

ВЛИЯНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ И СКОРОСТИ ПОТОКА ВОЗДУХА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛН ТЛЕНИЯ В ПОРИСТЫХ СЛОЯХ ГОРЮЧЕГО

Н. Н. Бахман, Г. П. Кузнецов, В. М. Пучков

Институт химической физики РАН, 117977 Москва ГСП-1, bakhman@center.chph.ras.ru

Экспериментально сопоставлены закономерности распространения волны тления в пористых слоях сосновых опилок в спутном и встречном потоках воздуха в закрытой (реагирующей только с торца) и полуоткрытой (реагирующей с плоской свободной поверхности) системах. Для обеих систем изучена форма фронта тления и зависимость скорости волны тления от направления и скорости потока воздуха, пористости слоя горючего, дисперсности опилок. Изучена максимальная температура в волне тления. В закрытой системе при скорости потока воздуха не меньше $5 \div 7$ см/с скорость тления в спутном потоке на порядок превышает таковую во встречном потоке. В спутном потоке скорость волны тления в закрытой системе примерно на два порядка выше, чем в полуоткрытой системе. Дано объяснение изученным экспериментальным зависимостям.

Ключевые слова: тление, волновые процессы, пористость.

В работе [1] исследовано распространение низкотемпературных волн окисления (волн тления) в пористых слоях горючего (сосновые опилки) при встречном потоке воздуха. Опыты были проведены в кварцевых трубках (с внутренним диаметром 25 мм), один конец которых был соединен с магистралью подачи воздуха, а через второй конец свободно истекали продукты сгорания и избыток воздуха (если таковой имелся)¹. В данной работе выполнены аналогичные опыты в спутном потоке воздуха. Кроме того, проведены дополнительные опыты во встречном потоке воздуха, причем в более широком, чем в [1], диапазоне скоростей потока. В остальном экспериментальная методика была такой же, как в [1].

Так же, как в [1], в качестве скорости воздуха брали среднюю по площади поперечного

сечения трубки скорость на входе в кварцевую трубку:

$$v = v_0 = 4\dot{V}/\pi d^2, \quad (1)$$

где \dot{V} — объемный расход воздуха, постоянный в течение каждого опыта, d — внутренний диаметр кварцевой трубки.

Разумеется, по длине трубки, заполненной опилками, состав, температура и скорость газа изменяются, и вместо (1) можно записать

$$v = kv_0/\Pi, \quad (2)$$

где Π — пористость слоя опилок, k — коэффициент, учитывающий изменение объема газа в результате его нагрева и изменения состава (потребления кислорода и образования CO, CO₂, H₂O и др.). При этом Π и k зависят от координат x и r , где ось x направлена по оси трубки, а ось r — по радиусу трубки. Однако решение задачи о распространении фильтрационной волны с учетом (2), где $k = k(x, r)$ и $\Pi = \Pi(x, r)$, выходит за рамки данной работы.

Помимо опытов в кварцевых трубках, в данной работе изучено также распространение волн тления в полуоткрытой системе — как в спутном, так и во встречном потоке воздуха.

1. ЗАКРЫТАЯ СИСТЕМА

1.1. Форма фильтрационной волны в спутном потоке газа

Во встречном потоке воздуха форма фронта фильтрационной волны близка к плоской

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-03-08107).

¹В соответствии с классификацией, предложенной в [2], такая система называлась «закрытой», в то время как «открытыми» названы плоские или цилиндрические слои горючего без какой-либо оболочки, обдуваемые потоком газообразного окислителя. «Полуоткрытой» системой назван плоский слой горючего, лежащий на инертной подложке и обдуваемый газообразным окислителем вдоль свободной поверхности этого слоя. Такая же классификация может быть применена в случаях, когда подвод газообразного окислителя из окружающей среды к слою горючего осуществляется за счет свободной конвекции (как это происходило, например, в работе [3]).

Таблица 1

v_{cc} , см/с	$(T_1)_{\max}$, °С	$(T_2)_{\max}$, °С	$(T_3)_{\max}$, °С
6,8	770	770	810
7,8	870	890	870
10,0	960	1020	950
12,5	1040	1020	1030

[1]. Результаты данной работы², напротив, показали, что в спутном потоке плоский фронт волны неустойчив. При скорости спутного потока³ $v_{cc} \geq 1,7$ см/с в слое опилок начинал формироваться конический канал. В некоторый момент времени канал достигал правого конца слоя опилок в кварцевой трубке и становился сквозным. Зола, накопившаяся в канале, выбрасывалась из него с отчетливым хлопком. Сразу после этого подача воздуха в трубку прекращалась, и образец затухал. Нужно отметить, что при низких значениях v_{cc} максимальные температуры, записанные тремя термомпарами: $(T_1)_{\max}$, $(T_2)_{\max}$, $(T_3)_{\max}$ — различались существенно. Однако при $v_{cc} \geq 6,8$ см/с это различие становилось незначительным (см. табл. 1, где приведены значения $(T_i)_{\max}$ для фракции опилок $\delta < 0,4$ мм при пористости $\Pi = 0,40$). Указанный эффект может быть связан с тем, что с увеличением скорости v_{cc} возрастает размер носика канала, что приводит к повышению температуры на носике и делает ее более равномерной по длине канала.

Для понимания причин потери устойчивости плоского фронта волны тления в спутном потоке газа (воздух + газообразные продукты сгорания опилок) могут быть полезны изложенные в [4] представления о механизме выравнивания искривлений фронта ламинарного пламени в гомогенных газовых смесях за счет теплопроводности. Однако для фронта волны тления в пористой среде следует учесть также влияние конвективного переноса тепла из зоны реакции к слоям свежих опилок.

Пусть на фронте волны тления появляется выпуклость вдоль оси AB (рис. 1, *a*), обращенная по направлению потока газа. Это мо-

²Анализировались затухшие образцы и показания трех термомпар, расположенных по оси трубки на расстоянии 40 мм друг от друга.

³Здесь и далее под скоростью воздуха подразумевается величина v_0 (см. формулу (1)) но индекс 0 опускается, остаются лишь индексы cc и or , относящиеся к спутному и встречному потокам воздуха.

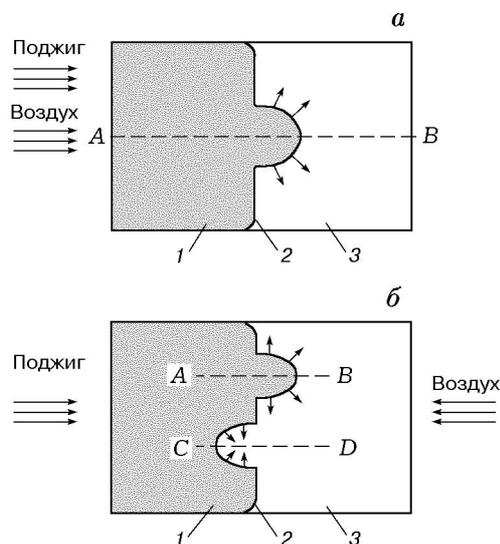


Рис. 1. Осевое сечение волны тления в закрытой системе:

волна распространяется слева направо; *a* — спутный поток, *b* — встречный поток, 1 — твердые продукты сгорания опилок, 2 — фронт волны тления, 3 — свежие опилки

жет быть обусловлено наличием в слое опилок участка с несколько повышенной пористостью, что приводит к локальному увеличению скорости воздуха и скорости тления. Дальнейшее поведение выпуклости зависит от двух взаимно противоположных процессов:

1) выпуклость уменьшает толщину, а следовательно, и гидравлическое сопротивление слоя опилок вдоль оси AB между фронтом тления и правым торцом слоя опилок. Это приводит к увеличению скорости фильтрации горячего газа и скорости тления (u) (см. ниже) вдоль оси AB , что способствует росту выпуклости⁴;

2) выпуклости отдают тепло (за счет теплопроводности и конвекции) не только вдоль оси AB , но и в боковых направлениях, что тормозит распространение выпуклости и выравнивает форму фронта [4].

Можно предположить, что при достаточно больших значениях v преобладает первый из указанных процессов, и в конечном счете в слое опилок образуется сквозной канал. Напротив, при достаточно малых значениях v преобладает второй процесс, и фронт тления выглажи-

⁴Гидравлическое сопротивление для рыхлого слоя золы позади фронта тления существенно меньше, чем для слоя опилок перед фронтом тления.

вается. Проведенные опыты (см. ниже табл. 2) подтвердили наличие некоторой минимальной скорости газа, при которой скорость тления в спутном потоке резко возрастает.

Что касается фронта тления во встречном потоке воздуха (рис. 1, б), то на нем выравниваются как выпуклые, так и вогнутые участки. Действительно, выравнивание выпуклого участка AB связано с увеличением теплоотвода теплопроводностью вбок по отношению к оси AB , а выравнивание вогнутого участка CD — с увеличением теплопередачи теплопроводностью к оси CD . Что касается конвекции, то как для выпуклых (AB), так и для вогнутых (CD) участков направление конвекции противоположно направлению движения волны тления и поэтому не может способствовать образованию канала в слое опилок.

1.2. Зависимость $u(v)$ во встречном и спутном потоках воздуха

В [1] было показано, что во встречном потоке воздуха зависимость скорости волны тления от средней по площади поперечного сечения трубки (на входе в нее) скорости воздуха является умеренной. Для фракции опилок $\delta < 0,4$ мм (при $\Pi = 0,39$) в интервале скоростей воздуха во встречном потоке $v_{op} = 3,7 \div 5,6$ см/с было получено $u \sim v^{0,59}$, а для фракции $\delta = 0,4 \div 0,6$ мм (при $\Pi = 0,47$) в интервале $v_{op} = 1,1 \div 5,6$ см/с получено $u \sim v^{0,45}$.

В данной работе опыты во встречном потоке проводили в более широком интервале скоростей (вплоть до $v_{op} \leq 20$ см/с). При этом оказалось, что с ростом v_{op} значение u сначала монотонно растет (рис. 2, а), затем при некотором значении v'_{op} проходит через максимум и начинает снижаться ($v'_{op} \approx 10$ см/с для фракции опилок $\delta < 0,4$ мм и $v'_{op} \approx 16$ см/с для $\delta = 0,4 \div 0,6$ мм). При $v'_{op} \leq 10$ см/с зависимость $u(v_{op})$ аппроксимировали методом наименьших квадратов степенной функцией:

$$u \text{ [мм/с]} = av^n \text{ [см/с]}. \quad (3)$$

Полученные результаты представлены в табл. 3.

Рассмотрим данные для спутного потока. Проведенные нами опыты показали, что при $v'_{cc} \leq 20$ см/с скорость волны тления монотонно увеличивается с ростом v_{cc} (рис. 2, б). Результаты аппроксимации этой зависимости

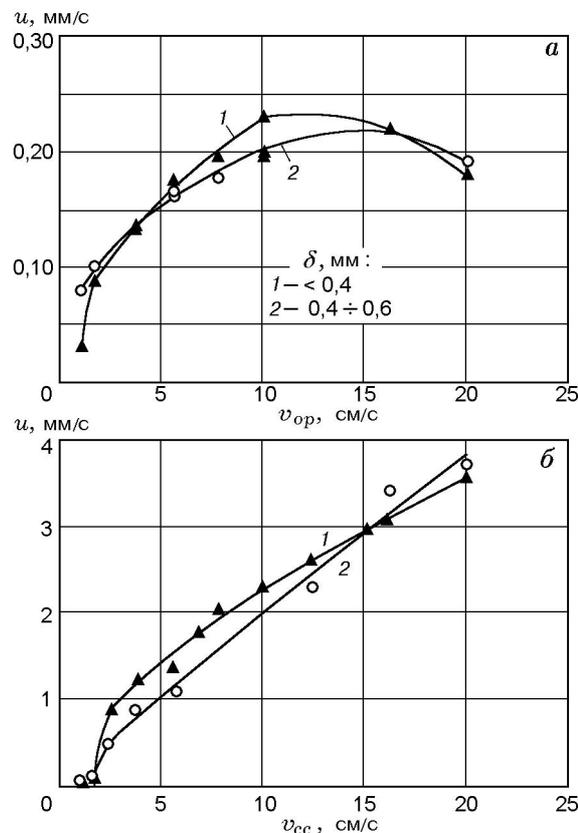


Рис. 2. Зависимость скорости волны тления в закрытой системе от скоростей встречного (а) и спутного (б) потоков воздуха

степенной функцией (3) в интервале $v_{cc} = 2,4 \div 20$ см/с приведены в табл. 3.

Из сравнения значений n для встречного и спутного потоков воздуха (см. табл. 3) следует, что при $v \leq 10$ см/с зависимость $u(v_{cc})$ для мелкой и особенно для крупной фракций опилок существенно сильнее, чем соответствующая зависимость $u(v_{op})$.

Рост скорости волны тления с ростом скорости потока воздуха (как во встречном, так и в спутном потоке) обусловлен тем, что частицы горючего реагируют в диффузионном режиме и скорость реакции растет по мере увеличения скорости подвода кислорода воздуха. Соответственно увеличивается скорость тепловыделения в единице объема зоны реакции, что, в свою очередь, увеличивает скорость волны тления. Однако этот рост не может продолжаться бесконечно. При достаточно больших значениях v' (причем должно выполняться соотношение $v'_{cc} > v'_{op}$) скорость волны тления должна начать снижаться из-за увеличения затрат тепла

Таблица 2

v , см/с	1,1	1,7	3,7	5,6	7,8	10,0	16,2	20,0
$\delta < 0,4$ мм								
u_{cc} , мм/с	0,022	0,078	1,22	1,37	2,05	2,30	3,10	3,60
u_{op} , мм/с	0,032	0,088	0,137	0,175	0,190	0,230	0,220	0,180
u_{cc}/u_{op}	0,69	0,89	8,91	7,83	10,8	10,0	14,1	20,0
$\delta = 0,4 \div 0,6$ мм								
u_{cc} , мм/с	0,023	0,10	0,89	1,11	—	—	3,42	3,70
u_{op} , мм/с	0,080	0,100	0,135	0,167	—	—	0,22	0,19
u_{cc}/u_{op}	0,29	1,0	6,59	6,65	—	—	15,5	19,5

Примечание. В спутном потоке значение пористости для мелкой фракции опилок равно $\Pi = 0,40$; для крупной фракции — $\Pi = 0,45 \div 0,47$; во встречном потоке — $\Pi = 0,39 \div 0,40$ и $\Pi = 0,46 \div 0,47$ соответственно.

Таблица 3

Поток воздуха	δ , мм	Π	v , см/с	Константы в формуле (3)	
				a	n
Встречный	$< 0,4$	0,39	$1,7 \div 10$	0,067	0,54
	$0,4 \div 0,6$	$0,46 \div 0,47$	$1,1 \div 10$	0,079	0,041
Спутный	$< 0,4$	0,40	$2,4 \div 20$	0,50	0,66
	$0,4 \div 0,6$	$0,45 \div 0,47$	$2,4 \div 20$	0,23	0,94

на прогрев избыточного количества холодного воздуха.

1.3. Абсолютное значение скорости волны тления в спутном и встречном потоках воздуха

Представляет интерес сравнить абсолютную скорость тления в спутном (u_{cc}) и встречном (u_{op}) потоках воздуха.

Из данных табл. 2 следует, что при увеличении скорости спутного потока воздуха от 1,7 до 3,7 см/с скорость волны тления резко возрастает (для мелкой фракции опилок — в 15,6 раза, для крупной — в 8,9 раза). Это согласуется с приведенными выше соображениями о наличии некоторой минимальной скорости воздуха, при которой в слое опилок начинает формироваться сквозной канал (заполненный золой). В случае встречного потока воздуха подобного эффекта не наблюдается (при увеличении скорости воздуха от 1,7 до 3,7 см/с скорость тления для мелкой фракции опилок возрастает в 1,56 раза, для крупной фракции — в 1,35 раза). Поэтому отношение u_{cc}/u_{op} также

резко возрастает в том же интервале скоростей воздуха. Относительно плавный рост отношения u_{cc}/u_{op} по мере дальнейшего увеличения скорости воздуха свидетельствует о преобладающем влиянии конвективного теплопереноса в случае тления в спутном потоке при достаточно высокой скорости воздуха.

Вместе с тем следует отметить, что при достаточно малой скорости воздуха $u_{cc} < u_{op}$ (см. табл. 2). Можно предложить следующее объяснение этого парадоксального результата. Согласно [5] на скорость волны горения (или тления) влияет не вся зона реакции, а лишь некоторая ее часть, прилегающая к переднему фронту волны (зона влияния). В спутном потоке воздуха при достаточно низких скоростях воздуха значительная часть кислорода успевает прореагировать в зоне догорания. Соответственно в зону влияния входит поток газа с пониженной концентрацией кислорода, что снижает скорость реакции и значение u_{cc} . Напротив, во встречном потоке воздуха концентрация кислорода максимальна на переднем фронте волны (т. е. в зоне влияния). Это и объяс-

Таблица 4

v , см/с	1,1	1,7	2,4	3,7	5,6	7,8	10,0	12,5	16,2	20,0
$\delta < 0,4$ мм										
$(T_{\max})_{cc}$, °C	557	—	707	685	786	877	977	1030	1110	990
$(T_{\max})_{op}$, °C	580	675	—	750	860	960	1240	—	1433	825*
$\delta = 0,4 \div 0,6$ мм										
$(T_{\max})_{cc}$, °C	557	630	770	723	874	—	—	1070	937	807
$(T_{\max})_{op}$, °C	610	670	—	693	898	1053	1240	—	1410	1095*

Примечание. * Прореагировало примерно пол-образца, затем наблюдается затухание. Пористость образцов та же, что и в табл. 2.

Таблица 5

Поток воздуха	δ , мм	П	v , см/с	Константы в формуле (4)	
				b	m
Встречный	$< 0,4$	$0,39 \div 0,40$	$1,1 \div 16,2$	563	0,34
	$0,4 \div 0,6$	$0,45 \div 0,47$	$1,1 \div 16,2$	567	0,35
Спутный	$< 0,4$	$0,39 \div 0,40$	$2,4 \div 16,2$	558	0,24
	$0,4 \div 0,6$	$0,45 \div 0,47$	$1,1 \div 16,2$	661	0,20

няет, почему $u_{cc} < u_{op}$ при достаточно малых скоростях воздуха. По мере увеличения скорости воздуха v данный эффект ослабляется, так как чем больше значение v , тем больше масса кислорода, которую несет поток, и решающую роль в спутном потоке начинает играть увеличение конвективной теплопередачи от зоны реакции к свежим слоям горючего, а также развитие канала в слое опилок (см. выше).

1.4. Зависимость $T_{\max}(v)$ во встречном и спутном потоках воздуха

В табл. 4 показана зависимость осредненной (по измерениям по меньшей мере трех термопар) максимальной температуры в волне тления от скорости спутного и встречного потоков воздуха. Как в спутном, так и во встречном потоке максимальная температура растет с увеличением скорости v , но при некотором значении v' она достигает максимума и начинает снижаться (в табл. 4 $v' \approx 16$ см/с и лишь для крупной фракции опилок в спутном потоке $v' \approx 12$ см/с). При $v = 20$ см/с во встречном потоке наблюдалось затухание образцов (примерно на половине их длины). Можно предположить, что как снижение скорости волны тления, так и последующее затухание образцов

при достаточно больших значениях v связано с чрезмерным разбавлением реагирующей смеси азотом и избыточным кислородом.

В табл. 4 обращает на себя внимание тот факт, что почти во всех случаях максимальная температура во встречном потоке выше, чем в спутном. Это можно объяснить тем, что во встречном потоке газообразные продукты реакции могут дореагировать в рыхлом слое за фронтом реакции. Напротив, в спутном потоке газообразные продукты реакции попадают в слой свежих, еще холодных опилок, что снижает возможность их дореагирования.

В табл. 5 представлены константы аппроксимационной зависимости (при $v \leq v'_*$):

$$T_{\max} [^{\circ}\text{C}] = bv^m [\text{см/с}]. \quad (4)$$

Из таблицы видно, что зависимость $T_{\max}(v)$ для встречного потока более сильная, чем для спутного потока.

2. ПОЛУОТКРЫТАЯ СИСТЕМА

Закономерности распространения волн тления в полуоткрытых и закрытых системах существенно различаются. Чтобы подчеркнуть эти различия, будем обозначать скорость распространения волн тления в полуоткрытых

системах буквой w (в закрытых системах эту скорость обозначали буквой u).

2.1. Методика проведения опытов

Опыты проводили в стеклянной трубе (пирекс) с внутренним диаметром 105 мм и длиной 500 мм. К входному сечению трубы был припаян стеклянный конус (с углом при вершине 20°), а на входе в конус — стеклянный патрубок (с внутренним диаметром 7 мм). Поток воздуха от воздушной магистрали проходил через расходомер и конус и поступал в трубу. Для выравнивания потока на выходе из конуса была прикреплена латунная сетка с размером ячейки 0,5 мм. Высушенные сосновые опилки запрессовывались в текстолитовую кювету до необходимой плотности (пористости) слоя. Начальные размеры слоя запрессованных опилок: длина 80 мм, ширина 50 мм, толщина⁵ $\Delta = 20$ мм. Другими словами, кювета представляла собой текстолитовую пластину размерами 100×100 мм и толщиной 10 мм, по всему периметру которой с помощью винтов были прикреплены бортики высотой 20 мм и соответствующей длины и толщины. Кювета устанавливалась в осевом сечении стеклянной трубы. Тление инициировалось с помощью нихромовой спирали (диаметр нихромовой проволоки 1,0 мм, диаметр витков проволоки 4 мм). Длина спирали равнялась ширине образца опилок (50 мм). Скорость волны тления рассчитывали по формуле $w = l/t$, где l — расстояние, на которое сместился фронт волны за время t . Как отмечено выше, слой опилок имел форму прямоугольного параллелепипеда. Ось x лежала на верхнем ребре (80×50 мм) параллелепипеда и была направлена вдоль длинной стороны (80 мм) этого ребра. Слой опилок поджигался у левого края ребра ($x = 0$), и фронт тления распространялся слева направо в сторону увеличения x . Отсчет времени тления t начинался при $x = 15$ мм и заканчивался при

⁵В предварительной серии опытов была определена критическая толщина слоя опилок, при которой тление затухает. В спутном потоке для фракции опилок $0,4 \div 0,6$ мм (при $\Pi = 0,32 \div 0,34$; $\Pi = 0,68 \div 0,72$ и $v = 25$ см/с) все образцы с толщиной слоя опилок $\Delta = 5$ мм затухали. При $\Delta = 10$ мм из 12 образцов полностью прореагировало семь, почти полностью — два образца и три образца затухли. Наконец, при $\Delta = 20$ мм все 66 образцов, испытанных в основных сериях опытов (фракции $\delta < 0,4$ и $\delta = 0,4 \div 0,6$ мм, в спутном или встречном потоке, при всех изученных значениях Π и v), прореагировали полностью.

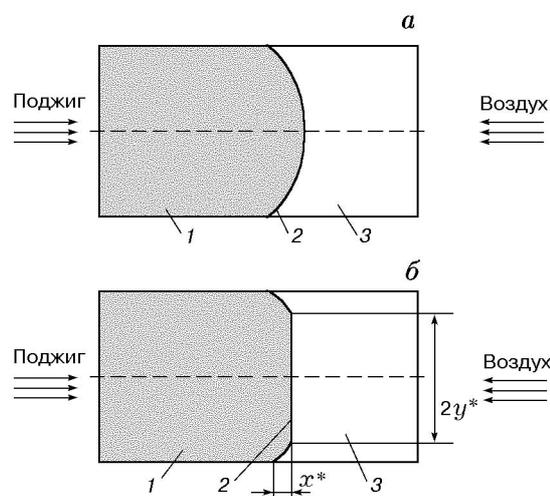


Рис. 3. Типы профилей волны тления на поверхности полукрытого образца во встречном потоке воздуха:

a — тип I, b — тип II; волна распространяется слева направо; 1 — твердые продукты сгорания опилок, 2 — фронт волны тления, 3 — свежие опилки

$x = 65$ мм (т. е. на расстоянии 15 мм от правого края верхнего ребра параллелепипеда). После этого образец гасили распыленной водой и измеряли форму выемки на поверхности образца.

2.2. Форма фронта волны тления в полукрытой системе

При распространении волны тления вдоль свободной (граничащей с воздухом) поверхности слоя горячего в нем образуется криволинейная выемка (рис. 3). В проведенных опытах наблюдалось два типа выемок: выемка с гладким криволинейным профилем (тип I); выемка, центральная часть которой представляет собой почти плоскую площадку шириной y^* , а боковые ветви выемки плавно приближаются к стенкам кюветы и касаются их на расстоянии x^* от проекции площадки на боковые стенки кюветы (тип II). Резкой границы между профилями I и II нет, так как значения x^* и y^* для профилей II меняются в достаточно широких пределах ($x^* \approx 15 \div 30$ мм, $y^* \approx 10 \div 24$ мм). Какой-либо четкой зависимости частоты появления профилей I или II и величин x^* , y^* от размера частиц и плотности слоя опилок, скорости потока воздуха и — как это ни парадоксально — от направления потока воздуха (спутный или встречный) не наблюдалось.

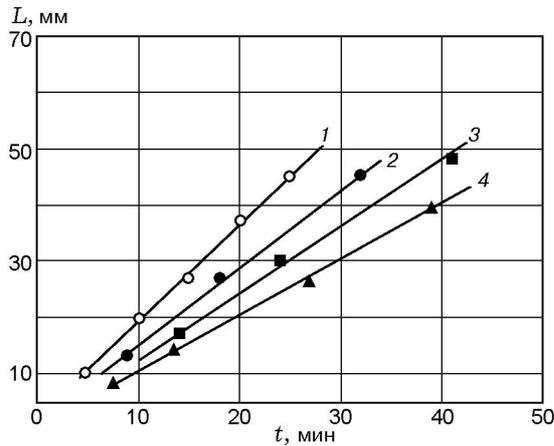


Рис. 4. Зависимость длины поверхности сгоревшего слоя опилок от времени в процессе тления в спутном потоке воздуха:

1 — $\delta = 0,4 \div 0,6$ мм, $\Pi = 0,68$, $v_{cc} = 31,3$ см/с, 2 — $\delta < 0,4$ мм, $\Pi = 0,68$, $v_{cc} = 22$ см/с, 3 — $\delta < 0,4$ мм, $\Pi = 0,68$, $v_{cc} = 3$ см/с, 4 — $\delta = 0,4 \div 0,6$ мм, $\Pi = 0,36$, $v_{cc} = 3$ см/с

Скорость тления в полуоткрытой системе крайне мала. Так, для фракций опилок $0,4 \div 0,6$ мм при скорости воздуха 10 см/с и пористости слоя опилок $\Pi = 0,68$ были получены средние по длине образца значения $w_{cc} = 0,0130; 0,0120; 0,0124; 0,0126$ мм/с.

Рис. 4 дает представление о стабильности перемещения фронта тления по поверхности образца.

С помощью трех хромель-алюмелевых термопар с диаметром проволок 0,1 мм были измерены максимальные температуры по толщине слоя (на оси кюветы, в центре образца, см. рис. 3). Спай первой термопары находился на поверхности образца, второй — на глубине 10 мм от поверхности, третьей — на дне кюветы.

Результаты, полученные в опытах со слоями опилок пористостью $\Pi = 0,67$ в спутном потоке воздуха ($v_{cc} = 30$ см/с), представлены в табл. 6. В данных условиях максимальная тем-

пература на поверхности слоя равна $(T_1)_{max} = 620 \div 650$ °С (что хорошо коррелирует со значением $T_{max} = 600$ °С, измеренным в работе [6] для слоя мелких сосновых опилок, тлеющих в условиях свободной конвекции). Максимальная температура на глубине 10 мм лежит в интервале $(T_2)_{max} = 525 \div 575$ °С. Наконец, температура на нижней поверхности слоя составляет $(T_3)_{max} = 175$ °С, что гораздо ниже значений $(T_1)_{max}$ и $(T_2)_{max}$. По-видимому, значение $(T_3)_{max}$ определяется, главным образом, скоростью теплоотдачи от слоя опилок в подложку из текстолита.

3. СРАВНЕНИЕ СКОРОСТИ ВОЛНЫ ТЛЕНИЯ В ЗАКРЫТОЙ И ПОЛУОТКРЫТОЙ СИСТЕМАХ

Проведенные в данной работе опыты показали, что скорость волны тления в полуоткрытой системе значительно ниже скорости волны тления в закрытой системе, что можно объяснить исходя из следующих соображений.

1. В закрытой системе скорость спутного потока газа по порам в слое горючего равна kv/Π . Естественно, значение kv/Π существенно выше, чем v . При возникновении в образце сквозного канала (см. выше) скорость v внутри канала возрастает еще больше из-за снижения гидравлического сопротивления. Напротив, в полуоткрытой системе существует пограничный слой, где скорость газа убывает по мере приближения к поверхности слоя горючего.

2. В случае спутного потока воздуха в закрытой системе передача тепла от зоны реакции к свежим слоям опилок осуществляется главным образом за счет конвекции (фильтрацией горячего газа через свежие слои горючего). Напротив, в полуоткрытой системе роль конвективной теплопередачи незначительна, так как горячий газ уходит вверх, в свободный поток воздуха над поверхностью слоя горючего. Тем самым теплотери из зоны реакции в случае полуоткрытой (или открытой) системы гораздо больше, чем в случае закрытой системы. Это обстоятельство справедливо и при тлении во встречном потоке воздуха.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов Г. П., Бахман Н. Н. Низкотемпературные фильтрационные волны в пористых средах // Хим. физика. 1996. Т. 15, № 3. С. 128–133.

Таблица 6

w , мм/с	$(T_1)_{max}$, °С	$(T_2)_{max}$, °С	$(T_3)_{max}$, °С
0,032	$\delta < 0,4$, мм		
	650	575	175
0,030	$\delta = 0,4 \div 0,6$, мм		
	620	525	175

2. **Бахман Н. Н.** Закономерности распространения волны тления. I. Критические условия тления // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 1. С. 16–20.
3. **Вогман Л. П.** Обеспечение пожаровзрывобезопасности элеваторов // Юбилейный сборник трудов ВНИИПО. М., 1997. С. 295–308.
4. **Математическая** теория горения и взрыва / Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. М.: Наука, 1980.
5. **Бахман Н. Н., Беляев А. Ф.** Горение гетерогенных конденсированных систем. М.: Наука, 1967.
6. **Leisch S. O., Kaufmann C. W., Sichel M.** Smoldering combustion in horizontal dust layers // 20th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1984. P. 1601–1610.

*Поступила в редакцию 10/VIII 2000 г.,
в окончательном варианте — 20/XII 2001 г.*
