

УДК 622.280; <https://doi.org/10.37878/2708-0080/2024-6.10>

<https://orcid.org/0000-0002-6628-024X>

<https://orcid.org/0000-0002-4776-2251>

<https://orcid.org/0000-0003-3459-0515>

<https://orcid.org/0000-0003-2783-469X>

<https://orcid.org/0009-0002-0137-228X>

<https://orcid.org/0000-0003-2236-0333>

## ИМПУЛЬСНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ПРИЗАБОЙНУЮ ЗОНУ УПРУГИХ УРАВНОВЕШИВАЮЩИХ УСТРОЙСТВ



**Ж.К. ЗАЙДЕМОВА,**  
кандидат технических  
наук, профессор,  
*b.n.m.99@list.ru*



**М.Д. БИСЕНГАЛИЕВ,**  
кандидат технических наук,  
ассоциированный  
профессор,  
*maks\_bisengali@mail.ru*



**Г.Ш. ДОСКАЗИЕВА,**  
кандидат технических наук,  
профессор,  
*doskaziyeva.gulsin@gmail.com*



**Г.Г. АБДЕШОВА,**  
ст. преподаватель,  
*gulya6320@mail.ru*



**Ш.М. МЕДЕТОВ,**  
кандидат технических наук,  
ассоциированный профессор,  
*medetov.76@mail.ru*



**А.Н. МУКАМБЕТКАЛИЕВА,**  
докторант,  
*ainash\_m\_89@mail.ru*

НАО «АТЫРАУСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ НЕФТИ И ГАЗА ИМЕНИ САФИ УТЕБАЕВА»  
Республика Казахстан, 060027, г. Атырау, ул. Баймуханова 45 а

*В данной статье рассмотрено влияние на призабойную зону скважины (ПЗС) упругих колебаний, вызванных в резонансном режиме работой упругих уравновешивающих устройств.*

*Приведены результаты исследования режима работы скважины при воздействии в призабойной зоне периодического давления, которое может создаваться в малом диапазоне от резонансного режима упругих элементов, сообщаемых им через штанги штанговых скважинных насосных установок (ШСНУ) подобно звуковибрации. При этом описано, что режим работы скважины может резко меняться, для оптимального управления которого необходимо обосновать параметры процесса с учетом давления и фильтрационных сопротивлений. Математические выражения с достаточной точностью для проекторочных расчетов описывают закономерность и гидродинамику движения жидкости в призабойной зоне и в стволе нефтегазодобывающей скважины в условиях повышенного обводнения и пескопроявления, характерных в последних стадиях эксплуатации старых месторождений.*

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** фильтрация, виброисточник, гидротехнические характеристики, пескопроявление, нефтеотдача пласта, плунжерный насос.

## СЕРПІМДІ ТЕҢГЕРУ ЭЛЕМЕНТТЕРІНІҢ ТҮП АЙМАҒЫНА ІМПУЛЬСТІК ӘСЕР ЕТУ

**Ж.К. ЗАЙДЕМОВА**, техника ғылымдарының кандидаты, профессор, [b.n.m.99@list.ru](mailto:b.n.m.99@list.ru)

**М.Д. БИСЕНГАЛИЕВ**, техника ғылымдарының кандидаты, қауымдастырылған профессор, [maks\\_bisengali@mail.ru](mailto:maks_bisengali@mail.ru)

**Г.Ш. ДОСКАЗИЕВА**, техника ғылымдарының кандидаты, профессор, [doskaziyeva.gulsin@gmail.com](mailto:doskaziyeva.gulsin@gmail.com)

**Г.Г. АБДЕШОВА**, аға оқытушы, [gulya6320@mail.ru](mailto:gulya6320@mail.ru)

**Ш.М. МЕДЕТОВ**, техника ғылымдарының кандидаты, қауымдастырылған профессор, [medetov.76@mail.ru](mailto:medetov.76@mail.ru)

**А.Н. МУКАМБЕТКАЛИЕВА**, докторант, [ainash\\_m\\_89@mail.ru](mailto:ainash_m_89@mail.ru)

«С. УТЕБАЕВ АТЫНДАҒЫ АТЫРАУ МҰНАЙ ЖӘНЕ ГАЗ УНИВЕРСИТЕТІ» КЕАҚ,  
Қазақстан Республикасы, 060027, Атырау қ., Баймұқанов к., 45а

*Бұл мақалада ұңғыма түп аймағына (ҰТА) серпімді тербелістердің әсері қарастырылған, олар серпімді теңгеру құрылғыларының резонанстық режимде жұмыс істеуі кезінде туындайды.*

*Зерттеу нәтижелері ұңғыма жұмысының режимін қарастырады, онда түп аймағына әсер ететін периодтық қысымның әсері талданған. Бұл қысым серпімді элементтер арқылы штангалы ұңғыманың сорап қондырғыларының (ШССҚ) штангалары арқылы, дыбыс вибрациясына ұқсас, резонанстық режимге жақын аз ауқымда пайда болуы мүмкін. Осылайша, ұңғыма жұмысының режимі күрт өзгеруі мүмкін және оны оңтайлы басқару үшін қысым мен фильтрациялық қарсылықтарды ескере отырып, процестің параметрлерін негіздеу қажет. Жобалау есептеулерінде жеткілікті дәлдікпен қолданылатын математикалық өрнектер сұйықтықтың түп аймағында және мұнай-газ өндіру ұңғымасының бағанасында қозғалысының заңдылығы мен гидродинамикасын сипаттайды. Бұл ескі кен орындарын игерудің соңғы кезеңдерінде кездесетін жоғары сулану және құмның көріну жағдайларына тән.*

**ТҮЙІН СӨЗДЕР:** сүзу, виброқоздырғыш, гидротехникалық сипаттамалар, құмның көрінуі, қабаттың мұнай беруі, плунжерлік сорғы.

## IMPULSE ACTION ON THE BOTTOM-HOLE ZONE OF ELASTIC BALANCING DEVICES

Zh.K. ZAIDEMOVA, Ph. Sci, Professor, *b.n.m.99@list.ru*

M.D. BISSENGALIYEV, Ph. Sci, Associate Professor, *maks\_bisengali@mail.ru*

G.SH. DOSKAZIEVA, Ph. Sci, Professor, *aing-zhomart@mail.ru*

G.K. ABDEHOVA, Senior lecturer, *gulya6320@mail.ru*

Sh.M. MEDETOV, Ph. Sci, Associate Professor, *medetov.76@mail.ru*

A.N. MUKAMBETKALIEVA, Doctoral, *ainash\_m\_89@mail.ru*

ATYRAU UNIVERSITY OF OIL AND GAS NAMED AFTER SAFI UTEBAEV,  
The Republic of Kazakhstan, Atyrau, 060027, Baimukhanov, 45a

*This article examines the impact of elastic oscillations on the near-wellbore zone (NWZ) of a well, induced by the resonant mode of operation of elastic balancing devices.*

*The study results analyze the operating mode of a well under the influence of periodic pressure in the near-wellbore zone, which can be generated within a small range from the resonant mode of elastic elements transmitted through the rods of sucker-rod pump units (SRPU), resembling sound vibrations. It is noted that the operating mode of the well can change drastically, and to optimize its management, it is necessary to substantiate the process parameters considering pressure and filtration resistances. Mathematical expressions with sufficient accuracy for design calculations describe the patterns and hydrodynamics of fluid movement in the near-wellbore zone and the borehole of an oil and gas production well under conditions of increased water cut and sand production, typical in the later stages of old field exploitation.*

**KEY WORDS:** *filtration, vibrosource, hydraulic characteristics, sand production, reservoir oil recovery, plunger pump.*

**В**ведение. Для определения пульсирующего давления необходимо знать освобождающийся от жидкости объем скважины, т.е. объем, занимаемый продуктами работы виброисточника как функции времени. Часть этого объема освобождается вследствие сжатия жидкости в самой скважине, а часть – вследствие вытеснения ее в пласт. [1-8].

Предлагается метод определения количества жидкости, которое за время  $t$  вытесняется из скважины в пласт под действием разности давлений в скважине и пласте.

Тогда уравнение фильтрации жидкости в пористой среде с учетом инерции имеет вид [9]

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\mu m}{k} u = -\nabla p, \quad (1)$$

где  $\rho$ ,  $p$ ,  $\mu$ ,  $u$  – соответственно плотность, давление, вязкость и скорость частиц жидкости в среде;  $k$  – проницаемость;  $m$  – пористость.

Пласт будем считать однородным и в начальный момент времени постоянной мощности  $h$ .

Выделим в пласте цилиндр, неизменно связанный со скелетом. Пусть ось цилиндра ортогональна плоскости пласта. Площадки оснований, равные  $dS$ , лежат на кровле и подошве пласта. Если пренебречь радиальными деформациями скелета, то уравнение баланса массы жидкости в цилиндре можно записать следующим образом:

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

Количество жидкости в выделенном объеме меняется по двум причинам – вследствие изменения порового объема в единице объема среды (пористости) и вследствие изменения выделенного объема среды (обычно уравнение неразрывности жидкости записывают в эйлеровых координатах и тогда оно не содержит  $h$ ).

Будем считать, что плотность жидкости зависит от давления

$$\frac{d\rho}{\rho} = \beta_{жс} dp, \quad (3)$$

где  $\beta_{жс}$  – сжимаемость жидкости.

Закон Гука для малых изменений мощности пласта имеет вид [60]:

$$\frac{dh}{h} = \frac{dp}{E^*}, \quad (4)$$

где  $E^*$  – константа, пропорциональная модулю упругости «сухого» скелета.

Для изменений пористости в зависимости от изменений давления можно принять соотношение:

$$dm = \beta_{п} dp, \quad (5)$$

где  $\beta_{п}$  – сжимаемость порового пространства.

Из уравнений (1) – (5) в результате линеаризации получается уравнение для давления

$$\frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{1}{\chi} \frac{\partial p}{\partial t} = \nabla^2 p, \quad (6)$$

где  $\nabla^2 p = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2}$ ;  $a^2 = \frac{m}{\rho\beta^*}$ ;  $\beta^* = \beta_{п} + \frac{m_0}{E^*} + m_0\beta_{жс}$  – коэффициент упруго-емкости пласта;  $\chi = \frac{k}{\mu\beta^*}$  – коэффициент пьезопроводности.

Если инерционные силы малы, то уравнение (1) переходит в уравнение Дарси

$$m\bar{u} = -\frac{k}{\mu} \nabla p, \quad (7)$$

а телеграфное уравнение (6) переходит в уравнение теплопроизводности

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \chi \nabla^2 p. \quad (8)$$

**Материалы и методы исследования.** В задачах фильтрации в качестве одного из граничных условий задается либо дебит на забое скважины  $q(t)$ , либо давление на забое  $P_c(t)$ . Тогда соответственно требуется определить:

1) изменение давления в пласте  $P(r, t)$ ;

2) изменение давления в пласте  $P(r, t)$  и дебит скважины. В том случае, когда задан дебит скважины и требуется определить давление в пласте, необходимо установить зависимость между дебитом и изменением давления в пласте.

При осесимметричной фильтрации, которую мы здесь будем рассматривать, дебит скважины (по массе) можно определить по формуле:

$$q(t) = -2\pi r_c h \rho \mu i . \quad (9)$$

Здесь  $r_c$  – приведенный радиус скважины.

Если фильтрация описывается законом Дарси (7), то связь между дебитом и давлением в пласте можно выразить так:

$$q(t) = \frac{2\pi k h}{\mu} \rho r_c \frac{\partial p}{\partial r} \quad \text{при } r = r_c . \quad (10)$$

При решении телеграфного уравнения (6) в работе [7] в качестве граничного условия использовалось соотношение, отличающееся от (10) лишь множителем  $\rho$ . Однако соотношение (10) несовместимо с (1) и (9).

Выведем уравнение, связывающее дебит скважины на забое с давлением в пласте, которое справедливо и для фильтрации, описываемой уравнением (1).

Изменение  $dq(r, t) \cdot dt$  массы жидкости за время  $dt$  в цилиндрике с основанием  $ds$  и высотой  $h(r, t)$  равно  $-\frac{\partial}{\partial t}(m\rho h) ds dt$ . Согласно уравнениям (3) – (5) имеем:  $dq(r, t) \cdot dt = -\beta * \rho h \frac{\partial p}{\partial t} ds$ . Интегрированием получим дебит (по массе)  $q(t)$  в зависимости от изменения давления в пласте

$$q(t) = -2\pi h_0 \rho_0 \beta * \int_{r_c}^{\infty} \frac{\partial P}{\partial t} r dr . \quad (11)$$

Эта формула справедлива при любом законе фильтрации жидкости в пористой среде. Если можно пренебречь инерцией жидкости, то функция  $P(r, t)$  является решением уравнения теплопроводности (8), которое для радиального течения имеет вид  $\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\chi}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial P}{\partial r} \right)$ . Тогда формула (11) эквивалентна (10).

Будем считать, что в начальный момент процесса в пласте отсутствовали возмущающие действия, т.е.

$$P = 0, \quad \frac{\partial P}{\partial t} = 0 \quad \text{при } t = 0 . \quad (12)$$

Пусть на забое скважины давление будет известной функцией времени

$$P = P_c(t) \quad \text{при } r = r_c . \quad (13)$$

На большом расстоянии от забоя, возмущения в пласте стремятся к нулю

$$P \rightarrow 0 \text{ при } r \rightarrow \infty. \quad (14)$$

В дальнейшем нас интересует полное изменение массы жидкости  $v(t)$  в пласте за данный промежуток времени  $t$ . Из (11) и (12) следует

$$\vartheta(t) = \int_0^t q(\tau) d\tau = -2\pi h_0 \rho_0 \beta \int_{r_c}^{\infty} P(r, t) r dr. \quad (15)$$

На следующем этапе задачу (6), (12) – (14) будем решать операционным методом. Если к уравнению (6) с начальными условиями (12) применить преобразование Лапласа по времени, то для изображения давления  $P(r, s)$  получится следующее уравнение:

$$\frac{d^2 P}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dP}{dr} - \frac{z^2(s)}{r_c^2} P = 0, \quad z^2(s) = r_c^2 \left( \frac{s^2}{a^2} + \frac{s}{\chi} \right), \quad (16)$$

где  $P(r, s) = \int_0^{\infty} P(r, t) e^{-st} dt$ ,  $\text{Res} > 0$ , или условно  $P(r, s) = P(r, t)$ . Граничные условия для  $P(r, s)$  имеют вид

$$P = P_c(s) \text{ при } r = r_c, \quad P \rightarrow 0 \text{ при } r \rightarrow \infty. \quad (17)$$

Чтобы получить однозначное решение задачи (16) и (17), необходимо выделить из них однозначные ветви функции комплексного переменного  $z(s)$ . Функция  $z(s)$  имеет точки ветвления  $s = 0$  и  $s = -\frac{a^2}{\chi}$ . Если в плоскости  $s$  сделать разрез, соединяющий эти точки, то функция  $z(s)$  станет однозначной. Выберем ту ветвь функции  $z(s)$ , которая на верхнем берегу разреза положительно мнима (т.е.  $z(s) = i|z(s)|$ ), а на нижнем берегу отрицательно мнима. Тогда однозначное решение задачи (16) и (17) имеет вид

$$P(r, s) = \frac{P_c(s)}{k_0(z)} K_0(z) \left( \frac{r}{r_c} z \right), \quad (18)$$

где  $K_n(z)$  – функция Макдональда порядка  $n$ .

Изображение изменения массы жидкости в пласте равно

$$V(s) = -\frac{b}{r_c^2} \int_{r_c}^{\infty} P(r, s) r dr, \quad b = 2\pi r_c^2 h \rho_0 \beta. \quad (19)$$



Выразив  $P(r, s)$  через производные согласно уравнению (16) и подставив в (19), получим

$$V(s) = \frac{b}{z^2} r_c \frac{dP}{dr} \quad \text{при } r = r_c. \quad (20)$$

Если использовать известное соотношение [61]:

$$\frac{d}{dz} K_0(z) = -K_1(z), \quad (21)$$

то из (20) и (18) можно получить

$$V(s) = -bP_c(s)F(z(s)); \quad F(z) = \frac{K_1(z)}{zK_0(z)}. \quad (22)$$

Отсюда, переходя к оригиналам, получим

$$\vartheta(t) = -b \int_0^t P_c(\tau) f(t-\tau) d\tau, \quad f(t) = F(z(s)) \quad (23)$$

или

$$\vartheta(t) = -b \left[ P_{co} \varphi(t) + \int_0^t P_c(\tau) \varphi(t-\tau) d\tau \right], \quad \varphi(t) = \frac{F}{s}. \quad (24)$$

Если  $P = P_{co}$ , имеем

$$\vartheta(t) = -bP_{co} \varphi(t). \quad (25)$$

В дальнейшем нас будет интересовать функция  $\varphi(t)$ . Но так как  $\varphi(t) = \int_0^t f(\tau) d\tau$ , то сначала вычислим функцию  $f(t)$

Функцию  $f(t)$  можно изобразить контурным интегралом

$$f(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_L F(z(s)) e^{st} ds, \quad (26)$$

где  $L$  – прямолинейный контур  $Res = const > 0$  в плоскости комплексного переменного  $s$ . Функция  $F(z)$  имеет точку ветвления  $z = 0$ . Если в плоскости  $s$  продолжить до бесконечности разрез, соединяющий точки ветвления функции  $z(s)$ , то в плоскости  $s$  функция  $F(z(s))$  станет однозначной. Нетрудно показать, что интегрирование по контуру  $L$  в формуле (26) можно заменить интегрированием по краям разреза. В результате для  $f(t)$  получается формула

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \left\{ \int_0^{\rho_1} \left[ \frac{K_1\left(y_1 e^{-\frac{i\pi}{2}}\right)}{K_0\left(y_1 e^{-\frac{i\pi}{2}}\right)} + \frac{K_1\left(y_1 e^{\frac{i\pi}{2}}\right)}{K_0\left(y_1 e^{\frac{i\pi}{2}}\right)} \right] e^{-\rho t} \frac{d\rho}{y_1(\rho)} + i \int_{\rho_1}^{\infty} \left[ \frac{K_1\left(y_2 e^{-i\pi}\right)}{K_0\left(y_2 e^{-i\pi}\right)} - \frac{K_1\left(y_2 e^{i\pi}\right)}{K_0\left(y_2 e^{i\pi}\right)} \right] e^{-\rho t} \frac{d\rho}{y_2(\rho)} \right\} \quad (27)$$

где  $y_2(\rho) = \frac{r_c}{a} \sqrt{\rho(\rho - \rho_1)}$ ,  $y_1(\rho) = \frac{r_c}{a} \sqrt{\rho(\rho - \rho_1)}$ ,  $\rho_1 = \frac{a^2}{\chi}$ .

Функции  $K_0(\pm iy)$  и  $K_1(\pm iy)$  можно выразить через функции Бесселя первого и второго рода от действительного аргумента  $J_n(y)$  и  $N_n(y)$  ( $n = 0, 1$ ) [62]

$$K_n\left(y e^{\frac{i\pi}{2}}\right) = \pm \frac{i\pi}{2} e^{\pm \frac{i\pi n}{2}} [J_n(y) \pm N_n(y)] \quad (28)$$

Функцию  $Z$  можно представить через функцию  $K_\nu(z)$  и  $I_\nu$

$$K_\nu\left(z e^{\pm i\pi}\right) = e^{\pm i\pi\nu} K_\nu(z) \pm i\pi I_\nu(z) \quad (29)$$

Используя известные [61] функциональные соотношения,

$$\begin{aligned} J_\nu(z)N_{\nu+1}(z) - J_{\nu+1}(z)N_\nu(z) &= -\frac{2}{\pi z}; \\ I_\nu(z)K_{\nu+1}(z) + I_{\nu+1}(z)K_\nu(z) &= \frac{1}{z} \end{aligned} \quad (30)$$

с учетом (28) – (29) из (27) нетрудно получить

$$f(t) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\rho_1} e^{-\rho t} \frac{d\rho}{y_1^2(\rho) f_0(y_1)} + \frac{1}{\pi^2} \int_{\rho_1}^{\infty} e^{-\rho t} \frac{d\rho}{y_2^2(\rho) \psi_0(y_2)}, \quad (31)$$

где

$$f_0(y) = J_0^2(y) + N_0^2(y), \quad \varphi(t) = \int_0^t f(r) dr = \frac{1}{S} F(z(s)) \quad (32)$$

По определению  $\varphi(t) = \int_0^t f(r) dr = \frac{1}{S} F(z(s))$ . В результате из (31) получаем



$$\varphi(t) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\rho_1} (1 - e^{-\rho t}) \frac{d\rho}{\rho y_1^2 \cdot f_0(y_1)} + \frac{1}{\pi^2} \int_{\rho_1}^{\infty} (1 - e^{-\rho t}) \frac{d\rho}{\rho y_2^2 \cdot (\rho) \Psi_0(y_2)} \quad (33)$$

Если здесь сделать замену  $\rho = \rho_1 \xi$ , то  $\varphi(t)$  можно представить в виде

$$\varphi(t) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^1 (1 - e^{-\rho_1 t \xi}) \frac{d\xi}{\xi y_1^2(\xi) f_0(y_1)} + \frac{1}{\pi^2} \int_1^{\infty} (1 - e^{-\rho_1 t \xi}) \frac{d\xi}{\xi y_2^2(\xi) \Psi_0(y_2)} \quad (34)$$

где

$$y_1(\xi) = \xi_0 \sqrt{\xi(1-\xi)}, \quad y_2(\xi) = \xi_0 \sqrt{\xi(\xi-1)},$$

$$\xi_0 = \frac{r_c a}{\chi} = r_c \sqrt{\frac{\mu}{\rho k \chi}}.$$

Функция  $\varphi(t)$  представленная формулой (34), все еще сложна для практического применения. Чтобы избежать численного счета, упростим выражение (34) следующим образом. Сложные подинтегральные функции  $f_0(y)$  и  $\Psi_0(y)$  аппроксимируем с необходимой степенью точности, причем аппроксимирующие функции выберем так, чтобы значения интегралов вычислялись достаточно просто.

Такую аппроксимацию можно выбрать в виде

$$f_0(y) = \begin{cases} 1 + \frac{4}{\pi^2} \ln^2 \frac{\gamma y}{2} & 0 \leq y \leq 0,1 \\ (0,064 + 3,85y - 26,8y^2 + 116y^3)^1 & 0,01 \leq y \leq 0,1 \\ (0,1422 + 1,6y - 0,06y^2)^1 & 0,1 \leq y \leq 1 \\ \frac{2}{\pi y} - \frac{0,0433}{y^3} & 1 \leq y < \infty \end{cases} \quad (35)$$

$$\Psi_0(y) = \begin{cases} 1 + \frac{1}{\pi^2} \ln^2 \frac{\gamma y}{2} & 0 \leq y \leq 0,1 \\ (1,24y^3 - 3,06y^2 + 1,984y + 0,453)^1 & 0,1 \leq y \leq 1 \\ \frac{e^{2y}}{2\pi y} \left( 1 + \frac{0,37}{y} \right) & 1 \leq y < \infty \end{cases} \quad (36)$$

Здесь  $\gamma = 1,781\dots$ ,  $\ln \frac{2}{\gamma} = 0,1159\dots$ . Максимальное отклонение аппроксимирующих кривых (35) – (36) от точных меньше 1,5%. При этом приближенные и точные значения интегралов будут отличаться еще меньше. На отрезке  $0,01 \leq y \leq 0,1$  функция  $f_0(y)$  аппроксимирована двояким образом.

При достаточно малых  $\xi$  выполняется соотношение  $\rho_1 t \xi \approx \eta y_1^2(\xi)$ , где  $\eta = \frac{\chi t}{r_c^2}$ . В дальнейшем будем считать, что  $t$  не слишком мало и поэтому выполнено условие  $\eta \geq 1$ . Вычисление интегралов (34) зависит от значений величин  $\xi_0$  и  $\eta$ .

**Результаты и обсуждение.** В реальных условиях разработки нефтяных месторождений величина  $\xi_0 = r_c \sqrt{\frac{\mu}{\rho k \chi}}$  может меняться в довольно широких пределах. Но при создании в призабойной зоне высокого давления можно считать  $\xi_0 \geq 10$ . Тогда при выполнении неравенств  $0 \leq y_1(\xi) \leq 1$  величину  $y_1(\xi)$  можно вычислить по формуле

$$y_1(\xi) = \begin{cases} \xi_0 \sqrt{\xi} & 0 \leq \xi \leq b, \\ \xi_0 \sqrt{1-\xi} & c \leq \xi \leq 1, \end{cases} \quad (37)$$

где  $b$  и  $(1-c)$  – достаточно малые величины.

Если использовать соотношения (34) – (37), то, опуская довольно трудоемкие вычисления интегралов, для функции  $1 \leq \eta \leq 10$  можно получить следующие соотношения:

при  $1 \leq \eta \leq 10$

$$\varphi(t) = \frac{2}{\pi^2} \left[ \varphi_1(\eta) + \varphi_2(\eta) + \varphi_3(\eta) + \frac{10,22}{\xi_0^2} \right] \quad (38)$$

где  $\varphi_1(\eta) = 1,8 \ln \eta$ ,  $\varphi_2(\eta) = 42,6 + 3,34e^{-\eta} - 46,22e^{-0,01\eta} + (0,06 + 0,1422\eta) [Ei(-\eta) - Ei(-0,01\eta)] +$

$$+ 3,2\sqrt{\pi\eta} [erf(\sqrt{\eta}) - erf(0,1\sqrt{\eta})],$$

$$\varphi_3(\eta) = 3,213(1 - e^{-\eta}) + 0,142\eta e^{-\eta} - \sqrt{\pi\eta} (\pi - 0,142\eta) (1 - erf \sqrt{\eta}),$$

при  $10 \leq \eta \leq 1000$

$$\varphi(t) = \frac{2}{\pi^2} \left[ \psi_1(\eta) + \psi_2(\eta) + \varphi_2(\eta) + \varphi_3(\eta) + 3,123 + \frac{10,22}{\xi_0^2} \right], \quad (39)$$

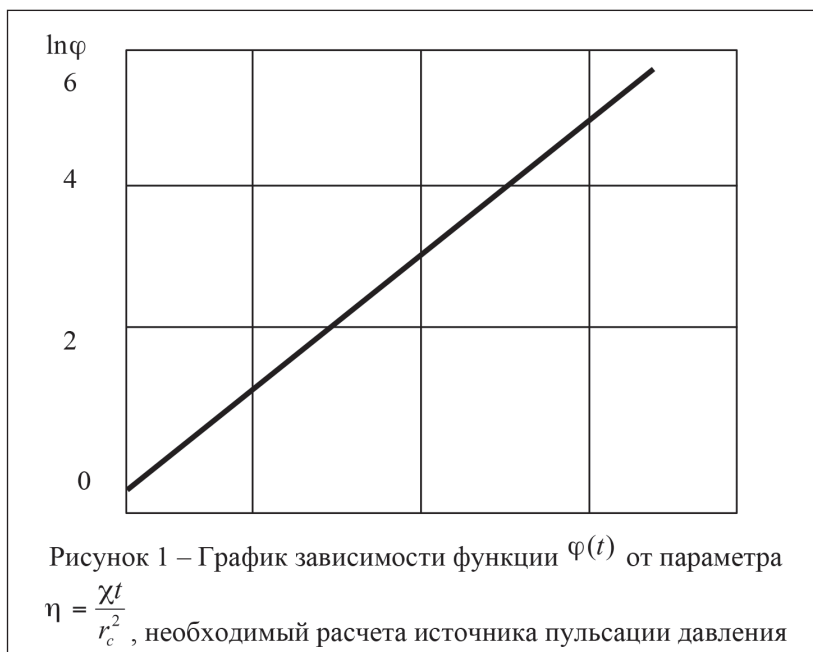
где

$$\psi_1(\eta) = \pi\eta \left[ \frac{\pi}{2} - arctg \left( \frac{2}{\pi} \ln \frac{20}{\gamma \sqrt{0,1\eta}} \right) \right];$$

$$\psi_2(\eta) = 23,2 \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{0,1\eta}} \right) - 26,8 \ln 0,1\eta - 77 \left( 1 - \sqrt{0,1\eta} + \sqrt{0,1\eta} e^{-0,1} - e^{-0,01\eta} \right) +$$

$$+ (26,8 + 0,064\eta) [1,823 + Ei(-0,0\eta)] + 6,4(0,1\eta - 1 - 0,1\eta e^{-0,1} - e^{-0,0\eta}) - \left(\frac{116}{\eta} - 7,7\right) \sqrt{\pi\eta} \times [erf(0,1\sqrt{\eta}) - 0,345]$$

Здесь  $Ei(-x) = \int_x^\infty \frac{e^{-u}}{u} du$  – интегральная экспонента;  $erf x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du = \Phi(x\sqrt{2})$ , где  $\Phi(\xi)$  – известный интеграл вероятности. Таким образом, функция  $\varphi(t)$ , необходимая для расчета источника пульсации давления, представляется через табулированные функции. Ее график, в зависимости от параметра  $\eta = \frac{\chi t}{r_c^2}$ , представлен на *рисунке 1*.



В логарифмических координатах функция  $\varphi(\eta)$  представляет собой очень плавную кривую и хорошо аппроксимируется ломаной

$$150 < \eta \quad \ln \varphi = \begin{cases} 0,748(\ln \eta + 0,4) & 1 \leq \eta \leq 150, \\ 0,85(\ln \eta - 0,34) & \leq 1000. \end{cases} \quad (40)$$


**Заключение и выводы.** Выведено аналитическое выражение для вычисления количества жидкости, вытесняемой из скважины в пласт под действием заданного давления на забое как функция времени, что необходимо для расчета параметров источника пульсирующих воздействий, вызываемых посредством упругих коле-

баний пружинного уравнивания. В ходе исследования выявлено, что влияние

сил инерции на фильтрацию зависит от величины параметра  $\xi_0 = \frac{r_c \mu}{k} \sqrt{\frac{m\beta^*}{\rho_{жс}}}$ . Чем больше  $\xi_0$ , тем меньше влияние инерционных сил. При  $\xi_0 \geq 10$  влияние инерции

заметно сказывается лишь при значениях времени, меньших  $\frac{r_c^2}{\chi}$ . Поэтому в задачах воздействия на призабойную зону высокими давлениями, т.е. в нашем случае можно принять  $\xi_0 > 10$ . При этом получена удобная для расчета формула (40), спра-

ведливая для достаточно малых значений времени  $\left( \frac{r_c^2}{\chi} \leq t < 1000 \frac{r_c^2}{\chi} \right)$ . При малых значениях параметра  $\xi_0$  следует пользоваться формулой (34).

Полученные теоретические выражения с достаточной точностью для проекторочных расчетов описывают закономерность и гидродинамику движения жидкости в призабойной зоне и в стволе нефтегазодобывающей скважины в условиях повышенного обводнения и пескопроявления, характерных в последних стадиях эксплуатации старых месторождений. Это в свою очередь позволяет конкретизировать режимы параметры ШСНУ, обеспечивающие максимальную нефтеотдачу с учетом взаимодействия фильтрующих устройств. 

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Зайдемова Ж.К., Ахметов С.М. Исследование процесса движения жидкости в призабойной зоне и в стволе нефтегазодобывающей скважины в условиях повышенного обводнения и пескопроявления // Сборник трудов Третьего международного семинара – совещания «Инновационные подходы в развитии нефтегазовой и нефтехимической промышленности в Атырауской области». – Атырау: АИНГ, 2005. – С. 345–358. [Zaidemova J.K., Akhmetov S.M. Study of the process of fluid movement in the bottom-hole zone and in the borehole of oil and gas producing well under conditions of increased watering and sanding // Proceedings of the Third International Seminar - Meeting “Innovative approaches to the development of oil and gas and petrochemical industry in the Atyrau region”. - Atyrau: AING, 2005. - С. 345-358.]
- 2 Гаврилко В.М., Алексеев В.С. Фильтры буровых скважин. – М.: Недра, 1985. – 334 с. [Gavrillko V.M., Alekseev V.S. Filters of drilling wells. - Moscow: Nedra, 1985. - 334 с.]
- 3 Васильев В.А., Шульгин Д.Ф. О работе фильтра буровой скважины //Изв. АН СССР. – Механика и машиностроение. –1961. – №1. [Vasiliev V.A., Shulgin D.F. About the work of the borehole filter // Izv. of the USSR Academy of Sciences. - Mechanics and Mechanical Engineering. -1961. - №1]
- 4 Басниев К.С., Кочина И.Н., Максимов В.М. Подземная гидромеханика. – М.: Недра, 1993. – 413 с. [Basniev K.S., Kochina I.N., Maksimov V.M. Underground Hydromechanics. - Moscow: Nedra, 1993. - 413 с.]
- 5 Зайдемова Ж.К., Ахметов С.М., Икласова Ж.У. К определению количества жидкости вытесняемой из скважины в пласт под воздействием разности давлений в скважине и пласта // Вестник НИА РК – Алматы. – 2006. – № 1 [Zaidemova J.K., Akhmetov S.M., Iklasova J.U. To determine the amount of liquid displaced from the well to the reservoir under the influence of differential pressure in the well and the reservoir // Bulletin of NIA RK - Almaty. - 2006. - № 1]

- 6 Габудинов Е.Е. Учет инерционных свойств в уравнениях фильтрации сжимаемой жидкости в пористой среде //М.: НТЖ «Нефтепромысловое дело», 2000. – №3. – С. 45–48. [Gabudinov E.E. Accounting of inertial properties in the equations of filtration of compressible fluid in porous medium //M.: NTZh “Oilfield Business”, 2000. - №3. - С. 45-48]
- 7 Светичкин А.С., Васильев В.А. Исследование влияния сил инерции на кривые восстановления давления и определение параметров пласта этим кривым //М.: НТЖ «Нефтяное хозяйство», 1999. – №5. – С. 75–77. [Svetichkin A.S., Vasiliev V.A. Investigation of the influence of inertia forces on the pressure recovery curves and determination of reservoir parameters by these curves //M.: NTZh “Oil Economy”, 1999. - №5. - С. 75-77.]
- 8 Истомин И.И., Беляев М.Ж., Арсеньев Х.Д. К обоснованию гидравлического разрыва нефтеносного пласта при воздействиях переменного давления //Труды Уральского государственного технического университета. –Екатеринбург: Изд-во УГТУ, 2001. – С. 177–185. [Istomin I.I., Belyaev M.J., Arseniev H.D. To substantiation of hydraulic fracturing of oil-bearing reservoir under variable pressure effects // Proceedings of the Ural State Technical University. -Ekaterinburg: USTU Publishing House, 2001. - С. 177-185.]
- 9 Ефремов П.А., Сидоров Ю.М. Пути совершенствования гидравлического разрыва пласта //М.: НТЖ «Нефтяное хозяйство», 2003. –№6. [ Efremov P.A., Sidorov Y.M. Ways to improve hydraulic fracturing of the charge //M.: NTZh “Neftyanoye khozyaistvo”, 2003. -№6.]
- 10 Бородин А.С. Волновые процессы в подземной гидрогазодинамике. –М.: «ОО Полиграфические услуги», 2005. –210 с. [Borodin A.S. Wave processes in underground hydrogasdynamics. -M.: “ОО Polygraphic Services”, 2005. -210 с]
- 11 Герасимов Р.О. и Зуев Р.Н. Теория бесселевых функции в решении задач гидродинамики. – Санкт Петербург: Изд-во ЛГТУ, 2005. – 180 с. [Gerasimov R.O. and Zuev R.N. Theory of Bessel functions in solving problems of hydrodynamics. - St. Petersburg: Izd-vo LSTU, 2005. - 180]
- 12 Карслоу Х., Егер Д. Операционные методы в прикладной математике. – М.: Наука, 1999. – 4 изд. – 322 с. [Karslow H., Yeager D. Operational Methods in Applied Mathematics. - Moscow: Nauka, 1999. - 4 ed. - 322 p.]
- 13 Ускумбаев К.Р. Эффективность технологий по интенсификации добычи нефти на месторождениях производственного управления «Жетыбаймунайгаз» // Нефть и газ Казахстана. – 2002. –№3. – С. 58–62. [Uskumbaev K.R. Efficiency of technologies for oil production intensification at the fields of production management “Zhetybaymunaigas” // Oil and Gas of Kazakhstan. - 2002. -№3. - С. 58-62].