

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ И ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ СНОСЯЩЕГО ПОТОКА ВОЗДУХА НА СТРУКТУРУ ПЛАМЕНИ ПРИ ДИФФУЗИОННОМ РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ МЕТАНА

К.Ю. Арефьев<sup>1,2,3</sup>

kyarefev@ciam.ru

К.В. Федотова<sup>1,2</sup>

kvfedotova@ciam.ru

А.И. Крикунова<sup>3,4</sup>

utro-2007@mail.ru

В.А. Панов<sup>3,4</sup>

panovvladislav@gmail.com

<sup>1</sup> ФГУП «ЦИАМ им. П.И. Баранова», Москва, Российская Федерация

<sup>2</sup> МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

<sup>3</sup> МФТИ, Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация

<sup>4</sup> ОИВТ РАН, Москва, Российская Федерация

---

### Аннотация

Изложены результаты расчетного и экспериментального исследований диффузионного горения метана в сносящем потоке воздуха. Приведена математическая модель для описания диффузионного воздушно-метанового пламени, основанная на решении системы осредненных уравнений Навье — Стокса в нестационарной постановке. Для расчета процессов горения использованы модели тонкого фронта пламени (*Flamelet*) и распада вихрей *EDC* (*Eddy dissipation concept*). Математическая модель дополнена детальным кинетическим механизмом, состоящим из 325 элементарных реакций с участием 53 веществ. Проведены расчеты и сравнительный анализ характеристик пламени при использовании различных моделей турбулентности:  $k - \epsilon$ ,  $k - \omega$  SST и *Transition SST*. Приведена схема созданной экспериментальной установки для физического моделирования горения метана в сносящем потоке воздуха. Представлены результаты расчетно-экспериментального исследования влияния пульсаций скорости сносящего потока воздуха на структуру пламени, а также эффективность сгорания метана в диффузионном режиме. Получены данные о полях температур и концентраций при частотах пульсаций

### Ключевые слова

*Структура пламени, диффузионное пламя, горение метана, сносящий поток, акустическое воздействие, модель тонкого фронта пламени, модель распада вихрей*

0...100 Гц. Показано, что для рассматриваемого случая устойчивое горение реализуется при частотах пульсаций 0...90 Гц. Максимальная наблюдаемая высота отрыва пламени в 3,2 раза превышает диаметр сопла горелки

Поступила 26.09.2019  
Принята 07.10.2019  
© Автор(ы), 2020

---

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 17-79-10503)*

**Введение.** В настоящее время метан рассматривается в качестве горючего для энергетических и силовых установок перспективных образцов наземной и аэрокосмической техники. Использование метана позволяет увеличить интегральную технико-экономическую эффективность энергетических и силовых установок вследствие его высокой теплоты сгорания, относительно низкой стоимости, приемлемых эксплуатационных и экологических свойств.

На практике значительный интерес представляет горение метана в сносящем потоке воздуха, реализуемое в диффузионном режиме [1–4], когда скорость горения в первую очередь лимитируется неравномерностью распределения компонентов топливной смеси. В связи с этим актуальным является проведение расчетно-экспериментальных исследований различных методов интенсификации процессов смешения и горения метана с воздухом.

Акустические колебания могут вызывать пульсации скорости в зоне горения [5–8], что, с одной стороны, приводит к интенсификации процесса смешения компонентов, а с другой, может привести к сужению диапазонов устойчивого горения воздушно-метановой смеси как по соотношению компонентов, так и по средней скорости сносящего потока.

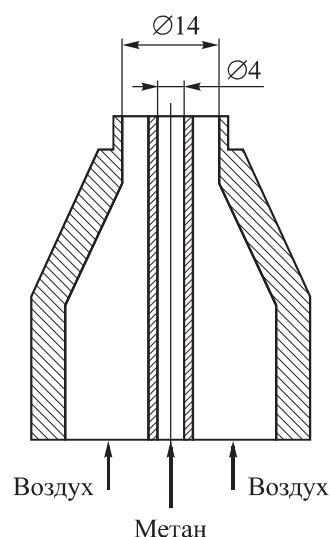
В большинстве расчетных и экспериментальных работ исследовано влияние акустических колебаний на пламя заранее перемешанной смеси метана с воздухом [9, 10] или на факельное горение метана в свободном пространстве [11, 12]. В экспериментах по исследованию акустического влияния на диффузионное пламя источник колебаний, как правило, расположен перпендикулярно направлению распространения пламени и воздействует непосредственно на факел [13–16]. Однако на практике интерес представляет создание колебаний в подводящем тракте одного из компонентов. С учетом этого важным является проведение расчетно-экспериментальных исследований в целях определения влияния пульсаций скорости сносящего потока воздуха, вызванных акустическим воздействием, на структуру диффузионного пламени при горении струи метана.

Перспективное направление математического моделирования диффузионного воздушно-метанового пламени — численное решение системы осредненных уравнений Навье — Стокса для реагирующего многокомпонентного газа в нестационарной постановке, замкнутой основанными на гипотезе Буссинеска моделями турбулентности. Кроме выбора оптимального способа замыкания системы уравнений неравновесной газовой динамики, существенную роль играет моделирование взаимосвязи между турбулентным течением и горением. Следует отметить, что методы математического описания горения метана, особенно в акустическом поле, требуют валидации по экспериментальным данным. Однако наблюдается недостаток экспериментальных данных по горению метана в сносящем потоке воздуха.

В связи с этим в задачи работы входит проведение и анализ результатов численного и физического моделирования горения метана в сносящем потоке воздуха, в том числе при акустическом воздействии, определение режимов (по частоте и амплитуде), приводящих к интенсификации перемешивания и горения, а также срыва пламени. В качестве объекта исследования в работе использована горелка Бунзена с раздельной подачей компонентов (рис. 1).

В работе представлены результаты, описывающие влияние частоты акустических колебаний сносящего потока воздуха на высоту светящегося диффузионного воздушно-метанового пламени, высоту его отрыва от сопла горелки, а также условия срыва. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных значений структуры пламени (высоты и протяженности зоны отрыва от сопла горелки), разработаны рекомендации по выбору математической модели для описания диффузионного горения метана в сносящем потоке воздуха при воздействии акустических пульсаций.

**Математическая модель.** Моделирование газовой динамики и теплообмена при течении и взаимодействии двух заранее не перемешанных газовых потоков основано на решении системы нестационарных уравнений сохранения массы, импульса и энергии, а также уравнений переноса компонентов потока.



**Рис. 1.** Схема горелки с раздельной подачей компонентов

В общем случае диффузионный факел при акустическом воздействии, находящийся в поле сил земного притяжения, имеет трехмерную структуру. Однако в такой постановке для осесимметричной задачи возможно использовать двумерную постановку в цилиндрической системе координат, что позволяет оптимизировать вычислительные ресурсы и получить результат с приемлемой точностью. С учетом этого система уравнений в векторной форме имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{u} &= 0; \\ \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} &= -\nabla p + \Delta \tau + \vec{f}; \\ \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p \vec{u} \cdot \nabla T &= \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \left( \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla p \right) + \tau : \nabla \vec{u} - \sum_{k=1}^N h_k \omega_k; \\ \rho \frac{\partial Y_k}{\partial t} + \rho \vec{u} \cdot \nabla Y_k &= \nabla \cdot (-\rho \vec{V}_k Y_k) + \omega_k, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность смеси;  $t$  — время;  $u$  — скорость;  $p$  — давление;  $\Delta \tau$  — тензор вязких напряжений;  $f_i$  — сила притяжения;  $C_p$  — удельная теплоемкость смеси;  $T$  — температура;  $q$  — плотность теплового потока;  $k$  — порядковый номер элементарного вещества, используемого в расчете;  $N = 53$  — общее число участвующих в рассмотрении элементарных веществ;  $\omega_k$  — массовая скорость образования  $k$ -го компонента;  $Y_k$  — массовая доля  $k$ -го компонента смеси;  $V_k$  — скорость диффузии  $k$ -го компонента.

Система уравнений (1) после осреднения произвольных параметров потока  $f$  (температура, скорость и т. д.) оказывается незамкнутой. Для ее замыкания применяют уравнение состояния идеального газа и различные модели турбулентности. Модели турбулентности, которые используют для инженерных задач, основаны на гипотезе Буссинеска о том, что тензор напряжений связан со скоростью средней деформации через турбулентную вязкость. Таким образом, требуется задать функции турбулентной вязкости  $\mu_m$ . В работе проведен сравнительный анализ моделей турбулентности, позволяющих учитывать влияние эффектов переноса:  $k - \epsilon$ ,  $k - \omega$  SST и Transition SST [17–19].

Удельная теплоемкость смеси

$$C_p = \sum_{k=1}^N Y_k C_{p,k},$$

где  $C_{p,k}$  — теплоемкость  $k$ -го компонента газовой смеси, которая задается аппроксимирующим многочленом на основе базы термодинамических параметров [20].

Коэффициенты молекулярного переноса количества движения, энергии и массы определяются по кинетической теории в приближении идеального газа.

При моделировании процесса диффузионного горения, когда воздух и метан подаются в расчетную область отдельно, а скорости реакций конечны и зависят от процесса смешения компонентов, важной задачей является определение характеристик взаимодействия между полем течения и протекающими химическими превращениями. С одной стороны, наличие турбулентности приводит к изменению структуры пламени за счет флуктуаций поля температур и интенсификации смешения, с другой, пламя влияет на турбулентность за счет изменения вязкости и скорости потока.

В зависимости от соотношения между временем протекания процессов смешения и химических реакций, выражаемого числом Дамкелера ( $Da$ ), модели для численного исследования характеристик пламени можно подразделить две группы: 1)  $Da > 1$ ; 2)  $Da < 1$  [21].

Для описания квазистационарного режима горения ( $Da > 1$ ) используют модель тонкого фронта пламени (*Flamelet model*). В этом случае скорость химических реакций значительно превышает скорость диффузии компонентов газовой смеси. Модель тонкого фронта пламени основана на том, что согласно модели Бурке — Шумана при  $Da \rightarrow \infty$  горение происходит в бесконечно тонком слое со стехиометрическим соотношением компонентов. В реальных задачах при сравнительно высоких, но конечных скоростях реакций горение реализуется в некоторой области в окрестности зоны стехиометрического соотношения компонентов. В модели тонкого фронта пламени предлагается рассматривать турбулентное пламя как совокупность одномерных локальных ламинарных фронтов, которые претерпевают структурные превращения при воздействии турбулентного течения [22]. Химические реакции в пределах ламинарных локальных фронтов пламени рассматриваются в одномерной постановке и зависят только от параметра  $\xi$ , который выражается через массовые доли:

$$\xi = \frac{z_k - z_{k,O}}{z_{k,F} - z_{k,O}},$$

где  $z_k$  — массовая доля элемента  $k$ ;  $O$  — окислитель;  $F$  — горючее.

Для учета влияния турбулентности на локальные ламинарные фронты пламени, вызванного флуктуациями параметров потока, в используемой модели вводится понятие мгновенной скорости скалярной диссипации  $\chi$  как меры скорости перемешивания. При допущении о равенстве коэффициентов диффузии  $D_k = D$ , которое справедливо для турбулентных потоков, значение  $\chi$  определяется по формуле

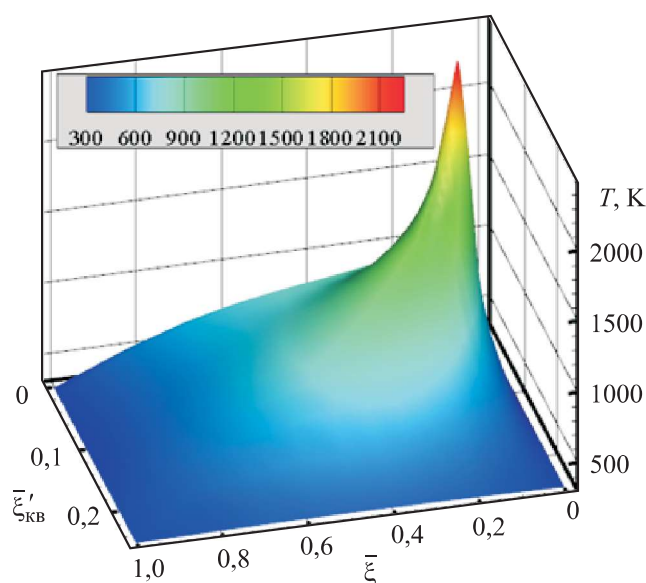
$$\chi = 2D \left( \frac{\partial z}{\partial x_i} \frac{\partial z}{\partial x_i} \right). \quad (2)$$

Согласно (2), мгновенная скорость скалярной диссипации может быть интерпретирована как характерная скорость диффузии. Если  $\chi \rightarrow 0$ , то система стремится к химическому равновесию, а с увеличением значения  $\chi$  степень неравновесности возрастает.

В системе уравнений (1) законы сохранения энергии и переноса компонентов смеси могут быть преобразованы из пространственной системы координат (в рассматриваемой постановке из цилиндрической) в систему координат параметра  $\xi$  следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho T}{\partial t} &= \frac{1}{2} \rho \chi \frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} - \frac{1}{C_p} \sum_k h_k \omega_k + \frac{1}{2C_p} \rho \chi \left[ \frac{\partial C_p}{\partial \xi} + \sum_k C_{p,k} \frac{\partial Y_k}{\partial \xi} \right] \frac{\partial T}{\partial \xi}; \\ \frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} &= \frac{1}{2} \rho \chi \frac{\partial^2 Y_k}{\partial \xi^2} + S_k. \end{aligned}$$

При известной скорости  $\chi$  могут быть решены уравнения переноса химических компонентов и энергии, т. е. определена структура пламени, а именно получены зависимости  $T = T(\xi, t)$  и  $Y_k = Y_k(\xi, t)$ . Обычно эти зависимости представляют в виде массивов данных, также называемых библиотеками ламинарных локальных фронтов пламени, которые затем встраиваются в модель турбулентного горения с использованием функций плотности вероятности [22]. Для построения библиотек необходимо располагать данными о термодинамических свойствах компонентов смеси и механизме горения. В работе использован кинетический механизм горения метана в воздушном потоке *GRI Mech 3.0* [20], состоящий из 53 компонентов, участвующих в 325 элементарных реакциях. Этот механизм применим для оценки распределения температурных полей и промежуточных продуктов реакций горения метана с воздухом. Моделирование показывает, что наибольшее влияние на характеристики в зоне горения оказывают осредненное значение параметр  $\bar{\xi}$  и его среднеквадратичное отклонение  $\bar{\xi}'_{\text{кв}}$ . В качестве примера на рис. 2 приведена



**Рис. 2.** Зависимость температуры смеси от среднего значения параметра  $\bar{\xi}$  и его среднеквадратичного отклонения  $\bar{\xi}'_{КВ}$

зависимость температуры от величин  $\bar{\xi}$  и  $\bar{\xi}'_{КВ}$ , полученная на основе составленных библиотек ламинарных локальных фронтов пламени при горении метана в воздушном потоке.

Для расчетных исследований влияния акустического воздействия на воспламенение воздушно-метановой смеси, структуру и срыв пламени использован подход к моделированию горения, основанный на концепции вихревой вязкости (*Eddy dissipation concept, EDC*), которая позволяет учитывать период задержки воспламенения, т. е. при  $Da < 1$ .

В модели *EDC* предполагается, что химические реакции происходят в малоразмерных турбулентных структурах с характерным масштабом [22]:

$$\zeta = 2,1377 \left( \frac{\mu_m \varepsilon}{k^2} \right)^{3/4}.$$

Характерный объем турбулентной структуры, в котором протекает реакция, составляет  $\zeta^3$ . Время реакций между рассматриваемыми веществами в смеси в малоразмерных турбулентных структурах определяется по формуле

$$\tau = 0,4082 \left( \frac{\mu_m}{\varepsilon} \right).$$

В настоящей работе при моделировании диффузионного воздушно-метанового пламени радиационный тепловой поток не учитывается. Согласно данным, представленным в [23], радиационный теплообмен незначительно влияет на интегральные характеристики горения метана при рассматриваемом уровне температуры и давления газа. В частности, различия концентраций основных газовых компонентов и температуры продуктов сгорания могут составлять около 2,5 %. При этом учет радиационного теплового потока требует значительного увеличения вычислительных ресурсов. Следует отметить, что отсутствие радиационного теплового потока в расчетах несколько снижает точность определения концентрации радикалов NO в продуктах сгорания.

Для численного моделирования применительно к рассматриваемой задаче использована расчетная область, схема которой приведена на рис. 3. Применяемая расчетная сетка содержит около 20 тыс. элементарных ячеек. Для построения дискретных аналогов дифференциальных уравнений вокруг узла конечно-элементной сетки применена схема второго порядка точности. Для нестационарного расчета выбран шаг по времени  $1 \cdot 10^{-5}$  с.

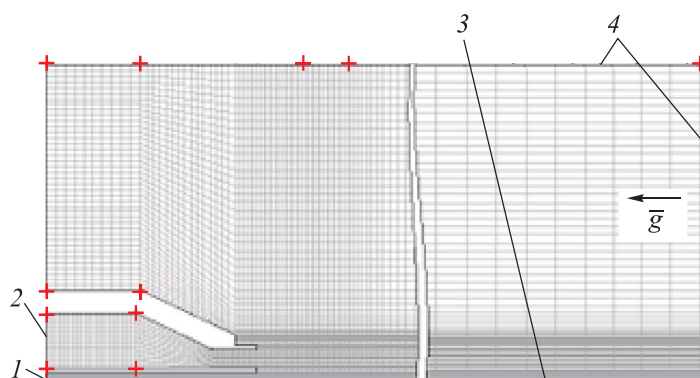


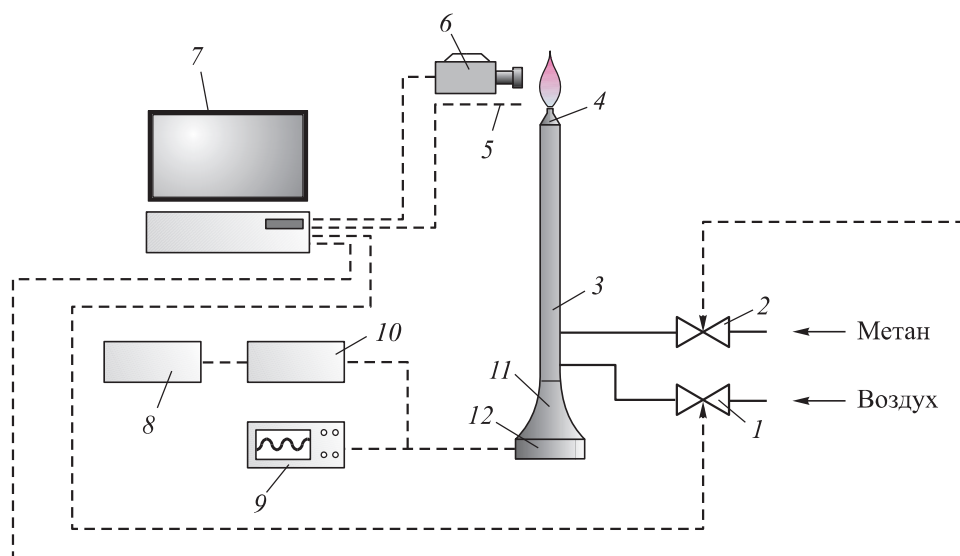
Рис. 3. Схема расчетной области:

1 — сечение подачи метана; 2 — сечение подачи воздуха; 3 — ось; 4 — выходные сечения;  $g$  — вектор ускорения свободного падения

Представленная математическая модель позволяет проводить расчетные исследования горения метана в сносящем потоке воздуха, в том числе с акустическими пульсациями.

**Экспериментальная установка.** Для проведения исследований горения метана в сносящем потоке воздуха при акустическом воздействии на реагирующий поток создана экспериментальная установка, схема которой показана на рис. 4.





**Рис. 4.** Схема экспериментальной установки:

1, 2 — расходомеры-регуляторы; 3 — канал; 4 — горелка; 5 — термоанемометр; 6 — видеокамера; 7 — система сбора данных и управления; 8 — генератор сигнала; 9 — осциллограф; 10 — усилитель сигнала; 11 — раструб; 12 — акустический пульсатор

Принцип работы экспериментальной установки заключается в следующем. Инжекция метана осуществляется через специальную форсунку, расположенную заподлицо с выходным сечением сопла (рис. 5). Воздух подается через кольцевое сопло вокруг метановой форсунки. Для обеспечения заданных массовых расходов компонентов реагирующей смеси использовались расходомеры-регуляторы (см. рис. 4). К нижней части подводящего воздушного канала присоединен раструб с акустическим пульсатором, а к верхней части — горелка. Диаметр выходного сечения сопла горелки  $D_{\text{вых}} = 14$  мм. Акустическое воздействие реализуется с помощью пульсатора. Для подачи на акустический пульсатор синусоидального сигнала с заданной спектральной характеристикой используется генератор и усилитель. Регистрация амплитуды и частоты сигнала обеспечивается осциллографом. Визуализация факела осуществляется видеокамерой. Для определения скоростных



**Рис. 5.** Фотография выходной части установки для исследования негомогенного факела

характеристик потока (на режимах работы без горения) в выходном сечении сопла горелки установлен термоанемометр. Пульсации скорости в потоке измерялись в центре потока непосредственно на срезе сопла. Измерения выполняются с частотой 10 кГц. Вся система управлялась программными комплексами, установленными на компьютере.

Представленная экспериментальная установка позволяет проводить исследования горения метана с акустическим воздействием в диапазоне частот от нуля до нескольких килогерц с амплитудой до 150 дБА (в зоне горения) при массовых расходах воздуха до  $2 \cdot 10^{-3}$  кг/с и метана до  $1,5 \cdot 10^{-4}$  кг/с. Более детально акустические характеристики установки рассмотрены в [8].

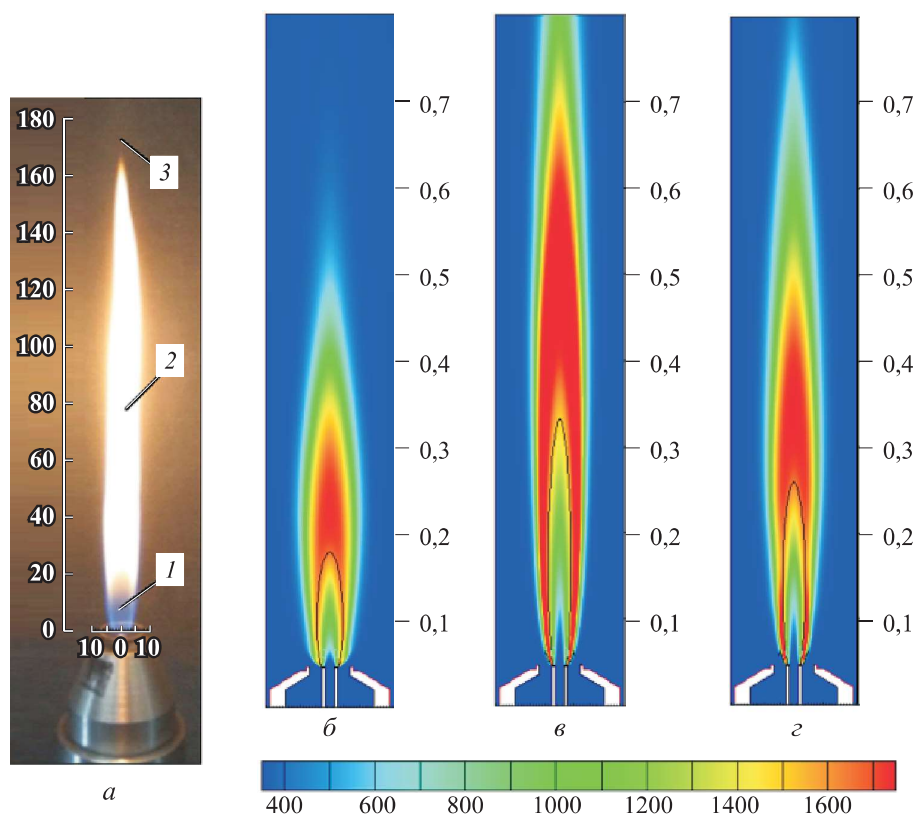
**Результаты.** Параметрическое исследование влияния на реагирующий поток акустических колебаний проведено при массовом расходе метана  $G_{\text{мет}} = 1,39 \cdot 10^{-5}$  кг/с и среднем массовом расходе воздуха  $G_{\text{в0}} = 2,39 \cdot 10^{-4}$  кг/с, что соответствует стехиометрическому соотношению компонентов газовой смеси. Расчеты выполнены для акустических колебаний массового расхода воздуха с частотами  $f = 10 \dots 100$  Гц, подчиняющихся закону

$$G_{\text{в}} = G_{\text{в0}} + A \sin(2\pi ft),$$

где  $G_{\text{в}}$  — массовый расход воздуха в заданный момент времени;  $A$  — амплитуда колебаний массового расхода, составляющая 10 % от величины  $G_{\text{в0}}$ .

Для выбора модели турбулентности проведена серия расчетов и экспериментов по горению метана в сносящем потоке воздуха без акустических пульсаций. Поля температуры, полученные при расчетах с использованием различных моделей турбулентности (модели  $k - \varepsilon$ ,  $k - \omega$  SST и Transition SST), приведены на рис. 6. Оценка возможности применения представленных моделей выполнялась по результатам анализа реализуемых значений температуры и высоты пламени. Сравнения проводились по экспериментальным данным.

В пламени горелки Бунзена различают три зоны (см. рис. 6): 1 — внутренний конус голубоватого цвета с температурой примерно 750 К, где происходит инициирование горения; 2 — зона светящегося пламени, имеющая восстановительный характер и температуру порядка 1500 К, где протекают основные реакции; 3 — несветящаяся зона, в которой происходит догорание метана и температура достигает 1800 К. Высота пламени в эксперименте составила приблизительно 0,17 м.



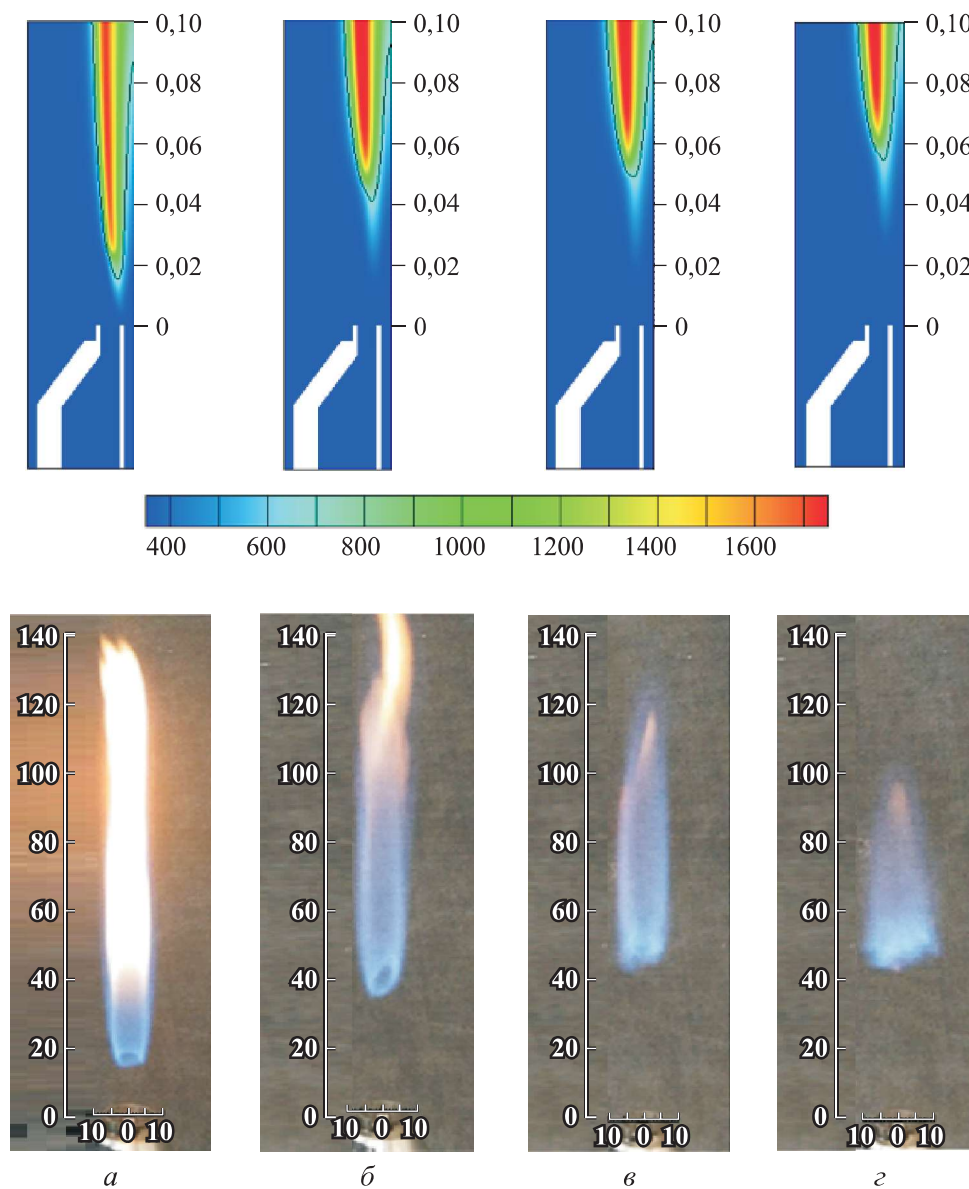
**Рис. 6.** Пламя горелки Бунзена (а) и поля температуры пламени метана с воздухом при использовании моделей турбулентности  $k - \epsilon$  (б),  $k - \omega$  SST (в) и Transition SST (з):

1 — внутренний «холодный» конус; 2 — зона светящегося пламени;  
3 — несветящаяся зона

На полях температуры, полученных в результате численного моделирования горения, высота пламени определяется зоной, прилегающей к линии, соответствующей стехиометрическому соотношению компонентов (черная линии на рис. б) и составляет 0,15, 0,28 и 0,21 м для моделей  $k - \epsilon$ ,  $k - \omega$  SST и Transition SST. Минимальное расхождение между расчетными и экспериментальными данными получено при использовании модели турбулентности  $k - \epsilon$ , где разность длины факела составляет менее 12 %. Таким образом, анализируя полученные данные, можно сделать вывод о целесообразности использования в дальнейших расчетах модели турбулентности  $k - \epsilon$ .

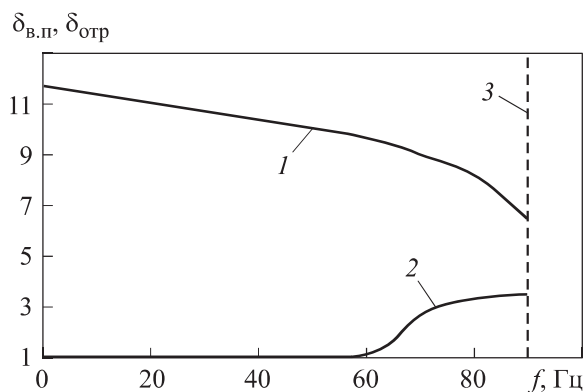
Рассмотрим результаты расчетно-экспериментального исследования влияния пульсаций скорости сносящего потока воздуха, вызванных акустическим воздействием, на структуру пламени.

Расчетные поля температуры, определяющие положение факела относительно сопла горелки, при различных значениях частоты акустических колебаний приведены на рис. 7. За зону, соответствующую зарождению пламени, принята зона с температурой 750 К (черная линия).



**Рис. 7.** Расчетные поля температуры диффузионного пламени и экспериментальные фото при значениях частоты акустических колебаний 60 (а), 70 (б), 80 (в) и 90 Гц (г)

Сравнение высоты пламени  $\delta_{в.п}$  и высоты его отрыва  $\delta_{отр}$ , отнесенных к диаметру сопла подачи воздуха, при различных значениях частоты акустических пульсаций, полученных на основании экспериментального и расчетного исследований, показано на рис. 8. Экспериментальные значения спектральных характеристик пульсаций скорости воздушного потока, полученные с использованием термоанемометра, представлены в [24].



**Рис. 8.** Зависимость относительной высоты пламени  $\delta_{в.п}$  и высоты отрыва пламени от сопла горелки  $\delta_{отр}$  от частоты акустических пульсаций:  
 1 — относительная высота пламени; 2 — относительная высота отрыва пламени;  
 3 — условная граница устойчивого горения по частоте колебаний

Экспериментально показано, что с увеличением частоты высота пламени снижается, что указывает на интенсификацию перемешивания воздушно-метановой смеси. В частности, посредством акустических пульсаций удается сократить высоту пламени в 1,8 раза при частоте пульсаций скорости 90 Гц и амплитуде, не превышающей 10 % средней скорости потока воздуха. Акустическое воздействие также позволяет обеспечить более полное сгорание метана, о чем свидетельствует голубой цвет пламени на экспериментально полученных фотографиях (см. рис. 7).

Следует отметить, что при значениях частоты акустического воздействия более 60 Гц наблюдается отрыв пламени от сопла горелки. С увеличением частоты акустических пульсаций высота отрыва пламени возрастает. В результате это приводит к срыву пламени. Показано, что для рассматриваемого случая устойчивое горение реализуется при значениях частоты пульсаций 0...90 Гц. Максимальная наблюдаемая высота отрыва пламени в 3,2 раза превышает диаметр сопла горелки.

**Выводы.** В результате сравнения расчетных и экспериментальных данных по диффузионному горению метана в сносящем потоке воздуха

установлено, что использование в расчетах модели тонкого фронта пламени (*Flamelet*) и распада вихрей *EDC*, дополненных моделью турбулентности  $k - \epsilon$ , обеспечивает минимальное (не более 12 %) расхождение по длине факела с эмпирическими данными.

Акустическое воздействие интенсифицирует перемешивание и диффузионное горение воздушно-метановой смеси. Высота пламени может быть уменьшена в 1,8 раза при частоте пульсаций скорости 90 Гц и амплитуде, не превышающей 10 % средней скорости потока воздуха.

Установлено, что при значениях частоты акустического воздействия более 60 Гц наблюдается отрыв пламени от сопла горелки, высота которого возрастает с повышением частоты пульсаций. При значениях частоты более 90 Гц наблюдается срыв пламени.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Забайкин В.А., Третьяков П.К., Воронцов С.С. и др. Динамика смешения и горения водорода в сверхзвуковом потоке воздуха. *Химическая физика*, 2005, т. 24, № 5, с. 81–86.
- [2] Аннушкин Ю.М. Основные закономерности выгорания турбулентных струй водорода в воздушных каналах. *Физика горения и взрыва*, 1981, № 4, с. 59–71.
- [3] Александров В.Ю., Кукшинов Н.В. Модифицированная кривая выгорания для модельных высокоскоростных камер сгорания, интегрированных с воздухозаборным устройством. *Физика горения и взрыва*, 2016, № 3, с. 32–36.
- [4] Дегтярь В.Г., Сон Э.Е. Гиперзвуковые летательные аппараты. Т. 1. М., Янус-К, 2016.
- [5] Trevisan V.P., Dourado W.M.C. Experimental investigation of the acoustic flame interactions in a Bunsen burner. *Workshop em Engenharia e Tecnologia Espaciais*, 2013.
- [6] Александров В.Ю., Арефьев К.Ю., Ильченко М.А. Экспериментальное исследование влияния акустико-вихревых автоколебаний на процесс разрушения недорасширенной сверхзвуковой струи в затопленном пространстве. *Теплофизика и аэромеханика*, 2016, № 4, с. 533–542.
- [7] Bourehla A., Baillot F. Appearance and stability of a laminar conical premixed flame subjected to an acoustic perturbation. *Combust. Flame*, 1998, vol. 114, iss. 3-4, pp. 303–318. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(97\)00323-4](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(97)00323-4)
- [8] Арефьев К.Ю., Ильченко М.А. Определение акустических характеристик проточного тракта переменного сечения лабораторной установки. *Известия высших учебных заведений. Машиностроение*, 2018, № 9, с. 74–81. DOI: <http://doi.org/10.18698/0536-1044-2018-9-74-81>
- [9] Di Sabatino F., Guiberti Th.F., Boyette W.R., et al. Effect of pressure on the transfer functions of premixed methane and propane swirl flames. *Combust. Flame*, 2018, vol. 193, pp. 272–282. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2018.03.011>

- [10] Luciano E., Ballester J. Analysis of the dynamic response of premixed flames through chemiluminescence cross-correlation maps. *Combust. Flame*, 2018, vol. 194, pp. 296–308. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2018.05.005>
- [11] Штыков Р.А. Процесс образования круглой турбулентной струи природного и сжиженного газов в диффузионном факеле. *Надежность и качество сложных систем*, 2017, № 4, с. 85–89. DOI: <https://doi.org/10.21685/2307-4205-2017-4-11>
- [12] Евдокимов О.А., Гурьянов А.И. Экспериментальное исследование условий свободно-конвективного распространения пламени. *Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение*, 2015, № 1, с. 139–146.
- [13] Кривокорытов М.С., Голуб В.В., Володин В.В. Влияние акустических колебаний на диффузионное горение метана. *Письма в ЖТФ*, 2012, т. 38, № 10, с. 57–63.
- [14] Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Вихорев В.В. и др. Влияние акустических колебаний на круглые струи, сформированные в криволинейном канале. *Вестник НГУ. Серия: Физика*, 2015, т. 10, № 2, с. 67–72.
- [15] Williams T.C., Shaddix Ch.R., Schefer R.W., et al. The response of buoyant laminar diffusion flames to low-frequency forcing. *Combust. Flame*, 2007, vol. 151, iss. 4, pp. 676–684. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2007.07.023>
- [16] Кривокорытов М.С., Голуб В.В., Моралев И.А. и др. Экспериментальное исследование развития струи гелия при акустическом воздействии. *Теплофизика высоких температур*, 2014, т. 52, № 3, с. 450–455.
- [17] Launder B.E., Sharma B.I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Lett. Heat Mass Tran.*, 1974, vol. 1, iss. 2, pp. 131–137. DOI: [https://doi.org/10.1016/0094-4548\(74\)90150-7](https://doi.org/10.1016/0094-4548(74)90150-7)
- [18] Menter F.R. Zonal two equation  $k - \omega$  turbulence models for aerodynamic flows. *Proc. 24th Fluid Dynamics Conf.*, 1993, pp. 1993–2906. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.1993-2906>
- [19] Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 1994, vol. 32, no. 8, pp. 1598–1605. DOI: <https://doi.org/10.2514/3.12149>
- [20] Smith G.P., Golden D.M., Frenklach M., et. al. GRI-MECH 3.0. URL: <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/version30/text30.html> (дата обращения: 16.02.2020).
- [21] Kuo K.K., Acharya R. Fundamentals of turbulent and multiphase combustion. Wiley, 2012.
- [22] Юн А.А. Теория и практика моделирования турбулентных течений. М., Либроком, 2009.
- [23] Zheng Y., Barlow R.S., Gore J.P. Measurements and calculations of mean spectral radiation intensities leaving turbulent non-premixed and partially premixed flames. *J. Heat Transfer*, 2003, vol. 125, iss. 4, pp. 678–686. DOI: <https://doi.org/10.1115/1.1589502>

[24] Arefyev K.Yu., Krikunova A.I., Panov V.A. Experimental study of premixed methane-air flame coupled with an external acoustic field. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2019, vol. 1147, art. 012050. DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1147/1/012050>

**Арефьев Константин Юрьевич** — канд. техн. наук, начальник отдела «Аэрокосмические двигатели» ФГУП «ЦИАМ им. П.И. Баранова» (Российская Федерация, 111116, Москва, Авиамоторная ул., д. 2); доцент кафедры «Ракетные двигатели» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1); заместитель заведующего лабораторией гиперзвуковых и плазменных технологий МФТИ (Российская Федерация, 141701, Московская обл., Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9).

**Федотова Ксения Викторовна** — канд. техн. наук, научный сотрудник отдела «Аэрокосмические двигатели» ФГУП «ЦИАМ им. П.И. Баранова» (Российская Федерация, 111116, Москва, Авиамоторная ул., д. 2); старший преподаватель кафедры «Ракетные двигатели» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

**Крикунова Анастасия Игоревна** — канд. физ.-мат. наук, преподаватель кафедры физической механики МФТИ (Российская Федерация, 141701, Московская обл., Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9); физик-экспериментатор ОИВТ РАН (Российская Федерация, 125412, Москва, Ижорская ул., д. 13, стр. 2).

**Панов Владислав Александрович** — канд. физ.-мат. наук, преподаватель кафедры физической механики МФТИ (Российская Федерация, 141701, Московская обл., Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9); физик-экспериментатор ОИВТ РАН (Российская Федерация, 125412, Москва, Ижорская ул., д. 13, стр. 2).

**Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:**

Арефьев К.Ю., Федотова К.В., Крикунова А.И. и др. Математическое и физическое моделирование влияния пульсаций скорости сносящего потока воздуха на структуру пламени при диффузионном режиме горения метана. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2020, № 2 (89), с. 65–84.

DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2020-2-65-84>



**MATHEMATICAL AND PHYSICAL SIMULATION  
OF THE CROSS-FLOW VELOCITY PULSATION EFFECT  
ON THE FLAME STRUCTURE DURING THE DIFFUSION MODE  
OF METHANE COMBUSTION**

**K.Yu. Arefyev**<sup>1,2,3</sup>

kyarefev@ciam.ru

**K.V. Fedotova**<sup>1,2</sup>

kvfedotova@ciam.ru

**A.I. Krikunova**<sup>3,4</sup>

utro-2007@mail.ru

**V.A. Panov**<sup>3,4</sup>

panovvladislav@gmail.com

<sup>1</sup> Central Institute of Aviation Motors, Moscow, Russian Federation

<sup>2</sup> Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

<sup>3</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny,  
Moscow Region, Russian Federation

<sup>4</sup> Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,  
Moscow, Russian Federation

---

**Abstract**

The paper presents the results of calculation and experimental studies of the diffusion combustion of methane in the air cross-flow. We developed a mathematical model for describing a diffusion air-methane flame, the model being based on solving a system of averaged Navier — Stokes equations in an unsteady setting. To calculate the combustion processes, we used the flamelet models and eddy dissipation concept (EDC) model. The mathematical model was supplemented by a detailed kinetic mechanism consisting of 325 elementary reactions involving 53 substances. Furthermore, we carried out calculations and comparative analysis of the flame characteristics using various turbulence models:  $k - \varepsilon$ ,  $k - \omega$  SST and *Transition SST*. The study introduces a diagram of the experimental setup for physical modeling of methane combustion in the air cross-flow, and presents the results of the calculation and experimental study of the cross-flow velocity pulsation effect on the flame structure, as well as the efficiency of methane combustion in the diffusion mode. We obtained data on temperature and concentration fields at pulsation frequencies of 0–100 Hz. Findings of research show that for the case under consideration, stable combustion occurs at pulsation frequencies of 0–90 Hz. The maximum observed flame lift-off is 3.2 times the diameter of the burner nozzle

**Keywords**

*Flame structure, diffusion flame, methane combustion, cross-flow, acoustic impact, flamelet model, eddy dissipation concept model*

Received 26.09.2019

Accepted 07.10.2019

© Author(s), 2020

---

*This work was supported by the grant from the Russian Science Foundation (no. RSF 17-79-10503)*

## REFERENCES

- [1] Zabaykin V.A., Tret'yakov P.K., Vorontsov S.S., et al. Dynamics of mixing and burning of hydrogen in supersonic air flow. *Khimicheskaya fizika*, 2005, vol. 24, no. 5, pp. 81–86 (in Russ.).
- [2] Annushkin Yu.M. Basic rules governing the burning of turbulent jets of hydrogen in air channels. *Combust. Explos. Shock Waves*, 1981, vol. 17, iss. 4, pp 400–411.  
DOI: <https://doi.org/10.1007/BF00761209>
- [3] Aleksandrov V.Yu., Kukshinov N.V. Modified combustion efficiency curve for high-velocity model combustors integrated with the inlet. *Combust. Explos. Shock Waves*, 2016, vol. 52, iss. 3, pp. 281–285. DOI: <https://doi.org/10.1134/S0010508216030047>
- [4] Degtyar' V.G., Son E.E. *Giperzvukovye letatel'nye apparaty. T. 1 [Hypersonic aircraft. Vol. 1]*. Moscow, Yanus-K Publ., 2016.
- [5] Trevisan B.P., Dourado W.M.C. Experimental investigation of the acoustic flame interactions in a Bunsen burner. *Workshop em Engenharia e Tecnologia Espaciais*, 2013.
- [6] Aleksandrov V.Yu., Arefyev K.Yu., Ilchenko M.A. Experimental investigation of acoustic self-oscillation influence on decay process for underexpanded supersonic jet in submerged space. *Thermophys. Aeromech.*, 2016, vol. 23, iss. 4, pp. 513–521.  
DOI: <https://doi.org/10.1134/S0869864316040041>
- [7] Bourehla A., Baillet F. Appearance and stability of a laminar conical premixed flame subjected to an acoustic perturbation. *Combust. Flame*, 1998, vol. 114, iss. 3-4, pp. 303–318. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(97\)00323-4](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(97)00323-4)
- [8] Arefyev K.Yu., Ilchenko M.A. The determination of the flow acoustic characteristics in a duct with variable cross-section of a laboratory unit. *Proceedings of Higher Educational Institutions. Machine Building*, 2018, no. 9, pp. 74–81 (in Russ.).  
DOI: <http://doi.org/10.18698/0536-1044-2018-9-74-81>
- [9] Di Sabatino F., Guiberti Th.F., Boyette W.R., et al. Effect of pressure on the transfer functions of premixed methane and propane swirl flames. *Combust. Flame*, 2018, vol. 193, pp. 272–282. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2018.03.011>
- [10] Luciano E., Ballester J. Analysis of the dynamic response of premixed flames through chemiluminescence cross-correlation maps. *Combust. Flame*, 2018, vol. 194, pp. 296–308. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2018.05.005>
- [11] Shtykov R.A. A formation process of a circular turbulent jet of natural and liquefied gases in a diffusional flare. *Nadezhnost' i kachestvo slozhnykh system [Reliability & Quality of Complex Systems]*, 2017, no. 4, pp. 85–89 (in Russ.).  
DOI: <https://doi.org/10.21685/2307-4205-2017-4-11>
- [12] Evdokimov O.A., Guryanov A.I. Experimental study of free-convection flame propagation. *Vestnik Samarskogo universiteta. Aerokosmicheskaya tekhnika, tekhnologii i mashinostroenie [Vestnik of Samara University. Aerospace and Mechanical Engineering]*, 2015, no. 1, pp. 139–146 (in Russ.).

- [13] Krivokorytov M.S., Golub V.V., Volodin V.V. Effect of acoustic vibrations on diffusion combustion of methane. *Pis'ma v ZhTF*, 2012, vol. 38, no. 10, pp. 57–63 (in Russ.).
- [14] Litvinenko M.V., Litvinenko Yu.A., Vikhorev V.V., et al. Influence of acoustic fluctuations on the round jet, formed in curved channel. *Vestnik NGU. Seriya: Fizika* [Vestnik NSU. Series: Physics], 2015, vol. 10, no. 2, pp. 67–72 (in Russ.).
- [15] Williams T.C., Shaddix Ch.R., Schefer R.W., et al. The response of buoyant laminar diffusion flames to low-frequency forcing. *Combust. Flame*, 2007, vol. 151, iss. 4, pp. 676–684. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2007.07.023>
- [16] Krivokorytov M.S., Golub V.V., Moralev I.A., et al. Experimental study of the development of a helium jet during acoustic action. *High Temp.*, 2014, vol. 52, iss. 3, pp. 436–440. DOI: <https://doi.org/10.1134/S0018151X14030171>
- [17] Launder B.E., Sharma B.I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Lett. Heat Mass Tran.*, 1974, vol. 1, iss. 2, pp. 131–137. DOI: [https://doi.org/10.1016/0094-4548\(74\)90150-7](https://doi.org/10.1016/0094-4548(74)90150-7)
- [18] Menter F.R. Zonal two equation  $k - \omega$  turbulence models for aerodynamic flows. *Proc. 24th Fluid Dynamics Conf.*, 1993, pp. 1993–2906. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.1993-2906>
- [19] Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 1994, vol. 32, no. 8, pp. 1598–1605. DOI: <https://doi.org/10.2514/3.12149>
- [20] Smith G.P., Golden D.M., Frenklach M., et al. GRI-MECH 3.0. Available at: <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/version30/text30.html> (accessed: 16.02.2020).
- [21] Kuo K.K., Acharya R. Fundamentals of turbulent and multiphase combustion. Wiley, 2012.
- [22] Yun A.A. Teoriya i praktika modelirovaniya turbulentnykh techeniy [Theory and practice of turbulent flow simulation]. Moscow, Librokom Publ., 2009.
- [23] Zheng Y., Barlow R.S., Gore J.P. Measurements and calculations of mean spectral radiation intensities leaving turbulent non-premixed and partially premixed flames. *J. Heat Transfer*, 2003, vol. 125, iss. 4, pp. 678–686. DOI: <https://doi.org/10.1115/1.1589502>
- [24] Arefyev K.Yu., Krikunova A.I., Panov V.A. Experimental study of premixed methane-air flame coupled with an external acoustic field. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2019, vol. 1147, art. 012050. DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1147/1/012050>

**Arefyev K.Yu.** — Cand. Sc. (Eng.), Head of Department of Aerospace Engines, Central Institute of Aviation Motors (Aviamotornaya ul. 2, Moscow, 111116 Russian Federation); Assoc. Professor, Department of Rocket Engines, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation); Deputy Head of the Laboratory of Hypersonic and Plasma Technologies, Moscow Institute of Physics and Technology (Institutsky per. 9, Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russian Federation).

**Fedotova K.V.** — Cand. Sc. (Eng.), Research Fellow, Department of Aerospace Engines, Central Institute of Aviation Motors (Aviamotornaya ul. 2, Moscow, 111116 Russian Federation); Assist. Professor, Department of Rocket Engines, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

**Krikunova A.I.** — Cand. Sc. (Phys.-Math.), Lecturer, Department of Physical Mechanics, Moscow Institute of Physics and Technology (Institutsky per. 9, Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russian Federation); experimental physicist, Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences (Izhorskaya ul. 13, str. 2, Moscow, 125412 Russian Federation).

**Panov V.A.** — Cand. Sc. (Phys.-Math.), Lecturer, Department of Physical Mechanics, Moscow Institute of Physics and Technology (Institutsky per. 9, Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russian Federation); experimental physicist, Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences (Izhorskaya ul. 13, str. 2, Moscow, 125412 Russian Federation).

**Please cite this article in English as:**

Arefyev K.Yu., Fedotova K.V., Krikunova A.I., et al. Mathematical and physical simulation of the cross-flow velocity pulsation effect on the flame structure during the diffusion mode of methane combustion. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences*, 2020, no. 2 (89), pp. 65–84 (in Russ.).

DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2020-2-65-84>