

Рисунок 9 – Температури газу на виході з лічильника типорозміру G6 фірми “Premagas”

Аналізуючи результати розрахунків, можна зробити висновок, що різниця температур газу на виході з даного лічильника, установленого в приміщенні, та температурою приведення газу до нормальних умов (20°C), при різних об’ємах споживання, може становити 9 градусів. Враховуючи, що зміна температури газу на 1°C призводить до зміни його об’єму на 0,34%, дійсний об’єм спожитого газу може бути занижений порівняно з показами лічильника на 3,06%.

Таким чином, за відомими об’ємами споживання газу в різних місяцях можна знайти середньозважені річні коефіцієнти для різних об’ємів споживання за формулою (8) і врахувати їх при кінцевих розрахунках за газ.

$$k = 1 + \frac{\sum_{n=1}^{12} (T_{20} - T_n) \cdot 0,34 \cdot Q_n}{\sum_{n=1}^{12} Q_n}, \quad (8)$$

де: \$T_{20}\$ – температура газу за нормальних умов, \$T_n\$ – обчислена середньомісячна температура газу, \$Q_n\$ – середньомісячна витрата газу.

Так, для району Івано-Франківська при щомісячному споживанні, наведеному на рис. 4, для витрат газу \$Q=6; 4; 2,5; 1,6 m^3/год\$, облікованого лічильником типорозміру G6 фірми “Prema-

gaz”, ці коефіцієнти становитимуть 1,023378; 1,021209; 1,018187; 1,013909 відповідно.

Для номінальних витрат інших типів лічильників з врахуванням теплообміну газу в газопроводі на ділянці між входом газопроводу в опалювальне приміщення та лічильником автоматами будуть проведені експериментальні та теоретичні дослідження, результати яких будуть наведені в наступній статті.

Література

1. Organization Internationale de Metrologie Legale: International recommendation No. 31 Diaphragm Gas Meters. July 1987.
2. Dr. Béla BÁTŪI. Why to use gas meters with temperature compensation in households? // Збірник статей конференції “METROLOGIE”, 3-4 червня 1998р., Чехія.
3. Гутенберг Б. Физика земных недр. – М.: Изд-во иностр. литер., 1963. – 264 с.
4. Карслоу Г. и Егер Д. Теплопроводность твердых тел. – М.: Наука, 1964. – 488 с.
5. Дубина М.М., Красовицкий Б.А. Теплообмен и механика взаимодействия трубопроводов и скважин с грунтами. – Новосибирск: Наука, 1983. – 134 с.
6. Грудз В.Я., Тутко Т.Ф. Природне температурне поле верхніх шарів ґрунту // Матеріали 6^{ої} Міжнародної науково-практичної конференції “Нафта і газ України – 2000”: Збірник наукових праць. – Івано-Франківськ, 2000. – Т. 3. – С. 10-14.
7. Природа Івано-Франківської області. За ред. Геренчука К.І. К.: Вища школа, 1973. – 160 с.
8. Ходанович І.Е., Кривошеин Б.Л., Бикчентай Р.Н. Тепловые режимы магистральных газопроводов. – М.: Недра, 1971. – 216 с.
9. Уоинг Х. Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров. – М.: Атомиздат, 1979. – 216 с.

УДК 539.3

ОХОЛОЖДЕННЯ КІЛЬЦЕВОГО ДИСКА ПІСЛЯ ПОСАДКИ ЙОГО НА ЖОРСТКИЙ ВАЛ

О.Шаблій, Н.Гащун

Тернопільський державний технічний університет імені Івана Пулюя, 46001, Тернопіль, вул.Руська, 56, тел. (0352) 224181, e-mail: inform@u.edu.te.ua

Определены температурные поля и исследовано напряженно-деформированное состояние вязкоупругого кольцевого диска в процессе его охлаждения после посадки на жесткий вал

Temperature field was found and stress-strain state of the visco-elastic ring disk during its cooling after fitting it on the rigid shaft was investigated.

Для підвищення працездатності газокompресорного обладнання велике значення має оптимально підібраний технологічний процес складання частин швидкохідних роторів – турбінних коліс, лабіринтних ущільнень та інших

деталей типу кільцевих дисків. Великі швидкості обертання вказаних елементів створюють в них значні внутрішні напруження та деформації. Застосування шліцевих, шпонкових та різьбових методів з’єднання деталей в цьому випа-

дку може призвести до порушення їх міцності за рахунок наявних концентраторів напружень та джерел дисбалансу. Альтернативним методом складання є напресовування деталей, що мають форму диска, на вал. Кращі результати дає метод напресовування шляхом нагрівання диска, що значно підвищує несучу здатність утвореного з'єднання. Тому дуже важливим є правильний розрахунок процесу нагрівання для здійснення посадки та охолодження диска після посадки і визначення при цьому його напружено-деформованого стану.

Розглянемо кільцевий диск товщиною $2h$ з радіусами внутрішнього та зовнішнього контурів R_1 і R_2 , який після необхідного нагрівання охолоджується. Після нагріву диска і посадки його на вал відбувається процес охолодження диска, який викликає зміну його напружено-деформованого стану, що призводить до зменшення внутрішнього радіуса, а значить і до стискання вала диском, тобто відбувається процес посадки з натягом [1]. Потрібно знайти зміну температури, переміщення та напружень в процесі охолодження диска.

Температура T при охолодженні задовольняє рівнянню теплопровідності [2]

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial T}{r \partial r} - m^2 T - \frac{1}{a} \dot{T} = 0 \quad (1)$$

та граничним умовам конвективного теплообміну на краях диска

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial r} - k_1 T &= 0 \quad \text{при } r = R_1; \\ \frac{\partial T}{\partial r} + k_2 T &= 0 \quad \text{при } r = R_2, \end{aligned} \quad (2)$$

в яких r – поточний радіус диска, $m^2 = \frac{\alpha}{\lambda h}$, α – коефіцієнт тепловіддачі на поверхнях диска $z = \pm h$, λ , a – коефіцієнти теплопровідності та температуропровідності матеріалу диска, $k_1 = \frac{\alpha_1}{\lambda}$, $k_2 = \frac{\alpha_2}{\lambda}$, α_1 , α_2 – коефіцієнти тепловіддачі на торцях диска відповідно при $r = R_1$ і $r = R_2$.

Має місце також початкова умова задачі

$$T = T_k(r) \quad \text{при } t = 0, \quad (3)$$

в якій $T_k(r)$ – кінцева температура нагрівання диска перед посадкою його на вал [4], [5].

Напружено-деформований стан описується рівнянням рівноваги

$$\frac{\partial \sigma_{11}}{\partial r} + \frac{\sigma_{11} - \sigma_{22}}{r} = 0, \quad (4)$$

геометричними співвідношеннями

$$\varepsilon_{11} = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \varepsilon_{22} = \frac{u}{r}, \quad (5)$$

фізичними залежностями для в'язко-пружного матеріалу моделі Максвелла [3]

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_{11} &= \frac{1}{2G} \left(\dot{\sigma}_{11} + \tau_n^{-1} \sigma_{11} - \left[\frac{1}{3} \left(1 - \frac{2G}{3K} \right) \times \right. \right. \\ &\times (\dot{\sigma}_{11} + \dot{\sigma}_{22}) + \left. \left. \frac{\tau_n^{-1}}{3} (\sigma_{11} + \sigma_{22}) - 2G\alpha_T \dot{T} \right] \right); \\ \dot{\varepsilon}_{22} &= \frac{1}{2G} \left(\dot{\sigma}_{22} + \tau_n^{-1} \sigma_{22} - \left[\frac{1}{3} \left(1 - \frac{2G}{3K} \right) \times \right. \right. \\ &\times (\dot{\sigma}_{11} + \dot{\sigma}_{22}) + \left. \left. \frac{\tau_n^{-1}}{3} (\sigma_{11} + \sigma_{22}) - 2G\alpha_T \dot{T} \right] \right) \end{aligned} \quad (6)$$

і повинен задовольняти граничним умовам

$$\begin{aligned} u - u_k &\quad \text{при } r = R_1; \\ \sigma_{11} &= 0 \quad \text{при } r = R_2, \end{aligned} \quad (7)$$

початковим умовам

$$u = u_k(r), \quad \sigma_{11} = \sigma_{11}^k(r), \quad \sigma_{22} = \sigma_{22}^k(r) \quad \text{при } t = 0, \quad (8)$$

в яких σ_{ij} , ε_{ij} – відповідно компоненти тензора напружень і деформацій; u – радіальне переміщення; $\tau_n = \frac{\eta_n}{G}$ – час релаксації напружень;

η_n – коефіцієнт в'язкості при зсуві;

$G = \frac{E}{2(1+\mu)}$ – модуль зсуву; $K = \frac{E}{3(1-2\mu)}$ – об'ємний коефіцієнт пружності; E – модуль Юнга; μ – коефіцієнт Пуасона; α_T – коефіцієнт лінійного розширення матеріалу; $\sigma_{11}^k(r)$,

$\sigma_{22}^k(r)$, $u_k(r)$ – значення радіальних і кільцевих напружень та радіальне переміщення в диску, створені попереднім температурним нагрівом [4], [5]. Крапкою зверху позначено швидкості зміни відповідних величин з часом.

Після розв'язання рівняння (1) методом розділення змінних і задовільнення граничним умовам (2) та початковій умові (3) одержимо вираз для визначення температури у вигляді

$$T = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\int_{R_1}^{R_2} T_k(r) [MJ_0(\nu_j r) + Y_0(\nu_j r)] r dr}{\int_{R_1}^{R_2} [MJ_0(\nu_j r) + Y_0(\nu_j r)]^2 r dr} \times [MJ_0(\nu_j r) + Y_0(\nu_j r)] e^{-a\lambda_j^2 t} \quad (9)$$

$$\text{Тут } M = \frac{\nu_j Y_1(\nu_j R_2) - k_2 Y_0(\nu_j R_2)}{-\nu_j J_1(\nu_j R_2) + k_2 J_0(\nu_j R_2)}, \quad (10)$$

а параметр ν_j є коренем характеристичного рівняння

$$\begin{aligned} & [v_j J_1(v_j R_1) + k_1 J_0(v_j R_1)] \times [v_j Y_1(v_j R_2) - \\ & - k_2 Y_0(v_j R_2)] - [v_j J_1(v_j R_2) - k_2 J_0(v_j R_2)] \times \\ & \times [v_j Y_1(v_j R_1) + k_1 Y_0(v_j R_1)] = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

де введені позначення $\lambda_j^2 = v_j^2 + m^2$.

Підставляючи вираз для температури охолодження (9) в рівняння (4)-(6), одержимо замкнуту систему рівнянь для визначення переміщення і напружень σ_{11}, σ_{22} , які мають місце по області диска і в часі з врахуванням граничних (7) і початкових умов (8).

Їх розв'язок має вигляд:
для переміщення u

$$\begin{aligned} u = u_k(r) + \int_0^t \left[\frac{1}{2} \left(r \int_{R_1}^r R dr - \frac{1}{r} \int_{R_1}^r r^2 R dr \right) + \right. \\ \left. + D_1 r + D_2 \frac{1}{r} \right] dt, \end{aligned} \quad (12)$$

для напружень σ_{11}, σ_{22}

$$\begin{aligned} \sigma_{11} = e^{-\tau_n^{-1} t} \left\{ \int_0^t G \left[\frac{1}{r^2} \int_{R_1}^r r^2 R dr - \frac{2D_2}{r^2} \right] e^{\tau_n^{-1} t} dt + \right. \\ \left. + \frac{\sigma_{11}^k(r) - \sigma_{22}^k(r)}{2} \right\} + \\ + e^{-At} \left\{ \int_0^t \left[\frac{B}{2} \left(r \int_{R_1}^r R dr + 2D_1 \right) - B\alpha_T \dot{T} \right] e^{At} dt + \right. \\ \left. + \frac{\sigma_{11}^k(r) + \sigma_{22}^k(r)}{2} \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{11} = -e^{-\tau_n^{-1} t} \left\{ \int_0^t G \left[\frac{1}{r^2} \int_{R_1}^r r^2 R dr - \frac{2D_2}{r^2} \right] e^{\tau_n^{-1} t} dt + \right. \\ \left. + \frac{\sigma_{11}^k(r) - \sigma_{22}^k(r)}{2} \right\} + \\ + e^{-At} \left\{ \int_0^t \left[\frac{B}{2} \left(r \int_{R_1}^r R dr + 2D_1 \right) - B\alpha_T \dot{T} \right] e^{At} dt + \right. \\ \left. + \frac{\sigma_{11}^k(r) + \sigma_{22}^k(r)}{2} \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\text{де } A = \frac{\tau_n^{-1}}{1 + \frac{4G}{3K}}, \quad B = \frac{6G}{1 + \frac{4G}{3K}}.$$

Коефіцієнти D_1 і D_2 знайдені з граничних умов (7) методом їх розкладу по малому параметру ($\varepsilon = \tau_n^{-1}$) з точністю до величин другого порядку малості і визначаються за формулами

$$\begin{aligned} D_1 = D_{10} + \tau_n^{-1} D_{11} + (\tau_n^{-1})^2 D_{12} + \dots \\ D_2 = -R_1^2 D_1, \end{aligned} \quad (15)$$

в яких

$$D_{10} = \frac{1}{2S} \left(\frac{B\alpha_T}{G} \dot{T}_{(r=R_2)} - \frac{B}{2G} \int_{R_1}^{R_2} R_{10} dr - \frac{1}{R_2^2} \int_{R_1}^{R_2} r^2 R_{10} dr \right);$$

$$\begin{aligned} D_{11} = \frac{1}{2S} \left\{ e^{-\tau_n^{-1} t} \int_0^t \left(\frac{1}{R_2^2} \int_{R_1}^{R_2} r^2 R_{10} dr + \frac{2R_1^2}{R_2^2} D_{10} \right) e^{\tau_n^{-1} t} dt - \right. \\ \left. - \frac{B}{6G} e^{-At} \int_0^t \left(\frac{1}{R_2^2} \int_{R_1}^{R_2} r^2 R_{10} dr + \frac{2R_1^2}{R_2^2} D_{10} \right) e^{At} dt - \right. \\ \left. - \frac{B}{2G} \int_{R_1}^{R_2} R_{11} dr - \frac{1}{R_2^2} \int_{R_1}^{R_2} r^2 R_{11} dr \right\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D_{12} = \frac{1}{2S} \left\{ e^{-\tau_n^{-1} t} \int_0^t \left(\frac{1}{R_2^2} \int_{R_1}^{R_2} r^2 R_{11} dr + \frac{2R_1^2}{R_2^2} D_{11} \right) e^{\tau_n^{-1} t} dt + \right. \\ \left. + \frac{3}{\left(1 + \frac{4G}{3K}\right)^2} e^{-At} \int_0^t \left(\int_{R_1}^{R_2} R_{11} dr + 2D_{11} \right) e^{At} dt \right\}, \end{aligned}$$

$$\text{де } S = \frac{R_1^2}{R_2^2} + \frac{3}{1 + \frac{4G}{3K}}.$$

У формулах (12)-(14) вираз для функції $R(r, t)$ має вигляд

$$R = R_{10} + \tau_n^{-1} R_{11}, \quad (16)$$

де

$$R_{10} = \frac{B}{G + \frac{B}{2}} \alpha_T \frac{\partial \dot{T}}{\partial r},$$

$$R_{11} = e^{-\tau_n^{-1} t} \int_0^t \frac{BG}{\left(G + \frac{B}{2}\right)^2} \alpha_T \frac{\partial \dot{T}}{\partial r} e^{\tau_n^{-1} t} dt -$$

$$- e^{-At} \int_0^t \frac{B^2}{6\left(G + \frac{B}{2}\right)^2} \alpha_T \frac{\partial \dot{T}}{\partial r} e^{At} dt +$$

$$+ e^{-\tau_n^{-1} t} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\sigma_{11}^k(r) - \sigma_{22}^k(r)}{2} \right) + \frac{\sigma_{11}^k(r) - \sigma_{22}^k(r)}{2} \right] +$$

$$+ \frac{B}{6G} e^{-At} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\sigma_{11}^k(r) + \sigma_{22}^k(r)}{2} \right).$$

Підставляючи у формулу (16) вираз для температури та залежності напружень $\sigma_{11}^k(r), \sigma_{22}^k(r)$ від радіуса в кінці попереднього температурного нагріву, одержимо R як функ-

цію радіуса і часу. За допомогою формул (12)-(16) визначаємо закони зміни переміщень і напружень по радіусу і в часі в процесі охолодження диска.

За формулами (12)-(16) створено алгоритм чисельного розв'язку отриманої системи рівнянь та проведено дослідження температурного та напружено-деформованого стану диска. Початкові значення для визначальних функцій при охолодженні прийmemo рівними кінцевим значенням відповідних величин, отриманих у статтях [4], [5].

Підрахунки і оцінки проведені для випадку, коли кільцевий диск з геометричними розмірами $R_1 = 0.065$ м, $R_2 = 0.13$ м, $h = 0.01$ м виготовлений із матеріалу, який має такі механічні та теплофізичні характеристики:

$$\alpha_T = 1.25E-5 \text{ 1/}^\circ\text{C}, \quad a = 1.36E-5 \text{ м}^2/\text{с},$$

$$\alpha_1 = 1200 \text{ Вт}/(^\circ\text{C}\cdot\text{м}^2), \quad \alpha = \alpha_2 = 800 \text{ Вт}/(^\circ\text{C}\cdot\text{м}^2),$$

$$\lambda = 51.75 \text{ Вт}/(^\circ\text{C}\cdot\text{м}), \quad E = 2E+11 \text{ Па}, \quad \mu = 0.3,$$

$$\tau_n = 1E+5 \text{ с}, \quad t = 100 \text{ с}, \quad u_0 = 0.15 \text{ мм}.$$

Процес охолодження диска по його області і в часі зображений на рис. 1.

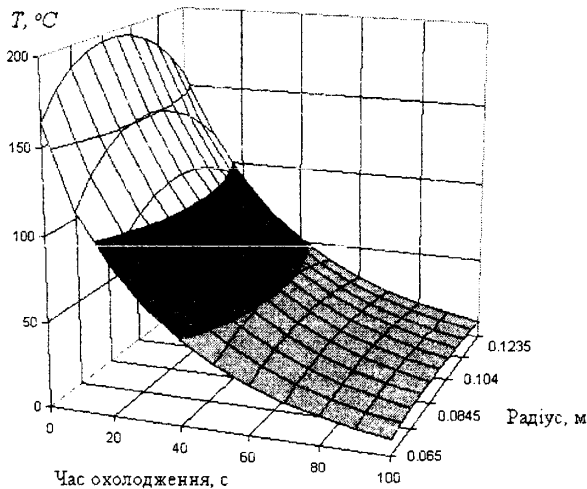


Рисунок 1 – Зміна температури диска по радіусу і в часі

З графіка видно, що для даного матеріалу з великим коефіцієнтом тепловіддачі охолодження проходить інтенсивно і за 100 с температура диска змінюється від 158-196°C до 10-13°C.

На рис. 2 наведені залежності переміщення u по області диска від часу в процесі його охолодження. Характерним є зменшення переміщення по всій області диска за винятком внутрішнього контура, де воно зберігається постійним внаслідок виконання граничної умови (7) при $r = R_1$. На зовнішньому контурі за 100 с переміщення змінилось від 0.3 мм до 0.058 мм.

Напружений стан диска, який характеризується напруженнями σ_{11}, σ_{22} , в процесі охолодження зображений на рисунках 3 і 4 відповідно. На внутрішньому контурі напруження σ_{11} за 100 с змінюється від 0 до $-2.19E+8$ Па. Створення від'ємного напруження σ_{11} на вну-

трішньому контурі є результатом посадки диска із натягом. В даному випадку забезпечуються умови гарантованого натягу.

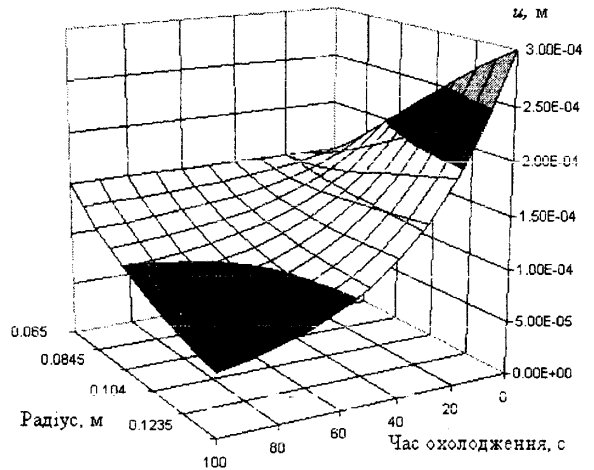


Рисунок 2 – Розподіл переміщень в диску при охолодженні

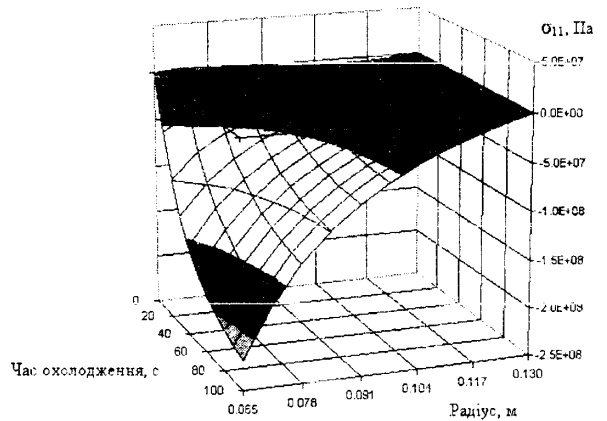


Рисунок 3 – Розподіл радіальних напружень по області диска і в часі

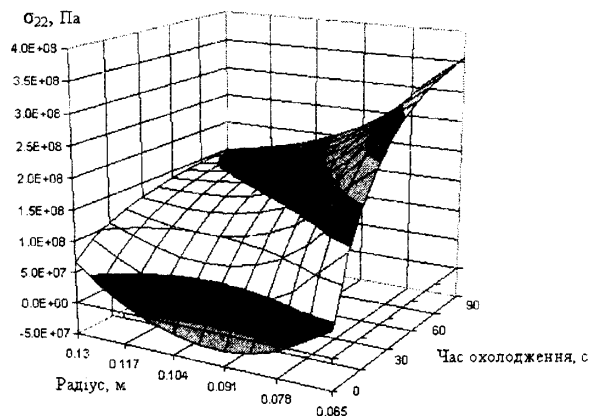


Рисунок 4 – Розподіл тангенціальних напружень по області диска і в часі

Під час охолодження напруження в кільцевому напрямі σ_{22} зростають і за 100 с досягають максимального значення на внутрішньому радіусі $3.5E+8$ Па.

Найбільш напруженим місцем з'єднання є циліндрична поверхня кільцевого диска при $r = R_1$, де еквівалентні напруження, що визначаються за формулою [6]

$$\sigma_{екв} = \sigma_{22} - \sigma_{11} \leq \sigma_T,$$

для сталі 35ХГСА становлять

$$\sigma_{екв} = 5.7 \cdot 10^8 \text{ Па} \leq \sigma_T = 13.4 \cdot 10^8 \text{ Па}.$$

Відповідно, отримане з'єднання задовольняє критерію міцності і може забезпечити передачу крутного моменту [6]

$$M_{кр} = \pi d^2 h f \sigma_{11} = 1.75 \cdot 10^4 \text{ Нм}$$

та осьової сили

$$F = 2\pi d h f \sigma_{11} = 2.68 \cdot 10^5 \text{ Н},$$

де $f = 0.15$ – коефіцієнт тертя у з'єднанні.

Проведені розрахунки показують, що пресове з'єднання, утворене шляхом нагріву диска, забезпечує передачу значного крутного моменту і осьової сили, які необхідні для надійної роботи турбінних коліс газокompресорного обладнання.

Література

1. Новиков М.П. Основы технологии сборки машин и механизмов. – М.: Машиностроение, 1969. – 532 с.
2. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высш. школа, 1967. – 600 с.
3. Фрейденталь С., Гейнригер Х. Математическая теория неупругой сплошной среды. – М.: Физматгиз, 1962. – 432 с.
4. О.Шаблій, Н. Гашин. Оптимізація посадки кільцевого диска на круглий вал // Вісник Тернопільського державного технічного університету імені Івана Пулюя. – 2001. – Том 6. – №2. – С. 5-11.
5. О. Шаблій, Н. Гашин. Посадка кільцевого диска на круглий вал з використанням постійної питомої потужності теплових джерел // Машинознавство. – Львів, 2001. – № 8.
6. Е.Гречищев, А.Ильяшенко. Соединения с натягом: Расчеты, проектирование, изготовление. – М.: Машиностроение, 1981. – 247 с.

УДК 553.981

ПРОГНОЗ ПРОДУКТИВНОСТІ ВІДКЛАДІВ ДАШАВСЬКОЇ СВІТИ НА ОСНОВІ СПОСОБУ ПЕРСПЕКТИВНОЇ ВІДПОВІДНОСТІ

О.М.Карпенко

ІФНТУНГ, 76019, Івано-Франківськ, вул.Карпатська, 15, тел. (03422) 42056,
e-mail: doberman@omen.ru

Правило перспективного соответствия, установленное Т.Хейтсом, позволяет обнаруживать в разрезе осадочных пород границы изменения палеотектонического режима. На примере Рубановского газового месторождения авторами доказано, что в отложениях дашавской свиты Внешней зоны Передкарпатского прогиба выделяются участки разреза, которые характеризуются стабильными условиями осадконакопления. С отдельными зонами связаны интервалы повышения дебитов газа, что может быть использовано как дополнительный поисковый критерий при разведке газовых месторождений.

З'ясування закономірностей просторового розміщення покладів вуглеводнів та їх колекторських характеристик є важливим етапом досліджень при пошуково-розвідувальних роботах.

Наявність пасток нафти і газу, їхні геометричні і ємнісно-фільтраційні характеристики визначаються палеофаціальними умовами і тектонічним режимом при їх формуванні. В статті розглянуті деякі аспекти, пов'язані з оцінкою зв'язку між продуктивністю окремих горизонтів

The law of perspective accordance that was found by T. Haites, allows to discover the boundaries of change the paleotectonic regime in the bore log of sedimentary rocks. At the example of Rubanivsk gas field authors demonstrated that the Dashava deposits of Precarpathian External Zone depression has the tracts of the conditions of stable sediment accumulation. Single zones correlated with the intervals of enhanced gas flow rate. This effect may be used as the supplemental finding criteria during the gas deposits exploration.

дашавської свити на газових родовищах Більче-Волицької зони Передкарпатського прогину і відповідними зонами стабілізації палеотектонічного режиму, встановленими на основі способу перспективної відповідності Хейтса. Вказаний спосіб, або правило, в літературі також має назву закону перспективної відповідності [1, 2].

В статті [1] Т. Хейтс вперше навів приклади, що в природі зустрічаються випадки, коли границі пластів утворюються за строго геометричними законами. Він показав, що розріз