

# Нагрев потока частиц встречным тепловым излучением

© Н.Л. Полетаев ✉

Всероссийский ордена «Знак Почета» научно-исследовательский институт противопожарной обороны Министерство Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий (Россия, 143903, Московская обл., г. Балашиха, мкр. ВНИИПО, 12)

## АННОТАЦИЯ

**Введение.** Глубину прогрева  $S_R$  газовзвеси излучением продуктов горения принято приравнивать к длине  $L_R$  свободного пробега излучения в газовзвеси. Численное моделирование горения газовой смеси с добавлением инертных частиц, учитывающее переизлучение тепла нагретыми частицами свежей взвеси, привело к соотношению  $S_R \gg L_R$ . В настоящей работе выполнена аналитическая оценка отношения  $\chi_S = S_R/L_R$ .

**Одномерная модель задачи.** Определяли стационарное распределение температуры в потоке первоначально холодных монодисперсных частиц, взвешенных в вакууме. Скорость частиц  $V$  направлена на излучающую тепло нагретую абсолютно черную поверхность, пронизываемую для частиц. Используются упрощающие допущения: излучение состоит из двух противоположно направленных потоков электромагнитной энергии; взаимодействие частиц и излучение описываются в приближении геометрической оптики; температура внутри частицы одинакова.

**Решение задачи.** Показано, что  $\chi_S$  определяется безразмерным комплексом  $v = V c_p / (\epsilon_T^{0.5} \sigma T_b^3)$ , где  $c_p$ ,  $\epsilon_T$ ,  $\sigma$ ,  $T_b$  — соответственно теплоемкость единицы объема взвеси, интегральная степень черноты материала частиц, постоянная Стефана – Больцмана, температура излучающей поверхности. При  $v \geq 2,8$  переизлучением можно пренебречь:  $\chi_S \approx 1$ . При  $v \leq 1,2$  распределение температуры регулирует переизлучение:  $\chi_S \approx 5v^{-1}/(2 - \epsilon_T) \gg 1$ .

**Обсуждение решения.** Аналитическое решение задачи удовлетворительно описывает имеющиеся численные решения и экспериментальные данные для случая горения газовзвеси после уточнения параметров упрощенной модели: под излучающей поверхностью следует понимать фронт пламени,  $T_b$  — температура горения,  $c_p$  — суммарная теплоемкость фаз. Оценка  $v \leq 1,2$  указывает на высокую конечную температуру газовзвеси, возможность ее самовоспламенения вдали от пламени и необходимость изменения исходных предположений при моделировании переизлучения.

**Выводы.** Аналитические оценки дают возможность для реализации во взвеси, набегающей на источник теплового излучения в вакууме, как соотношения  $S_R \gg L_R$ , так и соотношения  $S_R \approx L_R$ . Сформулированы условия распространения результатов упрощенного моделирования переизлучения на горение газовзвеси.

**Ключевые слова:** взвесь пыли; радиация пламени; теплообмен излучением; глубина прогрева излучением; моделирование

**Для цитирования:** Полетаев Н.Л. Нагрев потока частиц встречным тепловым излучением // Пожаровзрывобезопасность/Fire and Explosion Safety. 2021. Т. 30. № 2. С. 15–22. DOI: 10.22227/PVB.2021.30.02.15-22

✉ Полетаев Николай Львович, e-mail: nlpvniipo@mail.ru

# The heating of a stream of particles by thermal counter radiation

© Nikolay L. Poletaev ✉

All-Russian Research Institute for Fire Protection of Ministry of Russian Federation for Civil Defense, Emergencies and Elimination of Consequences of Natural Disasters (VNIPO, 12, Balashikha, Moscow Region, 143903, Russian Federation)

## ABSTRACT

**Introduction.** It is accepted that the depth of heating of the dust/gas/air mixture by the radiation of combustion products  $S_R$  is equal to the length  $L_R$  of the free path of radiation in the mixture. Numerical simulation of combustion of a gas-air mixture that has inert particles, taking into account the re-radiation of heat by heated particles of the fresh mixture, led to ratio  $S_R \gg L_R$ . In this work, the analytical assessment of ratio  $\chi_S = S_R/L_R$  is performed.

**One-dimensional problem model.** The co-authors determined stationary temperature distribution over the flow of initially cold monodisperse particles suspended in vacuum. Particle velocity  $V$  is directed toward a heat-radiating, absolutely black surface that is permeable by particles. Simplifying assumptions are used: radiation consists of two oppositely-directed flows of electromagnetic energy; interaction between particles and radiation is described in the approximation of geometric optics; the temperature inside the particle is the same.

**Problem solving.** It is shown that  $\chi_s$  is determined by  $v = Vc_p / (\varepsilon_T^{0.5} \sigma T_b)^3$ , where  $c_p$ ,  $\varepsilon_T$ ,  $\sigma$ ,  $T_b$  are, respectively, heat capacity per unit volume of the suspended matter, integral emissivity of the particle material, the Stefan-Boltzmann constant, and the surface temperature. For  $v \leq 2.8$ , re-emission can be neglected:  $\chi_s \approx 1$ . At  $v \leq 1.2$ , temperature distribution regulates re-emission:  $\chi_s \approx 5v^{-1}/(2 - \varepsilon_T) \gg 1$ .

**Solution discussion.** The analytical solution satisfactorily describes the available numerical solutions and experimental data for the case of combustion of a dust/gas/air mixture after specifying the parameters of a simplified model: the radiating surface should be understood as the flame front,  $T_b$  is the combustion temperature, and  $c_p$  is the overall heat capacity of the mixture. The estimate  $v \leq 1.2$  indicates the final high temperature of the gas suspension, the possibility of its autoignition far from the flame, and the need to change initial assumptions when simulating re-emission.

**Conclusions.** Analytical evaluations make it possible to employ ratios  $S_R \gg L_R$  and  $S_R \approx L_R$  for the suspension over a thermal radiation source in vacuum. Conditions for the application of the results of simplified simulation of re-emission to the combustion of a dust/gas/air mixture are formulated.

**Keywords:** dust suspension; flame radiation; reemit radiation; radiation heating depth; modeling

**For citation:** Poletaev N.L. The heating of a stream of particles by thermal counter radiation. *Pozharovzryvobezopasnost/Fire and Explosion Safety*. 2021; 30(2):15-22. DOI: 10.22227/PVB.2021.30.02.15-22 (rus).

✉ Poletaev Nikolay Lvovich, e-mail: nlpvniipo@mail.ru

## Введение

Распространение пламени по газозвеси представляет сложный процесс, для некоторых особенностей которого отсутствует даже качественное объяснение [1, 2]. В частности, не получило убедительного объяснения линейное снижение минимального взрывоопасного содержания кислорода с ростом (в логарифмическом масштабе) энергии источника зажигания [3, 4]. Представляется удивительной неопределенность классификации некоторых аэрозвесей по взрывоопасности, в частности, аэрозвеси меламин, которая в некоторых странах Европы считается взрывоопасной, а в других европейских странах и в США — взрывобезопасной<sup>1</sup> [5, 6]. Отсутствует объяснение разделению пылей на два вида соответственно по наличию и по отсутствию зависимости индекса взрывоопасности  $K_{st}$  от энергии источника зажигания в испытательной бомбе [7]. Поскольку перечисленные особенности не характерны для газозвездных смесей [8], методы исследования горения которых в значительной степени заимствованы специалистами по горению аэрозвесей [9], причину появления особенностей следует искать в отличиях горения газо- и пылевоздушных смесей [10].

Существует предположение о необходимости уточнения роли теплопередачи излучением для понимания некоторых из упомянутых особенностей горения газозвесей [11], поскольку влияние радиации продуктов горения на воспроизведение пламени [12] давно относится к фундаментальному отличию горючих пыле- и газозвездных смесей [13]. Ввиду сложности проблемы всеобъемлющего описания влияния излучения на горение газозвесей [14], в настоящей работе рассмотрим лишь один из ее аспектов, а именно — оценку глубины  $S_R$ ,

на которую прогревается свежая газозвесь тепловым излучением нагретых продуктов ее горения.

В научных работах обычно полагают, что  $S_R$  сопоставима с длиной  $L_R$  свободного пробега излучения в газозвеси (см., например, [15–17]):

$$S_R \approx L_R. \quad (1)$$

В [18] на основе численного моделирования распространения ламинарного пламени по горючей газозвездной смеси, в которой взвешены мелкие негорючие частицы тугоплавкого материала, экранирующие тепловое излучение продуктов гомогенного горения, получено иное соотношение:

$$S_R \gg L_R, \quad (2)$$

которое авторы [18] объясняют учетом переизлучения тепловой энергии в газозвеси (далее, для краткости, — переизлучения).

Ввиду известных преимуществ аналитических оценок, позволяющих ускорить понимание физической природы исследуемого явления [19], представляется целесообразным определить условия правомерности использования правил (1) и (2) на основе соответствующей этой цели простой модели радиационного теплопереноса в газозвеси. Такая задача поставлена перед настоящей работой.

## Постановка задачи

Взвесь неподвижных друг относительно друга и равномерно распределенных в вакууме монодисперсных частиц из тугоплавкого материала с интегральной степенью черноты  $\varepsilon_T$ , имеющая первоначальную температуру  $T_0$ , занимает все полупространство  $x \leq 0$ . Взвесь движется с постоянной скоростью  $V$  вдоль оси  $x$  в полупространство  $x > 0$ . Плоскость  $x = 0$  представляет собой излучающую

<sup>1</sup> Свойства вещества: 1,3,5-триазин-2,4,6-триамин. URL: <http://chemister.ru/Database/properties.php?dbid=1&id=1475>

тепло однородно нагретую абсолютно черную поверхность, проникаемую для частиц и имеющую постоянную температуру  $T_b \gg T_0$ . Поскольку частицы идентичны, температуры частиц, расположенных на одинаковом расстоянии от излучающей плоскости, равны. Требуется определить стационарное распределение температуры взвеси в области  $x \leq 0$ .

Прототипом формулируемой задачи является упомянутый выше пример из работы [18]: плоскость  $x = 0$  отвечает положению гомогенного фронта пламени,  $T_0$  и  $T_b$  — начальной температуре газ-взвеси и эффективной температуре продуктов горения соответственно,  $V$  — скорости распространения пламени. Для концентрации усилий на исследовании особенностей радиационного теплообмена постановка задачи исключает газовую фазу и все связанные с ее присутствием в прототипе эффекты переноса тепла и импульса.

Предполагается также, что электромагнитное поле в области  $x < 0$  состоит из двух противоположно направленных одномерных потоков электромагнитной энергии, параллельных оси  $x$ . Описание взаимодействия излучения и частиц, имеющих форму куба с ребрами, ориентированными параллельно координатным осям, использует приближение геометрической оптики. Оптически тонкий слой взвеси с температурой  $T$  эквивалентен поверхности с площадью, равной суммарной площади проекций частиц слоя на плоскость  $x = 0$  в части следующих процессов. Поверхность излучает тепловую энергию с интенсивностью  $\varepsilon_T \sigma T^4$  (в каждом из двух направлений, параллельных оси  $x$ ) и трансформирует направленный на нее поток электромагнитной энергии, поглощая и отражая в пропорции  $\varepsilon_T$ :  $(1 - \varepsilon_T)$  соответственно. Описание распределения частиц использует непрерывное гидродинамическое приближение. Температура внутри частицы одинакова.

Здесь и в дальнейшем используются следующие обозначения величин:  $x$  — декартова координата, м;  $V$  — скорость потока частиц, м·с<sup>-1</sup>;  $T$ ,  $T_0$  — температура частиц и ее начальное значение, К;  $T_b$  — температура греющего взвесь тела, К;  $n$  — количество частиц в единице объема взвеси, м<sup>-3</sup>;  $c_p$  — теплоемкость единицы объема взвеси, Дж·К<sup>-1</sup>·м<sup>-3</sup>;  $s$  — площадь проекции частицы на плоскость  $x = 0$ , м<sup>2</sup>;  $L_R = (ns)^{-1}$  — длина свободного пробега излучения во взвеси, м;  $q_1$ ,  $q_2$  — плотность потока электромагнитной энергии в направлении, соответственно противоположном оси  $x$ , и в направлении оси  $x$ , Вт·м<sup>-2</sup>;  $s = 5,6 \cdot 10^{-8}$  Вт·м<sup>-2</sup>·К<sup>-4</sup> — постоянная Стефана — Больцмана;  $S_R$  — характерный масштаб изменения температуры в слое взвеси, прилегающем к плоскости  $x = 0$ , м; штрих (') при величине означает производную величины по координате. Обозна-

чения безразмерных параметров:  $v = c_p V / (s T_b^3)$ ;  $\Theta = v^{-1/3} (T / T_b)$ ,  $\Theta_0 = v^{-1/3} (T_0 / T_b)$ ;  $\Theta_b = v^{-1/3}$ ;  $\chi = x / L_R$ ;  $\chi_S = S_R / L_R$ ;  $\chi^*$  — размер области выполнения условия (19).

### Описание математической модели

Запись уравнений задачи использует закон сохранения энергии:

$$q'_1 = \varepsilon_T n s q_1 + (1 - \varepsilon_T) n s q_1 - \varepsilon_T n s \sigma T^4 - (1 - \varepsilon_T) n s q_2; \quad (3)$$

$$q'_2 = -\varepsilon_T n s q_2 - (1 - \varepsilon_T) n s q_2 + \varepsilon_T n s \sigma T^4 + (1 - \varepsilon_T) n s q_1; \quad (4)$$

$$V c_p T' = q'_1 - q'_2. \quad (5)$$

Первые два уравнения описывают баланс энергии в потоках электромагнитной энергии, третье уравнение — баланс энергии частиц, взаимодействующих с упомянутыми потоками. Первое, второе, третье и четвертое слагаемые правой части (3) и (4) отвечают соответственно за поглощение и отражение частицами падающего на них потока электромагнитной энергии выбранного направления, добавление к этому потоку теплового излучения частиц и отражение падающего на частицы потока энергии противоположного направления.

Граничные условия системы уравнений (3)–(5) имеют вид:

$$T(-\infty) = T_0; \quad (6)$$

$$q_1(0) = s T_b^4. \quad (7)$$

Интегрирование (5) с учетом (6) дает

$$V c_p (T - T_0) = q_1 - q_2. \quad (8)$$

Из (3), (4) и (8) несложно получить уравнение для температуры взвеси в виде

$$L_R^2 T'' + \left[ 8 \varepsilon_T \sigma T^3 / (V c_p) \right] L_R T' - \varepsilon_T (2 - \varepsilon_T) (T - T_0) = 0. \quad (9)$$

Используя (3)–(5) и (8) для определения соотношений между значениями переменных задачи при  $x = 0$ , приведем (7) к виду

$$\sigma T^4(0) + 0,5 c_p V [L_R T'(0) / \varepsilon_T + T(0) - T_0] = \sigma T_b^4. \quad (10)$$

Поставленная в работе задача сводится к решению уравнения (9) с граничными условиями (6) и (10).

### Решение задачи

Общее решение нелинейного дифференциального уравнения (9) представляется автору недо-

ступным. В связи с этим ниже будут рассмотрены два частных случая задачи, позволяющие определить условие правомерности использования (1) и (2) в аналитической форме. Для пояснения выбора этих случаев отметим следующие обстоятельства, связанные со слагаемыми левой части (9).

Влияние переизлучения на распределение температуры взвеси определяется вторым слагаемым, поскольку данное слагаемое исчезает при  $s = 0$ . На результат сравнения первого и второго слагаемых (с целью пренебрежения в уравнении наименьшей величиной) влияет скорость взвеси  $V$  в знаменателе второго слагаемого. В случае высокой скорости вторым слагаемым (переизлучением) можно пренебречь. В случае низкой скорости, когда распределение температуры во взвеси регулируется переизлучением, можно пренебречь первым слагаемым.

Переводя в (9), (6) и (10) к безразмерным параметрам, получим соответственно

$$\Theta'' + 8\varepsilon_T \Theta^3 \Theta' - (2\varepsilon_T - \varepsilon_T^2)(\Theta - \Theta_0) = 0; \quad (11)$$

$$\Theta(-\infty) = \Theta_0; \quad (12)$$

$$\Theta^4(0) + 0,5[\Theta'(0)/\varepsilon_T + \Theta(0) - \Theta_0] = \Theta_b^4. \quad (13)$$

Рассмотрим случай большой скорости взвеси, при котором

$$|\Theta''| \gg |8\varepsilon_T \Theta^3 \Theta'|. \quad (14)$$

Уравнение (11) примет вид

$$\Theta'' - (2\varepsilon_T - \varepsilon_T^2)(\Theta - \Theta_0) \approx 0.$$

С учетом (12) решение полученного уравнения в полупространстве  $\chi < 0$  имеет вид

$$(\Theta - \Theta_0) \approx [\Theta(0) - \Theta_0] \exp \left[ (2\varepsilon_T - \varepsilon_T^2)^{0,5} \chi \right], \quad (15)$$

из которого следует

$$\chi_s \approx (2\varepsilon_T - \varepsilon_T^2)^{-0,5}. \quad (16)$$

Согласно (16) при значении  $\varepsilon_T$  порядка 0,4 и более реализуется правило (1):  $\chi_s \approx 1$ . Из (13) с учетом оценки  $\Theta^4(0) \ll \Theta(0)$  и  $\Theta_0 \ll \Theta_b^4$  получим

$$\Theta(0) \approx \Theta_0 + 2(\Theta_b/v) / \left[ 1 + (2/\varepsilon_T - 1)^{0,5} \right]. \quad (17)$$

Подстановка (15) в (14) с учетом (17) приводит к условию

$$v \geq 2,8\varepsilon_T^{0,5}, \quad (18)$$

которое обеспечивает выполнение неравенства (14) с не менее чем 5-кратным запасом.

Таким образом, правило (1) реализуется при достаточно высоких значениях скорости взвеси (18) и интегральной степени черноты материала частиц  $\varepsilon_T \geq 0,4$ .

Рассмотрим случай малой скорости взвеси, когда

$$|\Theta''| \ll |8\varepsilon_T \Theta^3 \Theta'|. \quad (19)$$

Будем полагать скорость взвеси достаточно малой, чтобы частицы, пересекающие плоскость  $\chi = 0$ , успевали нагреться до температуры, близкой к  $\Theta_b$ . Верхнюю границу такого диапазона скоростей взвеси оценим, используя (17), где примем  $\Theta(0) \approx \Theta_b$ . Получим

$$v \leq 2 / \left[ 1 + (2/\varepsilon_T - 1)^{0,5} \right]. \quad (20)$$

С учетом (19) и (20), уравнение (11) примет вид

$$8\Theta^3 \Theta - (2 - \varepsilon_T) \cdot (\Theta - \Theta_0) \approx 0 \quad (21)$$

с граничным условием  $\Theta(0) \approx \Theta_b$ . Как покажут дальнейшие расчеты, выполнить условие (19) возможно только в ограниченном слое взвеси, прилегающем к плоскости  $\chi = 0$ . Толщину этого слоя взвеси обозначим символом  $\chi^*$  и построим решение (21) для него.

Температуру в рассматриваемом слое взвеси оценим первыми членами разложения в ряд Тейлора:

$$\Theta \approx \Theta_b + \Theta'(0)\chi + 0,5\Theta''(0)\chi^2, \quad \chi^* \leq \chi < 0. \quad (22)$$

Коэффициенты разложения несложно получить из интеграла уравнения (21):

$$\begin{aligned} & \Theta^3 - \Theta_b^3) / 3 + \Theta_0 (\Theta^2 - \Theta_b^2) / 2 + \Theta_0^2 (\Theta - \Theta_b) \cdot \\ & + \Theta_0^3 \ln [(\Theta - \Theta_0) / (\Theta_b - \Theta_0)] \approx \chi (2 - \varepsilon_T) / 8. \end{aligned}$$

После несложных преобразований имеем

$$\Theta'(0) \approx (2 - \varepsilon_T)(\Theta_b - \Theta_0) / (2\Theta_b)^3;$$

$$\Theta''(0) \approx -(2 - \varepsilon_T)^2 (2 - 3\Theta_0/\Theta_b)(\Theta_b - \Theta_0) / (2\Theta_b)^6.$$

Характерный масштаб зоны прогрева взвеси  $\chi_S$  определяется условием  $\Theta(-\chi_S) \approx \Theta_0$ , из которого с учетом  $\Theta_0 \ll \Theta_b$  следует

$$\chi_S \approx \frac{\left[ \frac{8}{(2 - \varepsilon_T)} \right] \Theta_b^3 \left[ (5 - 6 \Theta_0 / \Theta_b)^{0.5} - 1 \right]}{(2 - 3 \Theta_0 / \Theta_b) \approx 5 v^{-1} / (2 - \varepsilon_T)}. \quad (23)$$

Подстановка (22) в (19) позволяет определить толщину  $\chi^*$  рассматриваемого слоя взвеси, для которого неравенство (19) выполняется с 5-кратным запасом

$$\chi^* \approx \frac{8}{(2 - \varepsilon_T)} \left( 1 - \frac{5(2 - \varepsilon_T)^2}{32 \varepsilon_T} \right).$$

Сопоставимость  $\chi_S$  и  $\chi^*$  подтверждает правомерность оценки (23).

Согласно (20) и (23)  $\chi_S \gg 1$ , т.е. для рассмотренного случая малой скорости взвеси справедливо правило (2).

На рисунке приводится качественное представление о характерных особенностях зависимости температуры взвеси, движущейся (слева направо) к излучающей поверхности ( $x = 0$ ), от координаты  $x$  для рассмотренных выше режимов движения взвеси.

### Обсуждение решения

В рамках задачи (11)–(13) глубина прогрева взвеси  $\chi_S$  может быть функцией только трех параметров  $\Theta_0$ ,  $\Theta_b$  (или  $v = \Theta_b^3$ ) и  $\varepsilon_T$ . Поскольку  $\Theta_b \gg \Theta_0$ , влиянием  $\Theta_0$  на  $\chi_S$  согласно результатам предыдущего раздела работы оказалось возможным пренебречь.

Зависимость  $\chi_S$  от  $v$  и  $\varepsilon_T$  имеет вид:

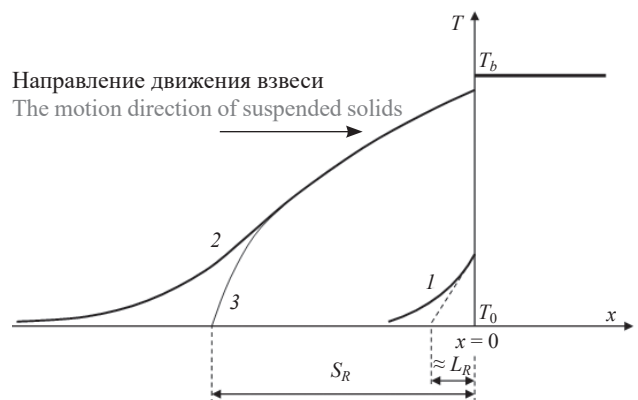
$$\chi_S \approx \begin{cases} 1, & \text{если } v \geq 2,8 \varepsilon_T^{0.5}; \\ \frac{5v^{-1}}{2 - \varepsilon_T}, & \text{если } v \leq \frac{2}{1 + \left( \frac{2 - \varepsilon_T}{\varepsilon_T} \right)^{0.5}} \approx 1,2 \varepsilon_T^{0.5}, \end{cases} \quad (24)$$

где верхняя и нижняя строчки относятся соответственно к быстрому и медленному режиму движения взвеси.

В промежуточном режиме движения взвеси  $c_S$  монотонно растет по мере снижения  $n$  от нижней границы быстрого режима движения взвеси к верхней границе медленного режима движения взвеси. Относительная точность степенной аппроксимации в нижней строчке (24) не хуже 20 % в диапазоне  $0,01 \leq \varepsilon_T \leq 1$ .

Оценим  $\chi_S$  для случая распространения ламинарного плоского пламени по горючей газозвдушной смеси, в которой распылены тугоплавкие инертные частицы, с исходными данными [18]:  $T_0 = 300$  К;  $T_b \approx 3000$  К  $\gg T_0$ ;  $V \approx 0,5$  м·с<sup>-1</sup>;  $\varepsilon_T = 1$ ;  $\rho_s = 0,09$  кг/м<sup>3</sup>;  $c_p \approx 1500$  Дж·м<sup>-3</sup>·К<sup>-1</sup>;  $d_s = 1,5$  мкм;  $L_R = 22$  мм. При отсутствии газовой фазы (которой не было в рамках упрощенного моделирования переизлучения) здесь и далее будем учитывать путем изменения теплоемкости единицы объема взвеси, а именно, будем полагать значение  $c_p$  равным сумме теплоемкостей дисперсной и газовой фаз, поскольку, как показывают оценки, характерный масштаб отставания температуры газовой фазы от температуры частиц намного меньше  $L_R$ . Для приведенных выше данных получим  $v = 0,5$  (низкоскоростной режим движения пламени) и согласно (24)  $\chi_S \approx 10 \gg 1$ , что соответствует правилу (2). Выполненная аналитическая оценка подтверждает вывод [18], полученный методом численного моделирования.

Дополнительно отметим, что расчетная оценка, отвечающая низкоскоростному режиму движения пламени, свидетельствует о высокой конечной температуре свежей смеси (см. рисунок). Это обстоятельство делает возможным самовоспламенение реальной горючей газозвеси на некотором расстоянии от источника теплового излучения, что не предусмотрено в упомянутой модели. Таким образом, упомянутая оценка указывает на необходимость расширения перечня физико-химических процессов, которые с необходимостью следует учесть при моделировании горения газодисперсной системы.



Зависимость температуры взвеси  $T$  от координаты  $x$ : 1 — случай высокой скорости взвеси ( $S_R \approx L_R$ ); 2 — случай малой скорости взвеси ( $S_R \gg L_R$ ); 3 — аппроксимация кривой 2 функцией (22)

Dependence of particle temperature  $T$  on coordinate  $x$ : 1 — the case of high velocity of suspended solids ( $S_R \approx L_R$ ); 2 — the case of low velocity of suspended solids ( $S_R \gg L_R$ ); 3 — approximation of curve 2 using function (22)



Оценим  $\chi_S$  для случая экспериментального исследования распространения слаботурбулизированного пламени по смеси метана (5,1 % об.) с воздухом, в которой распылены частицы диоксида кремния, с исходными данными [20]:  $T_0 = 300$  К;  $T_b \approx 1500$  К  $\gg T_0$ ;  $V \approx 0,5$  м·с<sup>-1</sup>;  $\varepsilon_T = 1$ ;  $\rho_s \approx 0,1$  кг/м<sup>3</sup>;  $c_p \approx 1500$  Дж·м<sup>-3</sup>·К<sup>-1</sup>;  $d_s = 30$  мкм;  $L_R = 300$  мм. Полагая масштаб турбулентности намного меньшим  $L_R$  (чтобы сохранить предположения упрощенной модели переизлучения) для приведенных выше данных, получим  $\nu \approx 4$ , т.е. высокоскоростной режим движения пламени. Согласно (24) в этом случае  $\chi_S \approx 1$ , что соответствует правилу (1). При этом наблюдается умеренный прирост температуры газовзвеси (см. рисунок). Однако модельная оценка наибольшего прироста температуры частиц (около 300 К) на порядок превышает результаты измерения (около 30 К и менее). Последнее можно объяснить выходом излучения за пределы взвеси из-за намного меньшего по сравнению с  $L_R$  поперечного размера вертикального канала (1200 × 50 × 50 мм), в котором наблюдали распространение пламени в [20] и завышенной оценкой  $\varepsilon_T$  для кварца.

Таким образом, при горении запыленных инертными частицами горючих газозвоздушных смесей может выполняться как правило (1), так и правило (2) в зависимости от скорости пламени и температуры горения.

### Выводы

В рамках одномерного моделирования рассмотрена задача о стационарном распределении тем-

пературы в потоке взвешенных в вакууме первоначально холодных монодисперсных инертных частиц, движущихся к равномерно нагретой абсолютно черной поверхности, проникаемой для частиц. В модели использовали ряд упрощающих решение задачи допущений: геометрический подход к описанию взаимодействия частиц и теплового излучения; непрерывное описание распределения частиц в пространстве, отсутствие градиента температуры внутри частицы. Получены аналитические решения задачи для случая больших и малых скоростей движения взвеси.

Для малых скоростей движения взвеси  $V < 1,2V^*$  глубина  $S_R$  проникновения тепла от излучения продуктов горения в свежую газозвесь намного превышает длину свободного пробега излучения  $L_R$  в газозвеси:  $S_R \gg L_R$ . Для больших скоростей движения взвеси  $V > 2,8V^*$  справедливо соотношение  $S_R \approx L_R$ . Здесь  $V^* = \varepsilon_T^{0,5} \sigma T_b^3 / c_p$ ;  $\varepsilon_T$  — интегральная степень черноты материала частиц;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $T_b$  — температура греющей взвесь поверхности;  $c_p$  — теплоемкость единицы объема взвеси.

При распространении результатов моделирования на горящие газозвеси следует под величиной  $c_p$  понимать теплоемкость единицы объема газозвеси. При расчетном выявлении низкоскоростного режима движения пламени следует корректировать метод моделирования с учетом возможности самовоспламенения газозвеси.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bartsch W. Explosionen, Ablauf und Schutzmaßnahmen. Berlin, Springer-Verlag, 1980. 266 p.
2. Skjold T., Eckhoff R. Dust explosions in the process industries: Research in the twenty-first century // Chemical Engineering Transactions. 2016. Vol. 48. Pp. 337–342. DOI: 10.3303/CET1648057
3. Полетаев Н.Л. О критерии взрывоопасности аэрозвеси // Пожарная безопасность. 2018. № 3. С. 49–60.
4. Schwenzfeuer K., Glor M., Gitzi A. Relation between ignition energy and limiting oxygen concentration for powders // Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries. Amsterdam : Elsevier, 2001. Pp. 909–916. DOI: 10.1016/B978-044450699-3/50011-2
5. Полетаев Н.Л. О взрывоопасности аэрозвеси меламина // Пожаровзрывобезопасность / Fire and Explosion Safety. 2017. Т. 26. № 9. С. 15–28. DOI: 10.18322/PVB.2017.26.09.15-28 URL: <https://www.fire-smi.ru/jour/article/view/82>
6. Haynes W.M. CRC Handbook of chemistry and physics. 95ed. CRC Press, 2014. Pp. 3–516.
7. Cesana C., Siwek R. Handbuch der 20-l-Apparatur 7.1. TÜV SÜD Schweiz AG, Bettingen, 2016. 56 p.
8. Williams F. Combustion theory. Second Edition. Westview Press, 1985. 704 p.
9. Eckhoff R.K. Dust explosions in the process industries. 3rd ed. Boston : Gulf Professional Publishing/Elsevier, 2003. 720 p.
10. Eckhoff R.K. Differences and similarities of gas and dust explosions: A critical evaluation of the European 'ATEX' directives in relation to dusts // Journal of Loss Prevention in the Process Industries. 2006. Vol. 19. Issue 6. Pp. 553–560. DOI: 10.1016/j.jlp.2006.01.001

11. Proust C., Ben Moussa R., Guessasma M., Saleh K., Fortin J. Thermal radiation in dust flame propagation // *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*. 2017. Vol. 49. Pp. 896–904. DOI: 10.1016/j.jlp.2017.01.002
12. Leuschke G. Beiträge zur Erforschung des Mechanismus der Flammenausbreitung in Staubwolken // *Staub*. 1965. Vol. 25. Pp. 180–186.
13. Cassel H.M. Some Fundamental Aspects of Dust Flames. Reports of Investigations 6551. Washington, DC : U.S. Bureau of Mines. 1964.
14. Proust C., Moussa R. Understanding the role of thermal radiation in dust flame propagation // 13th International Symposium on Hazards, Prevention and Mitigation of Industrial Explosions, Proceedings. Braunschweig, Germany, 2020. Pp. 270–283. DOI: 10.7795/810.20200724
15. Руманов Э.Н., Хайкин Б.И. Режимы распространения пламени по взвеси частиц в газе // *Горение и взрыв*. М. : Наука, 1972. С. 161–165.
16. Sidorov A.E., Shevchuk V.G. Laminar flame in fine-particle dusts // *Combustion, Explosion, and Shock Waves*. 2011. No. 5. Pp. 518–522. DOI: 10.1134/S0010508211050042
17. Julien P., Vickery J., Whiteley S., Wright A., Goroshin S., Bergthorson J.M., Frost D.L. Effect of scale on freely propagating flames in aluminum dust clouds // *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*. 2015. Vol. 36. Pp. 230–236. DOI: 10.1016/j.jlp.2014.12.022
18. Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A. Ignition of deflagration and detonation ahead of the flame due to radiative preheating of suspended micro particles // *Combustion and Flame*. 2015. Vol. 162. No. 10. Pp. 3612–3621. DOI: 10.1016/j.combustflame.2015.06.018
19. Zeldovich I.A., Barenblatt G.I., Librovich V.B., Makhviladze G.M. Mathematical theory of combustion and explosions. New York, NY : Consultants Bureau, 1985.
20. Coral P., Klemens R., Wolanski P. Mechanism of gas flame acceleration in the presence of neutral particles // *Dynamics of Reactive Systems Part I: Flames; Part II: Heterogeneous Combustion and Applications*. 1988. Vol. 113. Pp. 325–335. DOI: 10.2514/5.9781600865879.0325.0335

## REFERENCES

1. Bartknecht W. *Explosionen: Ablauf und Schutzmaßnahmen*. Berlin, Springer-Verlag, 1980; 259. (ger).
2. Skjold T., Eckhoff R. Dust explosions in the process industries: Research in the twenty-first century. *Chemical Engineering Transactions*. 2016; 48:337–342. DOI: 10.3303/CET1648057
3. Poletaev N.L. About criterion of dust explosibility. *Pozharnaya bezopasnost' / Fire Safety*. 2018; 3:49–60. (rus).
4. Schwenzfeuer K., Glor M., Gitzi A. Relation between ignition energy and limiting oxygen concentration for powders. *Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries*. Amsterdam, Elsevier, 2001; 909–916. DOI: 10.1016/B978-044450699-3/50011-2
5. Poletaev N. L. On explosibility of melamine dust/air mixture. *Pozharovzryvbezopasnost' / Fire and Explosion Safety*. 2017; 26(9):15–28. DOI: 10.18322/PVB.2017.26.09.15–28 URL: <https://www.fire-smi.ru/jour/article/view/82> (rus).
6. Haynes W.M. *CRC Handbook of chemistry and physics*. 95ed. CRC Press, 2014; 3–516.
7. Cesana C., Siwek R. *Handbuch der 20-l-Apparatur 7.1*. TÜV SÜD Schweiz AG, Bettingen, 2016; 56. (ger).
8. Williams F. *Combustion theory*. Second Edition. Westview Press, 1985; 704.
9. Eckhoff R.K. *Dust explosions in the process industries*. 3rd ed. Boston, Gulf Professional Publishing/Elsevier, 2003; 720.
10. Eckhoff R.K. Differences and similarities of gas and dust explosions: A critical evaluation of the European 'ATEX' directives in relation to dusts. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*. 2006; 19(6):553–560. DOI: 10.1016/j.jlp.2006.01.001
11. Proust C., Ben Moussa R., Guessasma M., Saleh K., Fortin J. Thermal radiation in dust flame propagation. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*. 2017. Vol. 49. Pp. 896–904. DOI: 10.1016/j.jlp.2017.01.002
12. Leuschke G. Beiträge zur Erforschung des Mechanismus der Flammenausbreitung in Staubwolken. *Staub*. 1965; 25:180–186. (ger).
13. Cassel H.M. *Some fundamental aspects of dust flames*. Reports of Investigations 6551. Washington, DC : U.S. Bureau of Mines. 1964.

14. Proust C., Moussa R. Understanding the role of thermal radiation in dust flame propagation. *13th International Symposium on Hazards, Prevention and Mitigation of Industrial Explosions, Proceedings*. Braunschweig, Germany, 2020; 270-283. DOI: 10.7795/810.20200724
15. Rumanov E.N., Khaikin B.I. *Regimes of flame propagation along a suspension of particles in a gas. Combustion and Explosion*. Moscow, Nauka Publ., 1972; 161-165. (rus).
16. Sidorov A.E., Shevchuk V.G. Laminar flame in fine-particle dusts. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*. 2011; 5:518-522. DOI: 10.1134/S0010508211050042
17. Julien P., Vickery J., Whiteley S., Wright A., Goroshin S., Bergthorson J.M., Frost D.L. Effect of scale on freely propagating flames in aluminum dust clouds. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*. 2015; 36: 230-236. DOI: 10.1016/j.jlp.2014.12.022
18. Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A. Ignition of deflagration and detonation ahead of the flame due to radiative preheating of suspended micro particles. *Combustion and Flame*. 2015; 162(10):3612-3621. DOI: 10.1016/j.combustflame.2015.06.018
19. Zeldovich Ia.B., Barenblatt G.I., Librovich V.B., Makhviladze G.M. *Mathematical theory of combustion and explosions*. New York, NY, Consultants Bureau, 1985.
20. Coral P., Klemens R., Wolanski P. Mechanism of gas flame acceleration in the presence of neutral particles. *Dynamics of Reactive Systems. Part I: Flames; Part II: Heterogeneous Combustion and Applications*. 1988; 113:325-335. DOI: 10.2514/5.9781600865879.0325.0335

Поступила 07.12.2020, после доработки 29.01.2021;

принята к публикации 05.02.2021

Received December 7, 2020; Received in revised form January 29, 2021;

Accepted February 5, 2021

### Информация об авторе

**ПОЛЕТАЕВ Николай Львович**, д-р техн. наук, ведущий научный сотрудник, Всероссийский ордена «Знак Почета» научно-исследовательский институт противопожарной обороны Министерства Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий, г. Балашиха, Российская Федерация; РИНЦ ID: 1093620; ORCID: 0000-0003-2586-8597; e-mail: nlpvniipo@mail.ru

### Information about the author

**Nikolay L. POLETAEV**, Dr. Sci. (Eng.), Leading Researcher, All-Russian Research Institute for Fire Protection of Ministry of Russian Federation for Civil Defense, Emergencies and Elimination of Consequences of Natural Disasters, Balashikha, Moscow Region, Russian Federation; ID RISC:1093620; ORCID: 0000-0003-2586-8597; e-mail: nlpvniipo@mail.ru