

стиц перхлората аммония 315—400 мк). В работе [4] было показано, что на величину температурного коэффициента перхлората аммония и характер его изменения с давлением существенное влияние оказывает степень чистоты вещества, в частности примесь ионов калия. Для очень чистых монокристаллов коэффициент  $\beta$  изменяется слабо в области давлений 20—100 атм и составляет  $\sim 2 \cdot 10^{-3}$  1/град. При изучении горения перхлората аммония в широком интервале изменения начальной температуры и давления [5] было установлено, что  $\beta$  уменьшается с ростом давления до 150 атм, а затем при дальнейшем увеличении давления начинает возрастать. В интервале 50—200 атм  $\beta$  изменяется в пределах  $(1-3) \cdot 10^{-3}$  1/град.

Расчет температурного коэффициента скорости горения перхлората аммония проводился при следующих значениях параметров:  $E=32\,000$  кал/моль,  $L=28\,750$  кал/моль,  $Q=300$  кал/г,  $T_m=1300$  К,  $z=2$ ,  $p=10^{7.68} \exp(-57\,500/2RT)$  атм [6]. Было сделано допущение, что затраты тепла на сублимацию перхлората аммония компенсируются теплоприходом из газовой фазы. Полученная кривая показывает, что в соответствии с экспериментом падение  $\beta$  с давлением сменяется ростом при давлении  $\sim 150$  атм. Минимальная расчетная величина  $\beta=2,83 \cdot 10^{-3}$  1/град близка к экспериментальным данным. Это подтверждает справедливость предложенной ранее модели горения перхлората аммония, основанной на представлении о ведущей роли экзотермического разложения вещества в конденсированной фазе и его сублимации [2, 7].

Поступила в редакцию  
25/X 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., «Наука», 1966.
2. В. А. Струнин, Г. Б. Манелис и др. ФГВ, 1968, 4, 4, 584.
3. Э. И. Максимов, Ю. М. Григорьев, А. Г. Мержанов. Изв. АН СССР, сер. хим., 1966, 3, 422.
4. T. L. Boggs, D. E. Zurn. Comb. Sci. Techn., 1972, 4, 5, 227.
5. А. П. Глазкова, В. К. Боболев. Докл. АН СССР, 1969, 185, 2, 346.
6. S. H. Inami, W. A. Rosser, H. Wise. J. Phys. Chem., 1963, 5, 1077.
7. G. V. Manelis, V. A. Strunin. Comb. Flame, 1971, 17, 69.

УДК 662.612.63+634.0.43

#### К АНАЛИЗУ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПО НАПОЧВЕННОМУ ПОКРОВУ

Э. В. Конев, А. И. Сухинин

(Красноярск)

Напочвенный покров в лесу — это комплекс горючих материалов, из которых самостоятельно могут гореть лишь компоненты с влагосодержанием до 10—12% [1]. Такие компоненты называют проводниками горения [2].

В ряде типов леса проводники горения состоят из частиц с большим отношением длины к поперечному размеру (опавшая хвоя, сухая трава и др.). Они могут образовать сплошной слой, в котором располагаются горизонтально и, если исключить точки контакта, на сравнительно большом расстоянии одна от другой (порядка толщины прогретого слоя в газовой фазе и более).

Распространение пламени по таким слоям должно включать этап перемещения пламени вдоль частиц и этап перехода пламени с одной частицы на другую [3]. Скорость распространения пламени по ним может быть рассчитана в виде

$$u = \frac{l}{\tau_r + \tau_s} = \frac{l}{\tau_r} \frac{\tau_r}{\tau_r + \tau_s} = u_0 K. \quad (1)$$

Здесь  $l$  — средняя длина единичного звена;  $\tau_r$  — среднее время перемещения пламени по нему;  $\tau_s$  — среднее время задержки при переходе пламени с одной частицы на другую;  $u_0$  — средняя скорость распространения пламени вдоль частиц. Коэффициент  $K$  учитывает задержку пламени при его переходе с одной частицы на другую.

В большинстве случаев  $\tau_r \gg \tau_s$ , т. е. значение коэффициента  $K$  мало отличается от единицы. Например, при горении слоя из опавшей хвои сосны обыкновенной  $K \approx 0,88$  [4].

В результате скорость распространения пламени по слою должна быть близка к скорости распространения вдоль отдельных частиц  $u_0$ . Величина  $u_0$  относится к частицам, находящимся в составе слоя, условия для горения отдельных частиц создаются в результате сгорания всего слоя, и они наиболее благоприятны для частиц, лежащих на поверхности. Частицы напочвенного покрова обычно достаточно тонкие и имеют значения критерия  $Bi \ll 1$ . Температура внутри них должна быть распределена приблизительно равномерно по сечению, а процесс распространения пламени должен описываться одномерным уравнением теплопроводности

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda_{\parallel} \frac{dT}{dx} \right) + c\rho u_0 \frac{dT}{dx} + \sum_{i=1}^n \sum_{i=1}^n \Phi_i = 0 \quad (2)$$

при граничных условиях  $T(0) = T_n$ ,  $T(\infty) = T_0$ ,  $\lambda_{\parallel} \frac{dT}{dx} = q_n$ .

Здесь  $T$  — текущая температура;  $T_n$  — температура почернения (из-за большой энергии активации газификация материала должна происходить в основном вблизи этой температуры);  $\lambda_{\parallel}$  — коэффициент теплопроводности вдоль образца;  $c$  и  $\rho$  — его теплоемкость и плотность;  $\Phi_i = \frac{4}{d} q_i(x)$  — объемный эквивалент  $i$ -го теплового потока (лучистого или конвективного), поступающего через боковую поверхность частицы;  $q_i(x)$  — плотность  $i$ -го теплового потока в зависимости от расстояния до фронта пламени  $x$ ;  $d$  — средний эквивалентный диаметр частицы;  $q_n$  — поток, поступающий на нагрев образца теплопроводностью.

В уравнении (2) пренебрегается тепловыделением за счет газификации, так как тепловой эффект этого процесса у растительных материалов близок к нулю [5]. Первый интеграл (2) имеет вид

$$u_0 \rho \left\{ \frac{\bar{c}(T_n - T_0)}{1 + W} + \frac{W}{1 + W} [c_b(T_k - T_0) + L] \right\} = q_n + \sum_{i=1}^n \int_0^{\infty} \Phi_i(x) dx. \quad (3)$$

Левая часть уравнения (3) описывает тепловой поток, необходимый для нагрева материала от  $T_0$  до  $T_n$  и испарение адсорбированной им влаги, т. е. поток, необходимый для изменения энтальпии горючего материала от начального значения  $H_0$  до значения при температуре газификации  $H_n$ . Правая часть описывает источники тепла, за счет которых происходит нагрев. В соотношении (3):  $W$  — влагосодержание материала в относительных единицах;  $\bar{c}$  — его средняя теплоемкость в интервале  $T_0 \leq T \leq T_n$ ;  $\rho$  — плотность материала, слабо зависящая от влагосодержания при малых  $W$  [6];  $c_b$  — теплоемкость адсорбированной влаги;  $L$  — теплота ее испарения с учетом теплоты адсорбции,  $T_k$  — эффективная температура ее испарения.

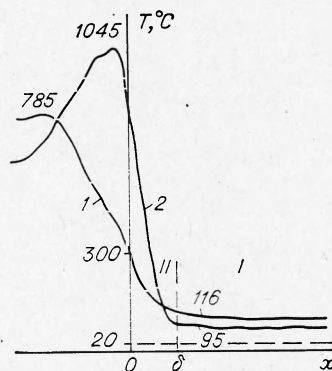
Из сравнения соотношений (1) и (3) следует выражение для скорости распространения пламени по слою

$$u = K \frac{1+W}{\rho} \frac{q_n + \sum_{i=1}^n \int_0^{\infty} \Phi_i(x) dx}{\bar{c}(T_n - T_0) + W[c_b(T_k - T_0) + L]} \quad (4)$$

Для расчета  $u$  необходимо знать граничные условия и температурное распределение внутри пламени. Поскольку расчет температурного поля при горении слоя затруднителен, оно было исследовано экспериментально. Измерения были проведены на слоях из опавшей хвои сосны обыкновенной при помощи термопар «хромель — алюмель» диаметром 50 мкм и осциллографа Н-700. Температура регистрировалась внутри хвоинок, расположенных на поверхности слоя и в газовой фазе на расстоянии  $\sim 2$  мм от частицы. Одновременно с зачерненным торцом регистрировали лучистый поток в области контакта пламени с горючим материалом.

Типичная осциллограмма приведена на рисунке. Разогрев материала излучением начинается задолго до подхода фронта горения. Температура окружающей среды вдали от фронта горения ниже температуры горючего материала. Величина разогрева здесь невелика и возрастает слабо из-за теплоотвода конвекцией. В непосредственной близости от фронта пламени (при  $x < \delta = 0,3 \div 0,5$  мм) температура газовой фазы начинает резко возрастать вследствие разогрева теплопроводностью от факела пламени и становится выше температуры хвои. В результате режим конвективного охлаждения сменяется режимом конвективного нагрева и температура горючего материала начинает резко возрастать. Температурное поле перед фронтом пламени может быть разбито на зону подогрева излучением (I)  $\delta \leq x \leq \infty$  и зону нагрева материала излучением и конвекцией одновременно (II)  $0 \leq x \leq \delta$ , где  $\delta$  — условная координата, разделяющая эти зоны.

Учитывая, что у нагретых тел всегда имеется теплоотдача излучением, сумма в числителе выражения (4)



Температурное распределение при горении сосновой хвои.  
1 — внутри хвоинки, лежащей на поверхности слоя; 2 — над хвоинкой на расстоянии  $\approx 2$  мм от нее.

$$\sum_{i=1}^n \int_0^{\infty} \Phi_i(x) dx = \int_0^{\infty} \Phi_{\Gamma}(x) dx + \int_0^{\infty} \Phi_{\kappa}(x) dx - \int_0^{\infty} \Phi_{\Pi}(x) dx$$

может быть представлена в виде

$$\sum_{i=1}^n \int_0^{\infty} \Phi_i(x) dx = \int_0^{\delta} \Phi_{\text{л}}(x) dx + \int_{\delta}^{\infty} \Phi_{\text{л}}(x) dx - \\ - \int_0^{\delta} \Phi_{\text{н}}(x) dx + \int_0^{\delta} \Phi_{\text{к}}(x) dx - \int_{\delta}^{\infty} \Phi_{\text{к}}(x) dx - \int_{\delta}^{\infty} \Phi_{\text{н}}(x) dx.$$

Слагаемые в правой части (5) могут быть преобразованы к виду:

а) интегральный лучистый поток, поглощаемый частицей в зоне II

$$\int_0^{\delta} \Phi_{\text{л}}(x) dx = \frac{4}{d} \beta \frac{S_{\text{л}}}{S} \int_0^{\delta} q_{\text{л}}(x) dx = \frac{4}{d} \beta \frac{S_{\text{л}}}{S} \delta \bar{q}_{\text{л}}, \quad (5)$$

б) интегральный поток, излучаемый материалом из зоны II

$$\int_0^{\delta} \Phi_{\text{н}}(x) dx = \frac{4}{d} \beta \sigma \int_0^{\delta} T^4(x) dx = \frac{4}{d} \beta \delta \bar{q}_{\text{н}}, \quad (6)$$

в) интегральный конвективный поток в зоне II

$$\int_0^{\delta} \Phi_{\text{к}}(x) dx = \frac{4}{d} \delta \alpha (\bar{T}_{\text{пл}} - \bar{T}_{\text{хв}}). \quad (7)$$

В приведенных соотношениях:  $\beta$  — коэффициент поглощения излучения горячим материалом в зоне II;  $S_{\text{л}}$  — поверхность облучения;  $S$  — полная поверхность частицы;  $\bar{q}_{\text{л}}$  — средняя величина лучистого потока, поступающего в зону II;  $\bar{q}_{\text{н}}$  — средняя величина лучистого потока, излучаемого зоной II;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $T(x)$  — температура на поверхности частицы в зависимости от расстояния до фронта пламени;  $\alpha$  — эффективный коэффициент теплообмена конвекцией;  $\bar{T}_{\text{пл}}$  — средняя температура газовой фазы в зоне II;  $\bar{T}_{\text{хв}}$  — средняя температура конденсированной фазы в зоне II.

При расчетах можно использовать первый интеграл уравнения (1) в точке  $x = \delta$

$$\int_{\delta}^{\infty} \Phi_{\text{л}}(x) dx - \int_{\delta}^{\infty} \Phi_{\text{н}}(x) dx - \int_{\delta}^{\infty} \Phi_{\text{к}}(x) dx = \rho u_0 (H_{\delta} - H_0) \quad (8)$$

и выражение для величины кондуктивного потока при  $x = 0$   
 $q_{\text{п}} \approx \lambda_{\parallel} \frac{T_{\text{п}} - T_{\delta}}{\delta} \approx 4 \cdot 10^{-4} \cdot 220 / 0,4 \approx 0,2$  кал/(см<sup>2</sup>·с), которая пренебрежимо мала по сравнению с суммарным тепловым потоком  $\rho u_0 (T_{\text{п}} - T_0)$ . У хвой сосны обыкновенной последний составляет около 20 кал/(см<sup>2</sup>·с). В соотношении (8):  $H_{\delta}$  — энтальпия горячего материала в точке  $x = \delta$ . С учетом (5) — (8) выражение (4) можно привести к виду

$$u = K \frac{4(1 + W_{\delta})}{\rho d} \frac{\left[ \beta \left( \frac{S_{\text{л}}}{S} \bar{q}_{\text{л}} - \bar{q}_{\text{н}} \right) + \alpha (\bar{T}_{\text{пл}} - \bar{T}_{\text{хв}}) \right] \delta}{\bar{c}_x (T_{\text{п}} - T_{\delta}) + W_{\delta} [c_b (T_k - T_{\delta}) + L]},$$

где  $T_{\delta}$  и  $W_{\delta}$  — температура и влагосодержание в точке  $x = \delta$ ,  $\bar{c}_x$  — средняя теплоемкость горячего материала в зоне II. Полученное соотноше-

ние дает связь между скоростью распространения пламени и параметрами фронта горения с учетом дисперсности горючего материала и его нагрева излучением и конвекцией одновременно. Оно учитывает также подсушивание материала до подхода факела пламени.

Из анализа уравнения теплового баланса (3) с учетом приведенных выше соотношений можно получить также (по аналогии с выкладками в работе [7]) следующее выражение для доли излучения в тепловом балансе фронта горения

$$a_{\text{л}} = \frac{T_{\delta} - T_0}{T_{\text{п}} - T_0} + \frac{\beta \left( \frac{S_{\text{л}}}{S} \bar{q}_{\text{л}} - \bar{q}_{\text{н}} \right)}{\beta \left( \frac{S_{\text{л}}}{S} \bar{q}_{\text{л}} - \bar{q}_{\text{н}} \right) + \alpha (\bar{T}_{\text{пл}} - \bar{T}_{\text{хв}})} \frac{T_{\text{п}} - T_{\delta}}{T_{\text{п}} - T_0}. \quad (9)$$

Это соотношение можно вывести из физических соображений: первый член в правой части описывает вклад излучения за счет разогрева материала от  $T_0$  до  $T_{\delta}$  в зоне I, второй — представляет отношение поглощенного материалом лучистого потока к суммарному тепловому потоку и дает долю излучения в зоне II.

Представляет интерес оценить долю излучения при горении слоя хвои. Как показала обработка температурных профилей, параметры  $\bar{T}_{\text{пл}}$ ,  $\bar{T}_{\text{хв}}$ ,  $T_{\text{п}}$ , а также значения  $\bar{q}_{\text{н}}$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  слабо зависят от условий горения и составляют  $T_{\text{пл}} \approx 720$  К,  $\bar{T}_{\text{хв}} \approx 450$  К,  $T_{\text{п}} \approx 573$  К,  $\bar{q}_{\text{н}} \approx 0,1$  кал/(см<sup>2</sup>·с),  $\beta \approx 0,8$ ,  $\alpha \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$  кал/(см<sup>2</sup>·с·град). Воспользуемся тем, что радиационный поток и температура материала в точке  $x = \delta$  при типичных условиях горения (запас 0,3 кг/м<sup>2</sup>, влагосодержание 7—8%, слой горизонтальный) составляют  $\bar{q}_{\text{л}} = 0,7$  кал/(см<sup>2</sup>·с) и  $T_{\delta} = 350$  К. Из соотношения (8) следует, что эффективное значение  $S_{\text{л}}/S = 0,3$ , а из соотношения (9)  $a_{\text{л}} \approx 0,3$ .

Такое же значение доли лучистого теплообмена в тепловом балансе фронта горения было получено ранее другим способом с применением отражающих красок [8]. Совпадение результатов, полученных двумя различными методами, позволяет заключить, что теплообмен излучением при типичных условиях горения опавшей сосновой хвои не является доминирующим и что проведенный выше анализ процесса горения учитывает его существенные особенности.

Поступила в редакцию  
17/X 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. П. Курбатский. Техника и тактика тушения лесных пожаров. М., Гослесбумиздат, 1962.
2. Н. П. Курбатский. В сб. Вопросы лесной пирологии, Красноярск, ИЛИД СО АН СССР, 1970, с. 5.
3. Э. В. Конев. В сб. Вопросы лесной пирологии. Красноярск. ИЛИД СО АН СССР, 1970, с. 220.
4. Э. В. Конев, А. И. Сухинин, Е. К. Кисилыхов. В сб. Вопросы лесной пирологии. Красноярск, ИЛИД СО АН СССР, 1974, с. 41.
5. А. Г. Амосов. Некоторые особенности горения при лесных пожарах. Л., ЛенНИИЛХ, 1958.
6. А. И. Сухонин, Э. В. Конев. В сб. Вопросы лесной пирологии. Красноярск, ИЛИД СО АН СССР, 1972, с. 7.
7. Э. В. Конев. В сб. Вопросы лесной пирологии. Красноярск, ИЛИД СО АН СССР, 1972, с. 52.
8. Э. В. Конев, А. И. Сухинин. Тез. докл. III Всес. научно-технической конф. «Процессы горения и проблемы тушения пожаров». М., ВНИИПО, 1970, с. 60.