

УДК 622.841:622.833.5:622.281.74

<https://doi.org/10.37101/ftpgp21.01.004>

## АСИМПТОТИЧНИЙ АНАЛІЗ МОДЕЛІ САМОНАГРІВАННЯ ВУГІЛЛЯ. МОЖЛИВОСТІ ПРОГНОЗУ ПОЖЕЖОНЕБЕЗПЕКИ.

Е.П. Фельдман<sup>\*1</sup>, Н.О. Калугіна<sup>1</sup>, О.В. Чеснокова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики гірничих процесів Національної академії наук України,  
м. Дніпро, Україна

\*Відповідальний автор: e-mail: edward.feldman.40@gmail.com

## ASYMPTOTIC ANALYSIS OF THE COAL SELF-HEATING MODEL. OPPORTUNITIES FOR FIRE SAFETY

E.P. Feldman<sup>\*1</sup>, N.O. Kalugina<sup>1</sup>, O.V. Chesnokova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute for Physics of Mining Processes of the National Academy of Sciences of  
Ukraine, Dnipro, Ukraine

\*Corresponding author: edward.feldman.40@gmail.com

### ABSTRACT

**Purpose.** Investigation of the processes of self-heating of a coal mine section away from the face, based on an asymptotic analysis of a mathematical model, which takes into account the case of tight contact of coal with rock at great depths of formation and conditions when the heat of the chemical reaction of coal oxidation is transmitted to the surrounding environment mechanism of thermal conductivity only.

**Methods.** The work is based on theoretical studies, including methods of thermodynamics, statistical physics, and asymptotic analysis.

**Findings.** Analysis of the kinetics of heat transfer in the coal bed allowed us to investigate the process of its self-heating and to find that when the contact area of the rock is heated, the heat flow from the coal decreases and therefore the temperature of the coal increases so that the stationary regime disappears. In other words, the coal temperature rises, albeit slowly but infinitely, and the stationary state output is absent at all values of the heat transfer coefficient and the thermal conductivity of the rock.

**Originality.** For the first time, a theoretical model of coal self-heating in a compact array is investigated, when the heat of a chemical oxidation reaction of coal is transmitted to the environment (enclosing rocks) only by the mechanism of thermal conductivity. New in the development of this model is the fact that the host rocks are heated near the surface of their contact with coal. The density of heat flow from coal into the rock is determined, according to Newton's law, by the difference of

contact temperatures of coal and rock, not by the difference between the temperatures of coal and the average temperature of the surrounding rocks, as was done previously.

**Practical implications.** The results obtained allow us to estimate the degree of influence and priority of parameters and characteristics of self-heating dynamics, as well as to determine the duration of this process, in particular the time of reaching the critical temperature of self-ignition of coal in the fire hazardous area of the formation.

**Keywords:** coal, oxygen, self-heating, spontaneous combustion, fire

## 1. ВСТУП

Як відомо, підземні пожежі від самозаймання вугілля відносяться до числа природних небезпек, що супроводжують ведення гірничих робіт у вугільних шахтах. Характерними місцями, в яких виникають ендегенні пожежі, є вироблений простір діючих очисних вибоїв, відпрацьовані неізольовані та ізольовані ділянки, капітальні та підготовчі виробки. Умови самозаймання вугілля вельми різноманітні і обумовлені численними факторами: геологічними особливостями, способами підготовки і системами розробки, інтенсивністю ведення очисних робіт, режимом і схемами вентиляції, способом управління покрівлею, надійністю ізоляції вироблених просторів та ін. Багатьма авторами досліджується роль окремих геологічних причин, що призводять до самозаймання вугілля. Оскільки на цей час немає єдиної загальноновизнаної теорії самозаймання вугілля, актуальним є вивчення кінетики процесу переходу самонагрівання у самозаймання та формування осередку ендегенної пожежі у вугільних пластах і породних відвалах.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

У [1] було побудовано математичну модель самонагрівання ділянки вугільного масиву, віддаленої від вибою. Для аналізу кінетики теплопереносу у вугільному пласті відзначимо основні положення цієї моделі.

Нехай джерело кисню з об'ємною часткою  $c_0$  знаходиться на певній відстані  $l_0$  від досліджуваної ділянки вугільного пласта. Кисень надходить в пласт по фільтраційних каналах у породах, що вміщують, і у самому вугіллі. Час «доставки» кисню від джерела до вугілля

$$t_d = \frac{l_0^2}{D_f}, \quad (1)$$

де  $D_f$  – середньозважений коефіцієнт фільтрації.

Швидкість зміни концентрації кисню в даній моделі визначається формулою

$$\frac{dc}{dt} = \frac{c_0 - c(t)}{t_d} - k(T)c(t), \quad (2)$$

де  $k$  – константа швидкості сорбції кисню,  $c$  – концентрація кисню у вугіллі,  $T$  – абсолютна температура вугілля,  $t$  – час.

Швидкість зміни температури вугілля на досліджуваній ділянці

$$\frac{dT(t)}{dt} = \frac{q\Pi c(t)k(T)}{C_v} - \frac{2\alpha [T(t) - T_r(t)]}{C_v h}, \quad (3)$$

де  $q$  – тепловий ефект реакції у розрахунку на одиницю об'єму кисню,  $\Pi$  – пористість масиву,  $C_v$  – питома теплоємність вугілля у розрахунку на одиницю об'єму,  $h$  – товщина пласта,  $\alpha$  – коефіцієнт тепловіддачі від вугілля до породи,  $T_r$  – температура уміщальної породи безпосередньо на поверхні контакту.

Зв'язок між температурою вугілля  $T(t)$  і приконтатною температурою породи  $T_r$  описується рівнянням

$$T(t) - T_r(t) = \frac{\lambda_r}{\sqrt{\pi a_r} \cdot \alpha} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{T_r(\tau) - T_0}{\sqrt{t - \tau}} d\tau, \quad (4)$$

де  $\lambda_r$  – коефіцієнт теплопровідності породи,  $a_r$  – коефіцієнт температуропровідності породи,  $\alpha$  – коефіцієнт тепловіддачі від вугілля до породи,  $T_0$  – температура породи.

Рівняння (2), (3) і (4) є трьома невідомими  $c(t)$ ,  $T(t)$  і  $T_r(t)$  і початкові умови  $c(0)=0$ ,  $T(0)=T_r(0)=T_0$  дають можливість дослідити розвиток процесу самонагрівання пожаронебезпечної ділянки вугільного пласта.

### 3. МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ

Домовимося вимірювати час  $t_d$  і переписемо рівняння (4), враховуючи визначення температуропровідності  $a \equiv \lambda/C$

$$T(t) - T_r(t) = \frac{\sqrt{a_r} \cdot C_r}{\sqrt{\pi t_d} \cdot \alpha} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{T_r(\tau) - T_0}{\sqrt{t - \tau}} d\tau, \quad (5)$$

де  $C_r$  – теплоємність породи.

З огляду на те, що густина теплового потоку  $j$  пропорційна, згідно з Ньютоном, стрибку температури при переході через поверхню контакту, то рівняння (3) записується у наступній формі

$$\frac{dT(t)}{dt} = \frac{q\Pi c(t)k(T)t_d}{C_v} - \frac{2\sqrt{a_r t_d}}{\sqrt{\pi} h} \cdot \frac{C_r}{C_v} \cdot \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{T_r(\tau) - T_0}{\sqrt{t - \tau}} d\tau. \quad (6)$$

У (5) і (6) для безрозмірного часу збережено значення  $t$ .

В рівнянні (5) визначальну роль відіграє безрозмірний параметр

$$p_2 = \frac{\sqrt{a_r} \cdot C_r}{\sqrt{\pi \cdot t_d \cdot \alpha}}. \quad (7)$$

Якщо прийняти  $t_d \sim 10^5$  с, тобто близько десяти годин, то для представницьких значень [2] температуропровідності  $a_r \sim 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ , теплоємність  $C_v \sim 1.5 \cdot 10^6 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \text{ К})$ ,  $\alpha \sim 2 \text{ Дж}/(\text{м}^2 \text{ К с})$  [6] знаходимо, що параметр  $p_2$  порядку одиниці.

Однак, нерідкі обставини, при яких параметр  $p_2$  може бути, як багато більше одиниці, так і багато менше. В основному на це впливає коефіцієнт тепловіддачі, величина якого сильно залежить від гірського тиску, а також від структури породи і вугілля у приграничному шарі.

Розглянемо випадок, коли  $p_2 \gg 1$ , тобто коли коефіцієнт тепловіддачі  $\alpha$  малий, а температуропровідність породи велика і малий час «доставки» кисню. У цьому випадку, як видно з (5), можна покласти  $T_r(0) = T_0$  і рівняння (3) прийме вигляд

$$\frac{dT(t)}{dt} = \frac{q\Pi c(t)k(T)t_d}{C_v} - \frac{2\alpha [T(t) - T_0]}{C_v h} t_d. \quad (8)$$

Разом з рівнянням (2) рівняння (8) утворює систему, рішення якої визначає температуру вугілля і концентрацію кисню  $c(t)$ .

Рівняння (8) в основі збігається з тим, яке було виведено в [5]. Спільно з рівнянням (2), воно дозволяє зробити висновок, що при виконанні нерівності

$$\frac{\sqrt{a_r} \cdot C_r}{\sqrt{\pi \cdot t_d \cdot \alpha}} \gg 1, \quad (9)$$

процес самонагрівання вугілля йде аж до досягнення стаціонарного стану, при якому

$$T(t) - T_0 = T_e - T_0 \approx \frac{c_0 \cdot q \cdot \Pi \cdot h}{2 \cdot \alpha \cdot t_d}, \quad (10)$$

тут  $T_e$  – стаціонарна температура вугілля.

Ця залежність ступеня розігріву від коефіцієнта тепловіддачі зрозуміла – при зменшенні тепловіддачі все більша частина теплової енергії витрачається на зростання температури вугілля. При звичайних [3, 6], «штатних» значеннях, що входять в (10) теплофізичних і геотехнічних параметрів пласт розігрівається на кілька градусів. Однак, при слабкому механічному, і, як наслідок, слабкому тепловому контакті пласта з породою розігрів може досягти декількох десятків градусів і тоді виникає небезпека самозаймання вугілля. Ця ситуація обговорена, без урахування критерію (9), в роботі [5].

Спроба застосування оцінки (10) до випадку великого коефіцієнта тепловіддачі призводить до неправильного висновку про те, що при  $\alpha \rightarrow \infty$ ,  $(T_e - T_0)$  прямує до нуля, тобто розігрів відсутній. На перший погляд, при надзвичайно великому коефіцієнті тепловіддачі ( $\alpha \rightarrow \infty$ ), тепловий потік  $j(t)$  миттєво переносить все тепло з вугілля у породу. Однак, слід враховувати, що при цьому приконтатні температури  $T(t)$  і  $T_r(t)$  можуть зближуватися, так що потік  $j = \alpha(T(t) - T_r(t))$  залишається невизначеним.

Щоб розкрити цю невизначеність, слід ретельно вивчити ситуацію, коли

$$p_2 \equiv \frac{\sqrt{a_r} \cdot C_r}{\sqrt{\pi \cdot t_d} \cdot \alpha} \ll 1. \quad (11)$$

При виконанні нерівності (11) права частина (5) близька до нуля. Тому з хорошим наближенням можна вважати

$$T(t) - T_r(t) = 0, \quad T(t) = T_r(t), \quad (12)$$

тобто приконтатні температури вугілля і породи порівнюються. Приконтатна температура породи «підтягується» від  $T_0$  до  $T(t)$ , тобто до температури вугілля. У цьому випадку, замінюючи  $T_r(t)$  на  $T(t)$  у рівнянні (6) отримуємо:

$$\frac{dT(t)}{dt} = \frac{q \Pi k(T) t_d}{C_v} c(t) - \frac{2\sqrt{a_r t_d}}{\sqrt{\pi h}} \frac{C_r}{C_v} \cdot \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{T(\tau) - T_0}{\sqrt{t - \tau}} d\tau. \quad (13)$$

Зауважимо, що в разі великих  $\alpha$ , коли виконується нерівність (11), коефіцієнт тепловіддачі не впливає на процес самонагрівання.

Надалі мова буде йти про дослідження системи рівнянь (13) і (2) для великих  $\alpha$ , коли виконується критерій (11).

Зауважимо, що константа швидкості абсорбції  $k(T)$  сильно, експоненціально, залежить від температури. Однак, на невеликому температурному інтервалі, що нас цікавить, від  $20^\circ\text{C}$  до  $150^\circ\text{C}$ , хороше наближення експоненти Арреніуса дає лінійна функція температури

$$k(T) = U_0 + E(T - T_0). \quad (14)$$

Теплофізична характеристика  $U_0$  – це константа швидкості сорбції кисню при  $T = T_0$ , величина  $E$  – температурний коефіцієнт швидкості сорбції, вона характеризує зростання швидкості хімічної реакції окислення вугілля з температурою. Експериментальні дані [4] дають можливість оцінити порядок величин  $U_0 \sim 10^{-5}(1/c)$ ,  $E \sim 10^{-8}(1/K \cdot c)$ .

Далі зробимо безрозмірювання досліджуваної системи рівнянні наступним способом. Температуру будемо вимірювати в одиницях  $T_* \equiv \frac{q\Pi}{C_v}$  і відраховувати від  $T_0$ . Перейдемо від швидкості росту температури до самої температури і напишемо рівняння (13) в інтегральній формі. Нормовану температуру позначимо літерою  $\Theta$ . Після таких трансформацій система набуде вигляду

$$\left\{ \begin{aligned} \Theta(t) - \Theta_0 &= \int_0^t c(\tau') (U_0 + ET_* (\Theta(\tau') - \Theta_0)) d\tau - \frac{2\sqrt{a_r} C_r}{\sqrt{\pi} h C_v} \int_0^t \frac{\Theta(\tau') - \Theta_0}{\sqrt{t - \tau'}} d\tau, \end{aligned} \right. \quad (15)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dc(t)}{dt} &= c_0 - c(t) - t_d (U_0 + ET_* (\Theta(t) - \Theta_0)) c(t). \end{aligned} \right. \quad (16)$$

Нагадаємо, що час вимірюється в одиницях  $t_d$ . В результаті отримаємо систему (15)–(16) в зручній для обчислень і аналізу формі

$$\left\{ \begin{aligned} f(t) &= \int_0^t c(\tau) (\beta + \eta f(\tau)) d\tau - P \int_0^t \frac{f(\tau) d\tau}{\sqrt{t - \tau}}, \end{aligned} \right. \quad (17)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dc}{dt} &= c_0 - c(t) - (\beta + \eta f(t)) c(t), \end{aligned} \right. \quad (18)$$

де прийняті наступні позначення

$$\beta \equiv U_0 \cdot t_d, \quad \eta \equiv E \cdot T_* \cdot t_d, \quad P \equiv \frac{2\sqrt{a_r} \cdot t_d \cdot C_r}{\sqrt{\pi} \cdot C_v \cdot h},$$

шуканий приріст температури  $\Theta(t) - \Theta_0 \equiv f(t)$ , початкові умови  $f(0)=0$ ,  $c(0)=0$ .

#### 4. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ

Зробимо оціночний асимптотичний аналіз системи (17)–(18) при великих  $t$ . З цією метою спочатку спробуємо оцінити можливе стаціонарне значення концентрації  $c_s$ , прирівнюючи до нуля  $dc/dt$ . Отримаємо

$$c_s \approx \frac{c_0}{1 + \beta + \eta f(t)}. \quad (19)$$

Вважаючи, що температура наростає з часом (далі верифікуємо це припущення), отримаємо, що  $c_s$  наближається до нуля. При цьому величина, що стоїть під знаком інтеграла в першому доданку в (17), прагне до константи (близької до  $c_0$ ). Тому перший доданок в правій частині (теплопідводу) зростає, як

$c_0 t$ , пропорційно часу. Другий доданок (тепловідвід) при великих  $t$  поводиться, як  $p\sqrt{t}f(t)$ . Тому оцінка температури (точніше, різниці температур,  $T-T_0$ ), така що

$$\Theta(t) - \Theta_0 \equiv f(t) \approx \frac{c_0 t}{1 + p\sqrt{t}} \sim \frac{c_0}{p} \sqrt{t}. \quad (20)$$

При цьому на великих часах концентрація кисню в пласті  $c(t)|_{t \rightarrow \infty} \rightarrow 0$ .

## 5. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Оцінка (20) є базовим результатом цієї роботи. Вона показує, що при зроблених припущеннях, температура необмежено зростає, хоча швидкість зростання температури убуває з часом  $\frac{1}{\sqrt{t}}$ . Це необмежене зростання темпера-

тури, як і відсутність стаціонарного режиму самонагрівання, не узгоджується з формулою (10). Як уже вказувалося, ця формула може бути застосована для оцінок лише при малих коефіцієнтах тепловіддачі  $\alpha$ , коли параметр  $p_2$  багато більш одиниці. На практиці малі  $\alpha$  реалізуються на малих глибинах. На великих глибинах гірничий тиск сильно здавлює вугілля разом з породою, що вміщує. Отже, механічний, а значить, і тепловий контакти стають набагато щільніше, так що  $\alpha$  може збільшуватися в кілька разів, пропорційно глибині залягання. В цьому випадку для грубої оцінки температури небезпечної ділянки пласта можна користуватися формулою (20). При стандартних значеннях теплофізичних характеристик і при  $h \sim 1\text{ м}$  і  $T_0 = 40^\circ\text{C}$  температура досягне критичної величини для самозаймання ( $\sim 100^\circ\text{C}$ ) за час порядку десятка діб або навіть декількох місяців.

## 6. ВИСНОВКИ

У запропонованій роботі досліджено теоретичну модель самонагрівання вугілля в компактному масиві, коли теплота хімічної реакції окислення вугілля передається в навколишнє середовище (уміщальні породи) тільки за механізмом теплопровідності, тобто відсутній конвективний і випромінювальний теплообмін.

Новим в розробці цієї моделі є облік тієї обставини, що уміщальні породи розігріваються поблизу поверхні їх контакту з вугіллям. Густина теплового потоку з вугілля в породу визначається, за законом Ньютона, різницею приконттактних температур вугілля і породи, а не різницею температур вугілля і усередненої температури оточуючих порід, як це робилося раніше.

У результаті отримано, що при розігріві приконттактної ділянки породи тепловий потік з вугілля зменшується і тому температура вугілля зростає настільки, що зникає стаціонарний режим. Іншими словами, температура вугілля

зростає, хоча і повільно, але необмежено. Вихід на режим постійної температури відсутній, взагалі кажучи, при всіх значеннях коефіцієнта тепловіддачі і температуропровідності породи  $a_r$ .

При малих значеннях  $\alpha$  і великих  $a_r$  можна приблизно вважати, що стаціонарне значення температури вугілля існує і використовувати відому формулу для неї. У нашій роботі знайдено і обґрунтовано критеріальну нерівність, при виконанні якої це наближення «працює». У загальному ж випадку, це наближення знижує температуру вугілля і, отже, в прогнозі, знижується небезпека пожежі, особливо на великих глибинах, тобто при великих коефіцієнтах тепловіддачі. У роботі показано, зокрема, що при гранично великих  $\alpha$ , коли виконується зазначена критеріальна нерівність, температурний режим самонагрівання перестас залежати від коефіцієнта тепловіддачі.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Фельдман, Е.П., Калугіна, Н.О., & Чеснокова, О.В. (2018) Математична модель теплопереносу у вугільному пласті на великих глибинах. *Фізико-технічні проблеми гірничого виробництва*, (20), 9–14.
2. Глузберг Е.Н. (1986). Теоретические основы прогноза и профилактики шахтных эндогенных пожаров. *Москва: Недра*.
3. Sian Zhang, Ting Ren, Yuntao Liang, & Zhongwei Wang. (2016). A review on numerical solution to self-heating of coal stockpile: mechanism, theoretical basis, and variable study. *Fuel*. (102), 80-109. DOI:10.3892/mmr.2015.3167
4. Веселовский В.С., Виноградова Л.П., Орлеанская Г.Л. (1972). Физические основы самовозгорания угля и руд. *Москва: Наука*.
5. Фельдман, Э.П., & Старикова, И.Г. (2013). Самонагревание угольного пласта в условиях затрудненного доступа кислорода. *Химия твердого топлива*, (1), 16–23. DOI: 10.7868/S0023117713010039
6. Щербань А.Н., Кремнев О.А. (1951). Исследование коэффициентов теплопроводности в моделях горных выработок, *Киев: Из-во АН УССР*.

### REFERENCES

1. Feldman, E.P., Kalugina, T.O., & Chesnokova, O.M. (2018) Matematychna model' teploperenosu u vuhil'nomu plasti na velykykh hlybynakh. *Fyzyko-tekhnichni problemy hirnychoho vyrobnytstva*, (20), 9–14.
2. Gluzberg Ye.N. (1986). Teoreticheskiye osnovy prognoza i profilaktiki shakhtnykh endogennykh pozharov. *Moskva: Nedra*.
3. Sian Zhang, Ting Ren, Yuntao Liang, & Zhongwei Wang. (2016). A review on numerical solution to self-heating of coal stockpile: mechanism, theoretical basis, and variable study. *Fuel*. (102), 80-109. DOI:10.3892/mmr.2015.3167
4. Veselovskiy V.S., Vinogradova L.P., Orleanskaya G.L. (1972). Fizicheskiye osnovy samovoz-goraniya uglya i rud. *Moskva: Nauka*.
5. Feldman, E.P., & Starikova, I.G. (2013). Samonagrevaniye ugol'nogo plasta v usloviyakh za-trudnennogo dostupa kisloroda. *Khimiya tverdogo topliva*, (1), 16–23. DOI: 10.7868/S0023117713010039



6. Shcherban' A.N., Kremnev O.A. (1951). Issledovaniye koeffitsiyentov teploprovodnosti v mo-delyakh gornykh vyrabotok, *Kiyev: Iz-vo AN USSR*.

#### ABSTRACT (IN UKRAINIAN)

**Мета.** Дослідження процесів самонагрівання ділянки вугільного масиву, віддаленої від вибою, на основі асимптотичного аналізу математичної моделі, що враховує випадок щільного контакту вугілля з породою на великих глибинах розташування пласта і умов, коли теплота хімічної реакції окислення вугілля передається в навколишнє середовище (уміщальні породи) тільки за механізмом теплопровідності.

**Методика.** Робота виконана на основі теоретичних досліджень, що включають методи термодинаміки, статистичної фізики, асимптотичного аналізу.

**Результати.** Аналіз кінетики теплопереносу у вугільному пласті дозволив дослідити процес його самонагрівання і виявити, що при розігріві приконтатної ділянки породи тепловий потік з вугілля зменшується і тому температура вугілля зростає настільки, що зникає стаціонарний режим. Іншими словами, температура вугілля зростає, хоча і повільно, але необмежено, і вихід на режим постійної температури відсутній при всіх значеннях коефіцієнта тепловіддачі і теплопровідності породи.

**Наукова новизна.** Вперше досліджено теоретичну модель самонагрівання вугілля в компактному масиві, коли теплота хімічної реакції окислення вугілля передається в навколишнє середовище (уміщальні породи) тільки за механізмом теплопровідності, тобто відсутній конвективний і випромінювальний теплообмін. Новим в розробці цієї моделі є врахування тієї обставини, що уміщальні породи розігріваються поблизу поверхні їх контакту з вугіллям. Густина теплового потоку з вугілля в породу визначається, за законом Ньютона, різницею приконтатних температур вугілля і породи, а не різницею температур вугілля і усередненої температури оточуючих порід, як це робилося раніше.

**Практична значимість.** Отримані результати дозволяють оцінити ступінь впливу та пріоритетність параметрів і характеристик динаміки самонагрівання, а також визначити тривалість цього процесу, зокрема час досягнення критичної температури самозаймання вугілля у пожежонебезпечній ділянці пласта.

**Ключові слова:** вугілля, кисень, самонагрівання, самозаймання, пожежа.

#### ABSTRACT (IN RUSSIAN)

**Цель.** Исследование процессов самонагревания участка угольного массива, удаленного от забоя, на основе асимптотического анализа математической модели, учитывающей случай плотного контакта угля с породой на больших глубинах расположения пласта и условий, когда теплота химической реакции окисления угля передается в окружающую среду (вмещающие породы) только по механизму теплопроводности.

**Методика.** Работа выполнена на основе теоретических исследований, включающих методы термодинамики, статистической физики, асимптотического анализа.

**Результаты.** Анализ кинетики теплопереноса в угольном пласте позволил исследовать процесс его самонагрева и обнаружить, что при разогреве приконтактных участков породы тепловой поток от угля уменьшается и, поэтому, температура угля возрастает настолько, что исчезает стационарный режим. Иными словами, температура угля растет, хотя и медленно, но неограниченно, и выход на режим постоянной температуры отсутствует при всех значениях коэффициента теплоотдачи и теплопроводности породы.

**Научная новизна.** Впервые исследована теоретическая модель самонагрева угля в компактном массиве, когда теплота химической реакции окисления угля передается в окружающую среду (вмещающие породы) только по механизму теплопроводности, то есть отсутствует конвективный и излучающий теплообмен. Новым в разработке этой модели является учет того обстоятельства, что вмещающие породы разогреваются вблизи поверхности их контакта с углем. Плотность теплового потока из угля в породу определяется, по закону Ньютона, разницей приконтактных температур угля и породы, а не разницей температур угля и усредненной температуры окружающих пород, как это делалось ранее.

**Практическая значимость.** Полученные результаты позволяют оценить степень влияния и приоритетность параметров и характеристик динамики самонагрева, а также определить длительность этого процесса, в частности при достижении критической температуры самовозгорания угля в пожароопасном участке пласта.

**Ключевые слова:** уголь, кислород, самонагревание, самовозгорание, пожар.

## **ABOUT AUTHORS**

Feldman Eduard, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, State Scientific Worker, Department of Physics of Coal and Rock, Institute for Physics of Mining Processes of the National Academy of Sciences of Ukraine, 2A Simferopolskaya Street, Dnipro, Ukraine, 49600. E-mail: edward.feldman.40@gmail.com

Kalugina Nadiia, Doctor of Engineering Sciences, Scientific Secretary of the Institute for Physics of Mining Processes of the National Academy of Sciences of Ukraine, 2A Simferopolskaya Street, Dnipro, Ukraine, 49600. E-mail: kalugina\_n\_a@ukr.net

Chesnokova Oksana, Researcher, Department of Physics of Coal and Rock, Institute for Physics of Mining Processes of the National Academy of Sciences of Ukraine, 2A Simferopolskaya Street, Dnipro, Ukraine, 49600. E-mail: chesnokova0507@gmail.com