

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ-НАГРЕВА ПЛОСКОГО УГОЛЬНОГО СЛОЯ

Саломатов Вл.В.^{1,2}, Сладков С.О.³, Пащенко С.Э.², Саломатов Вас.В.¹.

¹Институт теплофизики СО РАН г.Новосибирск, vvs@itp.nsc.ru

²Национальный исследовательский Новосибирский государственный университет, г.Новосибирск

³Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г.Томск

Аннотация

Получены аналитические решения физико-математической модели процесса СВЧ-нагрева угольного плоского слоя конечной толщины. Информация по температурному полю дала возможность вывести зависимости для расчета термоупругих напряжений. Приведен пример расчета наиболее опасных растягивающих напряжений для такого угольного массива

Ключевые слова: уголь, микроволновое (СВЧ) – излучение, электромагнитное поле, термическая активация, термоупругие напряжения, диэлектрический нагрев, математическая модель.

Введение

Угольной энергетике принадлежит ведущая роль в мире по производству тепловой и электрической энергии. В современных условиях в целях повышения энергоэффективности, экологии, безопасности требуется облагораживать твердое топливо, прежде всего, на стадиях его подготовки к сжиганию [1]. В этой связи ведется интенсивный поиск инновационных технологий, в частности, с применением микроволновой техники.

Анализ научно-технической и патентной литературы показывает, что использование СВЧ-полей для сушки, диспергирования, зажигания, горения, переработки углей весьма перспективно как в части повышения качественных характеристик угольного топлива, так и снижения вредных выбросов при его сжигании [2]. Кроме этого, применение СВЧ-излучения в процессах обработки твердого топлива обеспечивает также значительную экономию энергии, повышает взрывобезопасность и снижает металлоемкость оборудования.

Следует подчеркнуть особенности СВЧ-воздействия на уголь по сравнению с обычными термическими методами обработки, связанные с различием электрофизических свойств минеральной и органической части топлива. Как правило, большему микроволновому влиянию подвергается горючая часть угля. Помимо чисто термического эффекта ди-

электрического нагрева в этих условиях возникает важное явление микроволновой термической активации минеральной составляющей.

Эффективное использование интенсивного СВЧ-нагрева связано со знанием электромагнитных и тепловых полей в твердом топливе. При этом с целью всестороннего параметрического анализа процессов поглощения электромагнитной энергии угольным массивом и диэлектрического его нагрева весьма востребованы аналитические решения совместной системы уравнений Максвелла и Фурье.

Данная работа посвящена поиску аналитических распределений источника внутреннего энерговыделения, возникающего за счет поглощения сверхвысокочастотного электромагнитного излучения плоским угольным слоем конечной толщины, q_v , x и нахождению нестационарного температурного поля $T(x, t)$, порождаемого этим источником. Такая математическая модель может быть полезной для слоя угля, находящегося на ленточном конвейере, для анализа диэлектрического нагрева угольного массива в форме близкой к пластине конечной толщины, избирательному нагреву в плоскостойких диэлектриках и других практически важных случаях. В первом приближении предполагается неизменность электрофизических и теплофизических свойств, либо их аппроксимация постоянными значениями в рабочем интервале температур. Аналитическим исследованиям нагрева различных материалов и объектов под действием СВЧ-воздействия посвящены работы [3-7 и др.]. Однако, количество публикаций, посвященных аналитическим методам решения, уступает публикациям по использованию численных процедур.

Преимущества аналитических решений по сравнению с численными решениями общеизвестны.

1. Электрофизическая задача

Остановимся на решениях системы уравнений Максвелла для следующих случаев возбуждения электромагнитного поля в диэлектрике конечной толщины (см. рис.1).

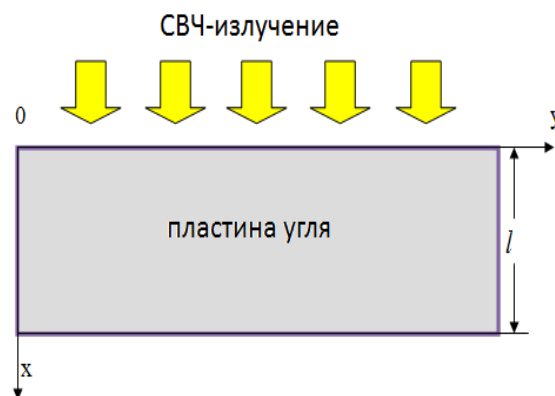


Рис.1 Схема задачи

1.1. Электромагнитное поле как результат двух встречно распространяющихся волн от когерентных источников. Квадрат модуля напряженности электрического поля для этого случая определяется соотношением:

$$|E_x|^2 = \frac{1}{2} \cdot \left| \frac{S_{21}}{1 + S_{11} \cdot e^{-2\gamma \cdot l}} \right|^2 \cdot \left| \exp[-\gamma \cdot x] + \exp[-\gamma \cdot (l - x)] \right|^2 \quad (1)$$

Зная (1) можно выразить мощность тепловыделения по толщине плоского слоя:

$$q_v(x) = \sigma \cdot |E_x|^2 \quad \text{где } \sigma - \text{удельная проводимость диэлектрика} \quad (2)$$

Подставляя (1) в (2) получим формулу внутреннего теплообразования в зависимости от глубины:

$$q_v(x) = A \cdot e^{-\psi \cdot x} + B \cdot e^{\psi \cdot x} + C \cdot \cos[\beta \cdot (2 \cdot x - l)], \quad (3)$$

$$\text{где: } A = \frac{1}{2} \cdot \left| \frac{\sigma \cdot S_{21}}{1 + S_{11} \cdot e^{-2\gamma \cdot l}} \right|^2, \quad B = A \cdot e^{\psi \cdot l}, \quad C = 2 \cdot A \cdot e^{-\alpha \cdot l}, \quad \sigma = \omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot \operatorname{tg} \delta, \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma}{\omega \cdot \varepsilon}$$

$$\gamma = \alpha + j \cdot \beta, \quad \psi = 2 \cdot \beta, \quad S_{11} = \Gamma = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}, \quad S_{21} = \sqrt{1 - |\Gamma|^2}$$

ω – круговая частота, ε_0 – диэлектрическая постоянная,

ε – действительная часть диэлектрической проницаемости

$\operatorname{tg} \delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь

α – коэффициент затухания, β – фазовый коэффициент

Γ – коэффициент отражения волны от границы "воздух – диэлектрик"

Z_1 и Z_2 – характеристическое сопротивление воздуха и диэлектрика соответственно

Γ_n – коэффициент отражения от противоположенной границы ($\Gamma_n = -1$ для металлической границы, $\Gamma_n = 1$ для отражающей границы в виде заградительных волноводов).

1.2. Электромагнитное поле как результат многократных переотражений плоской волны между границей раздела «диэлектрик-воздух» и другой отражающей границей. Квадрат модуля напряженности электрического поля для этого случая определяется соотношением:

$$|E_x|^2 = \frac{1}{2} \cdot \left| \frac{S_{21}}{1 + S_{11} \cdot \Gamma_n \cdot e^{-2\gamma \cdot l}} \right|^2 \cdot \left| e^{-\psi \cdot x} + \Gamma_n \cdot e^{-2\psi \cdot l + \psi \cdot l} + 2 \cdot \Gamma_n \cdot e^{-\psi \cdot x} \cdot \cos[2 \cdot \beta \cdot (x - l)] \right|^2 \quad (4)$$

С использованием выражения (4) рассчитывается мощность тепловыделения в угольном плоском слое по формуле:

$$q_v(x) = A \cdot e^{-\psi \cdot x} + B \cdot e^{\psi \cdot x} + C \cdot \cos[2 \cdot \beta \cdot x - l], \quad (5)$$

$$\text{где: } A = \frac{\sigma \cdot |S_{21}|^2}{|1 + S_{11} \cdot \Gamma_n \cdot e^{-2 \cdot \gamma \cdot l}|^2}, B = A \cdot \Gamma_n^2 \cdot e^{-2 \cdot \psi \cdot l}, C = 2 \cdot A \cdot \Gamma_n \cdot e^{-\psi \cdot l}$$

1.3. Электромагнитное поле, как результат взаимодействий плоской волны на слой с границей, осуществляется поворот плоскости поляризации.

$$q_v(x) = A \cdot e^{-\psi \cdot x} + B \cdot e^{\psi \cdot x}, \quad (6)$$

$$\text{где: } A = \frac{\sigma \cdot |S_{21}|^2}{|1 + S_{11}^2 \cdot \Gamma_n \cdot e^{-2 \cdot \gamma \cdot l}|^2}, B = A \cdot \Gamma_n^2 \cdot e^{-2 \cdot \psi \cdot l},$$

1.4. Электромагнитное поле, как результат двух встречно распространяющихся волн от некогерентных источников.

$$q_v(x) = A \cdot e^{-\psi \cdot x} + B \cdot e^{\psi \cdot x}, \quad (7)$$

$$\text{где: } A = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma \cdot |S_{21}|^2}{|1 + S_{11}^2 \cdot e^{-2 \cdot \gamma \cdot l}|^2}, B = A \cdot e^{-\psi \cdot l},$$

2. Температурная задача

В рамках принятых допущений наиболее простая задача нестационарного диэлектриче-

ского нагрева получается при нулевых крайних условиях.

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = a \cdot \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} + \frac{q_{vo}(x)}{c \cdot \rho}, \quad (8)$$

$$T(x,0) = 0 \quad (9)$$

$$T(0,t) = 0 \quad (10)$$

$$T^{\#}(L,t) = 0 \quad (11)$$

Задачу (8)-(11) будем решать с помощью двойного интегрального преобразования: по переменной t - с использованием преобразования Лапласа и по x - конечного sin-преобразования Фурье [8,9]. Применяя в (8)-(11) преобразование Лапласа, перейдем в область изображений, где s-параметр преобразования Лапласа.

$$T_L^{\#\#}(x,s) - \frac{s}{a} \cdot T_L(x,s) + \frac{1}{s} \cdot \frac{q_v(x)}{\lambda} = 0 \quad (12)$$

$$T_L(0,s) = 0 \quad (13)$$

$$T_L^{\#}(l,s) = 0 \quad (14)$$

Используя к (12)-(14) конечное sin-преобразование Фурье,

$$T_{LS}(n,s) = \int_0^l T_L(x,s) \cdot \sin\left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi \cdot x}{2 \cdot l}\right] dx \quad (15)$$

в результате получим:

$$\left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi \cdot x}{2 \cdot l}\right]^2 \cdot T_{LS}(n,s) + \frac{s}{a} \cdot T_{LS}(n,s) - \frac{1}{s \cdot \lambda} \cdot \int_0^l q_v(x) \cdot \sin\left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi \cdot x}{2 \cdot l}\right] dx = 0 \quad (16)$$

Из (16) для $T_{LS}(n,s)$ имеем:

$$T_{LS}(n,s) = \frac{\int_0^l q_v(x) \cdot \sin\left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi \cdot x}{2 \cdot l}\right] dx}{\lambda \cdot s \cdot \left(\left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi \cdot x}{2 \cdot l}\right]^2 + \frac{s}{a}\right)} \quad (17)$$

Возвращаясь в (17) к оригиналу от преобразованного изображения по Лапласу, запишем для $T_S(n,t)$ следующее выражение:

$$T_{S n,t} = \frac{\int_0^l q_v x \cdot \sin \left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi \cdot x}{2 \cdot l} \right] dx}{\lambda \cdot \left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi}{2} \right]} \cdot \left(1 - e^{-a \cdot t \cdot \left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi}{2 \cdot l} \right]^2} \right) \quad (18)$$

Вернемся теперь к оригиналу sin-преобразования Фурье с конечным пределом (18) по формуле:

$$T_{x,t} = \frac{2}{l} \cdot \sum_0^{\infty} T_{S n,t} \sin \left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi \cdot x}{2 \cdot l} \right] \quad (19)$$

В итоге получим:

$$T_{x,t} = \frac{2}{\lambda l} \cdot \sum_0^{\infty} \frac{\int_0^l q_v x \cdot \sin \left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi \cdot x}{2 \cdot l} \right] dx}{\left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi}{2 \cdot l} \right]} \cdot \left(1 - e^{-a \cdot t \cdot \left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi}{2 \cdot l} \right]^2} \right) \cdot \sin \left[\frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi \cdot x}{2 \cdot l} \right] \quad (20)$$

Раскрывая интеграл (20) и обозначая $\mu_n = \frac{2 \cdot n - 1 \cdot \pi}{2 \cdot l}$, окончательно имеем для режима возбуждения 1.1:

$$T_{x,t} = \frac{2}{\lambda \cdot l} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_n} \cdot \left\{ \begin{aligned} & \frac{A}{\psi^2 + \mu_n^2} \cdot [\mu_n - (-1)^{n-1} \cdot \psi \cdot e^{-\psi \cdot l}] + \frac{B}{\psi^2 + \mu_n^2} \cdot [(-1)^{n-1} \cdot \mu_n \cdot e^{\psi \cdot l} - \psi] + \\ & + \frac{C}{2} \cdot \left[\frac{\cos \mu_n + \psi - \beta \cdot l}{\mu_n + \psi} - \frac{\cos \mu_n - \psi + \beta \cdot l}{\mu_n - \psi} \right] \cdot \sin \mu_n \cdot x \cdot [1 - e^{-\mu_n^2 \cdot a \cdot t}] \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

При других режимах возбуждения электромагнитного поля в угольном слое конечной толщины (режим 1.2, 1.3, 1.4), выведенная зависимость (21) справедлива с некоторыми из-

менениями. Так для случая 1.2 постоянные величины А, В, С принимают свое значение {см.(5)}, а само температурное поле приобретает вид

$$T_{x,t} = \frac{2}{\lambda \cdot l} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_n} \cdot \frac{\sigma \cdot |S_{21}|^2}{|1 + S_{11} \cdot \Gamma_n \cdot e^{-2 \cdot \gamma \cdot l}|^2} \cdot \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{\psi^2 + \mu_n^2} \cdot [\mu_n - (-1)^{n-1} \cdot \psi \cdot e^{-\psi \cdot l}] + \\ & + \frac{\Gamma_n^2 \cdot e^{-2 \cdot \psi \cdot l}}{\psi^2 + \mu_n^2} \cdot [(-1)^{n-1} \cdot \mu_n \cdot e^{\psi \cdot l} - \psi] + \\ & + \Gamma_n \cdot e^{-\psi \cdot l} \cdot \left[\frac{\cos \mu_n + \psi - \beta \cdot l}{\mu_n + \psi} - \frac{\cos \mu_n - \psi + \beta \cdot l}{\mu_n - \psi} \right] \cdot \sin \mu_n \cdot x \cdot [1 - e^{-\mu_n^2 \cdot a \cdot t}] \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

В ситуациях 1.3 и 1.4 постоянная $C=0$, А и В принимают выражения соответствующие

(6) и (7). Тогда поле температур для этих случаев соответственно имеет вид:

$$T_{x,t} = \frac{2}{\lambda \cdot l} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_n} \cdot \frac{\sigma \cdot |S_{21}|^2}{|1 + S_{11}^2 \cdot \Gamma_n \cdot e^{-2\gamma \cdot l}|^2} \cdot \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\psi^2 + \mu_n^2} \cdot [\mu_n - (-1)^{n-1} \cdot \psi \cdot e^{-\psi \cdot l}] + \\ + \frac{\Gamma_n^2 \cdot e^{-2\psi \cdot l}}{\psi^2 + \mu_n^2} \cdot [(-1)^{n-1} \cdot \mu_n \cdot e^{\psi \cdot l} - \psi] \end{array} \right\} \quad (23)$$

$$T_{x,t} = \frac{2}{\lambda \cdot l} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\mu_n} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma \cdot |S_{21}|^2}{|1 + S_{11}^2 \cdot e^{-2\gamma \cdot l}|^2} \cdot \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\psi^2 + \mu_n^2} \cdot [\mu_n - (-1)^{n-1} \cdot \psi \cdot e^{-\psi \cdot l}] + \\ + \frac{e^{-\psi \cdot l}}{\psi^2 + \mu_n^2} \cdot [(-1)^{n-1} \cdot \mu_n \cdot e^{\psi \cdot l} - \psi] \end{array} \right\} \quad (24)$$

3. Термоупругая задача

Рассматриваемая задача термоупругости в угольном массиве в условиях диэлектрического нагрева базируется на трех основных положениях:

а) во-первых, температурное поле определяется без учета деформаций, так как деформации считаются малыми, а сам угольный слой всегда ведет себя как упругое тело.

б) во-вторых, перемещения в твердом теле незначительны и градиенты перемещений также достаточно малы.

с) в-третьих, скорости изменения температуры и напряжений не очень велики.

При соблюдении указанных ограничений решение уравнения энергии проводится без учета механической связанности, а задача

термоупругости решается при пренебрежении инерционными членами. Поэтому нестационарное температурное поле определяется независимо от поля напряжений [10]. Тогда время в решении термоупругой задачи будет играть роль параметра.

В связи с малыми скоростями изменения температуры, для многих задач практики, влиянием ускорения можно пренебречь и рассматривать движение, как некоторую последовательность состояний равновесия. Такой подход, предложенный Дюамелем, является квазистатическим [11]. Исходя из этого главные компоненты тензора напряжений при отсутствии внешних нагрузок для неограниченной пластины, когда она свободно расширяется, известны [10]:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{xy} = \sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0 \quad (25)$$

$$\sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \frac{\beta \cdot E}{1 - \nu} \cdot \left[-T_{x,t} + \frac{1}{l} \cdot \int_0^l T_{x,t} dx + \frac{3}{l^3} \cdot x \cdot \int_0^l x \cdot T_{x,t} dx \right], \quad (26)$$

где E – модуль Юнга, β – коэффициент объемного расширения,
 ν – коэффициент Пуассона

Тогда подставляя (21) в (26) и раскрывая в (26) интегралы, получили выражение для температурных напряжений в пластине в условиях СВЧ-нагрева:

$$\sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -\frac{\beta \cdot E}{1-\nu} \cdot \frac{2}{\lambda \cdot L} \cdot \frac{1}{\mu_N} \cdot \left\{ \begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A}{\psi^2 + \mu_n^2} \cdot [\mu_n - (-1)^{n-1} \cdot \psi \cdot e^{-\psi \cdot L}] + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B}{\psi^2 + \mu_n^2} \cdot [\mu_n + (-1)^{n-1} \cdot \psi \cdot e^{\psi \cdot L}] + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{C}{2} \cdot \left[\frac{\cos \mu_n + \psi - \beta \cdot l}{\mu_n + \psi} - \frac{\cos \mu_n - \psi + \beta \cdot l}{\mu_n - \psi} \right] \cdot \\ & \cdot [1 - e^{-\mu_n^2 \cdot a \cdot t}] \cdot \left\{ \begin{aligned} & \sin \mu_n \cdot x - \frac{2}{l} \cdot \frac{\sin \left(\frac{L \cdot \mu_n}{2} \right)^2}{\mu_n} - \\ & - \frac{3}{l^3} \cdot x \cdot \left[\frac{\sin(\mu_n) \cdot l \cdot \mu_n \cdot \cos(\mu_n)}{\mu_n^2} \right] \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right. \quad (27)$$

Как известно, наиболее опасными являются напряжения растягивающего характера (положительного знака). При охлаждении плоского слоя максимальный уровень растягивающих напряжений достигается на поверхности.

Заключение

1. Использование СВЧ-воздействия в угольных технологиях весьма перспективно как в части улучшения качественных характеристик угольного топлива, так и в части снижения вредных выбросов при его сжигании, а также обеспечивает значительную экономию энергии (при термообработке угля), повышает взрывобезопасность и снижает металлоемкость оборудования.

2. С применением современных математических методов получены аналитические решения СВЧ-нагрева плоского угольного слоя, которые являются основой для предварительных качественных и количественных оценок изучаемого процесса.

3. Без теоретического анализа электродинамических, тепловых и термоупругих параметров по выведенным зависимостям вряд ли целесообразно переходить к организации как лабораторного эксперимента, так и созданию пилотных установок по обработке угольных массивов сверхвысокочастотными электромагнитными полями.

Литература

1. Долгосрочная программа развития угольной промышленности России на период

до 2030 года. Программа утверждена распоряжением Правительства Российской Федерации от 24 января 2012 г. №14-р, -192с.

2. Саломатов Вл.В., Сладков С.О., Пашенко С.Э. СВЧ-технологии в угольной энергетике. //Инж.-физ. журнал.- 2012.-т.85.-№3.-15с.

3. Пюшнер Г. Нагрев энергией сверхвысоких частот, пер. с англ. – М.: Энергия, 1968. – 312с.

4. Иваницкий В. В. О возможности применения сверхвысокочастотных методов нагрева материалов // Известия высших учебных заведений. Проблемы полиграфии и издательского дела. – 2000. – № 3-4. – С. 42-46.

5. Нетушил А.В. и др. Высокочастотный нагрев диэлектриков и полупроводников. - М.-Л.: Госэнергоиздат, 1959. – 480с.

6. Ругинец Р. Г., Брыков С. К., Лохару Э. Х. Тепловые режимы при сверхвысокочастотном нагреве диэлектриков // ИФЖ. – 1990. – Т.59,- №5. – С. 853-858.

7. Анфиногентов В.И., Гараев Т. К., Морозов Г.А. Об одной задаче теории СВЧ-нагрева диэлектриков.\\ Вестник КГТУ им. А.Н. Туполева.- №3, -2002. С21-22.

8. Лыков А.В. Теория теплопроводности,-- М.: Высшая школа, 1967. - 599 с.

9. Карташов Э.М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел.- М.: Высшая школа, 2001 г. – 560с.

10.Боли Б., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений.- М.: Мир, 1964г. – 518с.

11.Паркус Г. Неустановившиеся температурные напряжения.- М.: Физматлит, 1963г. – 252с.

Дата поступления 17 мая 2012 г.

ANALYTICAL RESEARCH OF FLAT COAL BED MICROWAVE HEATING

Salomatov V.I.^{1,2}, Sladkov S.O.³, Paschenko S.E.², Salomatov Vas.V.¹

¹ Institute of Thermophysics, Novosibirsk, vvs@itp.nsc.ru

² National Research Novosibirsk State University, Novosibirsk

³ National Research Tomsk Polytechnic University, Tomsk

Abstract

Finite thickness plane coal layer microwave heating analytical solutions were obtained for the physical and mathematical model. We show maximal temperatures and coordinates for them in the coal layer using the temperature field distribution. Also we found maximum temperature difference across the media and obtained relationships for calculating thermal stresses.

ҚЫСҚА ТОЛҚЫНДЫ ПЕШТЕ КӨМІР ҚАБАТТАРЫН АНАЛИТИКАЛЫҚ ЗЕРТТЕУ

Саломатов В.И.^{1,2}, Сладков С.О.³, Пашенко С.Э.², Саломатов Вас.В.¹

¹Жылу физикасы институты РФА СО, Новосибирск, vvs@itp.nsc.ru

²Ұлттық зерттеу Новосібір мемлекеттік университеті, Новосибирск

³Ұлттық зерттеу Томск политехникалық университеті, Томск

Аннотация

Қысқа толқынды пеште көмір қабатының қалыңдықтарының физикалық және математикалық моделдерінің аналитикалық шешімдер табылды. Температуралық өріс туралы ақпарат термосерпімді кернеулік бойынша тәуелділікті есептеуге мүмкіндік берді. Осы көмір кен орнының ең қауіпті созу кернеуінің есептеуіне мысал көрсетілген.