

УДК 550.834

**АНАЛИЗ БЛИЖНЕЙ ЗОНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ СКВАЖИННОГО
ДЕБАЛАНСНОГО ВИБРОСЕЙСМИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА**

В. В. Сказка^{1,2}, С. В. Сердюков¹, М. В. Курленя¹

¹*Институт горного дела им. Н. А. Чинакала СО РАН, E-mail: ss3032@yandex.ru,
Красный проспект, 54, 630091, г. Новосибирск, Россия*

²*Институт математики им. С. Л. Соболева СО РАН, E-mail: vskazka@ngs.ru,
просп. Академика Коптюга, 4, 630090, г. Новосибирск, Россия*

Приведены результаты численных исследований ближней зоны излучения скважинного дебалансного источника. Установлена пространственная изменчивость интенсивности вибрационного воздействия и ее зависимость от частоты генерируемых колебаний. Определены требования к режиму работы источника, обеспечивающие максимальную интенсивность воздействия на углепородный массив в окрестности дегазационных скважин при ограниченной мощности привода источника.

Углепородный массив, вибрационное воздействие, скважинный дебалансный источник, численное моделирование, ближняя зона излучения, волновое поле

Повышение эффективности предварительной дегазации угольных пластов предполагает интенсификацию десорбции метана, что экономически оправданно только при использовании малоэнергетических нетепловых физических воздействий [1]. Одним из перспективных методов является воздействие на углепородный массив вибросейсмическими колебаниями [2], создаваемыми скважинными источниками. Разработка технических решений таких источников предполагает исследование и оптимизацию режимов их работы, обеспечивающих высокую интенсивность колебаний в окрестности скважины [3].

Известные численные исследования скважинных источников [4–9] посвящены расчетам полных волновых полей во временной и спектральных областях в дальней зоне излучения, вкладу отдельных волн, построению синтетических сейсмограмм для решения задач сейсмической разведки.

Отметим, что анализ установившихся упругих колебаний в ближней зоне излучения скважинного дебалансного источника ранее не проводился. Интерес к такому источнику связан с относительной простотой технической реализации и длительным характером вибрационного воздействия на углепородный массив в гармоническом режиме.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект RFMEF160414X0096), организация-исполнитель — Институт горного дела им. Н. А. Чинакала СО РАН, руководитель — акад. М. В. Курленя, инженер В. В. Сказка, зав. лаб. С. В. Сердюков — исполнители проекта.

В настоящей статье рассмотрена математическая модель и результаты численных исследований излучения скважинного дебалансного виброрейсмического источника в ближней зоне, представляющей наибольший интерес с точки зрения повышения продуктивности дегазационных скважин.

Математическая модель. Пусть в скважине вокруг ее оси вращается дебаланс с угловой скоростью ω . В зависимости от конструкции излучателя воздействие на стенки скважины может быть реализовано по-разному. Рассмотрим практически важный случай, когда воздействие приложено ортогонально к небольшой части поверхности скважины (рис. 1).

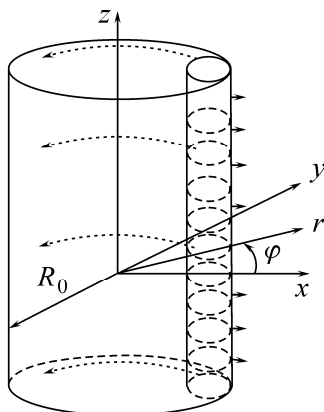


Рис. 1. Модель силового воздействия дебалансного скважинного источника, имеющего конечные размеры по оси аппликат

Рассмотрим уравнения динамической теории упругости в цилиндрической системе координат (r, φ, z) относительно вектора смещений $\vec{u} = (u_r, u_\varphi, u_z)$ [10–13] в области $Q = \{(x, y, z) \mid x^2 + y^2 > R_0^2\}$:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} + \beta_r \frac{\partial u_r}{\partial t} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \Delta}{\partial r} - \frac{\mu}{r} \frac{\partial \Omega_z}{\partial \varphi} + \mu \frac{\partial \Omega_\varphi}{\partial z}, \\ \rho \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial t^2} + \beta_\varphi \frac{\partial u_\varphi}{\partial t} &= (\lambda + 2\mu) \frac{1}{r} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi} - \mu \frac{\partial \Omega_r}{\partial z} + \mu \frac{\partial \Omega_z}{\partial r}, \\ \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} + \beta_z \frac{\partial u_z}{\partial t} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \Delta}{\partial z} - \mu \frac{\partial (r \Omega_\varphi)}{\partial r} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial \Omega_r}{\partial \varphi}. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь введены обозначения:

$$\vec{\Omega} = \text{rot } \vec{u}, \quad \bar{\Omega} = (\Omega_r, \Omega_\varphi, \Omega_z), \tag{2}$$

$$\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial (r u_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial u_z}{\partial z},$$

ρ — плотность; λ, μ — параметры Ламе. Члены $\beta_r \frac{\partial u_r}{\partial t}, \beta_\varphi \frac{\partial u_\varphi}{\partial t}, \beta_z \frac{\partial u_z}{\partial t}$, где $\beta_r, \beta_\varphi, \beta_z$ — так называемые коэффициенты искусственной вязкости, моделирующие диссипацию энергии в среде, необходимую для того, чтобы воспользоваться принципом предельного поглощения при численных расчетах.

На границе области при $r = R_0$ заданы краевые условия

$$\sigma_{rr}|_{r=R_0} = -Aq(z)f(\varphi - \omega t), \quad \sigma_{r\varphi}|_{r=R_0} = \sigma_{rz}|_{r=R_0} = 0, \quad (3)$$

где σ_{rr} , $\sigma_{r\varphi}$, σ_{rz} — соответствующие компоненты тензора напряжений:

$$\sigma_{rr} = 2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} + \lambda \Delta, \quad \sigma_{r\varphi} = \mu \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\varphi}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} \right), \quad \sigma_{rz} = \mu \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right).$$

В (3) функция $f(\varphi)$ периодическая с периодом 2π . На отрезке $(0, 2\pi)$ зададим ее следующим образом (рис. 2):

$$f(\varphi) = \frac{40000}{\pi^2} \left(-\text{sign} \left(\varphi - \frac{21\pi}{20} \right) + 1 \right) \left(\text{sign} \left(\varphi - \frac{19\pi}{20} \right) + 1 \right) \left(\varphi - \frac{19\pi}{20} \right)^2 \left(\varphi - \frac{21\pi}{20} \right)^2.$$

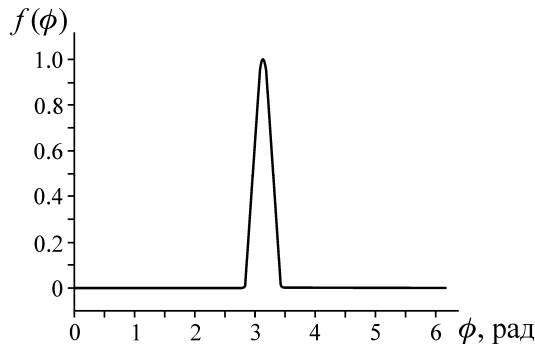


Рис. 2. График функции $f(\varphi)$

Функция $q(z)$ задает распределение силы, действующей на скважину вдоль оси z :

$$\begin{aligned} q(z) = & (-\text{sign}(z - 0.5) + 1)(\text{sign}(z + 0.5) + 1) / 4 + \\ & + 2500(0.6 - x)^2(0.4 - x)^2(\text{sign}(x - 0.5) + 1)(-\text{sign}(x - 0.6) + 1) + \\ & + 2500(x + 0.6)^2(x + 0.4)^2(-\text{sign}(x + 0.5) + 1)(\text{sign}(x + 0.6) + 1). \end{aligned} \quad (4)$$

В расчетах использованы параметры среды: плотность $\rho = 2100$ кг/м³, скорости продольных и поперечных волн $V_p = 2400$ м/с, $V_s = V_p / \sqrt{3}$, радиус скважины $R_0 = 0.084$ м.

Константа A в (3) зависит от ω и выбрана так, чтобы при частоте вращения 70 Гц амплитуда, развиваемая дебалансным источником, составляла 30 кН:

$$A \int_{-1}^1 q(z) dz \int_0^{2\pi} f(\varphi) d\varphi = 30000 \left(\frac{\omega}{2\pi \cdot 70} \right)^2.$$

Решается нестационарная задача. Ищутся устоявшиеся колебания при условии, что источник — периодическая функция.

Расчетная схема. Пусть ряд Фурье функции $f(\varphi)$ имеет вид

$$f(\varphi - \omega t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in(\varphi - \omega t)} f_n. \quad (5)$$

Применим к задаче (1), (3) преобразование Фурье $u(z) \rightarrow \tilde{u}(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} u(z) e^{-i\xi z} dz$. В соответствии с (5) будем искать решение получившейся задачи в виде

$$u_r = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in(\varphi-\omega t)} u_r^n(r, \xi), \quad u_\varphi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in(\varphi-\omega t)} u_\varphi^n(r, \xi), \quad (6)$$

$$u_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in(\varphi-\omega t)} u_z^n(r, \xi).$$

Тогда для нахождения функций $u_r^n(r, \xi)$, $u_\varphi^n(r, \xi)$, $u_z^n(r, \xi)$ запишем бесконечную систему обыкновенных дифференциальных уравнений. Для упрощения дальнейших выкладок при их записи будем опускать индекс, а также не указывать явную зависимость от ξ . В результате получим следующую систему:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \left(q_r^2 - \frac{v_r^2}{r^2} \right) u_r &= p_{1,r,z} \frac{du_z}{dr} + \frac{p_{1,r,\varphi}}{r} \frac{du_\varphi}{dr} + \frac{p_{0,r,\varphi}}{r^2} u_\varphi, \\ \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \left(q_\varphi^2 - \frac{v_\varphi^2}{r^2} \right) u_\varphi &= \frac{p_{1,\varphi,r}}{r} \frac{du_r}{dr} + \frac{p_{0,\varphi,z}}{r} u_z + \frac{p_{0,\varphi,r}}{r^2} u_r, \\ \frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} + \left(q_z^2 - \frac{v_z^2}{r^2} \right) u_z &= p_{1,z,r} \frac{du_r}{dr} + \frac{p_{0,z,\varphi}}{r} u_\varphi + \frac{p_{0,z,r}}{r} u_r. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned} v_r^2 &= \frac{\lambda + 2\mu + \mu n^2}{\lambda + 2\mu}, \quad q_r^2 = \frac{-\mu \xi^2 + \rho n^2 \omega^2 + i\beta_r n \omega}{\lambda + 2\mu}, \\ p_{1,r,z} &= \frac{-i\xi(\lambda + \mu)}{\lambda + 2\mu}, \quad p_{1,r,\varphi} = \frac{-in(\lambda + \mu)}{\lambda + 2\mu}, \quad p_{0,r,\varphi} = \frac{in(\lambda + 3\mu)}{\lambda + 2\mu}, \\ v_\varphi^2 &= \frac{\lambda n^2 + 2\mu n^2 + \mu}{\mu}, \quad q_\varphi^2 = \frac{-\mu \xi^2 + \rho n^2 \omega^2 + i\beta_\varphi n \omega}{\mu}, \\ p_{1,\varphi,r} &= \frac{-in(\lambda + \mu)}{\mu}, \quad p_{0,\varphi,r} = \frac{-in(\lambda + 3\mu)}{\mu}, \quad p_{0,\varphi,z} = \frac{\xi n(\lambda + \mu)}{\mu}, \\ v_z^2 &= n^2, \quad q_z^2 = \frac{-\xi^2 \lambda - 2\mu \xi^2 + \rho n^2 \omega^2 + i\beta_z n \omega}{\mu}, \\ p_{1,z,r} &= \frac{-i\xi(\lambda + \mu)}{\mu}, \quad p_{0,z,\varphi} = \frac{\xi n(\lambda + \mu)}{\mu}, \quad p_{0,z,r} = \frac{-i\xi(\lambda + \mu)}{\mu}. \end{aligned} \quad (8)$$

Краевые условия при $r = R_0$ имеют вид:

$$\begin{aligned} (\lambda + 2\mu) \frac{du_r}{dr} + \frac{\lambda(u_r + iu_\varphi n + iu_z \xi r)}{r} \Big|_{r=R_0} &= -A f_n \tilde{q}(\xi), \\ \frac{du_\varphi}{dr} + \frac{-u_\varphi + iu_r n}{r} \Big|_{r=R_0} &= 0, \\ \frac{du_z}{dr} + iu_r \xi \Big|_{r=R_0} &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Вместо условий на бесконечности задаем при достаточно большом $r = \bar{R}$ следующие условия:

$$\begin{aligned} \frac{du_r}{dr} + \left(-iq_r + \frac{v_r}{r}\right)u_r \Big|_{r=\bar{R}} &= 0, \\ \frac{du_\varphi}{dr} + \left(-iq_\varphi + \frac{v_\varphi}{r}\right)u_\varphi \Big|_{r=\bar{R}} &= 0, \\ \frac{du_z}{dr} + \left(-iq_z + \frac{v_z}{r}\right)u_z \Big|_{r=\bar{R}} &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

В (9) f_n определены в (5), и их числовые значения мы не приводим. Функция $\tilde{q}(\xi)$ — преобразование Фурье функции $q(z)$ из (4) и может быть легко вычислена:

$$\tilde{q}(\xi) = -800 \frac{-600 \sin(0.6\xi) + 2\xi^2 \sin(0.6\xi) + 60\xi \cos(0.6\xi) + \sin(0.5\xi)\xi^2 + 600 \sin(0.5\xi)}{\xi^5}.$$

Задачу (7)–(10) будем решать при различных n, ξ . Значения n ограничим интервалом $|n| < 100$. Если взять в (5) не бесконечную сумму, а конечную от -100 до 100 , то получившийся результат, как показали расчеты, практически не изменяется. По ξ будем рассматривать промежуток $\xi \in (-30, 30)$. Число 30 выбрано из соображений того, чтобы, вычислив интеграл

$$q_1(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-30}^{30} \tilde{q}(\xi) e^{iz\xi} d\xi,$$

мы получили бы функцию, близкую к $q(z)$. Сравнение функций $q(z), q_1(z)$ приведено на рис. 3.

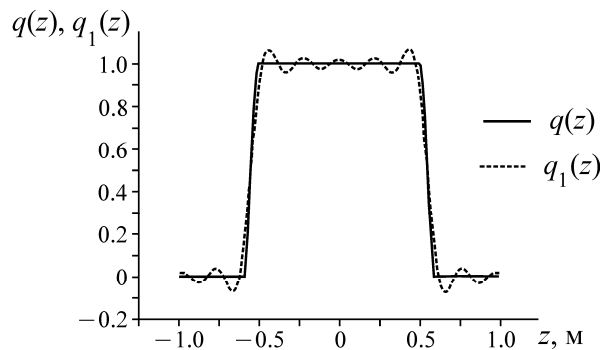


Рис. 3. Графики функций $q(z)$ и $q_1(z)$

Для численного решения задачи (7)–(10) построена устойчивая разностная схема второго порядка аппроксимации, которая решалась методом матричной прогонки. Заметим, что система уравнений (7) жесткая, поэтому было проведено большое количество численных экспериментов для выбора необходимых расчетных параметров, обеспечивающих достаточную точность решений. В результате при окончательных расчетах бралось значение $\bar{R} = 5000$ м и значения параметров $\beta_r = \beta_\varphi = \beta_z = 2000$ кг/с, вносящие в коэффициенты (8) поправку не более чем 1.5 %.

Процесс расчета выглядел следующим образом. При различных n, ξ численно решалась задача (7)–(10). После этого проводилось суммирование в соответствии с (6) ($|n| < 100$) и численное обратное преобразование Фурье.

Результаты численных экспериментов. На рис. 4 показана амплитуда смещения частиц среды в волновом поле $\|U\|_t = \max_t |U| = \max_t (\sqrt{u_r^2 + u_\varphi^2 + u_z^2})$ на расстоянии $r = 20$ м от скважины при вращении дебаланса с частотой 70 Гц в зависимости от положения точки наблюдения по оси z .

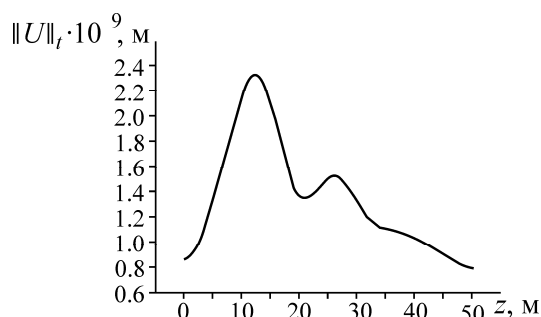


Рис. 4. Амплитуда смещения среды в волновом поле в зависимости от положения точки наблюдения по оси z при $r = 20$ м, $\omega = 70$ Гц

Пример расчета волнового поля (два периода колебаний) в точке максимума кривой рис. 4 ($z = 12$ м, $r = 20$ м, 70 Гц) показан на рис. 5.

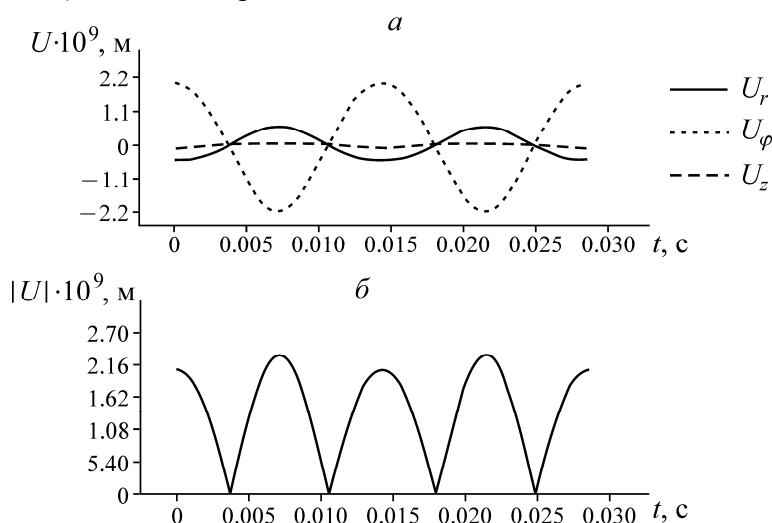


Рис. 5. Компоненты (а) и модуль вектора смещения (б) в точке $r = 20$ м, $z = 12$ м

Для анализа амплитудно-частотных характеристик волнового поля используем в расчетах вместо (3) краевые условия:

$$\sigma_{rr}|_{r=R_0} = -(\lambda + 2\mu)\delta(z) \cdot f(\varphi - \omega t), \quad \sigma_{r\varphi}|_{r=R_0} = \sigma_{rz}|_{r=R_0} = 0,$$

где $\delta(z)$ — дельта-функция Дирака. Это позволит исключить влияние на результаты квадратичной зависимости силы от частоты вращения дебаланса, что соответствует техническим ограничениям скважинного источника по мощности привода.

На рис. 6 приведены кривые максимальных амплитуд вектора смещений частиц среды $\|U\|_{t,z} = \max_{t,z} |U|$ в волновом поле на расстояниях $r = 1, 10, 20$ м, а также значения z , при которых этот максимум достигается, в зависимости от частоты вращения дебаланса.

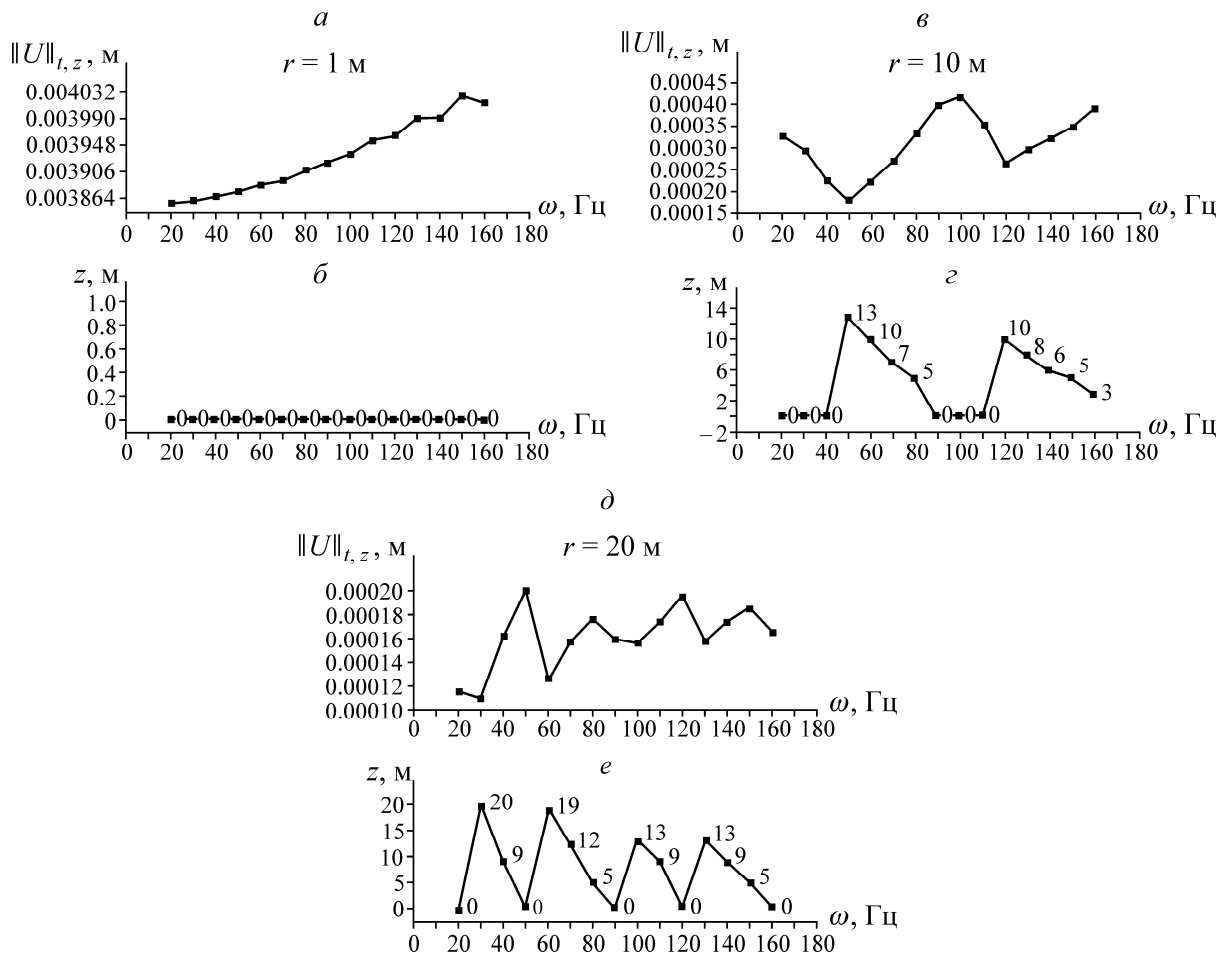


Рис. 6. Зависимости максимальной амплитуды вектора смещения частиц среды $\|U\|_{t,z}$ в волновом поле (а, в, д) и положения этого максимума по оси z (б, з, е) от частоты вращения дебаланса

ВЫВОДЫ

Результаты численных экспериментов показывают сильную пространственную изменчивость интенсивности вибрационного воздействия в ближней зоне дебалансного источника и ее значительную зависимость от частоты генерируемых колебаний.

Для обеспечения последовательного охвата обрабатываемого объема углепородного массива воздействием максимальной интенсивности в процессе работ необходимо менять частоту колебаний. Минимальный частотный диапазон, обеспечивающий выполнение этого требования на удалении до 20 м от источника, составляет 60–150 Гц, на удалении 10 м — от 100 до 160 Гц.

Таким образом, для получения максимальной интенсивности воздействия в объеме ближней зоны излучения скважинный сейсмический источник с ограниченной мощностью привода должен работать в высокочастотном сейсмическом диапазоне в режиме развертки частоты во времени.

При амплитуде вибротяговой силы в первые единицы тонн и минимальном пороге воздействия по амплитуде смещения 1 нм [14] радиус охвата углепородного массива вибрационным воздействием составит 30–40 м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курленя М. В., Сердюков С. В. Десорбция и миграция метана в термодинамически неравновесном угольном массиве // ФТПРПИ. — 2010. — № 1.
2. Курленя М. В., Сердюков С. В. Реакция флюидов нефтепродуктивного пласта на вибросейсмическое воздействие малой интенсивности // ФТПРПИ. — 1999. — № 2.
3. Сказка В. В., Сердюков С. В., Ерохин Г. Н., Сердюков А. С. Анализ ближней зоны излучения сейсмического источника, действующего вдоль оси скважины // ФТПРПИ. — 2013. — № 1.
4. Крутин В. Н., Файзулин И. С. К теории межскважинного прозвучивания // Физика Земли. — 1993. — № 7.
5. Richard L., Gibson Jr. Seismic sources in cased boreholes, *Geophysics*, 1994, Vol. 59, No. 2.
6. Cheng C. H. Elastic wave propagation in a fluid-filled borehole and synthetic acoustic logs, *Geophysics*, 1981, Vol. 46, No. 7.
7. Bouchon M., Denis P. Schmitt. Full-wave acoustic logging in an irregular borehole, *Geophysics*, 1989, Vol. 54, No. 6.
8. Костин В. И., Решетова Г. В., Чеверда В. А. Численное моделирование трехмерного акустического каротажа с использованием многопроцессорных вычислительных систем // *Мат. моделирование*. — 2008. — Т. 20. — № 9.
9. Козяр В. Ф., Белоконов Д. В., Козяр Н. В. и др. Акустические исследования в нефтегазовых скважинах — состояние и направления развития (обзор отечественных и зарубежных источников информации) // *НТВ “Каротажник”*. — 1999. — Вып. 63.
10. Снеддон И. Н., Берри Д. С. Классическая теория упругости. — М.: Физматгиз, 1961.
11. Рекач В. Г. Руководство по решению задач теории упругости. — М.: Высш. шк., 1966.
12. Новожилов В. В. Теория упругости. — Л.: Судпромгиз, 1958.
13. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1972.
14. Курленя М. В., Сердюков С. В. Определение области вибросейсмического воздействия на месторождение нефти с дневной поверхности // ФТПРПИ. — 1999. — № 4.

Поступила в редакцию 22/X 2014