

## ТЕОРИЯ САМОНАГРЕВАНИЯ И САМОВОЗГОРАНИЯ СЛОЕВОГО СКОПЛЕНИЯ УГЛЯ

*Э.П. Фельдман, Т.А. Василенко, И.Г. Старикова,  
Институт физики горных процессов НАН Украины*

Рассмотрено слоевое скопление угля, найден его температурный режим и указаны критерии возникновения самовозгорания этого скопления.

Причиной самонагревания и, затем, возможного самовозгорания угля является выделение тепла в результате химической реакции окисления угольного вещества. Следовательно, для самонагревания необходим доступ кислорода к угольному скоплению. В химии количество тепла  $q$  выражают в расчете на одну элементарную реакцию. На практике единицей измерения  $q$  служит количество теплоты в расчете на единицу объема вступившего в реакцию кислорода ( $\text{Дж}/\text{м}^3$ ). Калориметрические эксперименты показывают [1], что в низкотемпературном диапазоне, менее  $100^\circ\text{C}$ , тепловой эффект реакции окисления  $q$  почти не зависит от степени метаморфизма угля и составляет  $q=127 \cdot 10^6 \text{ Дж}/\text{м}^3$ . По-видимому, в указанном температурном диапазоне, кислород реагирует только с углеродом и не реагирует с остальными компонентами угля. Вместе с тем именно этот диапазон наиболее актуален в плане опасности возникновения эндогенного пожара.

Разумеется, для расчета количества тепла, выделяющегося в единице объема угольной массы, необходимо знать концентрацию кислорода  $c$  в газовой смеси.

Следует учесть, что кислород находится только в пустотах угольной массы, поэтому количество выделяемого тепла пропорционально пустотности  $\Pi$  т. е. отношению объема пустот к объему угольного скопления. Мы предполагаем при этом, что площадь внутренней поверхности в угольном массиве значительно больше площади его внешней поверхности, и что в реакцию вступает весь кислород, содержащийся в пустотах угольного скопления.

В итоге, полное количество тепла, которое выделяется в одном кубометре скопления,

$$Q = qc\Pi \text{ (Дж}/\text{м}^3\text{)}.$$

Для построения теории самонагревания и оценки пожароопасности угольного скопления очень важно знать скорость тепловыделения, которая определяется скоростью изменения концентрации кислорода, т. е.  $\frac{dc}{dt}$ . Для этого надо знать т. н. порядок химической реакции ассоциации кислорода с углеродом. Многочисленные лабораторные исследования показывают [2], что здесь мы имеем дело с реакцией первого порядка, когда скорость реакции прямо пропорциональна первой степени концентрации кислорода, т. е.

$$\frac{dc}{dt} = -\kappa c. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности  $\kappa$  ( $\text{с}^{-1}$ ) называют константой скорости сорбции. Формула (1) очень хорошо «работает» в актуальном интервале температур до  $100^\circ\text{C}$  [1,2].

Итак, для скорости выделения тепла в расчете на  $1 \text{ м}^3$  угля получаем формулу

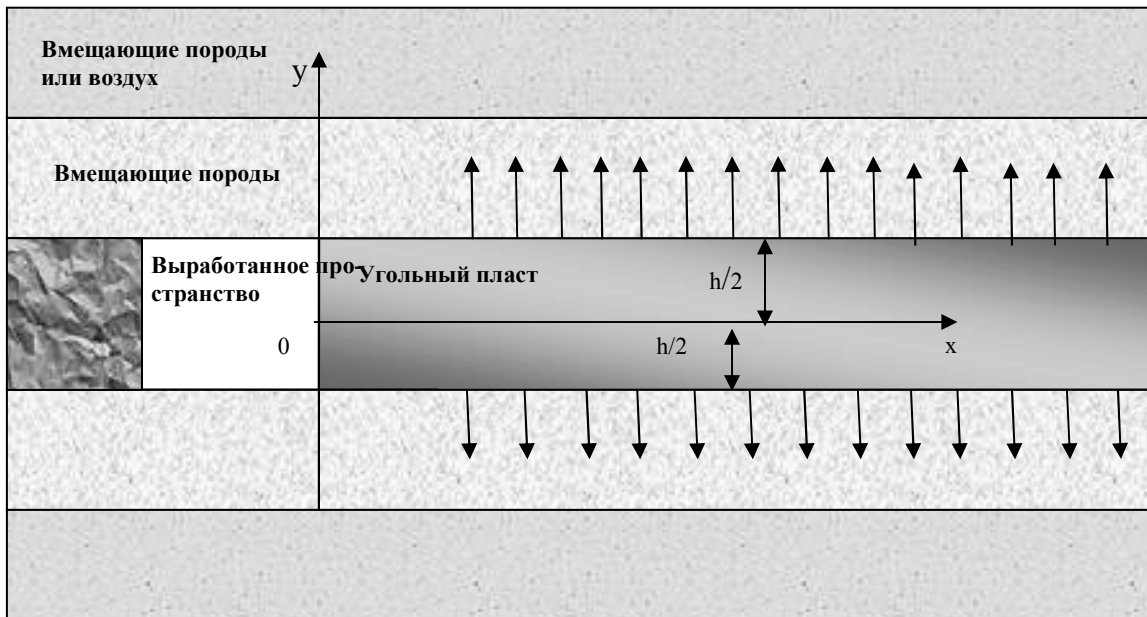
$$\frac{dQ}{dt} = -q\Pi \frac{dc}{dt} = qc\Pi\kappa. \quad (2)$$

Соответственно, для скорости изменения температуры за счет тепловыделения имеем

$$\frac{dT_h}{dt} = \frac{qc\Pi\kappa(T)}{C_V}, \quad (3)$$

где  $C_V$  – объемная теплоемкость угольной массы ( $\text{Дж}/(\text{м}^3\text{К})$ ).

Рассмотрим теперь слоевое скопление угля (рис. 1)



Мы считаем слой неограниченным по простиранию. В поперечном направлении толщина (мощность) слоя равна  $h$ . Границы, отделяющие слой от окружающей среды, соответствуют  $y = \frac{h}{2}$  и  $y = -\frac{h}{2}$ .

Эта модель может описывать слой насыпного угля, пласт на достаточном удалении от забоя, целик, а также, в качественном плане, уголь в вагонах, трюмах. Могут быть даны грубые оценки теплового режима терриконов.

Очевидно, что в этой модели тепло распространяется только вдоль оси  $y$ . Соответственно, температура подчиняется уравнению теплопроводности с источниками тепла, мощность которых определяется формулой (3):

$$\frac{\partial T(y,t)}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T(y,t)}{\partial y^2} + \frac{qc\Gamma k(T)}{C_v} \quad (4)$$

Здесь  $T(y,t)$  – искомое температурное поле,  $t$  – время,  $a = \frac{\lambda}{C_v}$  – коэффициент температуропроводности (эффективный). В уравнении (4) фигурирует лишь «приход» тепла. «Утечка» тепла происходит через границу раздела ( $y = \frac{h}{2}$  и  $y = -\frac{h}{2}$ ) в окружающую среду. В случае обрабатываемого угольного пласта или целика такой средой являются вмещающие породы; в случае насыпного слоя, над углем находится воздух, а под углем – грунт. В любом из этих случаев теплопередача через границу определяется законом Ньютона: плотность потока тепла через границу пропорциональна скачку температуры при переходе через границу. На верхней границе:

$$\lambda \frac{\partial T(y,t)}{\partial y} \Big|_{y=\frac{h}{2}} = -\alpha \left[ T\left(\frac{h}{2}, t\right) - T_0 \right], \quad (5)$$

и аналогично на нижней границе, но, в общем случае, с другим коэффициентом теплоотдачи  $\alpha$  (Дж/(м<sup>2</sup>сК)).

Коэффициент  $\alpha$  зависит от рода соприкасающихся тел. Хорошо изучены и измерены величины  $\alpha$  для границ уголь-воздух [3] гораздо меньше внимания уделено измерениям коэффициента теплоотдачи на границе раздела уголь-вмещающая порода [4] или уголь-грунт.

В предполагаемой работе мы рассмотрим симметричный случай, когда коэффициенты теплоотдачи одинаковы с обеих сторон пласта. Тогда  $T(y,t) = T(-y,t)$  и достаточно, в качестве граничного условия воспользоваться только соотношением (5).

Температуру  $T_0$  окружающей среды считаем заданной и неизменной в процессе самонагревания. Сверх того, в качестве начального условия к уравнению (4) мы принимаем:

$$T(y,0) = T_0. \quad (6)$$

Мы пришли к необходимости решения уравнения (4) с граничным условием (5) (и симметричным ему при  $y = -\frac{h}{2}$ ) и начальным условием (6).

Коэффициент  $\kappa(T)$  – скорость химической реакции окисления углерода – чрезвычайно сильно, экспоненциально, зависит от температуры [5], точнее, от соотношения между температурой и энергией активации реакции окисления. Поэтому в общем случае уравнение (4) нелинейно и поддается лишь численному решению. Линеаризовать это уравнение позволяет то обстоятельство, что в актуальном интервале температур функцию  $\kappa(T)$  можно считать линейной [5]:

$$\kappa(T) = U_0 + E(T - T_0). \quad (7)$$

Величина  $U_0$  характеризует скорость реакции при  $T = T_0$ , а коэффициент  $E$  определяет рост этой скорости с повышением температуры. Численные значения констант  $U_0$  ( $c^{-1}$ ) и  $E$  ( $c^{-1}K^{-1}$ ) определены рядом авторов из лабораторных экспериментов [6].

Произведем теперь обезразмеривание уравнения (4) и граничного условия (5) следующим образом: координату  $y$  будем измерять в единицах  $h$ , время – в единицах  $\frac{h^2}{a}$ .

Введем также относительную температуру  $\theta \equiv \frac{T - T_0}{T_0}$ . После такого обезразмеривания и использования (7) уравнение (4) приобретает вид:

$$\frac{\partial \theta(y,t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 \theta(y,t)}{\partial y^2} + \eta \theta(y,t) + \beta \quad (8)$$

В уравнении (8)  $-\frac{1}{2} < y < \frac{1}{2}$ ,  $0 < t < \infty$ ,

$$\eta \equiv \frac{q \alpha \Pi E h^2}{C_v a}, \quad \beta \equiv \frac{q \alpha \Pi U_0 h^2}{C_v a T_0}; \quad (9)$$

а для безразмерных времени и координат сохранены те же обозначения, что и для размерных (надемся, что это не приведет к недоразумениям).

Граничное условие в безразмерном виде (напомним о симметрии задачи) формулируется так:

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_{y=\frac{1}{2}} = -Bi \theta \left( \frac{h}{2} \right). \quad (10)$$

Безразмерный параметр Био:

$$Bi \equiv \frac{\alpha h}{\lambda}. \quad (11)$$

Начальное условие:

$$\theta(y,0) = 0. \quad (12)$$

Попытки аналитического решения рассматриваемой задачи были предприняты в ряде работ (см. напр. [5,7]). Однако в [5] решение представлено в чрезвычайно громоздком и необозримом виде, а в [7] полагали  $\eta = 0$ , и, кроме того, не разъяснены смысл примененных граничных условий.

Естественный и прямой путь к решению задачи состоит в применении преобразования Лапласа по времени как к уравнению (8), так и к граничному условию (10).

По определению, Лапласовский образ  $\theta(y, p)$  температуры  $\theta(y, t)$  равен

$$\theta(y, p) = \int_0^{\infty} \theta(y, t) e^{-pt} dt. \quad (13)$$

Подставляя (13) в уравнение (8) и решая, с учетом (10) и (12), получающееся таким путем обыкновенное дифференциальное уравнение по координате  $y$  для  $\theta(y, p)$ , приходим к следующему выражению:

$$\theta(y, p) = \frac{\beta}{p(p-\eta)} - \frac{\beta Bi ch(y\sqrt{p-\eta})}{p(p-\eta) \left[ Bi ch \frac{\sqrt{p-\eta}}{2} + \sqrt{p-\eta} sh \frac{\sqrt{p-\eta}}{2} \right]} \quad (14)$$

Анализ этого соотношения позволяет получить все основные результаты по температурному режиму слоевого скопления.

Прежде всего, заметим, что параметр  $\beta$  входит в (14) простым (линейным) образом. Это означает, что температура (точнее говоря, разность температур,  $T - T_0$ ) всегда пропорциональна  $\beta$ , т. е. константе скорости сорбции при температуре  $T_0$ . Роль параметров  $\eta$  и  $Bi$  – более изощренная. Для конкретного установления этой роли следует рассмотреть поведение  $\theta(y, p)$  в плоскости комплексного переменного  $p$ . Особые точки этой функции (помимо, существенной особенности на бесконечности) соответствуют тем  $p$ , при которых  $\theta(y, p)$  обращается в бесконечность.

Из (14) сразу видно, что «подозрительными» являются точки  $p = \eta$  и  $p = 0$ . Детали анализа, которые мы здесь не приводим, показывают, что точка  $p = \eta$  не является ни полюсом, ни точкой ветвления. Поэтому она не интересна.

Поведение исследуемой функции вблизи  $p = 0$  таково

$$\theta(y, p) \approx \frac{\beta}{p\eta} \left[ \frac{Bi \cos(y\sqrt{\eta})}{Bi \cos \frac{\sqrt{\eta}}{2} - \sqrt{\eta} \sin \frac{\sqrt{\eta}}{2}} - 1 \right], \quad (15)$$

т. е. точка  $p = 0$  является полюсом первого порядка функции  $\theta(y, p)$ . Очевидно, что особыми точками являются еще и те, в которых обращается в нуль выражение в квадратных скобках в знаменателе в (14). Дальнейший анализ показывает, что все эти точки – полюсы первого порядка. И все они соответствуют вещественным  $p$ , таким, что  $p < \eta$ . Так как  $p - \eta < 0$ , то гиперболические функции превращаются в тригонометрические, и уравнение (характеристическое) для упомянутых полюсов приобретает вид:

$$Bi \cos \frac{\sqrt{\eta-p}}{2} - \sqrt{\eta-p} \sin \frac{\sqrt{\eta-p}}{2} = 0. \quad (16)$$

Это уравнение можно переписать в следующем виде:

$$ctg \frac{\sqrt{\eta-p}}{2} = \frac{\sqrt{\eta-p}}{Bi}. \quad (17)$$

Графическое решение (см. рис. 2) показывает, что уравнение (17) имеет бесчисленное количество решений в области

$$-\infty < p < \eta. \quad (18)$$

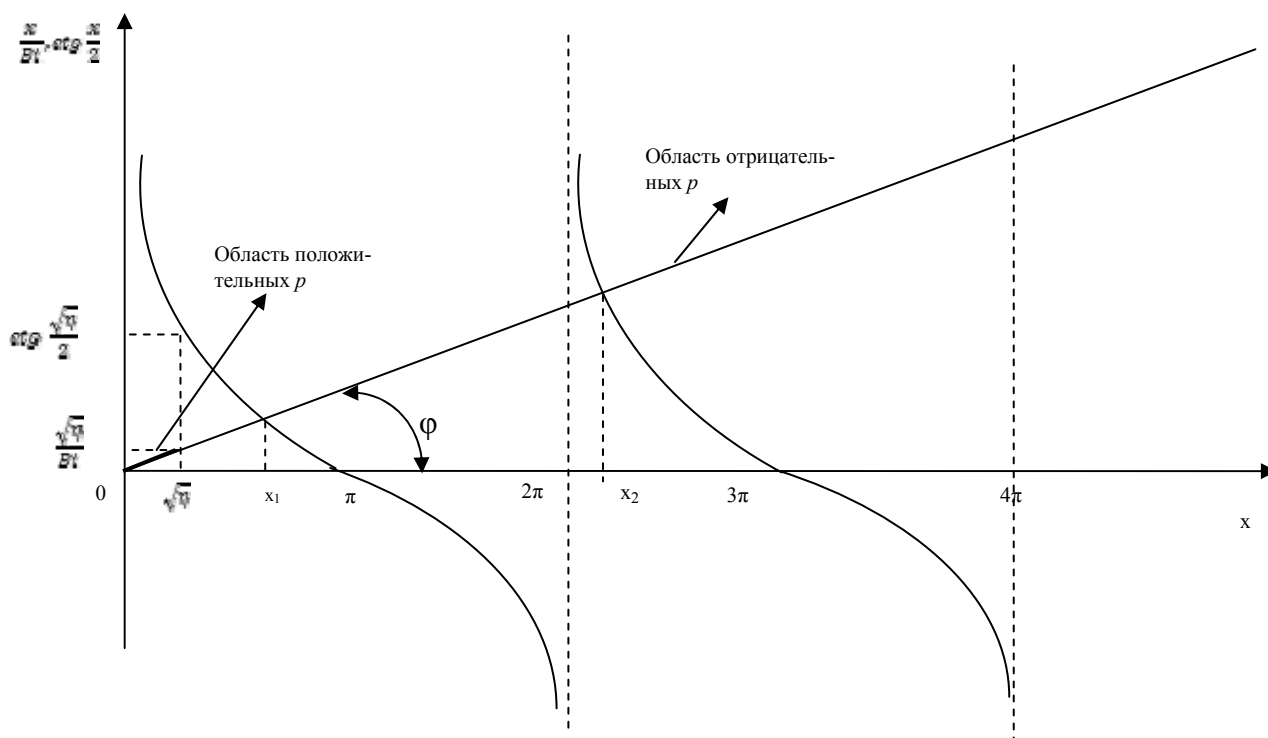


Рис. 2 Графическое решение уравнения (17),  $x \equiv \sqrt{\eta - p}$ ,  $\operatorname{tg}\varphi = \frac{1}{Bi}$ .

Все соответствующие особые точки являются полюсами первого порядка и, следовательно, решение  $\theta(y, t)$  можно представить в виде суммы (бесконечной) вычетов функции  $\theta(y, p)e^{pt}$  в этих точках (и в точке  $p = 0$ ). Если среди особых точек будет хотя бы одна, в которой  $p > 0$ , то решение будет экспоненциально нарастать со временем. Это означает, что в таком случае температура слоевого скопления будет нарастать неограниченно и ситуация, безусловно, является пожароопасной. Если же все особые точки отрицательны (или  $p = 0$ ), то показатели всех экспонент отрицательны и при  $t \rightarrow \infty$  установится стационарный режим.

Из рис. 2 устанавливаем, что в случае выполнения неравенства

$$\frac{\sqrt{\eta}}{Bi} < \operatorname{ctg} \frac{\sqrt{\eta}}{2}, \quad (19)$$

Характеристическое уравнение не имеет решений с  $p > 0$ . Иначе говоря, неравенство (19), куда входят параметры  $\eta$  и  $Bi$ , представляет собой формульный критерий установления стационарного состояния.

При выполнении обратного неравенства, т. е. при

$$\frac{\sqrt{\eta}}{Bi} > \operatorname{ctg} \frac{\sqrt{\eta}}{2}, \quad (20)$$

обязательно произойдет самовозгорание.

Неравенства (19) и (20) являются одними из основных результатов нашей работы, поскольку дают критерии возникновения либо стационарного режима (19), либо режима неограниченного нарастания температуры (20).

Стационарное распределение температуры (при выполнении критерия (19)) находится элементарным вычислением вычета функции (15) в точке  $p = 0$

$$\theta_{stat}(y) \approx \frac{\beta}{\eta} \left[ \frac{Bicos(y\sqrt{\eta})}{Bicos\frac{\sqrt{\eta}}{2} - \sqrt{\eta} \sin\frac{\sqrt{\eta}}{2}} - 1 \right]. \quad (21)$$

Поскольку относительная температура может быть лишь положительной, то должно выполняться неравенство

$$Bicos\frac{\sqrt{\eta}}{2} - \sqrt{\eta} \sin\frac{\sqrt{\eta}}{2} > 0, \quad (22)$$

что совпадает с критерием (19). Тем самым дополнительно подтверждается правильность критерия (19).

Распределение стационарной температуры по сечению скопления подчиняется закону  $\cos(y\sqrt{\eta})$ . Максимальная температура достигается в центре скопления, и она равна

$$\theta_{max} \approx \frac{\beta}{\eta} \left[ \frac{Bicos(y\sqrt{\eta})}{Bicos\frac{\sqrt{\eta}}{2} - \sqrt{\eta} \sin\frac{\sqrt{\eta}}{2}} - 1 \right]. \quad (23)$$

Минимальной температуре  $\theta_s$  соответствуют поверхности скопления, т. е. плоскости  $y = \frac{1}{2}$  и  $y = -\frac{1}{2}$ . На них

$$\theta_s \approx \frac{\beta}{\eta} \left[ \frac{Bicos\frac{\sqrt{\eta}}{2}}{Bicos\frac{\sqrt{\eta}}{2} - \sqrt{\eta} \sin\frac{\sqrt{\eta}}{2}} - 1 \right]. \quad (24)$$

Наибольший интерес представляет температура в центре слоя, именно потому, что она максимальна. Критерий пожароопасности при условии установления стационарного состояния должен состоять в том, что стационарная температура в максимуме превышает регламентную (температуру самовозгорания угля)  $T_{cr}$ , т. е.

$$\theta_{max} > \frac{T_{er} - T_0}{T_0} \equiv \theta_{cr}. \quad (24)$$

На практике, для  $T_{cr} \approx 87^{\circ}C = 360K$  [8],  $T_0 \approx 27^{\circ}C = 300K$ , критическое значение приведенной температуры

$$\theta_{cr} = 0,2, \quad (25)$$

и критерий самовозгорания согласно (23), состоит в том, что

$$\frac{\beta}{\eta} \left[ \frac{Bicos\frac{\sqrt{\eta}}{2}}{Bicos\frac{\sqrt{\eta}}{2} - \sqrt{\eta} \sin\frac{\sqrt{\eta}}{2}} - 1 \right] > \theta_{cr} \approx 0,2. \quad (26)$$

Критерии (19) и (26) содержат трансцендентные функции и поэтому неудобны для практических целей. Весьма удобные и прозрачные критерии получаем, считая параметр  $\eta$  малым. Произведя разложение по этому параметру, найдем, что упомянутый ранее знаменатель равен

$$1 - \eta \left( \frac{1}{8} + \frac{1}{2Bi} \right). \quad (27)$$

Из (27) видно, что знаменатель положителен при

$$\eta\left(\frac{1}{8} + \frac{1}{2Bi}\right) < 1. \quad (28)$$

Это и есть чрезвычайно удобная форма критерия установления стационарного состояния. При этом оказывается, что с хорошей точностью критерий работает при всех  $\eta$ , а не только малых.

Аналогичным способом из (26) получаем критерий отсутствия самовозгорания:

$$\beta\left(\frac{1}{8} + \frac{1}{2Bi}\right) < \theta_{cr} \approx 0,2. \quad (29)$$

Предварительный анализ неравенств (28) и (29) показывает, что при больших  $Bi \equiv \frac{\alpha h}{\lambda}$  эти неравенства не содержат  $Bi$ . Это означает, что при высокой теплоотдаче от угля в породу (воздух) малой теплопроводности и больших толщинах скопления, процесс самонагрева определяется лишь теплофизическими константами угля (теплопроводностью). Иными словами, температурный режим слоевого скопления не зависит от того, что делается на его границе. Критическим значением  $Bi$ , как видно из формул, можно считать  $Bi = 4$ .

Если  $Bi$  мал,  $Bi \ll 4$ , то, как видно, из (28) и (29), с учетом (9), температурный режим перестает зависеть от теплопроводности и теплоемкости угля, и определяется лишь тепловым контактом между слоем угля и окружающей средой.

С использованием определений (9) из (28) и (29) получаем следующую систему критериев самовозгорания, выраженных через мощность пласта  $h$ :

1. Если

$$\frac{1}{2} \frac{qc\Pi Eh}{\alpha} \left(\frac{\alpha h}{4\lambda} + 1\right) > 1, \quad (30)$$

то температура скопления будет нарастать неограниченно.

2. Если

$$\frac{1}{2} \frac{qc\Pi Eh}{\alpha} \left(\frac{\alpha h}{4\lambda} + 1\right) < 1,$$

то могут проявиться два случая:

а) при выполнении неравенства

$$\frac{1}{2} \frac{qc\Pi U_0 h}{\alpha T_0} \left(\frac{\alpha h}{4\lambda} + 1\right) > \theta_{cr} \approx 0,2, \quad (31)$$

Стационарная температура превосходит критическую температуру самовозгорания и слоевое скопление пожароопасно.

б) при выполнении неравенства

$$\frac{1}{2} \frac{qc\Pi U_0 h}{\alpha T_0} \left(\frac{\alpha h}{4\lambda} + 1\right) < \theta_{cr} \approx 0,2, \quad (32)$$

Стационарная температура ниже критической и самовозгорание не произойдет.

Для маломощных пластов  $\frac{\alpha h}{4\lambda} \ll 1$  «усеченный» критерий (30) был найден авторами [9] ранее.

Приведем пример расчетов критериев (30) и (31) с использованием данных представленных в табл. 1 и 3.

Таблица 1.

Теплота реакции $q$ , $10^6$ Дж/м <sup>3</sup>	Концентрация кислорода $c$ , %	Пустотность пласта $\Pi$	Температурный $E$ коэффициент скорости сорбции, $10^{-6}$ 1/(с·К)	Константа скорости сорбции $U_0$ $10^{-5}$ 1/с	Коэффициент теплопроводности $\lambda$ Вт/(мК)	Начальная температура $T_0$
12,57	20	0,12	0,6	2,5	0,1	300

В табл. 2 и 4 приведены результаты расчетов температурного режима слоевого скопления в зависимости от мощности пласта.

Таблица 2

Коэффициент теплоотдачи $\alpha_y$ , $Вт/(м^2К)$	Критическая мощность пласта $h$ , м по критериям		Температурный режим в зависимости от критической мощности скопления	
	(30)	(31) и (32)	Пожароопасный	Не пожароопасный
0,04	0,42	0,6	$h > 0,42$	$h < 0,42$
0,09	0,83	1,14	$h > 0,83$	$h < 0,83$
0,15	1,16	1,52	$h > 1,16$	$h < 1,16$
0,2	1,33	1,71	$h > 1,33$	$h < 1,33$
4	2,05	2,47	$h > 2,05$	$h < 2,05$

Таблица 3.

Теплота реакции $q$ , $10^6$ Дж/м <sup>3</sup>	Концентрация кислорода $c$ , %	Пустотность пласта $П$	Температурный коэффициент скорости сорбции, $10^{-7}$ 1/(с·К)	Константа скорости сорбции $U_0$ $10^{-5}$ 1/с	Коэффициент теплопроводности $\lambda$ Вт/(мК)	Начальная температура $T_0$
12,57	20	0,12	0,6	2,5	0,1	300

Таблица 4

Коэффициент теплоотдачи $\alpha_y$ , $Вт/(м^2К)$	Критическая мощность слоевого скопления $h$ , м по критериям		Температурный режим в зависимости от критической мощности скопления		
	(30)	(31)	Не стационарный	Стационарный режим	
				Пожароопасный	Не пожароопасный
0,04	3,31	0,71	$h > 3,31$	$0,71 < h < 3,31$	$h < 0,71$
0,09	4,79	1,32	$h > 4,79$	$1,32 < h < 4,79$	$h < 1,32$
0,15	5,45	1,73	$h > 1,16$	$1,73 < h < 5,45$	$h < 1,73$
0,2	5,72	1,94	$h > 1,33$	$1,94 < h < 5,72$	$h < 1,94$
4	6,59	2,71	$h > 2,05$	$2,71 < h < 6,59$	$h < 2,71$

Из таблицы видно, что для каждого коэффициента теплоотдачи есть критическая мощность пласта такая, что если  $h > h_{кр}$ , то ситуация пожароопасна, если  $h < h_{кр}$  – самовозгорание отсутствует и если  $h_{кр(31)} < h < h_{кр(30)}$  – достигается стационарный температурный режим, но с достижением (превышением) температуры самовозгорания.

#### Список литературы

1. Веселовский В. С. Самовозгорание промышленных материалов / В. С. Веселовский. - М.: Недра, 1964. – 247 с.
2. Веселовский В. С. Физические основы самовозгорания угля и руд / В. С. Веселовский, Л. П. Виноградова, Г. Л. Орлеанская. - М.: Наука, 1972. -197 с.
3. Щербань А. Н. Исследование коэффициентов теплоотдачи в моделях горных выработок / А. Н. Щербань, О. А. Кремнев. - Киев: Изд. АН УССР. - 1951. - 77 с.
4. Фельдман Э. П. Самонагревание угольного пласта в условиях затрудненного доступа кислорода / Э. П. Фельдман, И. Г. Старикова // Химия твердого топлива. – 2013. - № 1. - С. 16-23.
5. Глузберг Е. И. Теоретические основы прогноза и профилактики шахтных эндогенных пожаров / Е. И. Глузберг. М.: Недра. - 1986. – 161 с.
6. Пашковский П. С. Расчет параметров тепло- и массообмена в самонагреваемом угольном скоплении / П. С. Пашковский, С. П. Греков, И. Н. Зинченко // Горноспасательное дело: сб. научн. тр. – 2007. - Вып.44. - С. -33.
7. Греков С. П. Критическая по самовозгоранию мощность слоевого скопления угля / С. П. Греков, И. Н. Зинченко // Актуальные вопросы борьбы с самовозгоранием угля: сб. науч. тр. – Донецк: ЧП «Арпи», - 2012. – С. 380-383.
8. Альперович В. Я. Инкубационный период самовозгорания углей / В. Я. Альперович, Г. И. Чунту, П. С. Пашковский // Безопасность труда в промышленности. – 1973. - № 9. – С. 43-44.
9. Фельдман Э. П. Самонагревание и температурный режим маломощных угольных пластов / Э. П. Фельдман, И. Г. Старикова. // Горноспасательное дело: сб. науч. тр. НИИГД. - 2011. - Вып. 48. - С. 84-94.