EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. XVI KÖIDE
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA. 1967, NR. 1

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ XVI
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1967, № 1

https://doi.org/10.3176/phys.math.1967.1.09

А. КИНК, Ю. ИВАНОВ

ФОРМА ОСИ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ГАЗОВОГО ФАКЕЛА В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ

При решении ряда огнетехнических задач, связанных с обеспечением технологических процессов в камерах горения, необходимо знание закономерностей распространения факела в сносящем потоке. Такие процессы имеют место, например, в топках паровых котлов, камерах сгорания газотурбинных двигателей, в печах всех типов и других тепловых установках.

Задача о развитии факела в сносящем потоке представляет собой часть проблемы смешения горючего с окислителем, имеющей большой практический интерес. Форма оси изотермических и неизотермических (негорящих) струй в сносящем потоке изучалась рядом авторов [1–5], однако из-за сложности явления этот вопрос изучен еще недостаточно.

В работе [4] предложена схема решения задачи об искривлении оси струи капельной жидкости, взаимодействующей с набегающим боковым потоком воздуха. Метод состоит в том, что форма оси струи определяется из условия уравновешивания силы, вызванной разностью давления на передней и задней поверхностях струи, центробежной силой. Этот метод получил развитие в работе [5] при решении задачи о форме оси воздушной струи в сносящем потоке. На рис. 1 приведена схема струи в поперечном потоке.

В отличие от воздушной струи в сносящем потоке при исследовании оси факела необходимо учитывать горение, что существенно усложняет задачу. Искривление оси факела происходит под воздействием набегающего потока и подъемной силы, вызванной собственным тепловыделением. Ниже рассматривается диффузионный факел, вытекающий из сопла под начальным углом ϑ_0 к оси $\bar{x}$ в вертикальный поперечный поток. Поскольку факел легче объема вытесненного им воздуха, на него действует подъемная сила. Кроме этого, поперечный воздушный поток также отклоняет факел вверх. По указанным причинам траектория факела отклоняется от прямой $\bar{s}$ (рис. 1) (см. [6]). В работах [7–10] показано, что в диффузионном факеле поля динамических напоров на основном участке можно описывать зависимостями, характерными для свободных изотермических струй. Из подобия полей динамических напоров получим закономерность изменения скорости по оси диффузионного факела

$$u/u_0 = (u\,u_0^{-1})_{\gamma=\mathrm{const}}\,\gamma_0^{0,5}\,\gamma_1^{-0,5} = 6{,}2\,\bar{s}^{-1}\,\gamma_1^{-0,5}(n_{2u}\,\gamma_0)^{0,5}, \qquad (1)$$

где γ_0 — удельный вес газа на выходе из сопла;
γ_1 — удельный вес продуктов сгорания в данном сечении;
n_{2u} — коэффициент начальной неравномерности поля скорости в устье сопла [5].

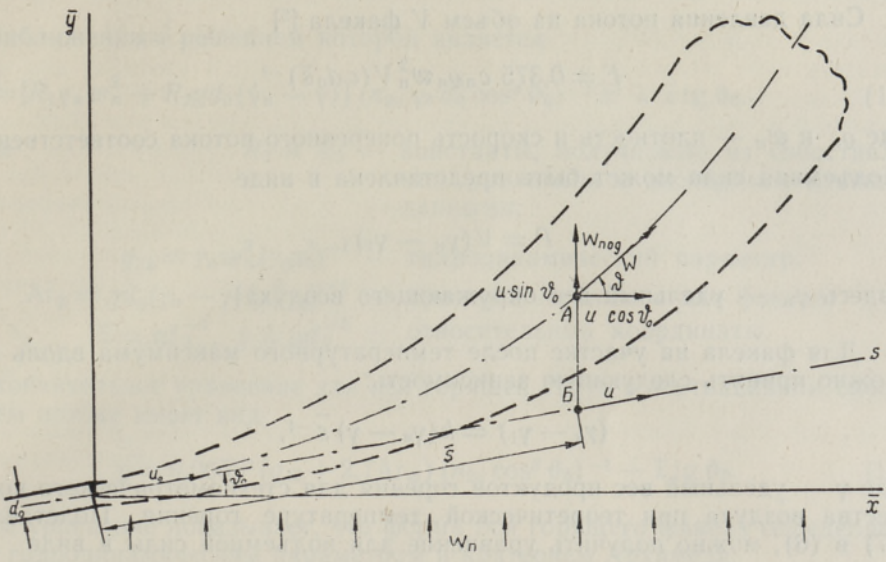

Рис. 1. Взаимодействие круглой турбулентной газовой струи с неограниченным поперечным потоком.

При равномерном профиле скорости $n_{2u} = 1$. При установившемся турбулентном профиле скорости $n_{2u} = 0{,}68$. Для расчета искривления оси факела используется метод, основанный на работе [12]. Предполагается, что при воздействии на факел вертикального поперечного потока зависимость скорости в факеле от расстояния $\bar{s}$ остается такой же, как и при отсутствии поперечного потока [см. (1)]. Струя в основном участке имеет приблизительно форму конуса с вершиной в устье сопла [11]. Таким образом, диаметр факела в основном участке можно определить по уравнению

$$d = 2\, c d_0 \bar{s}, \tag{2}$$

где c — коэффициент расширения факела.

Выделим на прямой $\bar{s}$ вокруг некоторой точки Б объем V с радиусом $r = c d_0 \bar{s}$, осевую скорость в нем обозначим u. Поскольку как подъемная сила, так и сила давления потока на выделенный объем V факела действуют в одном и том же направлении (по вертикали) (см. схему на рис. 1), то скорость подъема оси факела может быть представлена в следующем виде

$$w_{под} = \int_0^t a\, dt, \tag{3}$$

где a — ускорение, вызванное подъемной силой и силой давления потока, и t — время.

Ускорение выделенного объема факела выражается формулой

$$a = g(F + P)(\gamma_1 V)^{-1}, \tag{4}$$

где P — подъемная сила, приложенная к объему факела;
F — сила давления потока, приложенная к объему факела;
g — ускорение силы тяжести.

Сила давления потока на объем V факела [5]

$$F = 0{,}375\, c_{\text{п}} \varrho_{\text{п}} w_{\text{п}}^2 V (c\, d_0 \bar{s})^{-1}, \tag{5}$$

где $\varrho_{\text{п}}$ и $w_{\text{п}}$ — плотность и скорость поперечного потока соответственно. Подъемная сила может быть представлена в виде

$$P = V(\gamma_{\text{н}} - \gamma_1) \tag{6}$$

(здесь $\gamma_{\text{н}}$ — удельный вес окружающего воздуха).

Для факела на участке после температурного максимума вдоль оси можно принять следующую зависимость:

$$(\gamma_{\text{н}} - \gamma_1) = k(\gamma_{\text{н}} - \gamma)\, \bar{s}^{-1}, \tag{7}$$

где γ — удельный вес продуктов горения для стехиометрического количества воздуха при теоретической температуре горения. Подставляя (7) в (6), можно получить уравнение для подъемной силы в виде

$$P = kV(\gamma_{\text{н}} - \gamma)\bar{s}^{-1}. \tag{8}$$

После некоторых преобразований получим следующее выражение для ускорения выделенного объема факела

$$a = [0{,}375\, c_{\text{п}} (c d_0)^{-1} \gamma_{\text{п}} w_{\text{п}}^2 + kg(\gamma_{\text{н}} - \gamma)] \cdot [\bar{s}\gamma_{\text{н}} - k(\gamma_{\text{н}} - \gamma)]^{-1}. \tag{9}$$

В формуле (3) время t можно заменить:

$$dt = d\bar{s}\, d_0/u = 0{,}162\, d_0 \bar{s}^{0,5} [\gamma_{\text{н}} \bar{s} - k(\gamma_{\text{н}} - \gamma)]^{0,5} u_0^{-1} (\gamma_0 n_{2u})^{-0,5}\, d\bar{s}. \tag{10}$$

Следовательно, скорость подъема оси факела

$$w_{\text{под}} = [0{,}061\, c_{\text{п}} (c u_0)^{-1} (\gamma_0 n_{2u})^{-0,5} \gamma_{\text{п}} w_{\text{п}}^2 + 0{,}162\, kg\, d_0 (\gamma_{\text{н}} - \gamma) u_0^{-1} (\gamma_0 n_{2u})^{-0,5}] \times$$
$$\times \int_0^{\bar{s}} \bar{s}^{0,5} [\bar{s}\gamma_{\text{н}} - k(\gamma_{\text{н}} - \gamma)]^{-0,5} d\bar{s}. \tag{11}$$

Для оси факела, развивающегося в вертикальном сносящем потоке (рис. 2, *а*), получаем систему уравнений

$$dx/dt = u \cos \vartheta_0$$
$$dy/dt = w_{\text{под}} + u \sin \vartheta_0, \tag{12}$$

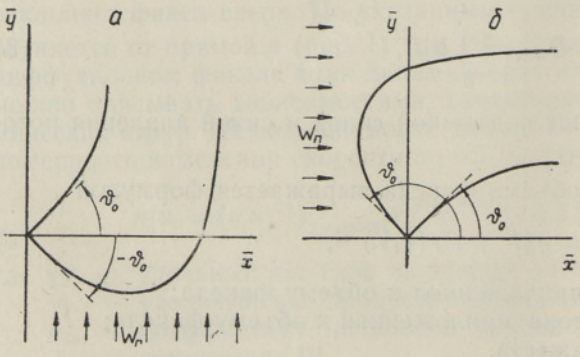

Рис. 2. Схемы развития турбулентного диффузионного газового факела в поперечном потоке.

приближенным решением которой является

$$\bar{y} = [R_1 \gamma_н w_п^2 + R_2 g d_0 (\gamma_н - \gamma)] (n_{2и} \gamma_0 u_0^2 \cos^3 \vartheta_0)^{-1} \bar{x}^3 + \bar{x} \operatorname{tg} \vartheta_0, \tag{13}$$

где R_1 и R_2 — константы, получаемые из сопоставления уравнения с экспериментальными данными;

$q_{12} = \gamma_н w_п^2 (\gamma_0 u_0^2)^{-1}$ — гидродинамический параметр;

$\mathrm{Ar}_ф = g d_0 (\gamma_н - \gamma)(u_0^2 \gamma_0)^{-1}$ — критерий Архимеда для факела;

$\bar{x} = x d_0^{-1}$, $\bar{y} = y d_0^{-1}$ — относительные координаты.

Окончательное уравнение для оси горящей струи в вертикальном сносящем потоке имеет вид

$$\bar{y} = 0{,}065 \bar{x}^3 (q_{12} + 2{,}7 \mathrm{Ar}_ф) (n_{2и} \cos^3 \vartheta_0)^{-1} + \bar{x} \operatorname{tg} \vartheta_0. \tag{14}$$

Это уравнение показывает, что форма оси горящего факела определяется гидродинамическим параметром и критерием Архимеда.

Аналогичным путем получена система уравнений оси горящей струи в горизонтальном сносящем потоке (применительно к схеме на рис. 2, *б*)

$$\bar{y} = \bar{s} \sin \vartheta_0 + 0{,}175 \mathrm{Ar}_ф \bar{s}^3 n_{2и}^{-1}$$
$$\bar{x} = \bar{s} \cos \vartheta_0 + 0{,}065\ q_{12} \bar{s}^3 n_{2и}^{-1}. \tag{15}$$

В уравнениях (15) $\bar{s}$ является параметром. Задавая различные значения параметра, получим зависимость $\bar{y} = f(\bar{x})$. Из уравнений (14), (15) оси горящей струи, развивающейся в сносящем потоке, можно получить глубину проникновения струи, продифференцировав эти уравнения и задав какое-то минимальное значение углу наклона оси струи к потоку, например 15°. Так, для горящей струи, развивающейся в вертикальном поперечном потоке, относительная глубина проникновения $\bar{h}$ равна

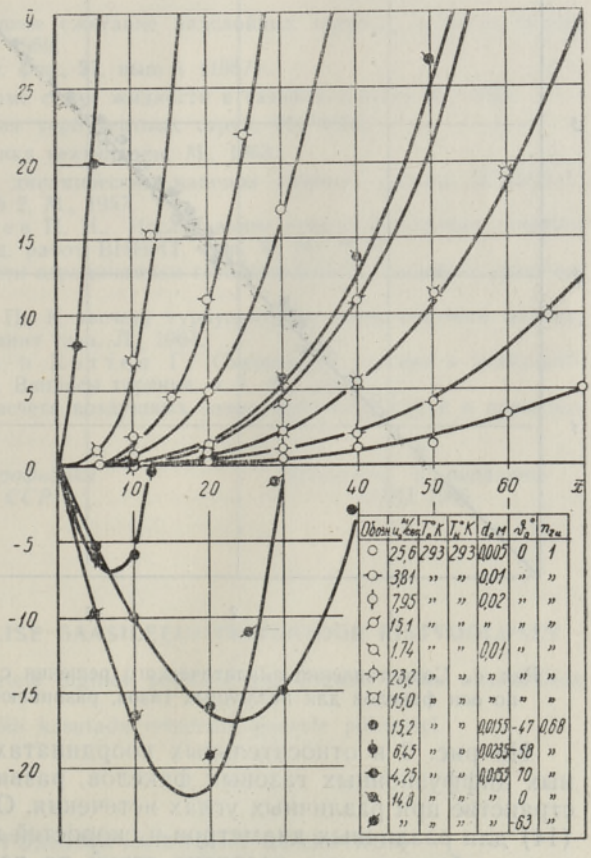

Рис. 3. Сопоставление расчетных осей турбулентного диффузионного газового факела сланцевого газа, развивающегося в неподвижной среде, с экспериментальными данными.

$$\overline{h} = 2{,}25\,[(4 - \operatorname{tg}\vartheta_0)\, n_{2u} \cdot \cos^3\vartheta_0 (q_{12} + 2{,}7\,\mathrm{Ar}_{\Phi})^{-1}]^{0{,}5}. \qquad (16)$$

Аналогично можно получить глубину проникновения струи и в случае горизонтального поперечного потока согласно схеме на рис. 2, *б*.

Полученная формула показывает, что глубина проникновения горящей струи в сносящий поток зависит от начального угла атаки, гидродинамического параметра, коэффициента начальной неравномерности поля скорости в устье сопла и от величины подъемной силы.

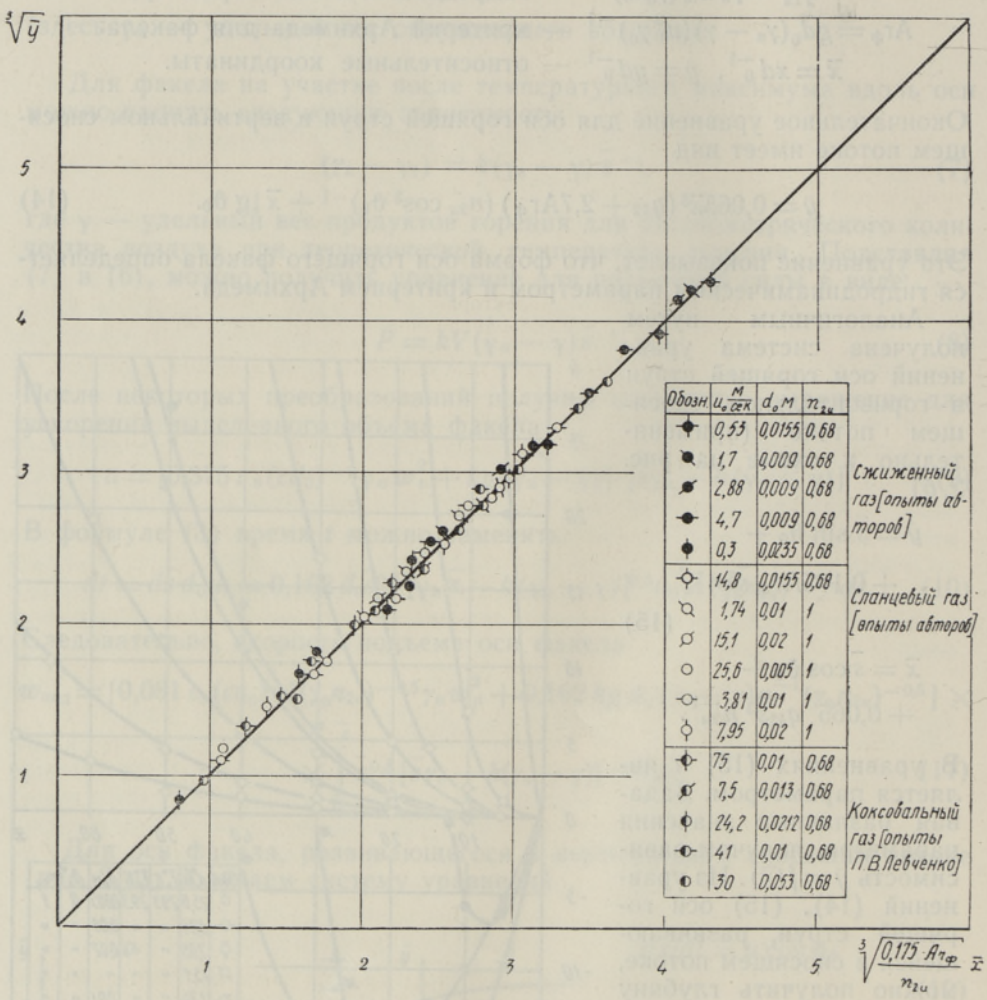

Рис. 4. Сопоставление аналитического решения с экспериментальными данными по оси факелов для различных газов, развивающихся в неподвижной среде.

На рис. 3 в относительных координатах приведены оси турбулентных диффузионных газовых факелов, развивающихся в открытом пространстве при различных углах истечения. Оси проведены по уравнению (14) для различных диаметров и скоростей истечения. Выбранные параметры обеспечивают развитие струй во всем практически интересном диапазоне от направления их движения почти вертикально вниз до вертикального направления вверх. При этом в расчет приняты струи как с малой подъемной силой, которая слабо влияет на ось факела, так и с

большой подъемной силой, определяющей форму оси струи. Если эти же оси горящих струй, развивающихся в неподвижном пространстве, представить согласно уравнению (14) в обобщенных координатах $\bar{y}^{\frac{1}{3}}$; $(0{,}175\ \mathrm{Ar}_{\text{ф}}\ n_{2u}^{-1})^{\frac{1}{3}}\ \bar{x}$, то они примут форму прямой, приведенной на рис. 4. Представляло интерес сравнить расчет с экспериментальными данными в этих обобщенных координатах. В соответствии с этим на рис. 4 нанесены экспериментальные данные осей горящих струй различных газов: сланцевого, сжиженного и коксовального. Сравнение опытных данных по древесному генераторному газу дало такое же хорошее совпадение.

Таким образом, уравнение (14) описывает оси горящих струй разных газов, различающихся по калорийности от 800 до 20 000 *ккал/нм*^{3}, т. е. более чем в двадцать раз. По-видимому, можно предположить, что это уравнение удовлетворительно описывает и траектории горящих струй природного газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов Ю. В., Исследование траекторий холодных и горячих струй, распространяющихся в неограниченном однородном потоке, Дисс. канд. техн. наук, Таллин, 1950.
2. Иванов Ю. В., Эффективное сжигание надслойных горючих газов в топках паровых котлов, Таллин, 1959.
3. Шандоров Г. С., Ж. техн. физ., **27**, вып. 1 (1957).
4. Волынский М. С., О форме струи жидкости в газовом потоке, М., 1958.
5. Абрамович Г. Н., Теория турбулентных струй, М., 1960.
6. Талиев В. Н., Аэродинамика вентиляции, М., 1963.
7. Успенский В. А., Поля динамических напоров газового факела, ВНИИМТ, Бюлл. науч.-техн. инф. № 2, М., 1957.
8. Тимофеев В. Н. и Сычев П. И., Исследование процессов горения газового топлива, Сб. науч.-исслед. работ ВНИИТ, вып. V, М., 1946.
9. Вулис Л. А. Закономерности аэродинамики газового факела, Теория и практика сжигания газа, Л., 1958.
10. Ершин Ш. А., Ярин Л. П., К расчету турбулентного диффузионного факела, Теория и практика сжигания газа, Л., 1964.
11. Гаусорн В., Уиделл Д. и Хоттел Г., Смешение и горение в турбулентных газовых струях, Сб.: Вопросы горения, ч. 1, М., 1953.
12. Шепелев И. А., Основы расчета воздушных завес, приточных струй и пористых фильтров, М., 1950.

Институт термофизики и электрофизики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
11/III 1966

A. KINK, J. IVANOV

TURBULENTSE DIFUSIOONILISE GAASILEEGI TRAJEKTOOR RISTVOOLUSES

Artiklis esitatakse katseandmetele tuginev põlevate gaasijugade leviku analüütiline lahendus ristvooluse puhul.

Uurimisel saadud tulemusi võib kasutada erinevate gaaside põlemisel.

A. KINK, J. IWANOW

ACHSE DER DIFFUSIONSFLAMME IM QUERSTROM

In der Abhandlung wird eine auf experimentellen Ergebnissen beruhende analytische Lösung für die Gasstrahlen im Querstrom dargelegt.

Die Versuche zeigen, daß man die erzielten Ergebnisse beim Verbrennungsprozeß verschiedener Gase verwenden kann.