

УДК 621.91.02:621

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗНОСА АЛМАЗНЫХ БУРОВЫХ ДОЛОТ. 2. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ЗАДАЧА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ АЛМАЗНОГО БУРОВОГО ДОЛОТА В ПРОЦЕССЕ ЕГО РАБОТЫ

¹Н.А.Бондаренко, ²А.Н.Жуковский, ¹В.А.Мечник

¹Институт сверхтвердых материалов им. В.Н.Бакуля НАН Украины,
Киев, ул. Автозаводская, 2, тел. (044) 4675625, e-mail: bond@ism.kiev.ua

²Институт математики НАН Украины,
Киев, ул. Терещенковская, 3, тел. (044) 2346322

Получено решение задачи теплопроводности для полусферического тела с покрытием, из которого удален сферический сектор, с учетом того, что теплофизические свойства покрытия отличаются от свойств основания. На поверхности покрытия происходит интенсивное тепловыделение вследствие трения тела при вращении в полупространстве и охлаждение жидкостью путем конвективного теплообмена.

The heat conduction problem has been solved for a half-spheric solid with coating and the spherical sector under assumption that the heat-transfer properties of coating are different from those of a base. On the outer surface of coating, the intensive heat generation due to friction by rotation in the half space and liquid-cooling by the convective heat exchange take a place simultaneously.

1 Введение. В работе [1] были исследованы структурное состояние и физико-механические свойства буровых вставок алмаз – твердый сплав ВК6 и алмаз – твердый сплав ВК6 с добавками в исходную шихту CrB_2 – W_2B_5 , изготовленных методом горячего прессования в интервале температур 300–1800 К и давлений 0,5–32 МПа. Было установлено, что износ таких композитов обусловлен сочетанием целого ряда факторов – химическим составом и предысторией исходных веществ, гомогенностью зеренной структуры и природой напряженного состояния в матрице в окрестности частиц алмаза, прочностью контакта алмаз – матрица, условиями взаимодействия контактирующих тел, радиальной и угловой координат профиля долота. Там же было показано, что износ алмазных буровых долот связан с тепловыделением, а нормальная их эксплуатация – с эвакуацией избыточного тепла вследствие интенсивного трения. Поэтому от результатов влияния температурных полей на износ и работоспособность бурового инструмента зависит технология получения сверхтвердых композиционных алмазосодержащих материалов с широким спектром строения и расход дорогостоящего сырья. Однако решение такой задачи в точной постановке с полным отражением перечисленных особенностей представляет собой сложную проблему

Цель работы – решение задачи теплопроводности для полусферического тела с покрытием, которое приближенно моделирует работу алмазного бурового долота. Отыскание уравнений теплопроводности является промежуточным этапом решения контактной задачи термоупругости такого долота.

2 Физические предпосылки и математическая постановка. Сферическое долото

можем представить в сферической системе координат (r, φ, θ) в виде половины двухслойного шара

$$G_1 = \left\{ (r, \varphi, \theta) \mid r \in [0, r_2], \varphi \in [0, 2\pi], \theta \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right] \right\},$$

на которое нанесено покрытие толщиной $h_a = r_2 - r_1$, и удален сферический сектор

$$G_2 = \left\{ (r, \varphi, \theta) \mid r \in [0, r_2], \varphi \in [0, 2\pi], \theta \in [0, \theta_0] \right\}.$$

Тогда область $\Omega = G_1 \setminus G_2$ будет представлять собой долото

$$\Omega = \left\{ (r, \varphi, \theta) \mid r \in [0, r_2], \varphi \in [0, 2\pi], \theta \in \left[\theta_0, \frac{\pi}{2}\right] \right\}.$$

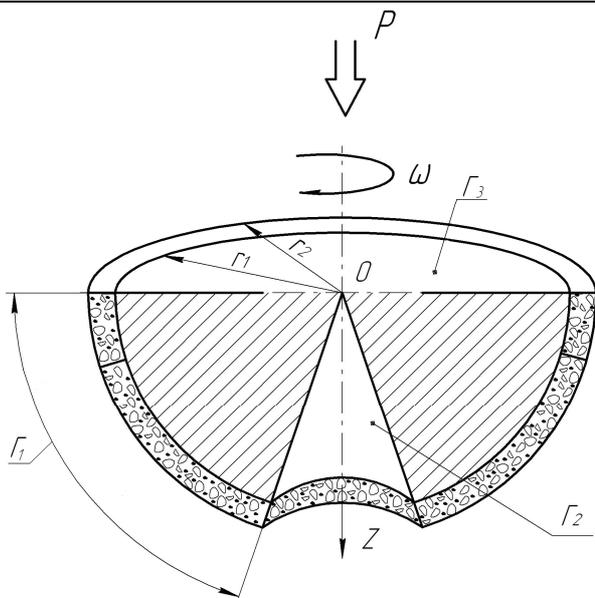
Здесь с учетом того, что $h_a \ll r_1$ область

$$\Omega_1 = \left\{ (r, \varphi, \theta) \mid r \in [0, r_1], \varphi \in [0, 2\pi], \theta \in \left[\theta_0, \frac{\pi}{2}\right] \right\}$$

соответствует корпусу долота, а область

$$\Omega_2 = \Omega \setminus \Omega_1 = \left\{ (r, \varphi, \theta) \mid r \in [r_1, r_2], \varphi \in [0, 2\pi], \theta \in \left[\theta_0, \frac{\pi}{2}\right] \right\}$$

его режущей поверхности. Материал области Ω_2 является композиционным материалом, матрица которого выполнена методом горячего прессования из смеси частиц природных или искусственных алмазов и менее крупных частиц карбида вольфрама WC и кобальта Co. Эта смесь может содержать добавки порошков тугоплавких соединений переходных металлов (CrB_2 , W_2B_5 , V_4C и т.д.) в малых количествах по сравнению с основными компонентами, а Ω_1 выполнен из высокопрочного металла (стали) с заданными теплофизическими свойствами. При этом физико-механические свойства матрицы существенно отличаются от аналогичных свойств корпуса долота. В зоне контакта режущей части долота с забоем



Γ_1 – поверхность контакта рабочей части долота с породой; Γ_2 – внутренняя (охлаждаемая) поверхность долота; p – вертикальное усилие, ω – угловая скорость.

Рисунок 1 — Схема контакта профиля алмазного долота с породой

$$\Gamma_1 = \left\{ (r, \varphi, \theta) \mid r = r_2, \varphi \in [0, 2\pi], \theta \in \left[\theta_0, \frac{\pi}{2} \right] \right\}$$

алмазное долото нагревается за счет силы трения (взаимодействия долота с породой), плотность возникающего теплового потока q_m пропорциональна нормальному давлению, линейной скорости и длине контактного участка

$$q = q_m \sin \theta = q_m \sqrt{1 - \mu^2} \quad (1)$$

где: $\mu = \cos \theta$; $q_m = \frac{6k_1 k P \omega r_2 V_p}{100 \pi d^2 N}$ – общий тепловой поток процесса бурения; P – вертикальная нагрузка; V_p – объемная доля алмазов (в %) при относительной концентрации $K = 100$; $k_1 \sim 0,78$ – коэффициент, учитывающий долю тепла, поступающего в долото [2]; k – коэффициент трения; ω – угловая скорость вращения долота; d – средний диаметр алмазного зерна; N – число работающих алмазов.

На верхней поверхности такого долота

$$\Gamma_3 = \left\{ (r, \varphi, \theta) \mid r \in [0, r_2], \varphi \in [0, 2\pi], \mu = 0 \right\}$$

примем отсутствие теплового потока

$$\frac{\partial T}{\partial \mu} = 0. \quad (2)$$

По остальной поверхности долота $\Gamma_1 \cup \Gamma_2$

$(\Gamma_2 = \left\{ (r, \varphi, \theta) \mid r \in [0, r_2], \varphi \in [0, 2\pi], \mu \in [\mu_0, 1] \right\})$ происходит охлаждение жидкостью путем конвективного теплообмена

$$q_1 = \alpha_1 (T_n - T_q), \quad (3)$$

причем коэффициент теплообмена рассчитывается по формуле [3]

$$\alpha_1 = \frac{2\lambda_q (\text{Re}^2 + \text{Gr})^{0.164}}{r_2}, \quad (4)$$

где числа Рейнольдса и Грасгофа равны соответственно

$$\text{Re} = \frac{4\omega r_2^2}{\nu}, \quad \text{Gr} = \frac{8\beta g r_2^3 \Delta T}{\nu^2}, \quad (5)$$

λ_q – коэффициент теплопроводности жидкости, ν – кинетическая вязкость и β – коэффициент расширения жидкости; r_2 – внешний радиус долота; g – ускорение силы тяжести; $\Delta T = T_n - T_q$ – разность температуры рабочей поверхности долота T_n и жидкости T_q , причем свойства охлаждающей жидкости (воды) берутся при температуре кипения. Анализ соотношений (4) и (5) показывает, что числа Рейнольдса и Грасгофа при работе долота ИСМ-214,3 Т ($r_1 = 0,103$ м; $r_2 = 0,107$ м; $\omega = 6$ с⁻¹) имеют следующие значения: $\text{Re}^2 = 9,346 \cdot 10^5$; $\text{Gr} = 8,111 \cdot 10^{11}$.

Критериальный безразмерный параметр $\text{Gr}/\text{Re}^2 = 0,93 > 0,1$ указывает, что теплоотдача в процессе бурения осуществляется за счет совместного действия естественной и вынужденной конвекции.

3 Решение задачи. Задача определения нестационарного температурного поля алмазного долота сводится к решению системы уравнений теплопроводности в сферической системе координат

$$\frac{1}{v_i} \frac{\partial u}{\partial t} - \Delta u = 0, (\rho, \mu) \in \Omega_i, t > 0, i = 1, 2; \quad (6)$$

при начальном условии

$$T(\rho, \mu, 0) = u_0 = \frac{T_0 - T_q}{T_k - T_q}, \quad (7)$$

граничном условии сопряжения на границе слоёв

$$[u] = \left[\lambda \frac{\partial u}{\partial \rho} \right] = 0, \rho = \rho_1, \mu \in [0; \mu_0]; \quad (8)$$

и условия теплообмена на границе Γ_1

$$\frac{\partial u}{\partial \rho} + hu \Big|_{\rho=1} = G \sqrt{1 - \mu^2}, \mu \in [0, \mu_0]; \quad (9)$$

на границе Γ_2

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial \mu} + hu \Big|_{\mu=\mu_0} = G \sqrt{1 - \mu_0^2}, \rho \in [0, 1], \quad (10)$$

и отсутствием теплового потока на Γ_3

$$\frac{\partial u}{\partial \mu} \Big|_{\mu=0} = 0, \rho \in [0, 1], \quad (11)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$u = \frac{T - T_q}{T_k - T_q}, \quad \rho = \frac{r}{r_2},$$

$$h = \frac{\alpha_1 r_2}{\lambda_2}, \quad G = \frac{q_m r_2^2}{\lambda_2 (T_k - T_q)},$$

$$\Delta = \frac{1}{\rho^2} \left[\frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho^2 \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial}{\partial \mu} \left((1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right) \right] -$$

оператор Лапласа; индексы 1 – соответствуют стальному корпусу долота, 2 – алмазосодержащему слою (алмаз – (94WC + 6Co)).

Особенностью задачи (6) является существенно неоднородные граничные условия на поверхностях Γ_1 и Γ_2 . Для ее решения воспользуемся методом Галеркина со специальным выбором системы координат функций [4].

Определим гильбертово пространство $H^{(p,s_1,s_2)}$ как ортогональное произведение пространств функций $W_2^e(\Omega) \times W_2^{s_1}(\Gamma_1) \times W_2^{s_2}(\Gamma_2)$. Определим через $H^{(p,r_1,r_2)}(Q_T)$ гильбертово пространство функций, которые для всех $t \in (0; t)$ принимают значения в $H^{(p,r_1,r_2)}$. Возвращаясь к задаче (6) – (11), нетрудно доказать следующее утверждение [4]:

Оператор В, соответствующий задаче (6) – (11),

$$[u(x), u_1(s), u_3(s)] \rightarrow \left[-\Delta u + \frac{1}{v} \frac{\partial u}{\partial t}, \frac{\partial u}{\partial \rho} + hu \Big|_{\Gamma_1}, \frac{\partial u}{\partial \mu} + hu \Big|_{\Gamma_2} \right] \quad (12)$$

является изоморфизмом из пространства функций $W_2^p(Q_T)$, удовлетворяющим условиям (8), (11) на $H^{(p-2, p-3/2, p-3/2)}(Q_T)$. Задаче (6) – (11) соответствует в $H^{(p-2, p-3/2, p-3/2)}(Q_T)$ операторное уравнение

$$BU = F \quad (13)$$

с правой частью

$$F = \left[0, G\sqrt{1-\mu^2}, G\rho\sqrt{1-\mu_0^2} \right] \quad (14)$$

и начальными данными

$$u(\rho, \mu, 0) = [u_0, u_0, u_0]. \quad (15)$$

Приближенное решение уравнения (13) будем искать в виде

$$U^N(\rho, \mu, t) = \sum_{n=0}^{N_1} \sum_{m=1}^{N_2} \alpha_{nm}^N(t) \Phi_{nm}(\rho, \mu), \quad (16)$$

где: $\alpha_{nm}^N(t)$ – функции от времени, подлежащие определению, а $\{\Phi_i(\rho, \mu)\}_{j=1}^\infty$ – система собственных функций оператора А из $W_2^2(G_1) \times W_2^{3/2}(\Gamma)$ в $L_2^2(G_1) \times W_2^{1/2}(\Gamma)$:

$$[u(\rho, \mu) / \sqrt{v(\rho)} u(1, \mu)] \rightarrow \left[-\Delta u, \frac{\partial u}{\partial \rho} \Big|_{\rho=1} \right], \quad (17)$$

где $\sqrt{v(\rho)} = \frac{v(\rho)}{v_2}$.

Скалярное произведение в $L_2(G_1) \times L_2(\Gamma)$ зададим соотношением

$$(U, V)_{L_2(G_1) \times L_2(\Gamma)} = \int_0^1 \int_0^1 \frac{\lambda(\rho)}{v(\rho)} u(\rho, \mu) \times v(\rho, \mu) \rho^2 d\rho d\mu + \frac{\lambda_2}{v_2} \int_0^1 u(1, \mu) v(1, \mu) d\mu \quad (18)$$

а норму

$$\|U\|_{L_2(G_1) \times L_2(\Gamma)} = (U, U)_{L_2(G_1) \times L_2(\Gamma)}^{1/2}. \quad (19)$$

Задача на собственные значения оператора А в дифференциальной форме эквивалентна задаче на собственные значения с вхождением спектрального параметра в уравнение и граничное условие

$$-\Delta \varphi^{(1)} = \frac{\beta^2}{v_1} \varphi^{(1)}, \quad \mu \in (0, 1], \quad \rho \in [0, \rho_1), \quad (20)$$

$$-\Delta \varphi^{(1)} = \beta^2 \varphi^{(2)}, \quad \mu \in (0, 1], \quad \rho \in (\rho_1, 1); \quad (21)$$

$$\frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial \mu} = 0, \quad \mu=0, \quad \rho \in [0, 1], \quad (22)$$

$$[\varphi] = \varphi^{(1)}(\rho_1, \mu) - \varphi^{(2)}(\rho_1, \mu) = 0, \quad \rho = \rho_1, \quad \mu \in (0, 1), \quad (23)$$

$$\left[\lambda(\rho) \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \right] = \lambda_1 \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial \rho} - \lambda_2 \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_1} = 0, \quad \mu \in (0, 1), \quad (24)$$

$$\frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial \rho} = \beta^2 \varphi^{(2)}, \quad \rho = 1, \quad \mu \in (0, 1). \quad (25)$$

Оператор А в пространстве $L^2(G_1) \times L_2(\Gamma)$ самосопряжен, положительно определен, а обратный ему вполне непрерывен. Спектр собственных значений оператора А ($A\Phi = \beta^2\Phi$) дискретен, неотрицателен: $\beta_i^2 \rightarrow +\infty$ при $i \rightarrow \infty$; а собственные функции $\Phi_i(\rho, \mu) = \{\varphi_i(\rho, \mu), \varphi_i(1, \mu)\}$ образует в пространстве $L^2(G_1) \times L_2(\Gamma)$ полную ортонормированую систему. Здесь

$$\varphi_{n,m}(\rho, \mu) = \frac{\psi_{n,m}(\rho) P_{2m}(\mu)}{N_{n,m}}; \quad (26)$$

$$\psi_{n,m}(\rho) = \begin{cases} \left(\frac{\beta\rho}{\sqrt{v_1}} \right)^{-1/2} J_{2n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta\rho}{\sqrt{v_1}} \right), & \rho \in (0, \rho_1) (\beta\rho)^{-1/2}; \\ \left(A_{n,m} J_{2n+\frac{1}{2}}(\beta\rho) + B_{n,m} J_{-(2n+\frac{1}{2})}(\beta\rho) \right), & \rho \in (0, \rho_1), \end{cases} \quad (27)$$

где: $P_{2n}(\mu)$ – полиномы Лежандра четного порядка; $J_{2n+\frac{1}{2}}(z)$ и $J_{-(2n+\frac{1}{2})}(z)$ – бесселевы

функции полуцелого индекса [5]. Коэффициенты $A_{n,m}$ и $B_{n,m}$ определяются из условий сопряжения (23) – (24) при $\rho = 1$:

$$A_{n,m} = \frac{\pi^4 \sqrt{v_1}}{2} \left(J_{2n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta \rho_1}{\sqrt{v_1}} \right) \times \right. \\ \times \left(\beta \rho_1 J'_{-(2n+\frac{1}{2})}(\beta \rho_1) - \frac{1}{2} J_{-(2n+\frac{1}{2})}(\beta \rho_1) \right) - \\ - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 \sqrt{v_1}} J_{-(2n+\frac{1}{2})}(\beta \rho_1) \left(\beta \rho_1 J'_{2n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta \rho_1}{\sqrt{v_1}} \right) - \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{2} \sqrt{v_1} J_{2n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta \rho_1}{\sqrt{v_1}} \right) \right) \right) \quad (28)$$

$$B_{n,m} = \frac{\pi^4 \sqrt{v_1}}{2} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2 \sqrt{v_1}} J_{-(2n+\frac{1}{2})}(\beta \rho) \times \right. \\ \times \left(\beta \rho J'_{2n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta \rho}{\sqrt{v_1}} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{v_1} J_{2n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta \rho}{\sqrt{v_1}} \right) \right) - \\ - J_{2n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta \rho}{\sqrt{v_1}} \right) \left(\beta \rho J'_{2n+\frac{1}{2}}(\beta \rho) - \frac{1}{2} J_{2n+\frac{1}{2}}(\beta \rho) \right) \right) \quad (29)$$

$N_{n,m}^2 = (\Phi_{n,m}(\rho, \mu), \Phi_{n,m}(\rho, \mu)) L_2^2(G_1) \times L_2^2(\Gamma)$, а β_{nm} находим как корни трансцендентного уравнения (из условия (25))

$$\left(\beta^2 + \frac{1}{2} \right) \left(A_n J_{2n+\frac{1}{2}}(\beta) + B_n J_{-(2n+\frac{1}{2})}(\beta) \right) - \\ - \left(A_n J'_{2n+\frac{1}{2}}(\beta) + B_n J'_{-(2n+\frac{1}{2})}(\beta) \right) = 0, \\ n = 0, 1, \dots, m = 1, 2, \dots, \quad (30)$$

Согласно методу Галеркина в виде [6] $(BU^N, \Phi_{n_1 m_1})_{N^{(0,0,0)}} = (F, \Phi_{n_1 m_1})_{H^{(0,0,0)}}$, $n_1 = 0, N_1, m_1 = 0, N_2^2$ (31)

$a_{nm}^N(t)$ в (16) подлежат определению из системы обыкновенных дифференциальных уравнений (при начальной температуре долота равной температуре жидкости)

$$D \cdot \dot{A}(t) + E \cdot A(t) = F, A(0) = 0, \quad (32)$$

Здесь $A(t) = (a_{01}(t), \dots, a_{N_1 N_2}(t))^T$, а точка над A обозначает дифференцирование по t .

Элементы матриц D , E и F после вычисления имеют вид $(n, n_1 = 0, N_1; m, m_1 = 0, N_2)$

$$D_{nm}^{n_1 m_1} = \delta_n^{n_1} \delta_m^{m_1}; \quad (33)$$

$$E_{nm}^{n_1 m_1} = \delta_n^{n_1} \delta_m^{m_1} \left(v_2 \beta_{nm}^2 + \frac{P'_{2n}(\mu_0) + h P_{2n}(\mu_0)}{S_1(\mu_0)} \right) + \\ + \frac{\lambda_2}{v_2} \cdot \frac{\Psi_{nm}(1) \Psi_{n_1 m_1}(1)}{N_{nm} \cdot N_{n_1 m_1}} \cdot (G \sqrt{1 - \mu_0^2} + \beta_{nm}^2) \quad (34)$$

$$F^{n_1 m_1} = \frac{\lambda_2 \Psi_{n_1 m_1}(1)}{(4n_1 + 1) v_2 N_{n_1 m_1} S_1(\mu_0)} \times \\ \times G \int_0^{\mu_0} \sqrt{1 - \mu^2} P_{2n_1}(\mu) d\mu + \\ + G \sqrt{1 - \mu_0^2} P_{2n_1}(\mu) \int_0^1 \frac{\Psi_{n_1 m_1}(\rho)}{N_{n_1 m_1}} \rho^2 d\rho, \quad (35)$$

где

$$S_1(\mu_0) = \int_0^{\mu_0} \sqrt{1 - \mu^2} P_{2n_1}(\mu) d\mu, \quad (36)$$

$\delta_n^{n_1}$ – символ Кронекера. Особенность такого подхода состоит в том, элементы матриц (33)–(35) практически выражаются в явном виде – интегралы от полиномов Лежандра легко находятся при помощи формул Гаусса.

Для решения системы (32) используем разностную схему Кранка – Никольсона [6]

$$\frac{D}{\tau} (A^{s+1} - A^s) + \frac{E}{2} (A^{s+1} + A^s) = \frac{1}{2} (F^{s+1} + F^s), \quad (37)$$

записанную симметрично относительно $(s + \frac{1}{2})\tau$, где τ – шаг по времени; $s=0, 1, \dots$

Так как компоненты вектор – столбца F не зависят от времени, получаем

$$A^{s+1} \left(D + \frac{E}{2} \tau \right) = A^s \left(D - \frac{E}{2} \tau \right) + \tau F, \quad (38)$$

при $A^0=0$.

Таким образом, использование метода Галеркина с разложением функций по собственным функциям спектральных задач с параметром в уравнении и граничном условии дает возможность получить решение задачи теплопроводности для полусферического тела с покрытием, из которого удален сферический сектор с центром в начале координат. При этом теплофизические свойства покрытия существенно отличаются от аналогичных свойств тела основания. Модель учитывает интенсивное выделение тепла вследствие взаимодействия долота с породой и охлаждение его жидкостью за счет вынужденной и естественной конвекции.

4 Анализ результатов. В качестве объекта исследования использовали алмазное долото ИСМ – 214,3 Т внешним диаметром 214,3 мм, оснащенным буровыми вставками одинаковых размеров (диаметром 10 мм, высотой 10 мм) при начальной толщине алмазосодержащего

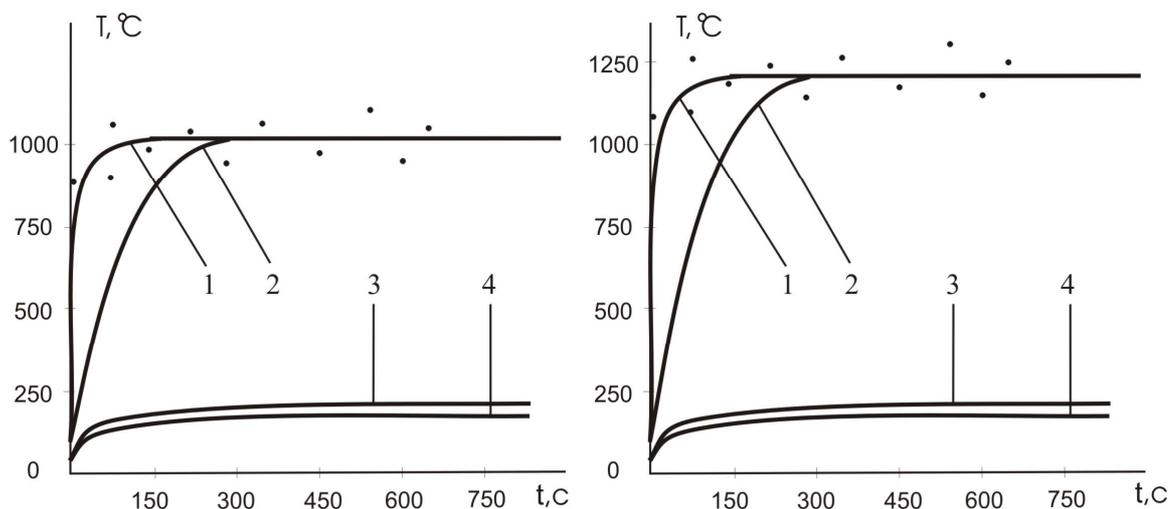


Рисунок 2 — Поле температур в алмазном долоте при $\rho = 1,0$ (1); $0,98$ (2); $0,8$ (3) и $0,75$ (4) в процессе бурения гранита (а) и песчаника (б) для $p = 30$ МПа, $\omega = 6$ с⁻¹, $\lambda_1 = 80$ Вт/(м·К), $\lambda_2 = 120$ Вт/(м·К), $\alpha_1 = 1,5$ кВт/(м²·К). $K = 100$, $Z = 800/300$
(«←» и «→» — расчетные и экспериментальные данные соответственно)

слоя $h_a = 3$ мм состава алмаз – твердый сплав ВК6. Данные о предыстории входящих веществ, способе приготовления шихты, режимах спекания и конструкции долота приведены в работе [1]. Контрольные расчеты проведены для бурения гранита и песчаника при следующем варьировании исходных данных: толщина алмазосодержащего слоя до изнашивания $h_a = 3$ мм; коэффициенты теплопроводности композита λ_2 и материала композита λ_1 соответственно (Вт/(м·К)), 100–200 и 20–80; относительная концентрация алмазов $K = 75$ –125 (3,3–5,5 карат алмазов на 1 см³ шихты); зернистость алмазов Z (мкм), 500/400 – 1250/1000; относительное значение коэффициента теплообмена α (кВт/(м²·К)) 0,5–2,5; угловая координата θ_0 (град), 10–80; контактное давление на режущие алмазы p (МПа), 1–35; линейная скорость вращения v (м/с), 2,5–5,0; время бурения t (с), 0,1–1000. На рис. 2, а, б изображены графики зависимостей поля температур от времени t при бурении гранита и песчаника, полученные в результате вычислений по предложенному нами решению при $N_1 = 8$, $N_2 = 6$. Их анализ показывает, что температурные поля в долоте в зависимости от радиальной координаты ρ довольно быстро выходят на установившийся температурный режим. При этом контактные температуры при бурении песчаника (рис. 2, б) имеют относительно большие значения по отношению к аналогичному параметру при бурении гранита (рис. 2, а), что является следствием отличия физико-механических характеристик горных пород. Высокая сходимость расчетных данных с экспериментальными значениями работы [7] свидетельствует о точности и адекватности данной.

Заключение. Таким образом, нами получено решение дифференциальных уравнений, описывающих тепловое состояние полусферического тела с покрытием с учетом интенсив-

ного тепловыделения от трения тела при вращении в полупространстве и охлаждения путем конвективного теплообмена. Эта работа поможет понять, как изменение теплофизических свойств сверхтвердого композита и микрогеометрических характеристик его составляющих отразятся на износе и работоспособности алмазных буровых долот.

Литература

1. Бондаренко Н.А., Жуковский А.Н., Мечник В.А. Исследование износа алмазных буровых долот. 1. Свойства, классификация и особенности рассматриваемой проблемы // Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ. – 2006. – № 1. – С. 49–56.
2. Александров В.А., Жуковский А.Н., Мечник В.А. Температурное поле, термоупругое состояние и износ алмазного круга при режании с охлаждением. Ч. 1. // Трение и износ. – 1991. – Т. 12. – №2. – С. 210–218.
3. Уонг Х. Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров. – М.: Атомиздат, 1978.
4. Галицын А.С. Краевые задачи теплофизики подземных сооружений. – К.: Наук. думка, 1983. – 236 с.
5. Галицын А.С., Жуковский А.Н. Интегральные преобразования и специальные функции в задачах теплопроводности. – К.: Наук. думка, 1976.
6. Стринг Г., Фикс Дж. Теория метода конечных элементов. – М.: Мир, 1977. – 352 с.
7. Арцимович Г.В. Механофизические основы создания породоразрушающего бурового инструмента. – Новосибирск: Наука, 1985. – 320 с.