

МАШИНЫ

И

НЕФТЯНОЕ

ОБОРУДОВАНИЕ

МОСКВА-1969

МИНИСТЕРСТВО НЕФТЕДОБЫВАЮЩЕЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ОРГАНИЗАЦИИ, УПРАВЛЕНИЯ И ЭКОНОМИКИ НЕФТЕГАЗОВОЙ
ПРОМЫШЛЕННОСТИ

МАШИНЫ И НЕФТЯНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

6

ВНИОЭНГ
МОСКВА 1969

О некотором общем методе расчета различных типов гасителей колебания давления

А. С. ВЛАДИСЛАВЛЕВ, В. А. МАЛЫШЕВ

(МИНХиГП им. И. М. Губкина)

УДК 622.691.5 : 621.51 : 532.59.001.24

Колебания давления вызывают большие непроизводительные затраты мощности и являются источником опасных вибраций коллекторов и других узлов компрессорных установок, широко используемых в нефтедобывающей, газовой и нефтехимической промышленности, а также других отраслях народного хозяйства.

Поэтому разработка общего метода расчета параметров различных типов гасителей колебания давления является весьма важной задачей.

Известные методы расчета граничной частоты, плоских волн, четырехполосника содержат существенные недостатки, а во многих случаях не приемлемы вообще. Основные недостатки этих методов следующие:

а) гасители рассматриваются вне сложной системы трубопроводов;

б) при расчете гасителей используются лишь одномерные волновые уравнения.

Установлено [1], что при некоторых условиях можно линеаризовать уравнения газовой динамики. Следуя принятой точке зрения, кроме нелинейных эффектов, авторы данной статьи не останавливаются также на расчете активного влияния включений, т. е. влияния сосредоточенного трения. Это — предмет отдельного исследования.

Для расчета влияния сложных включений недостаточно одномерных волновых уравнений, полученных для пульсирующего потока газа [1], требуется переход к двум или даже к трем измерениям.

Таким образом, будем считать, что давление $P(x, y, z, t)$, вектор скорости $\vec{q}(x, y, z, t)$ удовлетворяют уравнениям:

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{q}}{\partial t} + \nabla P = 0 \text{ (закон Ньютона),} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 (\nabla \vec{q}) = 0 \text{ (уравнение непрерывности),} \quad (2)$$

где ρ — плотность;
 ρ_0 — статическая плотность.

Условие адиабатичности $P = c^2 \rho$ дает

$$\nabla^2 P = \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}. \quad (3)$$

Трубопроводные системы представляют собой области трехмерного пространства, состоящие из однородных участков, являющихся в большинстве случаев прямыми цилиндрами, соединенными каким-либо образом между собой. Поперечное сечение этих цилиндров чаще всего бывает круглым (встречаются также кольцевые и другие сечения).

Представим типичную трубопроводную систему (рис. 1), у которой прямые участки (A_1A_2 , A_3A_4 , A_4A_5 , A_6A_7 и т. д.) соединены областями более сложной формы (так называемыми неоднородностями) — камерой A_2A_3 , диафрагмой A_4 и т. д.

Требуется решить волновое уравнение (3) для этой системы.

Граничные условия на стенках:

$$\vec{n}\vec{q} = 0 \text{ или, что то же,}$$

$$\frac{\partial P}{\partial n} = 0,$$

где \vec{n} — нормаль к стенке.

Концы участков A_1 , A_{13} , A_{17} могут быть закрыты (условие на стенке), открыты (граничное условие: $P=0$), и на одном из них задается возмущающая сила.

Найдем установившийся режим работы, т. е. будем искать решение уравнения (3) в виде

$$P(x, y, z, t) = P(x, y, z) e^{i\omega t}. \quad (4)$$

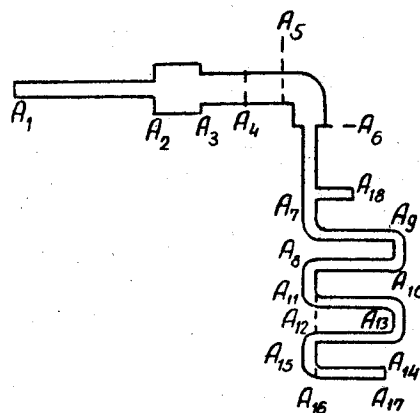


Рис. 1. Схема трубопроводной системы

Подставляя (4) в (3), получим уравнение Гельмгольца

$$\nabla^2 P(x, y, z) + \kappa^2 P(x, y, z) = 0, \quad \kappa = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (5)$$

а из (1) — важное в дальнейшем соотношение между давлением и скоростью

$$\vec{q} = i (\omega \rho_0)^{-1} \nabla P. \quad (6)$$

В соответствии с этим граничное условие для возмущающей силы (например, на конце A_1) для $P(x, y, z, t)$ будет

$$P(x, y, z, t) / A_1 = P(M) e^{i\omega t},$$

где M — точка на поперечном сечении A_1 .

Отсюда

$$P(x, y, z) / A_1 = P(M). \quad (7)$$

Решить уравнение (5) во всей сложной области в замкнутом виде нельзя. Поэтому было разработано много приближенных методов решения. Основная идея, на которой основываются эти методы, состоит в сведении задачи с большим количеством неоднородностей к задаче с одной неоднородностью. Поясним это.

В цилиндрической области (рис. 2) с граничными условиями на поперечном сечении 1

$$P = \psi_1(x, y)$$

и на поперечном сечении 2

$$P = \psi_2(x, y)$$

решение ищется в виде линейной комбинации «прямых и обратных волн»:

$$P(x, y, z) = P(x, y) e^{\pm ihz}, \quad h \geq 0. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (5), получим

$$\nabla^2 P(x, y) + \lambda^2 P(x, y) = 0; \quad \lambda^2 = \kappa^2 - h^2. \quad (9)$$

Это уравнение Гельмгольца [2] для поперечного сечения с граничным условием $\frac{dP}{dn} = 0$ имеет дискретный спектр собственных значений

$$\lambda_0^2 = 0 < \lambda_1^2 < \lambda_2^2 < \dots < \lambda_n^2 < \dots$$

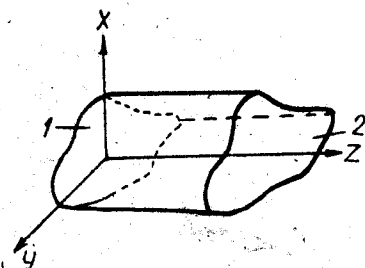


Рис. 2. Цилиндрическая область с поперечными сечениями 1, 2

Пусть $P_j(x, y)$ — соответствующие собственные функции.

Если $\lambda_j^2 > \kappa^2$, то волна $P(x, y) e^{\pm ihz}$ $ch_j^2 = \kappa^2 - \lambda_j^2$ либо быстро затухает (по длине z), либо, наоборот, второй случай не удовлетворяет на бесконечности условиям физической реальности (15) и при условии достаточной длины прямого участка может быть отброшен. Таким образом, обычно рассматриваются лишь волны с $\lambda_j^2 \leq \kappa^2$. На практике часто встречаются случаи, когда κ (волновое число) весьма мало. При этом неравенству $\lambda_j^2 \leq \kappa^2$ удовлетворяет одно единственное собственное число $\lambda_0^2 = 0$. Собственная функция $P_0(x, y)$ при этом равна постоянной P_0 , которая будет равна $\frac{1}{\sqrt{S}}$, где S — площадь поперечного сечения.

Таким образом, по каждому из участков распространяется волна главной моды вида

$$(c_1 e^{ikz} + c_2 e^{-ikz}) e^{i\omega t},$$

что представляет собой известное одномерное решение.

Дальнейшая задача заключается в том, чтобы согласовать амплитуды c_1 и c_2 для различных прямых участков трубопроводов.

Из уравнений (3) и (6) для главной моды получим

$$-i\omega\rho_0 v(z) = \frac{dP(z)}{dz} \quad (10)$$

$$-i \left(\frac{R^2}{\omega\rho_0} \right) P(z) = \frac{dv(z)}{dz}$$

$$v = \hat{q}_z$$

Как видно, эти уравнения совпадают с уравнениями для электрической линии с определенными параметрами [6]

$$\frac{dv(z)}{dz} = -i\omega LI(z); \quad \frac{dI(z)}{dz} = -i\omega CU(z);$$

где $U(z)$ — напряжение;

$I(z)$ — ток, если считать, что

$$L = \rho_0, \quad C = \frac{1}{\rho_0 c^2}.$$

Отсюда получим

$$U(z) = P(z), \quad I(z) = v(z).$$

Таким образом, при решении поставленных задач может быть использован метод электрической аналогии.

Как известно [2], при этом $P(v)$ в поперечном сечении связаны с P, v в поперечном сече-

нии $z=l$ посредством матрицы четырехполюсника

$$\begin{pmatrix} P(0) \\ v(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \operatorname{ch} i\omega \frac{l}{c} z_0 \operatorname{sh} i\omega \frac{l}{c} \\ \frac{1}{z_0} \operatorname{sh} i\omega \frac{l}{c} \operatorname{ch} i\omega \frac{l}{c} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P(l) \\ v(l) \end{pmatrix} \quad (11)$$

$$z_0 = \rho_0 c = \sqrt{\frac{U}{c}}$$

Если применяется другая система аналогий, а именно

$$P=U; Sv=I, \quad (12)$$

то, как легко проверить, соотношение (11) останется неизменным, только z_0 станет равным

$$\frac{\rho_0 c}{S} = \sqrt{\frac{L}{c}}. \text{ Направление } U \text{ и } I \text{ берется соответственно рис. 3.}$$

Вышеупомянутая задача согласования амплитуд требует нахождения матрицы преобразования вектора (P, v) от поперечного сечения 1 к поперечному сечению 2 каждой неоднородности (рис. 4).

Неоднородность, соединяющая два прямых участка трубы, соответствует, естественно, четырехполюснику в теории электрических линий.

Следующий этап исследований заключается в решении задачи с одной неоднородностью.

В статье указан общий метод расчета четырехполюсных неоднородностей на примере двух случаев. Причем, в первом — частном случае плоских неоднородностей использованы идеи, изложенные в работе [3].

Плоские неоднородности (плоскости поперечных сечений 1 и 2 (см. рис. 4) совпадают. В качестве примера может быть приведена диафрагма или любое другое резкое изменение поперечного сечения.

Величины слева от сечения 1 и справа от сечения 2 будут обозначаться соответственно индексам 1 и 2 сверху

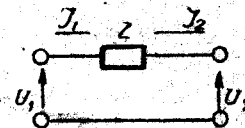
$$v^{1,2}(x, y, z) = (a^{1,2} e^{\mp ikz} + b^{1,2} e^{\pm ikz}) \Phi_0^{1,2} + \sum_j b_j^{1,2} \Phi_j^{1,2}(x, y) \exp(\pm |h_j^{1,2}|z), \quad (13)$$

где, например, в $e^{\mp ikz}$ верхний знак берется в случае 1, а нижний — в случае 2.

Волны с $e^{\mp ikz}$ и $e^{-|h_j^{1,2}|z}$ отсутствуют как не удовлетворяющие условию излучения на бесконечности; $\Phi_j^{1,2}$ — собственные функции для задачи Неймана в соответствующих поперечных сечениях;

$$\Phi_0^{1,2} = \frac{1}{\sqrt{S_{1,2}}};$$

Рис. 3. Вид четырехполюсника, соответствующего линейному преобразованию вектора (U^1, I^1) в вектор (U^2, I^2)



$$b_j^{1,2} = \delta_0^j a^{1,2} + \int_R v(x, y) \Phi_j^{1,2}(x, y) dS, \quad (14)$$

где δ_0^j — символ Кронекера;

R — соединительное отверстие между двумя трубами (которое может быть меньше S^1 и S^2).

$$P^{1,2}(x, y, z) \pm \rho_0 c (a^{1,2} e^{\mp ikz} - b^{1,2} e^{\pm ikz}) \Phi_0^{1,2} \pm \sum_j \frac{i\omega\rho_0}{|h_j|} b_j^{1,2} \Phi_j^{1,2}(x, y) e^{\pm |h_j^{1,2}|z} \quad (15)$$

Согласно (12) имеем, если поперечное сечение соответствует $z=0$

$$\begin{aligned} U^{1,2}(0) &= \pm \rho_0 c (a^{1,2} - b^{1,2}) \Phi_0^{1,2}, \\ I^{1,2}(0) &= S^{1,2} (a^{1,2} + b^{1,2}) \Phi_0^{1,2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Интегрируя $v(x, y)$ по поперечному сечению $z=0$ и используя (13), получим

$$\begin{aligned} \int_R v(x, y) dS &= (a^1 + b^1) (\Phi^1)^{-1} = I^1(0) = \\ &= (a^2 + b^2) (\Phi^2)^{-1} = I^2(0). \end{aligned} \quad (17)$$

Так как $I^1(0) = I^2(0)$, то четырехполюсник, соответствующий линейному преобразованию вектора (U^1, I^1) в (U^2, I^2) , должен иметь вид, показанный на рис. 3. Обращаясь к формуле (15) и вычитая из первого выражения второе, имеем, учитывая (14) и (16)

$$U^2(0) - U^1(0) = \int_R G(x, y, x^1, y^1) v(x^1, y^1) dS^1,$$

где $G = \sum_{p=1,2} \sum_j \Phi_j^p(x, y) \Phi_j^p(x^1, y^1)$. (17, a)

Положим

$$f(x, y) (U^2 - U^1) = v(x, y),$$

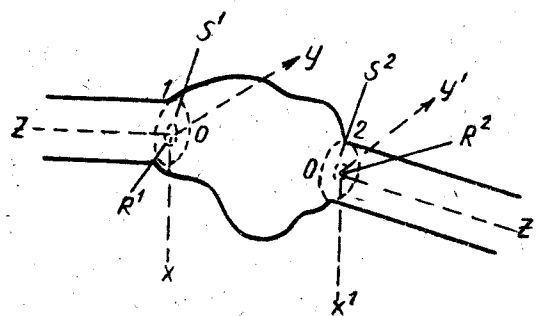


Рис. 4. Схема соединения неоднородности с двумя прямыми участками трубы

тогда имеем

$$1 - \int_R \sigma(x, y, x', y') f(x', y') dS^1, \quad (18)$$

$$(x, y) \in GR.$$

Уравнение (18) будет искомым интегральным уравнением Фредгольма I рода. Но в то же время $U^2 - U^1 = I_1 z = -I_2 z$. Отсюда, учитывая (17), (17, a), (18)

$$z = \sum_{p=1,2} \sum_j z_j^p \frac{[\int_R f(x, y) \Phi_j^p(x, y) dS]^2}{[\int_R f(x, y) dS]^2}, \quad (19)$$

$$z_j^p = \frac{i\omega\rho_0}{|h_j|}.$$

Можно доказать, что первая часть выражения (19), деленная на i имеет абсолютный минимум при $f(x, y)$, удовлетворяющий интегральному уравнению (19). Из формулы (19) также следует, что $f(x, y)$ можно выбирать с точностью до постоянного множителя. Поэтому положим

$$f(x, y) = 1 + \sum_j A_j \Phi_j^3(x, y), \quad (20)$$

где $1, \Phi_j^3(x, y)$ — полная ортогональная система функций на R при условии

$$\frac{\partial \Phi_j^3}{\partial n} \Big|_R = 0.$$

Подставляя (20) и (19), получим

$$B = \frac{z}{i} = B_0 + 2 \sum_j C_j A_j + \sum_{j, k} \Sigma D_{jk} A_j A_k, \quad (21)$$

$$\text{где } B_0 = \sum_{p=1,2} \sum_j B_j^p [\int_R \Phi_j^p(x, y) dS]^2; \quad (22)$$

$$C_j = \sum_{p=1,2} \sum_j B_j^p [\int_R \Phi_j^p(x, y) dS] \cdot [\int_R \Phi_k^p \Phi_j^3 dS]; \quad (23)$$

$$D_{kk'} = \sum_{S=1,2} \sum_j B_j^p [\int_R \Phi_j^p(x, y) \Phi_j^3(x, y) dS] \cdot [\int_R \Phi_k^3(x, y) \Phi_{k'}^3(x, y) dS]. \quad (24)$$

Здесь

$$B_j^p = \frac{\kappa C \rho_0}{|h_j|}.$$

Условие минимума искомого решения по A_1 после дифференцирования $\frac{\partial}{\partial A_1}$ дает бесконечную систему уравнений

$$-C_j = \sum_k D_{jk} A_k. \quad (25)$$

Подставляя в (21), имеем

$$B = B_0 + \sum_j C_j A_j. \quad (26)$$

Общий случай (см. рис. 4).

Введем две системы координат: $0xyz$ — в поперечном сечении 1 и $0'x'y'z'$ — в поперечном сечении 2. Уравнения (13), (14), (15) сохраняются, если в сечении 2 заменить x, y, z на x', y', z' соответственно. Кроме этого, будут равными $v(x, y, 0) = v'(x, y)$ и $v(x', y', 0) = v^2(x', y')$.

Система аналогий будет определяться формулами (16), но теперь вместо (17) будем иметь

$$\int_{S^1} v^1(x, y) dS = \int_{R^1} v^1(x, y) dS = (a^1 + b^1) (\Phi^1)^{-1} = I^1(0);$$

$$\int_{S^2} v^2(x, y) dS = \int_{R^2} v^2(x', y') dS = (a^2 + b^2) (\Phi^2)^{-1} = I^2(0). \quad (27)$$

Здесь S^i — поперечное сечение i -ой трубы, а R^i — отверстие (площадь которого может быть меньше S_i из i -ой трубы в объем Ω).

Обозначим

$$\left. \begin{aligned} \frac{v^1(x, y)}{I^1(0)} &= \eta^2(x, y) = A_0^1 + \sum A_j^1 \varphi_j^1(x, y); \\ v^2(x, y) &= \eta^2(x, y) = A_0^2 + \sum A_j^2 \varphi_j^2(x', y'). \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Из (27) имеем

$$\int_{S^{1,2}} \eta^{1,2}(x, y) dS = A_0^{1,2} = 1. \quad (29)$$

Далее необходимо решить задачу Неймана: в сечении $j, j = 1, 2$, на остальной границе Ω

$$v(\omega) = \begin{cases} \psi^j(x, y) \\ 0 \end{cases}$$

для уравнений Гельмгольца.

Получающееся при этом решение $p(\omega)$ будет линейно зависеть от $v^{1,2}(0)$ $\eta^{1,2}$.

Таким образом, имеем

$$p(\omega) = I^1(0) F^1(\omega) + I^2(0) F^2(\omega). \quad (30)$$

Приравнявая давления в сечениях 1 и 2, получим

$$I^1(0) F^1(\omega)_{/1,2} + I^2(0) F^2(\omega)_{/1,2} = p(\omega)_{/1,2} = p^{1,2}(x, y, 0) =$$

$$= U^{1,2}(0) + \sum_i \frac{i\omega\rho_0}{|h_j|} b_j^{1,2} \Phi_j^{1,2}(x, y),$$

$$\text{где } b_j^{1,2} = I^{1,2}(0) \int_{R^{1,2}} \eta^{1,2}(x, y) \Phi_j^{1,2} dS. \quad (31)$$

Умножая это уравнение на $\eta^{1,2}(x, y) dx dy$ и интегрируя соответственно по $S^{1,2}$, имеем основные уравнения для определения коэффициентов четырехполюсника.

$$S^1 U^1 = I \left[\int_{S^1} F^1(\omega) dS + i\kappa\rho_0 \int_{R^1} \int_{R^1} \sigma'(x, y, x', y') \times \right.$$

$$\left. \times \eta'(x, y) \eta'(x', y') dS dS' \right] + I^2 \int_{S^1} F^2(\omega) dS;$$

$$S^2 U^2 = I' \left[\int_{S^2} F^2(\omega) dS + ikc\rho_0 \int_{R^2} \int_{R^2} \sigma(x, y, x', y') \times \right. \\ \left. \times \eta^1(x, y) \eta^2(x', y') dS dS' \right] + I^2 \int_{S^2} F^2(\omega) dS. \quad (32)$$

Обозначив

$$U^1 = z_{11} I^1 z_{12} I^2, \\ U^2 = z_{21} I^1 + z_{22} I^2, \quad (33)$$

будем иметь систему интегральных уравнений относительно η^1, η^2, z_{ij} :

$$z_{11} = \frac{1}{S^1} \int_{S^1} F^1(\omega) dS \text{ и т. д.} \quad (33, a)$$

Учитывая, что $F^j(\omega)$ линейно зависит от η_1 и η_2 , а следовательно, и от коэффициентов $A_j^{1,2}$ их разложений, получим бесконечную систему линейных уравнений, которая также в ряде случаев оказывается квазирегулярной.

Из матрицы $\|z_{ij}\|$ четырехполюсника можно затем обычными электрическими приемами [4] получать другие представления четырехполюсника. Иногда применяется упрощенный метод определения параметров четырехполюсника.

После получения уравнений (32) задача разбивается на две части: вычисление $F^{1,2}(\omega)$ и решение системы уравнений (33, a).

Первая задача решается несколькими методами:

1. Метод Фурье, разделения переменных. Он наиболее удобен, если его применить к конкретному случаю. Однако при пользовании им возникают трудности (например, в вычислении собственных значений и собственных функций для области Ω [2]). Здесь удобным является метод разложения по степени малого параметра κ^2 , особенно метод Шредингера).

2. В двумерной задаче решение уравнения Гельмгольца можно получить, применяя конформное отображение области $\Omega(x, y)$ на $H(u, v)$:

$$z = x + iy = f(U + iv) = f(z).$$

Промышленные испытания насосов 14НДсНМ и 14Н12х2 при перекачке мангышлакской нефти

Л. Г. КОЛПАКОВ, Ш. И. РАХМАТУЛЛИН

(НИИтранснефть, г. Уфа)

В процессе проектирования и эксплуатации нефтепроводов, предназначенных для перекачки высоковязких и застывающих при высокой температуре нефтей, важное зна-

Тогда уравнение

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + k^2 p = 0$$

перейдет в

$$\frac{\partial^2 p}{\partial U^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial v^2} + \kappa^2 g(U, v) p = 0,$$

$$\text{где } g(U, v) = \left| \frac{df(z)}{dw} \right|^2.$$

К этому уравнению применяется теперь метод разложения по κ^2 .

3. Использование других параметров малости. Например, введение такой системы координат, которая мало отличается от системы, в которой разделяются переменные.

Описанный в настоящей работе метод позволяет рассчитывать конкретные гасительные системы. Достоинством предлагаемого метода является то, что он часто позволяет получить приближенное выражение для параметров четырехполосника в виде достаточно простой формулы. Так, например, с помощью изложенного метода были рассчитаны характеристики реактивных гасителей пульсации с различным числом радиальных отверстий и с поперечным разрезом труб [5, 6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Чарный И. А. Основы газовой динамики. Гостехиздат, 1961.
2. Михлин С. Г. Вариационные методы в математической физике. ГИТТЛ, 1957.
3. Miles J. The diffraction of sound due to right-angled joints in rectangular tube. J.A.S.A., vol. 19, 1947.
4. Бессонов Л. А. Теоретические основы электротехники. М., Изд. «Высшая школа», 1964.
5. Владиславлев А. С., Пономарев Ю. Б. Расчет реактивного гасителя пульсации давления с радиальными отверстиями. Сб. «Вибрация технологического оборудования на нефтехимических предприятиях». М., ЦНИИТЭнефтехим, 1969.
6. Владиславлев А. С., Пономарев Ю. Б. Расчет реактивного гасителя пульсации давления с поперечным разрезом труб. Сб. «Вибрация технологического оборудования на нефтехимических предприятиях». М., ЦНИИТЭнефтехим, 1969.

[24/1 1969]

УДК 622.691.4 : 621.525 : 532.528.001.4

чение имеет правильный выбор условий всасывания центробежных насосов.

Отсутствие достаточных экспериментальных данных, а также противоречивость имею-

СОДЕРЖАНИЕ

ОБОРУДОВАНИЕ, ИНСТРУМЕНТ И ПРИСПОСОБЛЕНИЯ

<i>Рапопорт А. Н., Бабаев С. Г., Шахбазов Я. Г.</i> К вопросу оценки использования бурового оборудования по машинному времени	3
<i>Кияшко Д. А., Смолянинов В. Г.</i> Определение времени усреднения механической скорости бурения и нагрузки на долото	6
<i>Жидовцев Н. А., Яров А. Н., Гильман К. М.</i> Изнашивание элементов опоры шарошечных долот при промывке забоя жидкостью со смазочной добавкой	9
<i>Федоров В. А., Золотов Б. В.</i> Методика испытания воздухоосушителей пневмосистемы буровых установок	13
<i>Белов И. Г., Пастушенко Г. И.</i> Защита деталей клапана гидроакерного поршня от абразивного износа	15
<i>Владиславлев А. С., Мальшев В. А.</i> О некотором общем методе расчета различных типов гасителей колебания давления	17
<i>Колпаков Л. Г., Рахматуллин Ш. И.</i> Промышленные испытания насосов 14НДсНМ и 14Н12х2 при перекачке мангышлакской нефти	21

КОНТРОЛЬ И РЕГУЛИРОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

<i>Агабеков Н. Г.</i> Дозирующий прибор типа ДМЭ	24
<i>Трофимов Е. П.</i> Расчет термобаллонов манометрических глубинных термометров	28
<i>Гинзбург В. Б.</i> Магнитоупругий датчик давления	30

ЗА РУБЕЖОМ

<i>Дерюгина А. В.</i> Автоматическая буровая установка	34
--	----