

УДК 536.46

## ВРЕМЯ ЗАДЕРЖКИ ЗАЖИГАНИЯ ФТОР-ЭТИЛЕН-ПРОПИЛЕНОВОЙ ИЗОЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДКИ В УСЛОВИЯХ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В НЕВЕСОМОСТИ

K. Wang<sup>1</sup>, J. Fang<sup>1</sup>, J.-W. Wang<sup>1</sup>, S.-M. Zheng<sup>1</sup>, J.-F. Guan<sup>2</sup>, H. R. Shah<sup>1</sup>, J.-J. Wang<sup>1</sup>, Y.-M. Zhang<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Китайский университет науки и технологии, 230027 Хэфэй, Китай, fangjun@ustc.edu.cn

<sup>2</sup>Университет Цинхуа, Пекин, Китай

Исследовано зажигание фтор-этилен-пропиленовой (ФЭП) изоляции электропроводки при постоянном токе в условиях вынужденной конвекции в невесомости и при нормальной гравитации. Как в невесомости, так и при нормальной гравитации плавление и разложение ФЭП-изоляции вызывает взрывное формирование струи. Вынужденная конвекция и гравитация не оказывают существенного влияния на нагрев провода и на время задержки до взрыва. При этом длительность процесса пиролиза увеличивается при повышении скорости воздуха. В условиях невесомости возрастает интенсивность деформации поля скоростей потока газа. Как вынужденная конвекция, так и гравитация существенно влияют на время индукции, которое зависит от деформации поля скоростей и от числа Дамкёлера. Время индукции увеличивается при росте скорости воздуха и в условиях невесомости. Время задержки зажигания определяется темпом нагрева проволоки и временем, необходимым для взрыва. Увеличение времени задержки зажигания, связанное с увеличением скорости воздуха, обусловлено в условиях невесомости изменением времени индукции.

Ключевые слова: невесомость, зажигание, фтор-этилен-пропиленовая изоляция, взрыв, деформация потока.

DOI 10.15372/FGV20200404

### ВВЕДЕНИЕ

Зажигание твердых горючих материалов в невесомости рассматривалось в ряде теоретических и экспериментальных работ [1]. Предыдущие исследования были направлены на воспламенение полиметилметакрилата и тонких листов целлюлозы, нагреваемых внешним тепловым потоком [2–5].

Одной из возможных причин пожара на космическом корабле является горение электрической изоляции, вызванное коротким замыканием или перегрузкой электропроводки. Изоляция тонких проводов сильно искривлена. В случае перегрузки электропроводки самовоспламенение изоляции протекает не так, как в случае нагрева плоского слоя того же материала. Модель воспламенения изоляции и распро-

странения пламени по проводам в наземных условиях была построена в работе [6]. Интенсивные исследования самовоспламенения изоляции проводов в невесомости проводились в работах [7–10]. Рассматривались полиэтиленовая изоляция и такие аспекты зажигания, как критические условия, минимальная энергия зажигания, влияние концентрации кислорода и давления воздуха.

В то же время сополимер тетрафторэтилена и этилена и фторированный этиленпропилен (ФЭП) гораздо чаще используются в качестве электроизоляции в космических аппаратах, чем полиэтилен. По сравнению с полиэтиленом, фторированный этиленпропилен имеет в три раза большую теплоемкость и в два раза большую плотность, на 80 К более высокую температуру плавления и на 170 К более высокую температуру пиролиза. Пределы распространения пламени по поверхности сополимера тетрафторэтилена и этилена в качестве изоляции медных проводов, нагреваемых внешним радиационным тепловым пото-

© Wang K.<sup>1</sup>, Fang J.<sup>1</sup>, Wang J.-W.<sup>1</sup>, Zheng S.-M.<sup>1</sup>, Guan J.-F.<sup>2</sup>, Shah H. R.<sup>1</sup>, Wang J.-J.<sup>1</sup>, Zhang Y.-M.<sup>1</sup>, 2020.

<sup>1</sup>University of Science and Technology of China, State Key Laboratory of Fire Science, Hefei, Anhui, P. R. China.

<sup>2</sup>Tsinghua University, Hefei Institute for Public Safety Research, Hefei, Anhui, P. R. China.

ком, были изучены в работе [11]. Однако механизм спонтанного воспламенения электрической изоляции в невесомости остается неизученным. Недостаточно исследовано и влияние скорости потока воздуха на время задержки зажигания электроизоляции в невесомости.

В нашей недавней работе [12] было рассмотрено взрывное воспламенение ФЭП при зажигании электрической изоляции при давлениях ниже атмосферного и разных концентрациях кислорода. Установлено, что время задержки зажигания уменьшается при увеличении давления и концентрации кислорода. Показано, что сумма времени смешения и времени химической реакции, необходимых для достижения температуры зажигания, также уменьшается при увеличении давления и концентрации кислорода. Однако время задержки зажигания в невесомости в условиях вынужденной конвекции в [12] не изучалось.

В данной работе представлены результаты экспериментов по зажиганию электроизоляции из ФЭП при вертикальной вынужденной конвекции с разными скоростями воздуха в условиях кратковременной (3.5 с) невесомости в испытательной башне. Определялись время задержки зажигания и параметры дыма после воспламенения. Характеристики частиц дыма при горении ФЭП в невесомости и при вынужденной конвекции приведены в нашей статье [13]. Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию времени задержки зажигания в деформированном поле скоростей воздуха в условиях нормальной гравитации и в невесомости. Проанализирован взрывной процесс воспламенения, причем особое внимание уделено влиянию невесомости и деформации поля скоростей на число Дамкёлера и время задержки зажигания.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТЫ

### 1.1. Экспериментальная установка

Фотография экспериментальной установки, состоящей из модулей регистрации времени задержки зажигания, частиц аэрозоля и оптических свойств дыма, показана на рис. 1. Подробное описание приведено в работе [13], где изучались строение и концентрация частиц дыма, образующегося при горении ФЭП. Эксперименты выполнялись в Национальной лаборатории микрогравитации (Пекин, КНР). При



Рис. 1. Устройство для зажигания изоляции и сбора дыма

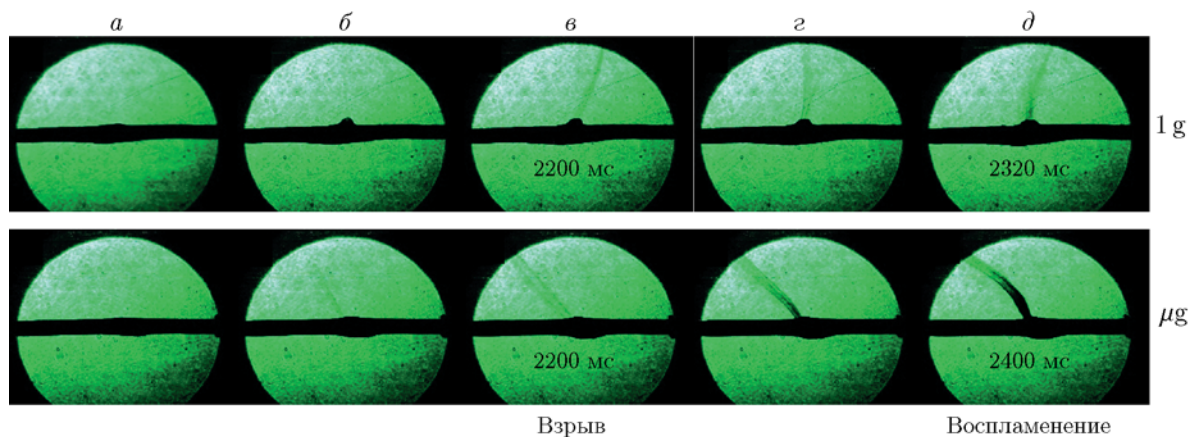
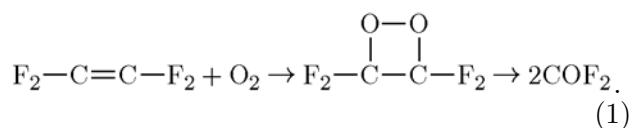
свободном падении установки в испытательной башне достигается значение  $10^{-5}g$  в течение примерно 3.5 с. Установка включает в себя камеру сгорания с расположенным в ней образцом изолированной проволоки, систему подачи и отвода воздуха, источник постоянного тока и две системы получения изображений. Ширина камеры сгорания 15 см, глубина 15 см и высота 25 см.

Образец состоит из никель-хромовой проволоки, покрытой изоляцией из ФЭП марки UL1886 Approval AWG 20. Толщина изоляции 0.075 мм, диаметр проволоки 1 мм, длина образца 50 мм. Свойства проволоки и изоляции: коэффициент теплопроводности  $k$ , удельная теплоемкость  $c$ , плотность  $\rho$ , электропроводность  $\rho_R$ , температура пиролиза  $T_p$ , степень черноты  $\varepsilon$ , поверхностное натяжение  $\delta$ , длина провода  $l$  — приведены в таблице. Электрическое сопротивление проволоки составляет примерно 0.1 Ом при комнатной температуре. Концы проволоки подсоединяются к электродам источника постоянного тока. В экспериментах устанавливали постоянный ток 60 А, что обеспечивало мощность джоулева тепловыделения  $\approx 0.367$  кВт.

Пиролиз твердого материала ФЭП описывается аррениусовской кинетикой нулевого порядка с кинетическими параметрами: предэкспоненциальный множитель  $A = 1 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$ , энергия активации  $E = 288.12$  кДж/моль [14]. Примерно 97 % продуктов разложения составляет  $\text{C}_2\text{F}_4$ . В работе [15] показано, что начало окисления  $\text{C}_2\text{F}_4$  вызвано атакой кислорода с образованием  $\text{COF}_2$  при участии диоксетана как промежуточного продукта:

Свойства никель-хромовой проволоки и изоляции из фторированного этилен-пропилена

Материал	$k$ , Вт/(м·К)	$c$ , Дж/(кг·К)	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\rho_R$ , Ом·м	$T_p$ , К	$\varepsilon$	$\delta$ , мН/м	$l$ , мм
Проволока	12.5	450	8 200	$1.6 \cdot 10^{-6}$	—	—	—	50
Изоляция	0.2	1 170	2 150	—	673	0.9	22.7	50

Рис. 2. Изображения в проходящем свете в неподвижном воздухе в невесомости ( $\mu\text{g}$ ) и при нормальной гравитации (1g)

По данным [15] для этой реакции  $A = 1 \cdot 10^{19}$  г/(м<sup>3</sup>·с),  $E/RT = 20.45$  при температуре  $T = 300$  К, теплота сгорания 10.6 кДж/г.

Нижняя часть камеры подсоединена к баллону с воздухом, что позволяет создавать вертикальный восходящий поток воздуха в камере. Расход воздуха регулируется редуктором и измеряется расходомером Alicat-KM7100 с точностью  $\pm(0.8\%$  цены деления  $+ 0.2\%$  полной шкалы). Вытяжной вентилятор установлен на верхнем выходном отверстии. Две микропористые алюминиевые сотовые сетки, расположенные во входном и выходном потоках воздуха, обеспечивали их равномерность. Система подачи и отвода воздуха создает вынужденный вертикальный поток воздуха со скоростями  $0.1 \div 0.5$  м/с.

Система получения изображений включает в себя высокоскоростную (1000 кадр/с) и низкоскоростную цифровую (100 кадр/с) видеокамеры для наблюдения пламени и получения изображений в проходящем свете, которые позволяют обнаружить взрыв и воспламенение. Оптический доступ обеспечивается через переднее и заднее стеклянные окна разме-

ром  $5 \times 5$  см. Ослабление лазерного излучения летучими продуктами определяется по изображениям высокоскоростной камеры. Длина волны лазерного излучения составляет 532 нм, луч расширяется до диаметра 4 см. Используются узкополосный оптический фильтр (ширина полосы 10 нм), работающий на длине волны 532 нм, и настраиваемый нейтральный фильтр, расположенные перед линзами соответственно высокоскоростной и низкоскоростной камер. Две низкоскоростные камеры позволяют наблюдать рассеяние света.

В экспериментах системы подачи и отвода воздуха работали в течение 30 с, а система получения изображений — в течение 5 с до начала падения устройства. Постоянный ток начинал подаваться одновременно с началом падения, с которого начинался отсчет времени. Все системы прекращали работу при приземлении. Давление и температура в камере поддерживались равными 1 атм (100.3 кПа) и 300 К.

## 1.2. Экспериментальные наблюдения

Изображения струи продуктов взрыва, полученные в проходящем свете при нормальной гравитации (1g) и в невесомости ( $\mu\text{g}$ ), приведены на рис. 2, где также отмечены времена взрыва (разрыва изоляции) и зажигания.

На этих изображениях видно положение мелкодисперсных частиц конденсированной фазы, присутствующих в потоке летучих [14]. Момент взрыва определяли как момент времени, когда число пикселей, соответствующее видимому контуру струи, в изображении размером  $1280 \times 1024$  превышает предельное значение 20 800. Момент зажигания определяли не по изображениям в проходящем свете, а по появлению вспышки на изображениях в рассеянном свете (см. рис. 3 в работе [13]). Зажигание считали состоявшимся, если число пикселей, соответствующее области вспышки, в изображении размером  $720 \times 1280$  превышает предельное значение 3 000. Скорость потока в струе оценивалась по изменению положения фронта струи с течением времени при обработке последовательности рисунков.

Как показали эксперименты, при непрерывном нагреве проволоки слой изоляции сначала расширяется, затем в его середине происходит взрыв с образованием разрыва, размер которого сопоставим с толщиной слоя, после чего по истечении короткого времени наблюдается зажигание. Временной интервал между взрывом и зажиганием в невесомости более продолжительный, чем при нормальной гравитации. Взрывное образование струи и последующее зажигание были зафиксированы во всех экспериментах в потоке воздуха.

Воспламенение изоляции из полиэтилена в невесомости происходит вблизи области расплава без взрывной генерации струи, с образованием сферического пламени [10]. Изоляция из ФЭП тоже плавится и разлагается, но расплав оказывается очень липким, малоподвижным и непроницаемым для воздуха [14]. Поскольку изоляция герметична в местах крепления, газообразные продукты разложения накапливаются с течением времени, препятствуя нагреву внешнего слоя изоляции. Наибольшее напряжение возникает в результате расширения в середине образца. Здесь происходят разрыв слоя и выброс струи, как в невесомости, так и при нормальной гравитации. Направление выброса оказывается случайным, но, как правило, близко к вертикальному. В связи с этим далее рассматривается вертикальная струя, возникающая в середине образца.

В качестве результатов при нормальной гравитации принимаются осредненные значения измерений в трех одинаковых опытах. Данные испытаний в невесомости представлены

одиночными измерениями из-за ограниченного количества экспериментов. Неопределенность значений времени взрыва и времени зажигания составляет примерно 3 мс.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Эксперименты показали, что после взрывного формирования струи сначала происходит смешение горючих продуктов газификации с нагретым воздухом без газофазных реакций. При вынужденной конвекции деформация поля скоростей приводит к удлинению периода индукции [16].

Характерное время химической реакции окисления летучих порядка 1 мс, и им можно пренебречь. Следовательно, время задержки зажигания включает в себя периоды: нагрева проволоки  $t_c$ , пиролиза материала изоляции  $t_p$ , разрыва слоя изоляции  $t_b$ , смешения газовых реагентов  $t_{mix}$  и индукции  $t_{ind}$ :

$$t_{ign} = t_c + t_p + t_b + t_{mix} + t_{ind}. \quad (2)$$

Величину  $t_c + t_p + t_b$  будем определять как полную длительность пиролиза, а  $t_{mix} + t_{ind}$  — как полное время индукции. Разграничить эти периоды по изображениям, полученным в экспериментах, очень трудно. Поэтому считали, что момент взрывного образования струи соответствует времени  $t_c + t_p + t_b$ , а последующий период времени характеризуется величиной  $t_{mix} + t_{ind}$  [17].

### 2.1. Полная длительность пиролиза $t_c + t_p + t_b$

(1) Длительность нагрева проволоки  $t_c$ . Тепловой баланс проволоки имеет вид

$$\rho_c c_c V_c \frac{dT_c}{dt} = \dot{Q}_J - \dot{Q}_{cs}. \quad (3)$$

Здесь индексом  $c$  обозначены параметры проволоки,  $\dot{Q}_J = RI^2$  — джоулево тепловыделение,  $V_c$  — объем проволоки,  $\dot{Q}_{cs}$  — тепловой поток за счет теплопроводности из проволоки в слой изоляции, температура которой предполагается равной температуре пиролиза  $T_p$ :

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{cs} &= k_s \frac{T_{cs} - T_p}{r_c \ln((d_s + r_c)/r_c)} A_c = \\ &= 2\pi k_s l \frac{T_{cs} - T_p}{\ln((d_s + r_c)/r_c)}, \quad (4) \end{aligned}$$

где  $A_c$  — площадь поверхности проволоки,  $r_c$  — радиус проволоки,  $d_s$  — толщина слоя изоляции,  $T_{cs}$  — температура поверхности раздела проволока — изоляция. Величина  $T_{cs} = T_c - \dot{Q}_J / (2\pi k_c l)$  измерялась независимо с помощью термопары (в стационарных условиях и без регистрации изображений). Ее значение составило  $\approx 1300$  К.

При использовании параметров  $a_1 = \rho_c c_c V_c$ ,  $b_1 = -2\pi k_s l / \ln((d_s + r_c)/r_c)$ ,  $c_1 = (1 + k_s / (k_c \ln((d_s + r_c)/r_c))) \dot{Q}_J + 2\pi k_s l T_p / \ln((d_s + r_c)/r_c)$  время нагрева проволоки до температуры  $T_c$ , получаемое при интегрировании уравнения (3), принимает вид

$$t_c = \frac{a_1}{b_1} \ln \frac{b_1 T_c + c_1}{b_1 T_0 + c_1}. \quad (5)$$

(2) Время, необходимое для начала пиролиза  $t_p$ . Его определяют как длительность нагрева изоляции до температуры пиролиза  $T_p$ . Расширение слоя изоляции не учитывается. Число Био имеет вид

$$\text{Bi} = \frac{h d_s}{k_s}. \quad (6)$$

Коэффициент конвективной теплоотдачи  $h$  определяется с помощью следующего выражения для числа Нуссельта на цилиндрической поверхности:

$$\text{Nu}_{cyl} = \frac{hD}{k_g} = 0.3 + \frac{0.62 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}}{[1 + (0.4/\text{Pr})^{2/3}]^{1/4}} \times \left[ 1 + \left( \frac{\text{Re}}{282.000} \right)^{5/8} \right]^{4/5}, \quad (7)$$

где  $D = 2(d_s + r_c)$  — диаметр провода с изоляцией,  $\text{Re} = u_\infty D / \nu_g$  — число Рейнольдса,  $\text{Pr} = k_g / (\rho_g c_g \nu_g)$  — число Прандтля,  $u_\infty$  — скорость потока воздуха,  $\nu_g$  — кинематическая вязкость, индексом  $g$  отмечены параметры газа. Свойства окружающего воздуха оцениваются при температуре  $T_g = (T_p + T_\infty) / 2$ . Число Био находится в диапазоне  $0.0036 \div 0.0271$ . Поскольку число Био оказывается ниже порогового значения 0.1 [18], слой изоляции принимается термически тонким. Теплопотери с поверхности слоя изоляции определяются конвекцией и тепловым излучением. Тогда тепловой баланс слоя изоляции будет иметь вид

$$\rho_s c_s V_s \frac{dT_s}{dt} = \dot{Q}_{cs} - \dot{Q}_{conv} - \dot{Q}_{rad}, \quad (8)$$

где  $V_s = \pi((d_s + r_c)^2 - r_c^2)l$  — объем слоя,  $\dot{Q}_{conv} = q''_{conv} A_s = 2\pi(d_s + r_c)l \cdot h(T_s - T_\infty)$  — конвективный сток тепла,  $\dot{Q}_{rad} = q''_{rad} A_s = 2\pi(d_s + r_c)l \cdot \varepsilon \sigma (T_s^4 - T_\infty^4)$  — лучистый сток тепла,  $A_s$  — площадь поверхности изоляции,  $\dot{Q}_{cs}$  — кондуктивный источник тепла,  $q''_{conv}$  — конвективный тепловой поток,  $q''_{rad}$  — лучистый тепловой поток. Используя соотношение  $T_s^4 - T_\infty^4 \approx 4T_\infty^3(T_s - T_\infty)$ , полагая  $a_2 = \rho_s c_s V_s$ ,  $b_2 = \dot{Q}_{cs}$  и  $c_2 = 2\pi(d_s + r_c)l(h + 4\varepsilon \sigma T_\infty^3)$  и интегрируя уравнение (8), получаем следующее выражение для времени начала пиролиза:

$$t_p = -\frac{a_2}{c_2} \ln \left( 1 - \frac{c_2}{b_2} (T_p - T_\infty) \right). \quad (9)$$

(3) Время разрыва слоя изоляции  $t_b$ . Скачок давления на толщине слоя изоляции уравновешивается силой поверхностного натяжения:

$$p_{in} - p_\infty = \delta \nabla n, \quad (10)$$

где внутреннее давление  $p_{in}$  обусловлено давлением газов, образующихся при пиролизе,  $p_\infty$  — внешнее давление. Кривизна цилиндрической поверхности слоя равна

$$\nabla n = \nabla \vec{r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 = \frac{2}{r}. \quad (11)$$

Будем полагать, что газообразные продукты пиролиза ограничены внешней поверхностью слоя и имеют температуру  $T_p$ . Используя уравнение состояния идеального газа, получаем, что в момент разрыва слоя

$$p_{in} V_{g,in} = \frac{\dot{m} t_b}{M_g} R T_p, \quad (12)$$

где  $\dot{m}$  — скорость образования газа при пиролизе, кг/с;  $M_g$  — молярная масса  $\text{C}_2\text{F}_4$ ;  $R = 8.31$  Дж/(К·моль) — газовая постоянная. Критическое условие разрыва слоя принимает вид

$$\frac{\dot{m} t_b}{M_g V_{g,in}} R T_p = p_\infty + \frac{2}{d_s + r_c} \delta. \quad (13)$$

Объем расширившегося газа составляет  $V_{g,in} = \pi[(d_s + r_c)^2 - r_c^2]l = \alpha_V V_s$ , где  $\alpha_V$  — коэффициент расширения изоляции, который определяется экспериментально при анализе изображений. Пиролиз материала изоляции описывается аррениусовской кинетикой нулевого порядка:  $\dot{m} = A \rho_s \exp(-E/(RT_p)) V_s$ .

Таким образом, время разрыва слоя составляет

$$t_b = \alpha_V \frac{M_g}{A \rho_s R T_p} \times \left( p_\infty + \frac{2}{d_s + r_c} \delta \right) \exp \left( \frac{E}{R T_p} \right). \quad (14)$$

## 2.2. Полное время индукции $t_{mix} + t_{ind}$

(1) Время смешения  $t_{mix}$ . Газ, выбрасываемый при разрыве слоя, смешивается с воздухом в результате молекулярной диффузии и конвекции. Пренебрегая диффузией в осевом направлении, время смешения можно оценить как время диффузии в радиальном направлении:

$$t_{mix} = \frac{(D/2)^2}{D_g}, \quad (15)$$

где  $D_g$  — коэффициент диффузии  $C_2F_4$  в воздухе при  $T_g = (T_p + T_\infty)/2$ .

(2) Период индукции  $t_{ind}$ . Формула для периода индукции при воспламенении в противоположно направленных газовых потоках была предложена в работе [19], однако соответствующий анализ для коллинеарных потоков в [19] не выполнялся. Учитывая, что деформация поля скоростей газа на оси противоположно направленных и коллинеарных потоков соответствует  $2K$  и  $K$ , используем указанную формулу для приближенной оценки периода индукции:

$$t_{ind} = - \left( \frac{1}{2K} \right) \ln \left( 1 - \frac{\Gamma}{\Lambda_0} \right), \quad (16)$$

где  $\Lambda_0 = [A \Delta H_R / (K \rho_g c_p T_\infty)] [E / (R T_\infty)] \times \exp(-E / (R T_\infty))$  — число Дамкёлера (отношение времени диффузии к времени химической реакции),  $\Gamma = 4[E / (R T_\infty)] \{ (2 - \beta) / [e^2 (1 - \beta^2)] \}$ ,  $\beta = T_\infty c_p / (Y_g \Delta H_R)$  [16],  $\Delta H_R$  и  $Y_g$  — теплота сгорания и массовая доля  $C_2F_4$ ,  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении,  $K$  — скорость осевой деформации, определяемая согласно [20]:

$$K = -\mathbf{n} \cdot \nabla \times (\mathbf{v}_s \times \mathbf{n}) + (\mathbf{V}_f \cdot \mathbf{n})(\nabla \cdot \mathbf{n}). \quad (17)$$

Для цилиндрической конфигурации в предположении равномерного распределения скорости по сечению струи, положив в равенстве (17)  $\mathbf{V}_f = 0$ ,  $\mathbf{v} = (0, 0, -u)$ ,  $\mathbf{n} = (-1, 0, 0)$ , получаем

$$K = -\frac{du}{dz}, \quad (18)$$

где  $u = u_j + u_\infty$  — местная скорость струи в спутном потоке, которую можно оценить с учетом затухания потока и сил плавучести [21]:

$$u = 0.375 \text{Re}_j \frac{D}{2} \frac{u_0}{z} + \frac{1}{2} \sqrt{2g'z}. \quad (19)$$

Здесь  $\text{Re}_j = u_{j0}(D/2)\nu_g$ ,  $u_0 = u_{j0} + u_\infty$ ,  $z \in [D/2, l_j]$ . Подъемная сила определяется как  $g' = g(\rho_\infty - \rho_j)/\rho_j = g(T_p - T_\infty)/T_\infty$ . В невесомости  $g' = 0$ . Скорость деформации поля скоростей газа принимает вид

$$K = 0.375 \text{Re}_j \frac{D}{2} \frac{u_0}{z^2} - \frac{1}{4} \frac{\sqrt{2g'}}{z^{1/2}}. \quad (20)$$

Это значит, что на расстоянии  $l_j$  она составляет  $K = 0.375 \text{Re}_j (D/2) (u_{j0} + u_\infty) / l_j^2 - \sqrt{2g' / l_j} / 4$ . В невесомости  $K = 0.375 \text{Re}_j (D/2) (u_{j0} + u_\infty) / l_j^2$  и, следовательно,  $K > 0$ . При нормальной гравитации условие  $K > 0$  выполняется, только если длина  $l_j$  меньше критического значения

$$l_{j,cr} = l_j |_{K=0} = [0.75 \text{Re}_j D (u_{j0} + u_\infty) / \sqrt{2g'}]^2 / 3. \quad (21)$$

## 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

### 3.1. Полная длительность пиролиза $t_c + t_p + t_b$

Результаты теоретической оценки времен  $t_c$ ,  $t_p$ ,  $t_b$  показаны на рис. 3. Экспериментальные и теоретические значения полной длительности пиролиза представлены на рис. 4. Время разрыва слоя изоляции является самым длительным. Вынужденная конвекция и наличие гравитации не влияют на  $t_c$  и  $t_b$ . Время  $t_p$ , необходимое для начала пиролиза, оказывается малым, но увеличивается с ростом скорости воздуха. Равенство (8) показывает, что число Рейнольдса увеличивается с ростом скорости воздуха, что приводит к повышению конвективных теплопотерь. Однако из-за большой кривизны и малой площади поверхности теплопотери растут медленнее, чем подводимый тепловой поток. В результате, хотя время начала пиролиза изоляции  $t_p$  и увеличивается, но полное время пиролиза  $t_c + t_p + t_b$  остается практически неизменным.



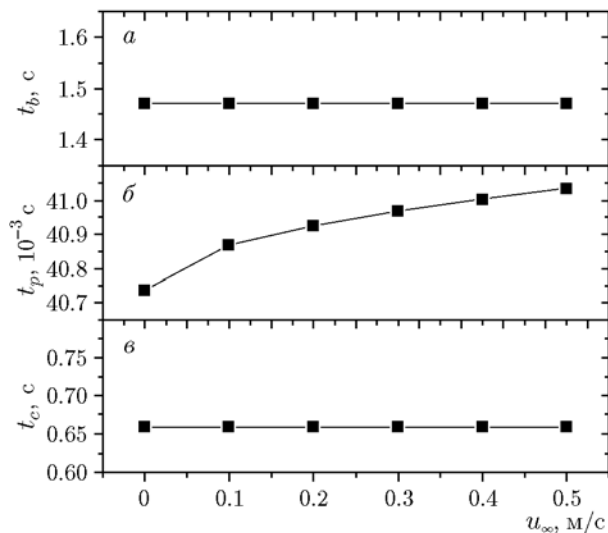


Рис. 3. Результаты расчета длительности нагрева проволоки (в), начала пиролиза (б) и времени разрыва слоя изоляции (а)

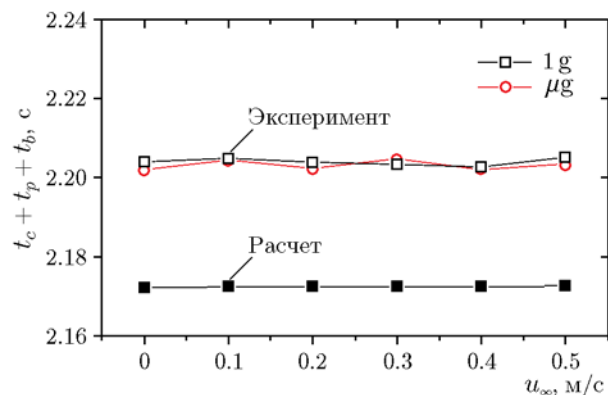


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные значения полной длительности пиролиза в условиях невесомости и нормальной гравитации

### 3.2. Полное время индукции $t_{mix} + t_{ind}$

В соответствии с равенством (15) значения  $t_{mix}$  в условиях нормальной гравитации и в невесомости примерно одинаковы и составляют около 10 мс. Экспериментальные значения длины струи и соответствующие критические значения показаны на рис. 5. Длина струи  $l_j$  определялась по экспериментальным изображениям как расстояние между основанием и вершиной струи в момент разрыва. Длина струи увеличивается с ростом скорости потока воздуха. При нормальной гравитации длина струи больше, чем в невесомости, но все же меньше критического значения, определяемого по формуле (21). Следовательно, в соот-

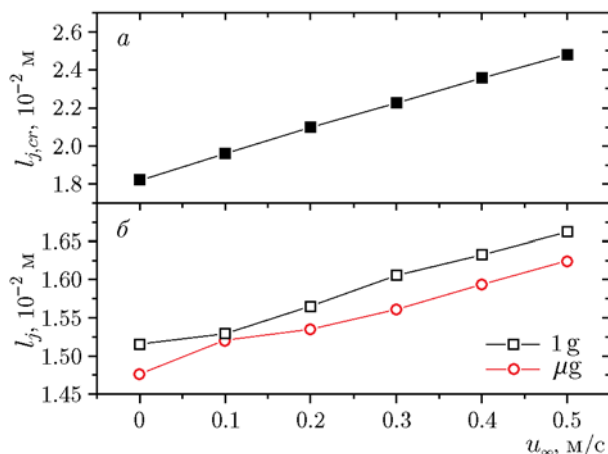


Рис. 5. Результаты расчета критической длины струи при нормальной гравитации (а) и данные измерений длины струи в невесомости и при нормальной гравитации (б)

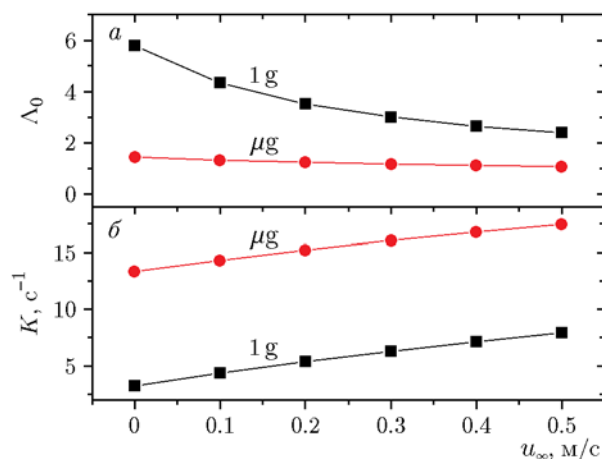


Рис. 6. Числа Дамкёлера (а) и скорости деформации поля скоростей газа (б), вычисленные по длине струи

ветствии с равенством (20)  $K > 0$  как в невесомости, так и при нормальной гравитации.

Расчетные значения числа Дамкёлера и скорости деформации поля скоростей газа, вычисленных по длине струи в невесомости и при нормальной гравитации, показаны на рис. 6. Скорость деформации увеличивается с ростом скорости воздуха. В соответствии с равенством (20) она выше в невесомости. В связи с этим при нормальной гравитации число Дамкёлера больше и уменьшается быстрее.

Расчетные значения времени индукции в зависимости от скорости деформации приведены на рис. 7. При увеличении скорости деформации время индукции растет как в невесомо-

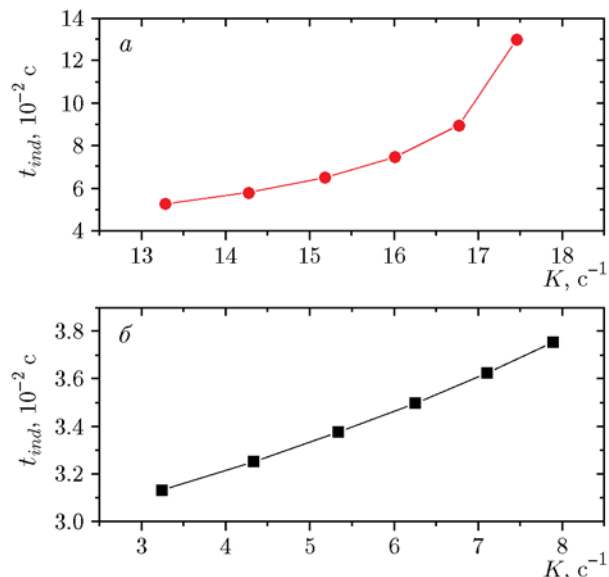


Рис. 7. Расчетная зависимость времени индукции от скорости деформации поля скоростей газа в условиях невесомости (а) и нормальной гравитации (б)

сти, так и при нормальной гравитации.

Экспериментальные и расчетные значения полного времени индукции  $t_{mix} + t_{ind}$ , а также отношение его значений в невесомости и при нормальной гравитации показаны на рис. 8. Видно, что в невесомости значение  $t_{mix} + t_{ind}$

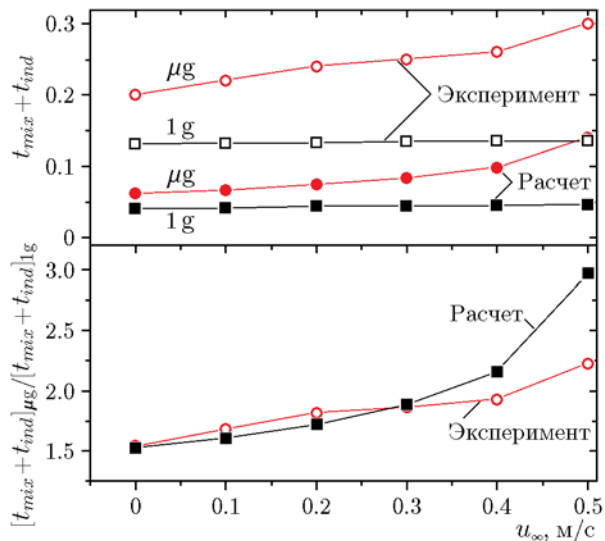


Рис. 8. Экспериментальные и расчетные значения полного времени индукции (а) и отношение его значений в невесомости и при нормальной гравитации (б) в зависимости от скорости потока воздуха ( $t_{mix} = 0.01$  с)

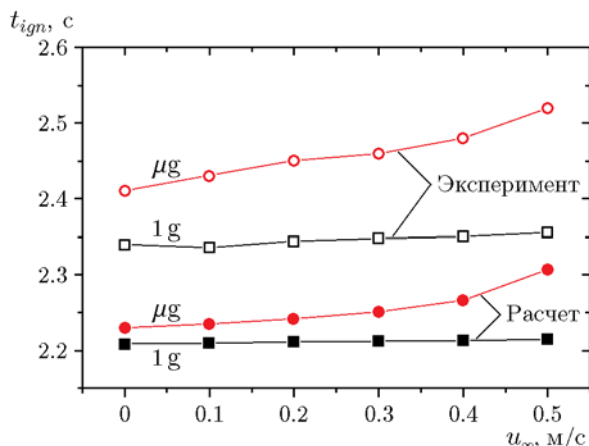


Рис. 9. Зависимость экспериментальных и расчетных значений времени задержки зажигания от скорости потока воздуха

увеличивается быстрее с ростом скорости воздуха и оказывается примерно вдвое больше, чем при нормальной гравитации. Расчетные значения качественно согласуются с экспериментальными данными.

### 3.3. Время задержки зажигания $(t_c + t_p + t_b) + (t_{mix} + t_{ind})$

Экспериментальные и расчетные значения времени задержки зажигания показаны на рис. 9. Основной вклад в эти значения вносят периоды нагрева проволоки  $t_c$  и разрыва слоя изоляции  $t_b$ , слабо зависящие от гравитации и вынужденной конвекции. Время начала пиролиза изоляции  $t_p$  и время смешения газовых реагентов  $t_{mix}$  малы, а время индукции  $t_{ind}$  быстро увеличивается с ростом скорости потока воздуха, особенно в невесомости. Следовательно, наибольшие значения и самый быстрый рост времени задержки зажигания в невесомости определяется временем индукции  $t_{ind}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

(1) Материал изоляции ФЭП плавится и разлагается при нагреве, но расплав оказывается малоподвижным и непроницаемым для газа. Накопление газообразных продуктов пиролиза приводит к разрыву слоя изоляции и к образованию струи как в условиях невесомости, так и при нормальной гравитации.

(2) Из-за малости конвективных и лучистых теплопотерь на искривленной поверхности слоя изоляции наличие естественной конвекции и уровень гравитации слабо влияют на



длительность нагрева проволоки и время разрыва слоя изоляции. Время начала пиролиза незначительно увеличивается с ростом скорости воздуха.

(3) Скорость деформации поля скоростей газа достигает наибольших значений в невесомости и увеличивается с ростом скорости воздуха. В данной работе скорость деформации имела положительные значения. Значения числа Дамкёлера в невесомости были выше, чем при нормальной гравитации, из-за большого времени пребывания, которое уменьшается с ростом скорости воздуха.

(4) Вынужденная конвекция и гравитация оказывают существенное влияние на время индукции, определяемое скоростью деформации и числом Дамкёлера. Время индукции увеличивается с ростом скорости воздуха, и в невесомости оно больше, чем при нормальной гравитации.

(5) Время задержки зажигания в основном зависит от длительности нагрева провода и от времени разрыва слоя изоляции. Большее время задержки зажигания и его более быстрое увеличение с ростом скорости потока воздуха определяются изменением времени индукции, что особенно проявляется в условиях невесомости.

В данной работе воспламенение материала ФЭП рассмотрено при фиксированном значении постоянного тока в проводе и при наличии сонаправленного потока воздуха. В дальнейшем необходимо рассмотреть другие конфигурации, включая противоположно направленный поток воздуха, в котором деформация поля скоростей может оказывать противоположное влияние, снижающее время задержки зажигания в невесомости, а также проанализировать влияние изменения механизма воспламенения. Кроме того, для описания горючести материала ФЭП в невесомости должны быть определены нижние пределы энергии зажигания и концентрации кислорода.

Данная работа выполнена при поддержке следующих фондов и программ: National Natural Science Foundation of China (No. 51576186, 51636008, 51323010), Key Research Program of the Chinese Academy of Sciences (No. QYZDB-SSW-JSC029), National Key R&D Program (2016YFC0801504), Fundamental Research Funds for the Central Universities (WK2320000042). Автор J. Fang выражает благодарность проф. F. A. Williams за полезные

предложения, сделанные во время визита в UCSD.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Fujita O.** Solid combustion research in microgravity as a basis of fire safety in space // *Proc. Combust. Inst.* — 2015. — V. 35, N 3. — P. 2487–2502.
2. **Nakamura Y., Yamashita H., Takeno T., Kushida G.** Effects of gravity and ambient oxygen on a gas-phase ignition over a heated solid fuel // *Combust. Flame.* — 2000. — V. 120, N 1-2. — P. 34–48.
3. **Olson S. L., Kashiwagi T., Fujita O., Kikuchi M., Ito K.** Experimental observations of spot radiative ignition and subsequent three-dimensional flame spread over thin cellulose fuels // *Combust. Flame.* — 2001. — V. 125, N 1-2. — P. 852–864.
4. **McAllister S., Fernandez-Pello C., Urban D., Ruff G.** The combined effect of pressure and oxygen concentration on piloted ignition of a solid combustible // *Combust. Flame.* — 2010. — V. 157, N 9. — P. 1753–1759.
5. **Olson S. L.** Piloted ignition delay times of opposed and concurrent flame spread over a thermally-thin fuel in a forced convective microgravity environment // *Proc. Combust. Inst.* — 2011. — V. 33, N 2. — P. 2633–2639.
6. **Huang X., Nakamura Y., Williams F. A.** Ignition-to-spread transition of externally heated electrical wire // *Proc. Combust. Inst.* — 2013. — V. 34, N 2. — P. 2505–2512.
7. **Nakamura Y., Yoshimura N., Ito H., Azumaya K., Fujita O.** Flame spread over electric wire in sub-atmospheric pressure // *Proc. Combust. Inst.* — 2009. — V. 32, N 2. — P. 2559–2566.
8. **Fujita O., Kyono T., Kido Y., Ito H., Nakamura Y.** Ignition of electrical wire insulation with short-term excess electric current in microgravity // *Proc. Combust. Inst.* — 2011. — V. 33, N 2. — P. 2617–2623.
9. **Takano Y., Fujita O., Shigeta N., Nakamura Y., Ito H.** Ignition limits of short-term overloaded electric wires in microgravity // *Proc. Combust. Inst.* — 2013. — V. 34, N 2. — P. 2665–2673.
10. **Takahashi S., Takeuchi H., Ito H., Nakamura Y., Fujita O.** Study on unsteady molten insulation volume change during flame spreading over wire insulation in microgravity // *Proc. Combust. Inst.* — 2013. — V. 34, N 2. — P. 2657–2664.
11. **Osorio A. F., Mizutani K., Fernandez-Pello C., Fujita O.** Microgravity flammability limits of ETFE insulated wires exposed to external radiation // *Proc. Combust. Inst.* — 2015. — V. 35, N 3. — P. 2683–2689.
12. **Fang J., Zhao S., Wang J., Xue Y., He X., Zhang Y.** Sub-atmospheric bursting ignition of fluorinated ethylene propylene wire insulation // *Fire Saf. J.* — 2018. — V. 100. — P. 45–50.

13. **Guan J. F., Fang J., Xue Y., Wang J. W., Wang J. J., Zhang Y. M.** Morphology and concentration of smoke from fluorinated ethylene propylene wire insulation in microgravity under forced airflow // *J. Hazard. Mater.* — 2016. — V. 320. — P. 602–611.
14. **Wall L. A., Straus S.** Pyrolysis of fluorocarbon polymers // *J. Res. Natl. Bur. Std. A.* — 1961. — V. 65. — P. 227–238.
15. **Douglass C. H., Ladouceur H. D., Shamamian V. A., McDonald J. R.** Combustion chemistry in premixed  $C_2F_4-O_2$  flames // *Combust. Flame.* — 1995. — V. 100, N 4. — P. 529–542.
16. **Cox G.** *Combustion Fundamentals of Fire.* — London etc.: Acad. Press, 1995.
17. **Wang K., Fang J., Wang J. W., Zheng S. M., Guan J. F., Shah H. R., Wang J. J., Zhang Y. M.** Microgravity ignition delay of fluorinated ethylene propylene wire insulation in forced flow field // *Proc. of the 9th Int. Seminar on Fire and Explosion Hazards (St Petersburg, 21–26 April, 2019).* — St Petersburg Polytech. Univ. Press, 2019. — V. 1. — P. 225–235.
18. **McAllister S., Chen J. Y., Fernandez-Pello A. C.** *Fundamentals of Combustion Processes.* — New York: Springer, 2011.
19. **Niioka T.** Ignition time in the stretched-flow field // *Symp. (Int.) on Combustion.* — 1981. — V. 18, N 1. — P. 1807–1813.
20. **Law C. K.** *Combustion Physics.* — Cambridge Univ. Press, N. J., 2006.
21. **Turns S. R.** *An Introduction to Combustion.* — 2nd ed. — Boston, Massachusetts: McGraw-Hill, 2000.

*Поступила в редакцию 13.01.2020.*

*Принята к публикации 19.02.2020.*

---