

А.Я. Шаршанов, канд. физ.-мат. наук, доцент, доцент, НУГЗУ

ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИУСА РАЗЛЕТА ИСКР ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ

(Представлено д-ром физ.-мат. наук Созником А.П.)

Рассмотрен вопрос об особенностях разлета искр горючих материалов по сравнению с негорючими. Показано, что горение в режиме тления существенно увеличивает время существования искры в качестве источника зажигания. Получены соотношения, позволяющие оценить радиус разлета искр тлеющего материала.

Ключевые слова: искра, горючий материал, тление, источник зажигания, радиус разлета.

Постановка проблемы. Одной из причин возникновения и распространения пожара является разлет высокотемпературных искр, выступающих в качестве источника зажигания. В связи с этим обстоятельством прогнозирование перемещения таких объектов и, особенно, их температурного режима является важной задачей обеспечения пожарной безопасности.

Анализ последних исследований и публикаций. Данная проблема рассматривается давно и с достаточной для целей практики точностью решена в случае искр негорючих материалов. В случае искр горючих материалов ситуация сложнее, однако, существующий ГОСТ, совпадающий с [1], для определения их пожарной опасности предлагает по существу методики, соответствующие негорючим материалам. Такой подход требует корректировки, так как энергетический баланс горящих и химически инертных искр существенно отличается. Постановка задачи движения горящих искр известна, и в связи с относительно малой скоростью изменения их массы, мало отличается от описания движения химически инертных искр. Значительно более сложная задача горения искр в потоке также исследована [2]. Для последовательного анализа поведения горящих искр необходимо объединить результаты кинематической и энергетической задач. На этом пути, ввиду сложности проблемы, возможно только численное решение. Цель данной статьи – в рамках разумных упрощений получить относительно простые аналитические соотношения, позволяющие оценить пожарную опасность горящих искр.

Постановка задачи и ее решение. В данной работе рассматривается разлет под действием ветра искр горючего материала, занесенных на высоту, например, восходящими конвективными потоками пожара. Уравнение движения таких искр имеет известный вид:

$$m \cdot \frac{d\vec{w}}{d\tau} = m \cdot \vec{g} - C_f \cdot F_f \cdot \rho_a \cdot \frac{|\vec{w} - \vec{w}_a|}{2} \cdot (\vec{w} - \vec{w}_a), \quad (1)$$

где τ – время, с; $m(\tau)$ – масса искры, кг; $\vec{w}(\tau)$ и \vec{w}_a – векторы скорости частицы и ветра, соответственно, $m \cdot c^{-1}$; \vec{g} – вектор ускорения свободного падения, $m \cdot c^{-2}$; C_f – коэффициент формы (безразмерная величина ~ 1); F_f – площадь проекции поверхности искры на плоскость, перпендикулярную направлению вектора скорости движения искры относительно среды, m^2 ; (так в случае искр сферической формы $C_f = 0.47$, а $F_f = \pi \cdot d^2/4$, где d – диаметр искры, м); ρ_a – плотность воздуха, $kg \cdot m^{-3}$.

Уравнение (1) написано в пренебрежении связанными с изменениями массы реактивными эффектами, что оправдано малостью таких эффектов. Из правой части уравнения (1) также выброшено линейное по скорости движения слагаемое, связанное с вязкостью среды. Оно мало по параметру Re^{-1} , где символом Re обозначен критерий Рейнольдса:

$$Re = \frac{|\vec{w} - \vec{w}_a| \cdot L}{\nu_a}, \quad (2)$$

где ν_a – коэффициент кинематической вязкости воздуха, $m^2 \cdot c^{-1}$; L – характерный размер задачи, м (в случае искр сферической формы $L=d$). Большая величина Re обусловлена малой вязкостью воздуха и относительно большим ($L \geq 0.5$ мм) размером искр (искры меньших размеров практически пожаробезопасны и поэтому тут не рассматриваются).

Уравнение энергетического баланса искры имеет вид:

$$m \cdot c_p \cdot \frac{d\bar{T}}{d\tau} = -\frac{dm}{d\tau} \cdot \sum_i g_i \cdot [\Delta H_i - k_i \cdot c_{p,gi} \cdot (T - T_a)] - \alpha \cdot (T - T_a) \cdot F, \quad (3)$$

где $\bar{T}(\tau)$, $T(\tau)$ и T_a – температуры: средняя искры, поверхности искры и воздуха, соответственно, К; c_p и $c_{p,gi}$ – значение изобарной теплоемкости среднее по объему искры материала искры и газовых продуктов сгорания при i -ом варианте реакции горения, соответственно, Дж \cdot кг $^{-1}$ \cdot К $^{-1}$; $g_i = dm_i/dm$ – массовая доля горючего, прореагировавшего по i -му варианту реакции горения; ΔH_i – тепловой эффект i -

го варианта реакции горения, в расчете на единицу массы исходного горючего, Дж · кг⁻¹; $k_i = dm_{gi} / dm_i$, где dm_{gi} - масса газовых продуктов сгорания, уходящих от искры при сгорании массы dm_i искры в i -ом варианте реакции горения, кг; α – среднее по поверхности искры значение коэффициента теплоотдачи, Вт · м⁻² · К⁻¹; F - площадь поверхности искры, м².

Формула (3) отображает возможное увеличение температуры искры за счет выделения энергии химической связи (ΔH_i) в процессе горения. Второе слагаемое в квадратных скобках учитывает унос энергии от искры с продуктами горения, последнее слагаемое отображает унос энергии обычной конвективной теплоотдачей и тепловым излучением. В соответствии с этим представлением коэффициент теплоотдачи подразделяется на две части: $\alpha = \alpha_{con} + \alpha_{rad}$.

Величину коэффициента конвективной теплоотдачи от искры к воздуху α_{con} с достаточной точностью можно определить по стандартной методике (см. в [1]). Сначала вычисляется критерий Рейнольдса (2). Затем определяется число Нуссельта

$$Nu = 0.62 \cdot Re^{0.5}. \quad (4)$$

Далее вычисляется коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_{con} = Nu \cdot \frac{\lambda_a}{L}, \quad (5)$$

где λ_a - коэффициент теплопроводности воздуха, Вт · м⁻¹ · К⁻¹.

Радиационная компонента коэффициента теплоотдачи оценивается соотношением

$$\alpha_{rad} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^3,$$

где ε – степень черноты поверхности искры; $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт · м⁻² · К⁻⁴ - постоянная излучения абсолютно черного тела.

Уравнение (3) позволяет оценить возможное время сохранения зажигающей способности Δt , с, и соответствующий радиус разлета искр ΔR , м. Предположим, что реализуется режим тления, при котором температура искры изменяется незначительно. В этом случае, пренебрегая в формуле (3) левой частью, получим соотношения

$$\Delta\tau = -\int \left[\frac{\overline{\Delta H}}{T - T_a} - \overline{k \cdot c_{p,g}} \right] \frac{dm}{\alpha \cdot F}. \quad (6)$$

При записи интеграла (6) используются обозначения

$$\overline{\Delta H} = \sum_i g_i \cdot \Delta H_i, \quad \overline{k \cdot c_{p,g}} = \sum_i g_i \cdot k_i \cdot c_{p,gi}.$$

Отметим, что величина $\overline{\Delta H}$ имеет смысл удельной теплоты сгорания, Дж · кг⁻¹, в рассматриваемом варианте горения. Интеграл (6) берется в пределах соответствующего изменения массы искры Δm , кг.

Существенное влияние на скорость выгорания оказывают как подвод кислорода к поверхности искры, так и отвод тепла от нее. Оба эти процесса зависят от скорости движения искры относительно воздуха ($\vec{W} - \vec{W}_a$). Анализ уравнения (1) показывает, что за характерное время порядка $\tau_0 = w_{z,s} / g$ искра выходит на квазистационарный режим движения, при котором горизонтальная компонента скорости искры совпадает со скоростью ветра \vec{W}_a , а вертикальная – стремится к скорости установившегося падения $\vec{W}_{z,s}$:

$$w_{z,s}(\tau) = \sqrt{\frac{2}{C_f} \cdot \frac{\rho}{\rho_a} \cdot g \cdot \frac{V}{F_f}}, \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (7)$$

где ρ и $V(\tau)$ – плотность материала частицы, кг · м⁻³, и ее объем, м³, соответственно.

Скорость (7) зависит от характерного размера L (пропорционального V/F_f), как \sqrt{L} . Это обстоятельство, совместно с соотношениями (2), (4), (5), приводит в режиме установившегося падения к слабой зависимости коэффициента конвективной теплоотдачи α_{con} от размера искры (так при уменьшении размера L от 10 мм до 1 мм относительное изменение коэффициента α_{con} не превышает 30%). Одновременно, вследствие подобия процессов тепло- и массоотдачи, ослаблена зависимость от L коэффициента массоотдачи процесса диффузии кислорода к поверхности искры. В результате в режиме установившегося падения и неизменной температуры практически неизменными остаются, определяемые скоростями реакций величины g_i , а вместе с ними и параметры $\overline{\Delta H}$ и $\overline{k \cdot c_{p,g}}$. Последнее обстоятельство позволяет упростить выражение (6). Для этого изменение массы искры в интеграле (6) будем оценивать выражением

$dm = \rho \cdot F \cdot dr$, где r представляет собой половину размера частицы. В результате, интегрируя, получим соотношения:

$$\Delta\tau = \left[\frac{\overline{\Delta H}}{T - T_a} - \overline{k \cdot c_{p,g}} \right] \frac{\rho \cdot \Delta r}{\alpha}, \text{ с,} \quad \Delta R = w_a \cdot \Delta\tau, \text{ м,} \quad (8)$$

где Δr – изменение r за время квазистационарного процесса, м; ΔR – соответствующий радиус разлета искр, м.

Аналогичным образом оценивается вертикальное перемещение искры ΔZ в квазистационарном режиме. Учтя, что $w_{z,s} \sim \sqrt{r}$, получим

$$\Delta Z = \frac{2}{3} \cdot \frac{\Delta(r \cdot w_{z,s})}{\Delta r} \cdot \Delta\tau, \text{ м,} \quad (9)$$

где $\Delta(r \cdot w_{z,s})$ обозначает изменение произведения $(r \cdot w_{z,s})$ за время процесса. Естественно необходимо, сравнивая вертикальное перемещение искры ΔZ с начальной высотой, учитывать возможность преждевременного падения, что ограничивает как $\Delta\tau$ так и ΔR .

В конце полета температура и размер искры должны обеспечивать возможность поджога (соответствующие условия изложены в [1]).

Проведенные численные оценки показывают, что искра древесного угля с начальным размером 5 мм за несколько секунд падения выходит на квазистационарном режим с температурой 870°C. Далее, сохраняя зажигательную способность, она будет падать около 35 с вплоть до достижения размера в 1 мм. При этом вниз она сместится на 150 м. При скорости ветра в $w_a = 6 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ ее снесет на $\Delta R \approx 200$ м. Отметим, что аналогичная химически инертная искра, в соответствии с методикой ГОСТа [1], охладится до безопасной температуры за ≈ 1 с.

Выводы. Рассмотрен вопрос об особенностях разлета искр горючих материалов по сравнению с негорючими. Показано, что горение в режиме тления существенно увеличивает время существования искры в качестве источника зажигания, по сравнению с негорючими искрами, что указывает на непригодность применения методик ГОСТа [1] в данном вопросе по отношению к горючим искрам. Получены соотношения, позволяющие оценить время и радиус разлета искр тлеющего материала, что важно при оценках опасности распространения пожара от крупных очагов (лесных пожаров). Как следует из соотношений (8), (9), существенным ограничением на радиус распространения является высота первоначального заброса искр.

ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ 12.1.004-91 Пожарная безопасность. Общие требования. — [Действительній с 1991-06-14]. — Москва: Издательство стандартов, 1992. — 78 с. — (Государственный стандарт Союза ССР).

2. Хитрин Л.Н. Физика горения и взрыва: учеб. пособие [для гос. университетов]/ Хитрин Лев Николаевич/ — Москва: Издательство МГУ, 1957. — 443 с.

nuczu.edu.ua

А.Я. Шаршанов

Особливості визначення радіуса розльоту іскор горючих матеріалів

Розглянуто питання щодо особливостей розльоту іскор горючих матеріалів у порівнянні з негорючими. Показано, що горіння у режимі тління суттєво збільшує час існування іскор у якості джерела запалювання. Отримані співвідношення дозволяють оцінити радіус розльоту іскор тліючого матеріалу.

Ключові слова: іскра, горючий матеріал, тління, джерело запалення, радіус розльоту.

A.Y. Sharshanov

Features determination of the radius scattering sparks of combustible materials.

Questions regarding the features of scattering sparks of combustible materials in comparison with flammable. Shown that the combustion mode corruption significantly increases the time of sparks as a source of ignition. Relations are obtained to assess the radius of scattering sparks decaying material.

Keywords: spark, combustible material, corruption, a source of ignition, the radius of dispersion.