

К РАСЧЕТУ МОДЕЛИ ТРЁХМЕРНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ФАКЕЛА

Ходжиев Сафар¹, Йулдошев Шухрат Савриевич²,
Савриев Шамшод Шухрат угли²

¹Бухарский государственный университет, доцент кафедры
«Математического анализа»,

²Бухарский инженерно технологический институт,

<https://doi.org/10.5281/zenodo.7483093>

Аннотация. В данной работе излагается трёхмерная модель диффузионного горения в случае истечения горючей смеси газа из прямоугольного сопла и распространяющиеся в затепленном (с путном) потоке воздуха. Обсуждаются проблемы с загрязнением окружающей среды, совершенствование и повышение эффективности сжигание природного газа.

Ключевые слова. Трёхмерность, горение, диффузионное, струя, турбулентность, поток, факел, компоненты, стехиометрия.

TO THE CALCULATION OF A MODEL OF A THREE-DIMENSIONAL TURBULENT DIFFUSION PLANE

Abstract. In this paper, a three-dimensional model of diffusion combustion is presented in the case of the outflow of a combustible gas mixture from a rectangular nozzle and propagating in a heated (with a passing) air flow. Problems with environmental pollution, improvement and increase in the efficiency of burning natural gas are discussed.

Keywords. Three-dimensionality, combustion, diffusion, jet, turbulence, flow, flame, components, stoichiometry.

ВВЕДЕНИЕ

Организация процесса горения с разделенной подачей горючего и окислителя весьма характерна для технологии топочной практики. Простейшим типом такого процесса является диффузионной факел. Основным положением этой теории является предположение об общности механизма переноса в турбулентных струях и горящем факеле. Всё это позволяет и применять математический аппарат расчета турбулентных течения при решении задачи о горении диффузионного факела. В этом случае местоположение фронта пламени определяется из того условие, что потоки реагентов, подходящие к фронту пламени, находятся в стехиометрическом соотношения. Подробно излагается для трёхмерного случае преобразование многокомпонентное уравнение концентрации использованием консервативной функции Шваба – Зельдовича относительно избыточных концентраций приводящие число уравнений диффузии к одному для четырёхкомпонентной смеси. Предполагается, что на поверхности фронта пламени потоки окислителя и горючего должны удовлетворять условию стехиометрического равенства расходуемых и образующихся веществ на фронте пламени равны нулю.

Для описания течения используются трёхмерная система уравнений Навье – Стокса. Вычисления турбулентной вязкости используется алгебраическая модель учитывающая трёхмерность и температурной неоднородность струи. Приводится ряд численные результаты как влияние исходной значения скорости горючей смеси на параметры факела

при диффузионном горении смеси пропана – бутана. Выявлено, что ни всегда увеличение скорости горючего приводит к увеличению максимальной температуры на фронте пламени при неизменных других параметров.

Для описания процесса горения принимаются различные модели на основе закона действующих масс. Одной из простых и распространенных моделей является диффузионное горение. Наиболее общий анализ горения не перемешанных газов выполнен Я.Б.Зельдовичем [1] и было показано, что при горении не перемешанных газов фронт пламени устанавливается в тех точках, где подходящие к фронту потоки реагентов находятся в стехиометрическом соотношении. Одна из первых серьезных попыток построения теории турбулентного диффузионного факела принадлежит В.А.Швабу [7]. Для упрощения расчета В.А.Шваб исходит из предположения с подобий полей скорости, концентрации и температуры в факеле [2;3].

Более подробный обзор, посвященный исследованиям горения, можно найти в работах [4;5] и др. Многочисленных работах исследования относились в основном к горению не перемешанных газов в двумерных плоских и осесимметричных турбулентных струях. В работе [6], учитывая, что аэродинамика факела и его устойчивость в значительной степени определяется структурой течения в неавтономной области – зоне формирования и стабилизации факела, используется для описания трехмерных пламен метод эквивалентной задачи теории теплопроводности. В рамках метода эквивалентной задачи теории теплопроводности для вычисления распределения скорости, температуры и концентрации, а также для расчета стехиометрическими соотношениями определяется длина факела, где выведены выражения для инженерных расчетов турбулентного диффузионного факела, истекающего из сопла прямоугольной формы. Подробное численное исследование параметров факела, истекающего из сопла прямоугольной или какой-либо сложной формы, в публикациях практически отсутствует, но есть некоторые работы, посвященные пространственным горением [8÷12].

С учетом широким применением задачи динамики струйных течений большой интерес представляет изучение распространяющихся реагирующих, струй, вытекающих из прямоугольного сопла с конечным отношением длин сторон. Такие задачи используются при создании различных топочных устройств, камер сгорания, эффективного сжигание топлива и т.п. Следует, однако, отметить, что основные экспериментальные и малочисленные численные исследования посвящены изучением истечений воздуха [13÷17] а также с химическими реакциями [18÷19].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.

В данной работе излагается трехмерная модель диффузионного горения в случае истечении горючей смеси газа из прямоугольного сопла и распространяющейся в затопленном (с путном) потоке воздуха (рис.1). Для описания течения используем трехмерные системы уравнений Навье – Стокса для многокомпонентного химических реагирующих газовых смесей [18÷22], имеющий вид.

Уравнение смеси для газов.

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0,$$

Уравнение движения по координате x .

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_T \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_T \frac{\partial u}{\partial z} \right),$$

Уравнение движения по координате y .

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} + \rho w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_T \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_T \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_T \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_T \frac{\partial w}{\partial y} \right),$$

Уравнение движения по координате z .

$$\rho u \frac{\partial w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w}{\partial y} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_T \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_T \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_T \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_T \frac{\partial v}{\partial y} \right),$$

Уравнение переноса энергии (полная энтальпия).

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} + \rho w \frac{\partial H}{\partial z} &= \frac{1}{Pr_T} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_T \frac{\partial H}{\partial y} \right) + \frac{1}{Pr_T} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_T \frac{\partial H}{\partial z} \right) + \left(1 - \frac{1}{Pr_T}\right) \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_T u \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \right. \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_T u \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_T v \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_T w \frac{\partial w}{\partial y} \right) \left. \right] + \left(\frac{4}{3} - \frac{1}{Pr_T} \right) \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_T v \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_T w \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] - \\ &- \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{2}{3} \mu_T v \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_T v \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_T w \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{2}{3} \mu_T w \frac{\partial v}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

Полная энтальпия.

$$H = c_p T + \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} + \sum_{i=1}^{N_k} C_i h_i^*$$

Уравнение состояния газовой смеси.

$$P = \rho T R \sum_{i=1}^{N_k} \frac{C_i}{m_i}$$

Для трехмерной случае уравнения концентрации i -й компонент имеет вид

$$\rho u \frac{\partial C_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial C_i}{\partial y} + \rho w \frac{\partial C_i}{\partial z} = \frac{1}{Sc_T} \left(\mu \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) + \frac{1}{Sc_T} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial C_i}{\partial z} \right) + \dot{\omega}_i \quad (1)$$

Здесь x, y, z – декартовы координаты; u, v, w – компоненты скорости соответственно по оси x, y, z ; ρ – плотность; C_i – массовая концентрация i -того компонента; Sc_T – турбулентное число Шмидта; μ_T – турбулентная вязкость; $\dot{\omega}_i$ – массовая скорость образования i -й компоненты.

МЕТОД РЕШЕНИЯ.

Опишем метод преобразования трехмерное уравнения концентрации i -й компоненты приводящий к одному уравнению для четырехкомпонентную смесь газов при диффузионном горении.

Предполагается, что реакция протекает в зоне соприкосновения горючего с окислителем. Обычно эту зону, являющийся бесконечно тонкой поверхностью, называют фронтом пламени. На поверхности фронта пламени потоки окислителя и горючего должны удовлетворять условию стехиометрического равенства расходуемых и образующихся веществ

$$\dot{\omega}_i \nu_3 m_3 + \dot{\omega}_3 \nu_i m_i = 0 \quad , \quad (2)$$

т.е. концентрация окислителя и горючего на фронте пламени равны

$$(C_1)_\phi = (C_2)_\phi = 0 \quad . \quad (3)$$

Уравнение (1) для задач (модели) диффузионного горения можно привести к более компактному виду

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} + \rho \omega \frac{\partial c_i}{\partial z} = \frac{1}{s_{cT}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) + \frac{1}{s_{cT}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial c_i}{\partial z} \right) + \dot{\omega}_i \cdot |v_3 m_3 \quad (4)$$

$$\rho u \frac{\partial c_3}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_3}{\partial y} + \rho \omega \frac{\partial c_3}{\partial z} = \frac{1}{s_{cT}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial c_3}{\partial y} \right) + \frac{1}{s_{cT}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial c_3}{\partial z} \right) + \dot{\omega}_3 \cdot |v_i m_i \quad (5)$$

Складывая (4) и (5), получим

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial}{\partial x} (C_i v_3 m_3 + C_3 v_i m_i) + \rho v \frac{\partial}{\partial y} (C_i v_3 m_3 + C_3 v_i m_i) + \rho \omega \frac{\partial}{\partial z} (C_i v_3 m_3 + C_3 v_i m_i) = \\ = \frac{1}{s_{cT}} \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial}{\partial y} (C_i v_3 m_3 + C_3 v_i m_i) \right] + \\ + \frac{1}{s_{cT}} \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial}{\partial z} (C_i v_3 m_3 + C_3 v_i m_i) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь использовано условие стехиометрического равенства количества расходуемых и образуемых веществ (2), или

$$\rho u \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial y} + \rho \omega \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial z} = \frac{1}{s_{cT}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial y} \right) + \frac{1}{s_{cT}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial \tilde{c}_i}{\partial z} \right), \quad (7)$$

$$\text{где, } \tilde{c}_i = C_i v_3 m_3 + C_3 v_i m_i \quad (8)$$

Использование консервативной функции Шваба-Зельдовича [7] относительно избыточных концентраций

$$\tilde{C} = \frac{\tilde{c}_i - (\tilde{c}_i)_1}{(\tilde{c}_i)_2 - (\tilde{c}_i)_1}, \quad i = \overline{1 \div 3} \quad (9)$$

не изменяет вид уравнения (7)

$$\rho u \frac{\partial \tilde{C}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tilde{C}}{\partial y} + \rho \omega \frac{\partial \tilde{C}}{\partial z} = \frac{1}{s_{cT}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \tilde{C}}{\partial y} \right) + \frac{1}{s_{cT}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial \tilde{C}}{\partial z} \right) \quad (10)$$

Функция \tilde{C} принимает в срезе сопла горючего значения 1, а в зоне воздуха 0 (здесь вторые индексы указывают на принадлежность данного значения к срезу сопла воздуха-1 или горючего-2). Введение функции (9) позволяет освободиться от источника члена в уравнении диффузии (1) и приводит число уравнений диффузии к одному для четырехкомпонентной смеси (10).

При конечной скорости реакции необходимо интегрировать уравнение диффузии для каждого компонента в отдельности.

Используя условие (3), из соотношения (8) находим

$$\begin{cases} (\tilde{C}_1)_\phi = (\tilde{C}_3)_\phi v_1 m_1, \\ (\tilde{C}_2)_\phi = (\tilde{C}_3)_\phi v_2 m_2. \end{cases} \quad (11)$$

Используя (11), из (9) определим значение \tilde{C} на фронте пламени (см.рис.1, где приведена пространственная форма факела), т.е. \tilde{C}_ϕ

$$\frac{v_3 m_3}{v_1 m_1} (C_1)_1 (1 - \tilde{C}_\phi) = \frac{v_3 m_3}{v_2 m_2} (\tilde{C}_\phi) (C_2)_2,$$

или

$$\begin{aligned} \frac{(C_1)_1}{v_1 m_1} = \left[\frac{(C_1)_1}{v_1 m_1} + \frac{(C_2)_2}{v_2 m_2} \right] (\tilde{C}_\phi), \text{ отсюда} \\ \tilde{C}_\phi = \frac{1}{1 + \frac{v_1 m_1 (C_2)_2}{v_2 m_2 (C_1)_1}} \end{aligned} \quad (12)$$

Из (8), (9) найдем распределение относительной избыточной концентрации горючего, окислителя, продукта реакции инертного газа при помощи следующих граничных условий :

$$\begin{cases} (\tilde{C}_1)_1 = (C_1)_1 v_3 m_3, & (\tilde{C}_1)_2 = 0, \\ (\tilde{C}_2)_1 = 0, & (\tilde{C}_2)_2 = (C_2)_2 v_3 m_3. \end{cases} \quad (13)$$

Условие $\tilde{C} > \tilde{C}_\phi$ соответствует области горючего, $0 \leq L(y, z) < L_\phi(y, z)$, концентрации компонентов определяются в виде

$$\begin{cases} C_1 = 0, \\ C_2 = \tilde{C} \left[(C_2)_2 + \frac{v_3 m_3}{v_1 m_1} (C_1)_1 \right] - \frac{v_3 m_3}{v_1 m_1} (C_1)_1, \\ C_3 = \frac{v_3 m_3}{v_1 m_1} (C_1)_1 (1 - \tilde{C}), \end{cases} \quad (14)$$

а для зоны окислителя, где выполняется условие $\tilde{C} < \tilde{C}_\phi$, $[L(y, z) > L_\phi(y, z)]$,

$$\begin{cases} C_2 = 0, \\ C_1 = \left[(C_1)_1 + \frac{v_3 m_3}{v_2 m_2} (C_2)_2 \right] \tilde{C}, \\ C_3 = \frac{v_3 m_3}{v_2 m_2} (C_2)_2 \tilde{C}. \end{cases} \quad (15)$$

Для инертного газа N_2 распределение его относительно избыточной концентрации и граничные условия будут такими же, как и для \tilde{C} , поэтому

$$\frac{C_4 - (C_4)_1}{(C_4)_2 - (C_4)_1} = \tilde{C} \quad (16)$$

$$C_4 = (C_4)_1 + [(C_4)_1 - (C_4)_2] \tilde{C}, \quad (17)$$

где выражения (17) действительно во всей исследуемой области тепло – и массообмена. Формулы (14÷17) при вычислении \tilde{C} позволяют однозначно найти значения концентрации всех компонентов области течения. Достоверность определения концентрации компонент можно проверить с помощью тождества

$$\sum_{i=1}^{N_k} C_i = 1. \quad (N_k - \text{количество компонентов})$$

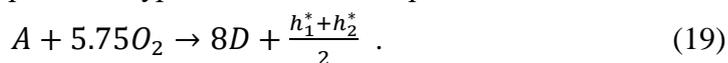
В качестве примера было изучено горение смеси пропана – бутана в воздухе с различными значениями параметров струи. Реакция протекают согласно стехиометрическим уравнениям:



$$v_{O_2} = 5,75; v_{C_3 H_8 + C_4 H_{10}} = 1; v_{CO_2} = 3,5; v_{H_2 O} = 4,5;$$

$$m_{O_2} = 32; m_{C_3 H_8 + C_4 H_{10}} = 41; m_{CO_2} = 44; m_{H_2 O} = 18; m_{N_2} = 28,$$

т.к. $0,5(C_3 H_8 + C_4 H_{10})$, моль составляет 1 моль горючей смеси, которую обозначим через А и единое стехиометрическое уравнения можно представить как



Необходимые для расчета параметры горючего А и продукта горения $D = \frac{7CO_2 + 9H_2O}{2}$ (теплоемкость, молекулярный вес, теплопроводность) определяются согласно законам термодинамики.

Итак, с точки зрения математического расчета, рассмотрим четырехкомпонентную смесь газов в зоне смешения, состоящую из кислорода O_2 – индекс "1", смеси пропана – бутана ($C_3H_8 + C_4H_{10}$) – "2", продуктов горения $CO_2 + 9H_2O$ – "3", инертного газа N_2 – "4".

С физической точки зрения в зоне тепло – и массообмена участвуют 6 компонентов.

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

Приводим некоторые численные результаты, как в линия исходной значения скорости горячей смеси на параметры факела.

Для численного решение описывающие течения использовался эффективный метод [20] подобному SIMPLE [23], что поправки к скорости определяются поправкам к давлению в соответствии с приближенным уравнениями движения, в которых продольные конвективные члены уравновешены членами с давлением.

Для вычисления турбулентной вязкости использовался полуэмпирическая формула учитывающую молекулярный перенос, трехмерность, температурную неоднородность струи в виде [20].

$$\mu = \chi \rho l^2(y, z) \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial y}\right)^2} \cdot \left(\frac{T}{T_2}\right)^\alpha .$$

При этом было рассчитано горение пропана-бутановой смеси, истекающей из сопла квадратной формы и распространяющейся в с путном потоке окислителя [6,10,24÷26] при условии:

I. Зона окислителя:

$$T_1 = 300 \text{ K}; u_1 = 0; (C_1)_1 = 0,232, (C_2)_1 = 0; (C_3)_1 = 0; (C_4)_1 = 0,768;$$

II. Зона горючего:

$$T_2 = 1200 \text{ K}; u_2 = 61 \text{ м/с (18,3 ; 30; 38 м/с);}$$

$$(C_1)_2 = 0; (C_2)_2 = 0,12; (C_3)_2 = 0; (C_4)_2 = 0,88$$

$$\text{и } P_{гТ} = S_{сТ} = 0,65, P_1 = P_2 = 1 \text{ атм.}$$

На рис. 2. приведены изменение концентрации горючего C_2 и продукта реакции C_3 вдоль оси затопленного диффузионного факела при скоростях горючего $u_2=18,3$ м/с (- - -) и 61м/с ().

Изменение осевой концентрации свидетельствует о том, что при удалении от среза сопла ее значение уменьшается при $u_2 = 18,3$ м/с быстрее, чем сравнению с $u_2 = 61$ м/с .

На рис.3 приведена форма факела в зависимости от исходного значения скорости и при этом другие параметры струи и окислителя остались без изменения. Как видно из графика, при изменении скорости u_2 от 18,3 до 30 м/с линейные размеры факела увеличиваются при увеличении u_2 до 61 м/с они практически не изменяются, даже при $u_2=70$ м/с.

ВЫВОДЫ

При скоростях струи 18, 30, 38 и 61 м/с соответственно максимальная температура доходит до 1943, 1845, 1850 и 1909 К.

Полученные результаты помогут при подборе исходной скорости струи, получить необходимой длину и температуру факела при диффузионном горении.

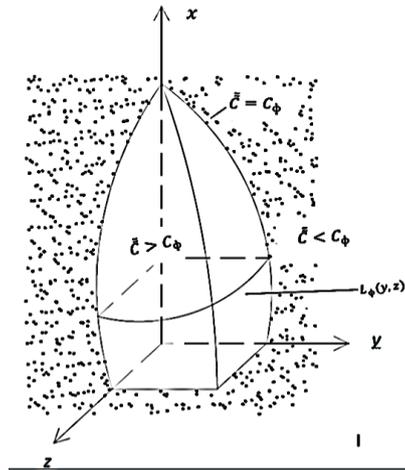


Рис.1. Пространственная форма факела.

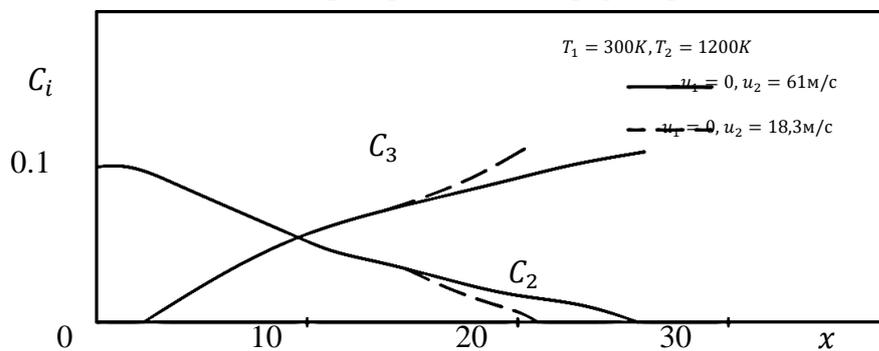


Рис. 2. Изменения концентрации горючего C_2 и продукта реакции C_3 вдоль оси затопленного диффузионного факела

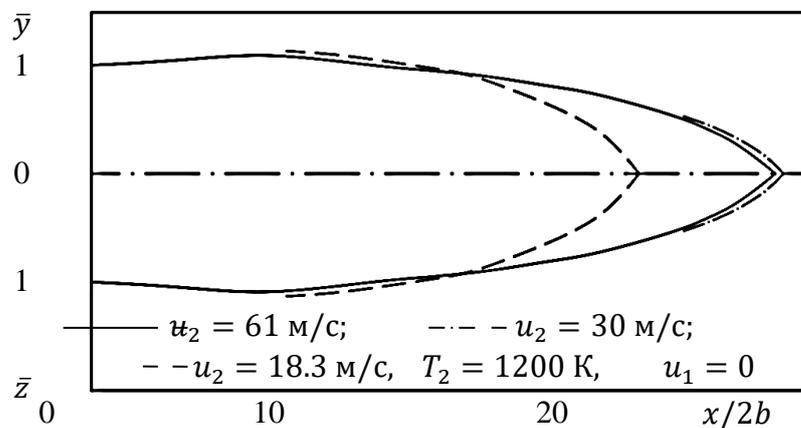


Рис. 3. Конфигурация факела при различных исходных значениях скорости струи.

REFERENCES

1. Зельдович Я.Б. К теории горения неперемешанных газов. // Журнал Технической физики, Т.19., вып.10, 1949, с. 107-114.
2. Гаусорн В., Уиддел Д., Хоттел Г. Смешение и горение в турбулентных газовых струях. // Сб. Вопросы горения, Т.1, - М: Изд. иностр. лит., 1953, с. 124-145.

3. Мэдни, Плетчер. Расчет вынужденных турбулентных восходящих потоков стратифицированной и однородной окружающей среде. Гр. Амер. о-ва. инж. мех., сер. Теплопередача, 1977, N1, с.105.
4. Вулис Л.А. Некоторые вопросы физики горения газа. // Теория и практика сжигания газа –Л.: Недра., Вып-2, 1964, с. 156-175.
5. Вулис Л.А. К расчету свободных турбулентных, течений с помощью эквивалентной задачи теории теплопроводности. // Изв. АН Каз ССР, серия энергетика . 1960 , вып 2 (18).
6. Вулис Л.А., Ярин Л.П. Аэродинамика факела. –Л.: Энергия. 1978. , -216 с.
7. Шваб А.В. Связь между температурными скоростными моделями газового факела. // Сб. “Исследование процессов горения натурального топлива”. Под. ред. Г.Ф. Кнорре, Госэнергоиздат. 1948.
8. Васильев Г.С. Полуэмпирическая теория турбулентности для пространственных течений химически реагирующих газовых смесей. // Теор. и прикл. мех. 1979 , 10 , N2, 4, 9 с.52-60.
9. Васильев В.И., Голубцова Л.Г., Крашенинников С.Ю., Руди Ю.А. Исследование распространения трехмерных турбулентных струй. // Материалы 5-й Всесоюз. съезда по теор. и прикл. механике. Алма-ата, 27 мая- 3 июня 1981. Аннотация докл. Алма – ата, 1981, с.87-88.
10. Вулис Л.А., Ершин Ш.А., Ярин Л.П. Основы теории газового факела. –Л.: Энергия. 1968. – 203 с
11. Markatos N.C., Moulton A. The computation of steady and Unsteady, turbulent, chemically reacting flows in axisymmetrical domains. Trans Inst. chem. Eng. 1979, 57, N3, P. 156-162. // РФЖ 1980, 1, 1599.
12. Carpenter M.H. Three – Dimensional Computation of cross-flow Injection and Combustion in a Supersonic flow. // AIAA Paper-1989, N 1970, p. 1-16.
13. Палатник И.Б., Темирбаев Д.Ж. О распространении свободных турбулентных струй, вытекающих из насадка прямоугольной формы. Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Изд. АН Казахской ССР: Алма-Ата, 1964. с. 18-28.
14. Исатаев С.И., Толеуов Г., Исатаев М.С. Исследование средних характеристик трехмерных турбулентных струй eLIBRARY ID.44757673. Вестник казахского национального университета. Серия физическая. N 2 (41) 2012. с. 54-60.
15. Sforza P.M., Trentacoste N. Further experimental results for three dimensional free jets//AIAA J. 1967.V.5, №5 P. 885-890.
16. Крашенинников С.Ю., Рогальская Е.Г. Распространение струй из прямоугольных сопел, свободных и вблизи экрана // Изв.АН СССР. МЖГ. 1979. №4. с. 39-48.
17. Ходжиев С., Юлдашев Ш.С., Махмудов С.А. Исследование начальных участков свободных турбулентных струй, вытекающих из насадок прямоугольной формы. Узбекский журнал. Проблемы механики. ФАН. АН Республики Узбекистан – Ташкент 1992. с. 64-68.
18. Khojiev S., Yuldoshev Sh.S., Savriev Sh.Sh., Murtazoyev A.S. Numerical simulation of three-dimensional turbulent jets of reacting gases Eurasian journal of mathematical theory and computer sciences. Innovative Academy Research Support Center, Volume 2

Issue 6, June 2022, ISSN 2181-2861, pages 73-82, www.in-academy.uz,
<https://doi.org/10.5281/zenodo.6778321>.

19. Ходжиев С., Авезов А.Х., Муродов Ш. Численные моделирование трехмерных турбулентных струй реагирующих газов вытекающих из сопла прямоугольной формы на основе “к-ε” модели турбулентности. Научный журнал вестник Бухарского Гос. Университета. Бухоро 2007. №3 с. 81-87.
20. Ходжиев С., Жумаев З.Ш., Примов А., Муминова З.А. Исследование трехмерных турбулентных струй реагирующего газа, истекающего из прямоугольного сопла и распространяющегося в спутном (затопленном) потоке воздуха при диффузионном горении Узбекский журнал “Проблемы механики” –Ташкент ФАН. АН. Республики Узбекистан, 1993. с.28-33.
21. Лапин Ю.В., Стерелец М.Х. Внутренние течения газовых смесей. Наука . Гл.ред.физ.мат.лит., 1989-368 с.
22. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. В 2-х Т. Т.2: Пер. С англ.: Мир, 1990, -728-392.
23. Патанкар С. Численные методы решение задач тепло обмена и динамики жидкости. Перевод с англ. – М: Энергоатомиздат, 1984. с. 15-20
24. Алиев Ф., Хужаев И.К. Распространение струй реагирующих газов. Движения одно-и многофазных смесей. Ташкент. 1980. с. 26-45.
25. Алиев Ф., З.Ш. Жумаев Струйные течения реагирующих газов. Ташкент, Фан. 1987. с. 132.
26. И.К.Хужаев, М.М.Хамдамов. Численные алгоритмы расчёта турбулентных струйных течений реагирующих газов. Бухара. Дурдона. 2022. - 214 с.
27. Йулдошев, Ш. С., Наврузов Д. Влияние начального распределения концентрации горючего на параметры факела. Научно-технический прогресс: актуальные и перспективные направления будущего. 2015.
28. Жумаев, З. Ш., Юлдашев, Ш. С. Жумаев Ж. Об одном методе расчета турбулентного горения при подаче воды в зону факела. //Тезис докладов «Вычислительные и информационные технологии в науке, технике и образовании» Казахстан Алмата 11-14 сентября 2003 г.