 / A;$ $b_1 = B_1 / A$ и т. д., а $\tilde{d} = (D_1 + D_3) / A.$ Надо найти решение с начальным значением $\psi(1) = 0.$

Используя стандартные методы, находим это решение: $\psi(\tilde{V}) = u(\tilde{V})\upsilon(\tilde{V}),$ где

$$u(\tilde{V}) = e^{2(d_4 - \tilde{d})\tilde{V} - 6d_2\tilde{V}^{-1/3}}\left(\frac{1 + k\sqrt[3]{\tilde{V}}}{1 - k\sqrt[3]{\tilde{V}}}\right)^{\frac{3d_4}{2k^3}} e^{\frac{2d_4}{k^2}\frac{\sqrt[3]{\tilde{V}}}{1 - k^2\sqrt[3]{\tilde{V}^2}}},\ k = \frac{R_1}{R_ф},$$

и

$$v(\tilde{V}) = 2\int_1^{\tilde{V}}\left(c_0 - b_1 y + b_2\left(\frac{1}{\sqrt[3]{y}} - \frac{1}{\sqrt[3]{y}}\right) + b_3\frac{\left(\sqrt[3]{y} - \frac{\delta}{R_1}\right)^{2-3n}}{\sqrt[3]{y^2}}\right)\frac{dy}{u(y)}. \qquad (21)$$

Обозначим $\tilde{V}_{\max} = \tilde{V}(t_1) = \left(\frac{R_{\max}}{R_1}\right)^3$. Тогда $\psi(\tilde{V}_{\max}) = 0.$ Будем считать, что $R_{\max} < R_ф$ (т. е. пузырь не достигает стенки фильтра). Тогда $u(\tilde{V}_{\max}) \neq 0$ и, следовательно, $v(\tilde{V}_{\max}) = 0.$ Так как для реальных объектов значения $\tilde{d}$, $d_2$ и $d_4$ малы ($d_2$ и $d_4$ имеют порядок $10^{-4}$, а $\tilde{d}$ – порядок $10^{-3}$), в интеграле (21) можно считать, что $u(y) \approx 1.$ Это дает возможность оценить данный интеграл в явном виде, и равенство $v(\tilde{V}_{\max}) = 0$ превращается в уравнение

$$F(\tilde{V}_{\max}) = F(1), \tag{22}$$

где $F(y) = C_0 y - \dfrac{B_1 y^2}{2} + B_2\left(3\sqrt[3]{y} - 1{,}5\sqrt[3]{y^2}\right) + \dfrac{B_3}{1-n}\left(\sqrt[3]{y} - \dfrac{\delta}{R_1}\right)^{3(1-n)}$. Решая уравнение (22) методом половинного деления, мы можем оценить значение $R_{\max} = R_1\sqrt[3]{\tilde{V}_{\max}}$. При этом если получено значение $R_{\max} > R_ф$, то следует положить $R_{\max} = R_ф$. Численный эксперимент показывает, что относительная погрешность при нахождении $R_{\max}$ с использованием уравнения (22) и при непосредственном интегрировании уравнения (19) составляет менее 2 %.

Результаты численных расчетов по уравнению (19) пульсаций сферической взрывной камеры, снабженной герметичной эластичной оболочкой при различных соотношениях между $R_{\max}$ и $R_ф$, представлены на рис. 2 и 3.

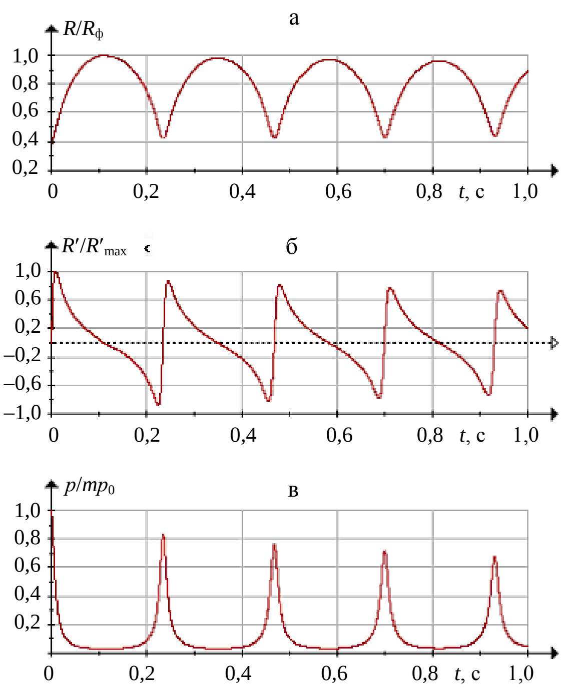


*Рис. 2.* Характер пульсаций сферической взрывной камеры в фильтре скважины при $R_{\max} < R_ф$: $R_1$ = 3,9 см; $R_ф$ = 10 см; $R_к$ = 15 см; $a$ = 0 м; $L_ф$ = 4 м; $L_к$ = 30 м; $m$ = 10; $n$ = 1,21; $\mu$ = 0,62; $\delta$ = 1 мм. Вычисленное значение $R'_{\max}$ = 1,457 м/с. Стационарное решение $R_1$ = 6,8 см; $R_{\max}$ = 9,97 см, что меньше $R_ф$

Из рис. 2 следует, что при $R_{\max} < R_ф$ радиус оболочки в процессе расширения возрастает до $R_{\max}$ (рис. 2а), при этом скорость вначале растет, а затем к концу расширения уменьшается до нуля (рис. 2б), давление $p$ в продуктах взрыва, высчитанное по (3), при этом достигает минимального значения (рис. 2в). Вследствие потерь энергии пульсации продуктов взрыва имеют затухающий характер.

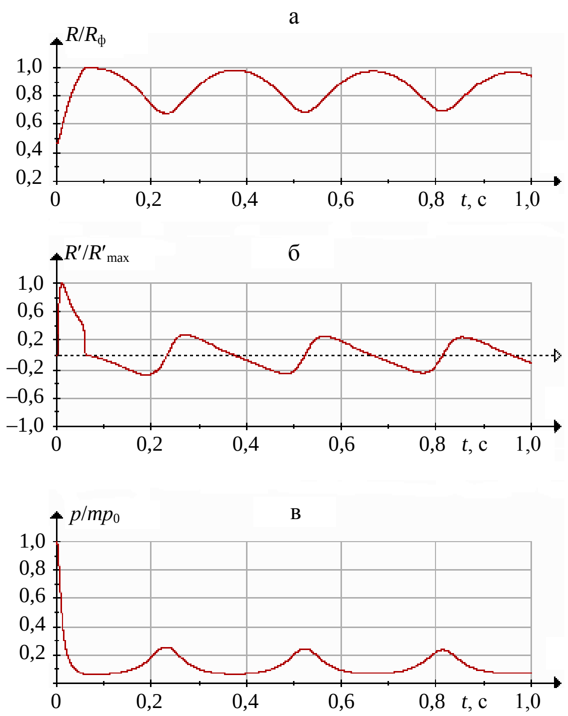


*Рис. 3.* Характер пульсаций сферической взрывной камеры в фильтре скважины при $R_{max} = R_ф$: $R_1 = 4{,}7$ см; $R_ф = 10$ см; $R_к = 15$ см; $a = 0$ м; $L_ф = 4$ м; $L_к = 30$ м; $m = 10$; $n = 1{,}21$; $\mu = 0{,}62$; $\delta = 1$ мм. Вычисленное значение $R'_{max} = 1{,}337$ м/с. Стационарное решение $R = 8{,}3$ см

Характер изменения давления во времени на стенке фильтра будет таким же, как и в продуктах взрыва. В рамках рассматриваемых здесь приближений можно считать, что давление на стенке фильтра напротив взрывной камеры будет меньше давления в продуктах взрыва $p$ на величину удельной кинетической энергии в этом сечении в соответствующие моменты времени. Указанное имеет место, когда применяются взрывные камеры, радиус которых соизмерим с радиусом фильтра. Применение взрывных камер малых диаметров нецелесообразно из-за затухания волн давления в кольцевой зоне между наружной поверхностью камеры и фильтра. Предельной по диаметральному размеру взрывной камерой из условия недопущения ее касания стенки фильтра при максимальном расширении является камера, у которой $R_{max} \approx R_ф$.

Из рис. 3 следует, что при $R_{max} \approx R_ф$ радиус оболочки в процессе расширения возрастает до $R_{max}$ (рис. 3а), при этом резко возрастает сопротивление течению жидкости в кольцевом отверстии и увеличиваются затраты энергии продуктов взрыва на преодоление этого сопротивления, в связи с чем скорость движения оболочки в последующей пульсации резко падает (рис. 3б), давление $p$ в продуктах взрыва во 2-й и последующих пульсациях также уменьшается (рис. 3в).

При оценке действия взрыва на кольматирующие отложения, помимо максимального давления на фронте волны, которое в основном определяется глубиной воды в скважине *H*, к разрушающим факторам относится импульс давления *I*, который определяется как интеграл $I=\int_0^t p(t)dt$. Эффективность декольматации фильтра будет тем выше, чем больше величина импульса давления *I*.

Для определения величины импульса давления *I* с помощью программы решения уравнения (19) по формуле Симпсона вычислялось значение

$$I=\int_0^{t_1} p(t)dt, \tag{23}$$

где $t_1$ – момент времени, когда радиус пузыря принимает максимальное значение $R_{\max}$, а $p(t)$ определяется по формуле (3). Обработка результатов вычислений при различных геометрических размерах взрывных камер, скважин и условиях подводного взрыва позволила предложить формулу для расчета импульса давления *I* для стадии расширения продуктов взрыва (при $m$ = 10 и $E$ = 4 мПа). Для получения формулы был использован метод наименьших квадратов.

Эта формула для импульса давления *I* имеет вид

$$I=mp_0k_nk_{\text{ф}}\left(\frac{R_1}{R_{\text{ф}}}\right)^{0,7}\frac{(l_{\text{ф}}-a)^{0,015}(l_{\text{ф}}+l_{\text{к}}-a)^{0,08}(1+\delta)^{20}}{R_{\text{к}}^{0,79}}, \tag{24}$$

где $k_n=1,57-0,51n+0,032n^2$ – коэффициент, учитывающий влияние коэффициента политропы *n*, $k_{\text{ф}}=0,00164-0,006R_{\text{ф}}+0,43R_{\text{ф}}^2-0,86R_{\text{ф}}^3$. Значения переменных следует задавать в метрах. Ограничения на использование формулы следующие: $R_{\text{ф}}\in[0,08;0,25]$; $0,35R_{\text{ф}}\le R_1\le 0,55R_{\text{ф}}$; $R_{\text{ф}}\le R_{\text{к}}\le 2R_{\text{ф}}$; $(l_{\text{ф}}-a)\in[2;18]$; $l_{\text{к}}\in[20;100]$; $\delta\in[0,001;0,005]$; $n\in[1,17;1,81]$. При данных ограничениях результаты, полученные с использованием (24), отличаются от соответствующих результатов вычисления интеграла (23) с использованием формулы Симпсона не более чем на 6 % (а для часто встречающихся конструкций скважин – менее чем на 3 %). Ограничения на величину $R_1$ вполне естественны, так как при $R_1<0,35R_{\text{ф}}$ значение *I* очень мало (что малоинтересно с точки зрения практического приложения), а при $R_1>0,55R_{\text{ф}}$ происходит «залипание» пузыря на стенке фильтра, и он не совершает колебаний.

Анализ формулы (24) показывает, что импульс давления *I* имеет практически линейный рост при возрастании длины фильтра и колонны (поскольку от них линейно зависят глубина *H* и соответственно давление $p_0$, а множители $(l_{\text{ф}}-a)^{0,015}$ и $(l_{\text{ф}}+l_{\text{к}}-a)^{0,08}$ вносят несущественный вклад), уменьшается с увеличением $R_{\text{к}}$ и *n*, но увеличивается с ростом δ.

## ВЫВОДЫ

1. На основе анализа недостатков газоимпульсной регенерации фильтров с помощью открытых снизу стальных взрывных камер предложено использование герметичных сферических взрывных камер с эластичными оболочками.

2. Для описания пульсаций продуктов сферического подводного газового взрыва в закольматированном фильтре скважины составлено уравнение закона сохранения энергии для процесса расширения газовой полости в оболочке внутри заполненной жидкостью вертикальной трубы с учетом сил трения и инерции.

3. Полученное нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка решалось численным методом, в результате составлена программа расчета, которая позволяет получить зависимости $R(t)$, $v(t)$, $p(t)$ и значения импульса давления $I$ при различных параметрах скважины и взрывной камеры.

4. Для определения максимального радиуса взрывной камеры $R_{max}$ получено выражение, которое решается численным методом.

5. Для расчета импульса давления $I$ получена формула, которую можно использовать для проектирования взрывных камер, обеспечивающих заданные режимы обработки фильтров.

## ЛИТЕРАТУРА


1. Ивашечкин, В. В. Газоимпульсная технология восстановления пропускной способности фильтров водозаборных скважин / В. В. Ивашечкин; под ред. А. Д. Гуриновича. – Минск: БНТУ, 2005. – 270 с.

2. Наугольных, К. А. Электрические разряды в воде / К. А. Наугольных, Н. А. Рой. – М.: Наука, 1971. – 155 с.

3. Коул, Р. Подводные взрывы / Р. Коул. – М.: Изд-во иностр. лит., 1950. – 418 с.

4. Кочетов, В. Т. Сопротивление материалов / В. Т. Кочетов, А. Д. Павленко, М. В. Кочетов. – Ростов на/Д.: Феникс, 2001. – 366 с.

5. Гидравлика, гидравлические машины и гидравлические приводы / Т. М. Башта [и др.]; под ред. Т. М. Башта. – М.: Машиностроение, 1970. – 504 с.

6. Башта, Т. М. Гидропривод и гидропневмоавтоматика / Т. М. Башта. – М.: Машиностроение, 1972. – 320 с.



Представлена кафедрой
гидравлики

Поступила 6.06.2007