

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАКЕЛЬНОГО КОНВЕКТИВНО- ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ

Н. Н. НОРКИН

На образование, развитие устойчивого процесса и интенсивность пламенного конвективно-турбулентного горения оказывают преимущественное влияние аэродинамические явления: скорость истечения газа и воздуха, направление потоков газа и воздуха и перемешивание их, искривление оси факела, эжекция факелом продуктов горения и др. Экспериментальные и теоретические исследования в этой области обычно выполняются двумя методами: 1) исследование аэродинамики факельного процесса в изотермических или неадиабатических условиях при отсутствии горения и 2) исследование аэродинамики факела в процессе горения. Наиболее обобщающие выводы и математические зависимости получены при исследованиях по первому методу, но степень применимости их к действительным процессам горения довольно приближенная, и пределы применимости ограничены необходимостью введения ряда упрощающих допущений. Что же касается результатов исследований, проводимых по второму методу, то они в большинстве случаев ограничены конкретностью обстановки экспериментального исследования, а обобщающие выводы сформулированы лишь в самом общем виде, физико-математические зависимости почти всегда отсутствуют.

Изучению явлений перемешивания газов при истечении их без химического взаимодействия посвящены экспериментальные исследования: Д. Н. Ляховского и С. Н. Сыркина [1], Ф. П. Казакевича и Н. П. Дюндина [2], М. А. Глинкова и Н. А. Калошина [3], П. И. Сычева [4], К. Руммеля [5] и др. Обычно при этих исследованиях применяется следующая методика: при истечении из 2 параллельно расположенных насадков потоков холодного и горячего воздуха устанавливается соотношение между скоростями истечения потоков и распределением температуры по длине факела. При истечении также двух потоков воздуха одинаковой или различной температуры под некоторыми углами одного потока к другому устанавливается влияние углов встречи потоков на распределение температуры, а также при истечении концентрических потоков типа „труба в трубе“ устанавливается соотношение между скоростями истечения и распределением температуры по пути смешения. Ляховский и Сыркин [1], используя температурно-скоростную аналогию Рейнольдса, разработали теорию эксперимента по моделированию процессов перемешивания, введя понятие о степени перемешивания. Экспериментальный материал, полученный ими, и установленные ими математические зависимости имеют большую практическую ценность при решении вопросов о смешении газов различной плотности и температуры при разнообразных условиях организации процесса перемешивания и могут быть использованы при изучении конвективно-турбулентного пламенного горения газов.

Непосредственное исследование аэродинамики факельного пламенного процесса горения производилось В. Н. Тимофеевым и П. И. Сычевым

[6], Л. В. Подгурским [7], Пистором [8], Руммелем [5], Н. Н. Доброхотовым с сотрудниками [9], Б. И. Китаевым [10], Г. Я. Вьюговой [11] и др. Методика, применявшаяся при этих исследованиях, была следующей: в лабораторных или производственных газовых печах, оборудованных горелками той или иной конструкции, создающими различную степень перемешивания, измеряются скоростные, температурные и концентрационные поля в горящем факеле. Такого рода исследования дают возможность судить о влиянии на длину факела, на полноту выгорания и распределения температуры в факеле таких факторов, как: относительной скорости воздушного и газового потоков, угла встречи потоков, конструктивного оформления горелок и др. В соответствии с этим Пистор [8] разработал пять типовых схем газовых горелок по возрастанию интенсивности перемешивания и исследовал их. Тимофеев и Сычев [6] дали математическое выражение коэффициента турбулентной диффузии, который, по мнению указанных авторов, учитывает молекулярную и молярную диффузию, связав этот коэффициент с начальной средней скоростью истечения определенным соотношением. Интересными и ценными являются результаты измерения температурных полей в факеле в зависимости от типа горелок, выполненные П. И. Сычевым [6].

Кроме изучения концентрационного, скоростного и температурного полей в факеле пламени экспериментальными методами, опубликован ряд теоретических физико-математических исследований, ставящих целью отыскать закономерности и выразить их уравнениями, позволяющими найти длину факела и распределение температуры по длине факела. Наиболее полными работами в этом направлении являются работы В. А. Шваба [12], Хейлигенштедта [13] и М. А. Глинкова [14].

В основу своих выводов В. А. Шваб принял, как исходное положение, температурно-скоростную аналогию Рейнольдса, развитую Ляховским и Сыркиным [1]. В. А. Шваб распространил температурно-скоростную аналогию на область явлений горения. При этом им приняты следующие допущения: 1) что процесс горения практически протекает мгновенно; 2) что при мгновенно совершающемся процессе горения в любом месте факела существует математическая поверхность горения, на которой вследствие турбулентной диффузии происходит взаимодействие горючего газа и кислорода. Координаты этой поверхности определяются стехиометрическим соотношением между газом и необходимым для горения кислородом, проникающими к поверхности горения; 3) что между скоростью выделения тепла и скоростью образования продуктов горения существует прямая пропорциональность; 4) что между полем температуры и полем концентрации существует подобие и что, вследствие этого, будут подобными температурное и скоростное поля; это позволяет найти распределение температуры в факеле, если известно скоростное поле в факеле (последнее считается легко поддающимся измерению или расчету на основании закономерностей аэродинамики факела). Для учета теплоотдачи факела в окружающую среду, по Швабу, необходимо составить тепловой баланс для любого поперечного сечения факела и тогда можно найти значение рабочей температуры в любой точке факела, как функцию скоростного поля и интенсивности теплоотдачи. В. А. Шваб иллюстрирует свои теоретические положения практическими примерами: горение стехиометрических смесей, горение с недостатком воздуха. Следует однако заметить, что для практического применения выведенные Швабом зависимости чрезвычайно сложны и требуют принятия многих упрощающих допущений.

Другим методом решения вопроса о распределении температуры в факеле является метод Хейлигенштедта [13], в дальнейшем несколько видоизмененный М. А. Кузьминым [15] и Е. В. Вирозубом [16]. Этот метод может быть пригоден для приближенных расчетов и при конструировании

горелок; он использован нами при рассмотрении процессов горения в отопительной системе коксовых печей при отоплении их коксовым и доменным газами. В основе метода Хейлигенштедта и других авторов этого направления принято положение о применимости к исследованию факельного горения математического выражения закона действия масс, но физико-химическая константа скорости реакции заменяется новой константой, зависящей главным образом от условий смешения горючего с воздухом, т. е. от конструкции горелки, от типа газосожигательной камеры и лишь ограниченно зависящей от природы газа. При этих условиях скорость процесса тепловыделения может быть описана уравнением, формально аналогичным уравнению закона действия масс

$$\frac{dq}{d\tau} = -k(q_0 - q_1), \quad (1)$$

здесь q_0 — начальное теплосодержание 1 м³ продуктов горения, т. е.

$$q_0 = \frac{Q_p}{V_{np.ror.}};$$

q_1 — количество тепла, превращенное из потенциальной формы в физическое теплосодержание до рассматриваемого момента времени;

k — коэффициент скорости процесса тепловыделения, зависящий, главным образом, от конструкции горелки.

Если принять интенсивность теплоотдачи от пламени одинаковой по всей длине факела пламени, то общее количество тепла, отданного пламенем, может быть выражено уравнением

$$dq_2 = i dx; \quad (2)$$

здесь i — интенсивность теплоотдачи 1 м³ продуктов горения на пути факела, равном 1 м. Следовательно,

$$dx = W_{ср.дн.} d\tau; \quad dq_2 = i W_{ср.дн.} d\tau. \quad (3)$$

Совместное решение дифференциальных уравнений (1) и (3) позволяет вычислить количество тепла, превращенного из потенциальной формы в физическое теплосодержание на данный момент времени, т. е.

$$q_\tau = \frac{k}{k-m} q (e^{-m\tau} - e^{-k\tau}) - 273 C_p (1 - e^{-m\tau}). \quad (4)$$

Здесь W_0 — начальная скорость газового потока,

C_p — средняя теплоемкость продуктов горения, но q_τ можно выразить через tC_p , тогда

$$q_\tau = C_p t; \quad m = \frac{i W_0}{273 C_p}. \quad (5)$$

После подстановки значения q_τ получается уравнение, по которому можно рассчитать распределение температуры по длине факела

$$t = \frac{k}{(k-m)C_p} q (e^{-m\tau} - e^{-k\tau}) - 273 (1 - e^{-m\tau}). \quad (6)$$

Для определения максимальной температуры берется первая производная от q_τ по τ и приравнивается нулю.

Коэффициент скорости тепловыделения на основании опытных данных, соответствующим образом обработанных Хейлигенштедтом, характеризуется следующими величинами:

1) горелка, выложенная из кирпича, имеющая один канал для газа и другой канал для воздуха, причем каналы имеют небольшой наклон друг к другу

$$k = \text{от } 1,5 \text{ до } 2,0;$$

2) такая же горелка, но при более сильном наклоне потоков друг к другу

$$k = 2,5;$$

3) при применении перемешивающих насадок

$$k = 3,5;$$

4) сопловые горелки со слабой турбулентцией

$$k = \text{от } 3,0 \text{ до } 4,0;$$

5) горелки с сильной турбулентцией

$$k = \text{от } 4,0 \text{ до } 6,0;$$

6) горелки с предварительным смешением

$$k = \text{от } 8,0 \text{ до } 10,0.$$

Влияние теплоотдачи на температуру факела характеризуется коэффициентом

$$m = \frac{iW_0}{273 C_p}.$$

Коэффициент скорости тепловыделения k , коэффициент, характеризующий интенсивность теплоотдачи по длине факела m , и пирометрический коэффициент горения взаимно связаны соотношением:

$$\eta = \frac{t_{\text{max действ.}}}{t_{\text{калориметр.}}} = \varphi \frac{k}{m}. \quad (7)$$

Хейлигенштедт вычислил эту функциональную зависимость, а М. А. Кузьмин [15] обработал результаты вычисления графически в координатах η и $\frac{k}{m}$. Пользуясь указанными данными, можно по заданному коэффициенту

η найти отношение $\frac{k}{m}$ и распределение температуры в факеле, а также

точку с максимальной температурой пламени. В случае, если полученное распределение температуры и положение максимума не удовлетворяет технологическим или иным условиям работы топки, печи, то, варьируя показателем горелки k , можно достигнуть желаемой длины факела и желаемого распределения температуры по длине его.

Недостатками методики расчета температуры факела пламени в процессе горения по Хейлигенштедту являются: 1) применение закона действия масс для характеристики кинетики процесса тепловыделения в форме уравнения (1) предполагает процесс тепловыделения аналогичным реакции горения первого порядка; 2) величина k принимается не зависящей от температуры константой; 3) теплоотдача от факела пламени принимается пропорциональной длине пути факела, а не температуре.

Е. В. Вирозуб [16], развивая метод Хейлигенштедта, но не решая вопроса о порядке реакции и о зависимости k от температуры, определяет

количество отдаваемого факелом тепла в окружающее пространство в функции от разности температур по уравнению

$$dq_2 = -\frac{1}{G} \left[\alpha (t - t_0) F \right] dx; \quad (8)$$

здесь α — суммарный коэффициент теплоотдачи конвекцией и лучеиспусканием;

t — переменная температура факела пламени;

t_0 — температура тепловоспринимающей поверхности;

F — удельная поверхность тепловосприятия на 1 м длины факела пламени;

G — часовой объем продуктов горения.

Решая дифференциальные уравнения выделения тепла и теплоотдачи, Е. В. Вирозуб получает следующее уравнение для средней температуры по длине факела пламени

$$t_m = t_0 + \frac{q}{(m-k)C_p\tau} (e^{-m\tau} - e^{-k\tau}) + \frac{1-e^{-m\tau}}{mC_p\tau} (q + q_0 + C_p t_0). \quad (9)$$

Для вычисления температуры необходимо знать величины k и τ . Эти величины по Вирозубу определяются следующим образом: по геометрическому объему топочного пространства $V_{m.np}$ и по секундному объему продуктов горения $V_{np.gop.}$, приведенному к искомой температуре (при этом приходится ориентировочно задавать искомую температуру), определяется время пребывания пламенного потока в топочном пространстве

$$\tau = \frac{V_{m.np.}}{V_{np.gop.}}$$

Предполагая процесс горения и тепловыделения законченным на определенную величину от потенциального тепла в исходном горючем газе по уравнению

$$\beta = \frac{q_1}{q} = 1 - e^{-k\tau} \quad (10)$$

и задаваясь степенью полноты горения (тепловыделения) β , определяется значение k по времени пребывания пламенного потока τ . Затем определяется значение t_m , если предварительно известны или как-то вычислены коэффициенты теплоотдачи.

Однако расчет распределения температуры по длине факела пламени по уравнениям (6, 9) требует громоздких предварительных вычислений и не дает наглядного представления о развитии температуры по длине факела, поэтому автором предлагается графоаналитический метод расчета в виде $t-k-\beta$ номограммы, особенно удобной для вариантных расчетов. В дальнейшем с помощью этой номограммы рассмотрен процесс горения в отопительной системе коксовых печей.

М. А. Глинов [14], обобщая опытные данные многих исследований горящего газового факела, пришел к выводу о том, что для расчета длины пути перемешивания газового и воздушного потоков, отождествляемой с длиной горящего факела, вполне применим тип уравнения Вильямсона и Адамса [17], составленного ими для температурного поля в бесконечной пластине при нагревании ее с внезапным изменением температуры поверхности в начальный момент. Сделав ряд обоснованных допущений и учтя влияние угла встречи потоков, ограничивающих стенок и др. на распределение концентрации реагирующих веществ в горящем факеле, М. А.

Глишков, сохраняя тип решения по [17], предложил следующее уравнение для расчета длины горящего газового факела

$$\frac{E - E_k}{E_n - E_k} = 1,275 e^{-0,145 \left(\frac{x}{k_z d} \right)^{0,75}} \cdot \cos \left(\frac{W_2}{W_1} \right)^{0,434} \quad (11)$$

В этом уравнении E — концентрация вещества по оси струи на расстоянии x от сопла;

E_n — начальная концентрация;

E_k — конечная концентрация вещества после полного перемешивания;

W_2 — скорость облегающего потока;

W_1 — скорость центрального потока;

λ — длина пути перемешивания;

d — диаметр сопла;

k_z — коэффициент, введенный М. А. Глинковым для учета влияния различных факторов на горящий факел, причем

$$k_z = k_0 k_1 k_2 \dots k_n, \quad (12)$$

где k_0 — коэффициент, учитывающий влияние толщины центрального и облегающего потоков, причем

$$k_0 = \sqrt{\frac{d_1}{d_2}}, \quad (13)$$

k_1 — коэффициент, учитывающий влияние угла встречи потоков, который по результатам исследования М. А. Глишкова и Н. А. Калошина [3] рекомендуется вычислить по формуле

$$k_1 = e^{-1,25 \alpha 0,575}; \quad (14)$$

α — угол между осями потоков, выраженный в долях прямого угла;

k_2 — коэффициент, учитывающий влияние высоты пространства, в котором происходит перемешивание, причем по данным Руммеля [5] М. А. Глишков нашел, что

$$k_2 = e^{-4 \left(\frac{d}{H} \right)^{1,45}}, \quad (15)$$

H — высота пространства, в котором происходит перемешивание;

k_3 — коэффициент, учитывающий влияние температуры в горящем факеле на интенсивность перемешивания, причем

$$k_3 = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (16)$$

где T — средняя температура факела,

T_0 — температура потоков при выходе из горелки.

М. А. Глишков называет отношение $\frac{E - E_k}{E_n - E_k}$ — степенью выгорания и,

сопоставляя опытные данные других исследований с расчетной длиной горящего факела x , получающейся по уравнению (11), считает, что получается удовлетворительное совпадение действительно наблюдаемой длины горящего факела с рассчитанной. Повидимому, неизбежной предпосылкой для такого утверждения явилось предположение об одинаковой степени

выгорания во всех опытах, а в работе М. А. Глинкова это не указано, так же как и не приведены данные о действительно наблюдавшихся степенях выгорания.

По поводу предложенного М. А. Глинковым уравнения для расчета длины горящего факела (11) считаем необходимым высказать следующие суждения: для того чтобы рассчитать длину горящего факела по уравнению (11), предложенному М. А. Глинковым, обязательно необходимо предварительно выбрать (задать) степень выгорания. Чем руководствоваться при выборе степени выгорания? Очевидно, какой-то допустимой величиной не сгоревшего газа, например, такой величиной, при которой содержание горючих элементов становится меньше возможной ошибки приборов, анализирующих газ, или при которой получается практически допустимая неполнота горения газов (0,5—1,0%). Но значит ли это, что мы можем визуально наблюдать полную длину горящего факела при заданной степени выгорания? Сомнительно! При очень больших степенях выгорания, когда в продуктах горения остается незначительное количество (1,0—1,5%) горючего, мы, несомненно, не в состоянии визуально наблюдать „хвост“ факела с такой малой концентрацией горючего. Кроме того, при больших степенях выгорания рассчитанная по уравнению (11) длина горящего факела получается непомерно и нереально большой, в чем нетрудно убедиться, если сделать расчет: например, для простоты рассчитаем длину горящего факела водорода с кислородом при $W_2 \cong W_1$ при условии, чтобы количество не сгоревшего H_2 не превышало 1%. Тогда по уравнению (11) получается $\frac{x}{d} = 2560$ и если допустим $d = 5$ мм, то $x = 12800$ мм!

Наконец, ввиду того что $\frac{x}{d} = f\left(\frac{E - E_k}{E_n - E_k}\right)$ изменяется по асимптотически затухающей кривой, то при малых значениях концентрации горючего в продуктах горения незначительное изменение E вызывает резкое изменение $\frac{x}{d}$; если в предыдущем примере взять количество не сгоревшего H_2 не 1%, а 1,5%, то получится $\frac{x}{d} = 2320$ и $x = 11600$ мм, т. е. длина факела сократилась на 10%.

Изложенное убеждает в том, что произвольный выбор степени выгорания и тем более выбор такой степени выгорания, при которой концентрация горючего в факеле представляет незначительную, но практически, несомненно, желательную и в действительности достигаемую и наблюдаемую величину при решении уравнения (11), приведет к непомерно и нереально большой длине факела. Поэтому можно полагать, что уравнение (11) целесообразно можно использовать не для расчета $\frac{x}{d}$, а для

расчета $\frac{E - E_k}{E_n - E_k}$ по величине $\frac{x}{d}$; иначе говоря, по величине длины факела, реально осуществимого в тех или иных конкретных условиях с помощью уравнения (11) можно приближенно составить представление о максимально возможной степени выгорания.

Мы считаем возможным применить уравнение (11) для расчета длины горящего факела при условии, когда количество воздуха в потоке превышает теоретически необходимое, т. е. при горении с избытком воздуха. В этом случае нет необходимости в произвольном выборе величины степени выгорания; горение в факеле закончится тогда, когда горючие части

газа и воздух смешаются в стехиометрическом соотношении, т. е. при $\alpha = 1$. В соответствии с этим левая часть уравнения выражается в явной форме, зависящей от коэффициента избытка воздуха α .

В самом деле, пусть E_n — начальная концентрация горючего, т. е. $E_n = 1$, тогда при полном смешении, если будет введено воздуха $\alpha V_{теор}$

$$E_n = \frac{1}{1 + \alpha V_{теор}};$$

E — концентрация горючего на оси струи на расстоянии x , т. е. в конце горящего факела; очевидно, при полном горении

$$E = \frac{1}{1 + V_{теор}}.$$

Подставляя значения E , E_n , E_k , получим значение характеристического параметра (левая часть уравнения)

$$P = \frac{\alpha - 1}{\alpha (1 + V_{теор})}. \quad (17)$$

При такой трактовке выражения в левой части уравнения (17) возможны три случая:

- 1) когда $\alpha = 1$, то $P = 0$ и $\frac{x}{d}$ из уравнения (11) равно бесконечности этого и следовало ожидать и для того, чтобы $\frac{x}{d}$ было конечным, надо задавать степень выгорания; однако из предыдущих суждений было очевидно, к каким нереальным результатам приводит произвольное задание степени выгорания;
- 2) когда $\alpha < 1$, т. е. при горении с недостатком воздуха, P будет иметь некоторое отрицательное значение. Знак минус показывает, что горение неполное, а абсолютная величина $\frac{x}{d}$, при этом полученная, всегда будет меньше действительной длины факела при горении в открытой горелке в атмосферном воздухе, так как догорание факела произойдет за счет дополнительной диффузии воздуха из окружающей среды. Для условий закрытой горелки величина $\frac{x}{d}$ будет обозначать ту конечную длину факела, где полностью будет исчерпан первичный воздух;

- 3) когда $\alpha > 1$, получится значение $\frac{x}{d}$, при котором завершится полностью процесс горения.

Наконец, следует указать, что было бы абсурдным применять уравнение (11) для случая, когда рассматривается факел при истечении из горелки одного лишь газового потока.

Мы позволяем себе считать, что изложенное выше суждение о виде и значении характеристического параметра полнее и точнее отображает качественную и количественную сторону явления горящего факела.

В дальнейшем уравнения (11 и 17) использованы нами для сопоставления с данными опытных исследований горящего газового факела.

Наши исследования факельного конвективно-турбулентного горения производились путем наблюдений горящего факела; мы считаем, что хотя в горящем факеле протекают сложные процессы в результате взаимодействия явлений гидродинамики, теплопередачи и химической кинетики, но

каждое из этих явлений в отдельности изучено и обобщено в достаточной степени, между тем как опубликованный экспериментальный материал по наблюдению и изучению горящего факела не столь обширный, чтобы можно было сделать обобщения. Наши исследования горящего факела выполнены при сжигании светильного, водяного и доменного газов как в лабораторных условиях, так частично и в производственных тепловых установках и касаются следующих вопросов:

1) длина горящего факела, состав продуктов горения, распределение температуры в факеле в зависимости от скорости газового и воздушного потоков и угла встречи их;

2) нарушение устойчивости факельного горения вследствие отрыва факела от устья горелки;

3) влияние рециркуляции продуктов горения на горящий факел.

Следует оговориться, что методика, применявшаяся при изучении горящего факела, была обычной и простой, но мы позволяем себе считать, что она удовлетворяет требованиям инженерно-технической практики, а некоторые обобщения, иногда оформленные в виде математической зависимости, могут быть полезными при регулировании факела и при проектировании газосожигательных устройств типа пламенного конвективно-турбулентного горения.

1. Влияние скорости истечения и угла встречи потоков на длину и распределение температуры в горящем факеле. Отрыв факела пламени

Экспериментальное исследование горящего факела производилось с помощью трехщелевой и семищелевой разборных плоских горелок.

Трехщелевая горелка—внутренняя щель прямоугольного сечения 60 на 2 мм для истечения газа и две боковых наружных щели прямоугольного сечения 60 на 5 мм—для истечения воздуха; длина факела измерялась непосредственно при расположении горелок в вертикальной плоскости. Измерение температуры производилось одновременно в 10 точках по длине факела $Pt-PtRh$ термопарами с незащищенным спаем. По длине факела термопары располагались на расстоянии: 1-я термопара—55 мм от устья горелки и последующие 9 термопар через каждые 45 мм, так что длина факела, измеренного ими, равнялась 410 мм.

При определении степени полноты перемешивания и выгорания газа вертикальный факел пламени покрывался металлическим колпаком с выходом факела вверх. Пробы газа для анализа брались через отверстия в боковой поверхности колпака.

Светильный газ подавался в горелки под напором в газопроводе, расход его измерялся нормальной диафрагмой $\frac{d}{D} = \frac{12,5}{17} = 0,736$ и диффманометром завода „Теплоприбор“. Воздух в горелки подавался вентилятором, а расход воздуха определялся также диафрагмами $\frac{d}{D} = 0,5$ и диффманометрами. Диафрагмы перед опытами были откалиброваны.

Изменение скорости истечения осуществлялось изменением расхода газа и воздуха; соответствующим расположением щелей горелок изменялся угол встречи потоков.

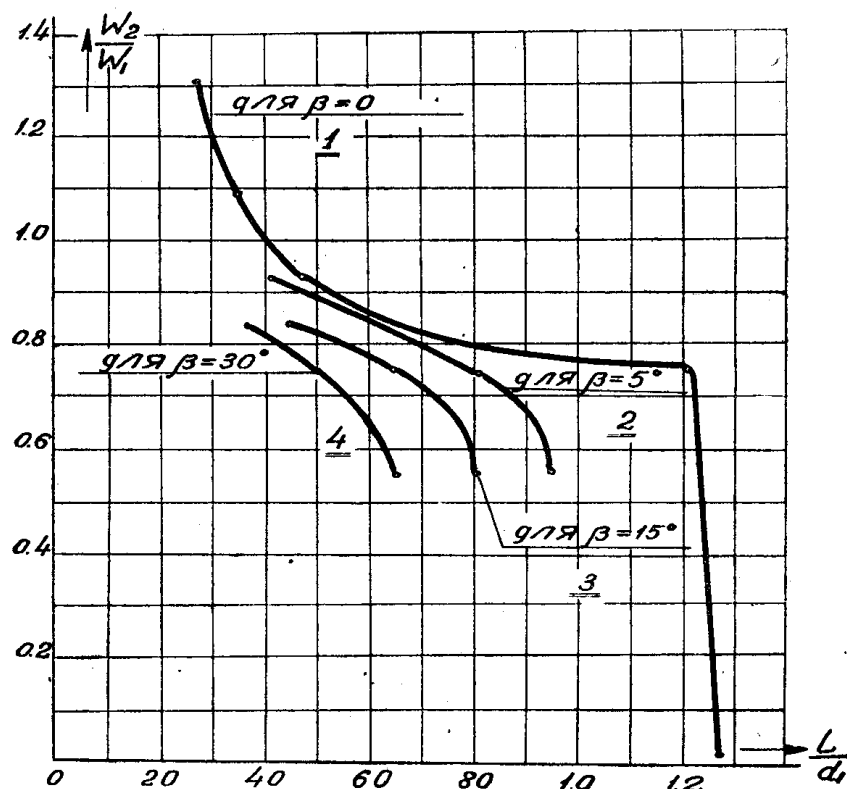
Результаты исследования длины горящего факела пламени светильного газа и распределения температуры в факеле при истечении газа и воздуха при различных углах встречи потоков, различных скоростях истечения их представлены в табл. 1; скорость газового потока была постоянной и рав-

Таблица 1

Длина горящего факела пламени светильного газа и распределение температуры в факеле при истечении газа и воздуха при различных углах встречи потоков. Горелка трехщелевая, плоская

№№ п. п.	Угол встречи потоков β	Скорость газа $w_г$	Скорость воздуха $w_в$	Длина горящего факела мм		Температура по длине горящего факела °С										Коэф- фициент избытка воздуха α
						Т о ч к и з а м е р о в										
				L	l	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
1	0°	2,38	0	510	0	550	925	950	860	1000	1060	1080	925	890	820	0,0
2		1,8	1,8	485	80	610	1060	825	970	1040	890	910	620	720	440	1,0
3			2,2	190	75	490	540	950	1010	1050	1000	950	900	720	450	1,23
4			2,6	140	70	460	350	970	1020	1070	970	950	920	740	500	1,45
5			3,1	110	69	650	770	970	870	1120	970	925	850	750	540	1,72
6	5°		1,3	375	78	75	375	440	460	910	825	975	1000	975	825	0,74
7			1,8	325	72	320	375	225	600	1070	1060	1060	1070	990	750	1,0
8			2,2	170	70	320	320	225	590	590	975	1125	1200	980	740	1,24
9	15°		1,3	320	75	525	610	870	1200	1180	1200	1140	1120	925	750	0,74
10			1,8	260	67	525	590	675	980	1230	1200	990	760	600	375	1,0
11			2,0	185	58	525	600	880	980	1275	1190	1190	1190	880	600	1,13
12	30°		1,3	260	64	150	375	600	750	920	930	1060	1210	900	590	0,74
13			1,80	200	51	225	225	225	300	300	530	825	1060	750	375	1,00
14			2,0	150	51	150	200	270	280	350	600	820	1280	740	370	1,13

ной $2,38 \frac{м}{сек}$, скорость же обтекающего воздушного потока изменялась от 0 до $3,1 \frac{м}{сек}$; угол встречи потоков изменялся от 0 до 30° . Режим истечения газа и воздуха был формально ламинарный, так как подсчитанные обычным путем числа Re не превышали 2000. Несомненно, что исследованный горящий факел, образующийся при истечении потоков с различными скоростями и при углах встречи потоков $> 0^\circ$, должен быть назван условно-ламинарным, так как хотя скорости истечения потоков были ниже критических, но перемешивание потоков осуществлялось не только под влиянием микродиффузии, но в большой степени под влиянием внешних турбулизирующих факторов. Надо полагать, что проф. Б. И. Китаев, опубликовав результаты своих исследований по изучению горящего факела под названием „ламинарный режим факела“ [10], имел без сомнения в



Фиг. 1

виду условно-ламинарный режим и в связи с этим вряд ли уместно столь резкое возражение Г. П. Иванцова [18] против такого названия.

По данным, приведенным в табл. 1, вычерчены кривые на фиг. 1: по оси ординат отложены значения относительной скорости $\frac{W_2}{W_1}$, а по оси

абсцисс—относительная длина факела $\frac{L}{d_1}$, где L — визуально наблюдае-

мая длина горящего факела, d_1 — приведенный диаметр щели, через которую вытекал из горелки газ; для трехщелевой горелки d_1 определялся как удвоенная ширина газовой щели, т. е. $2 \cdot 2 = 4$ мм. Кривая (1) харак-

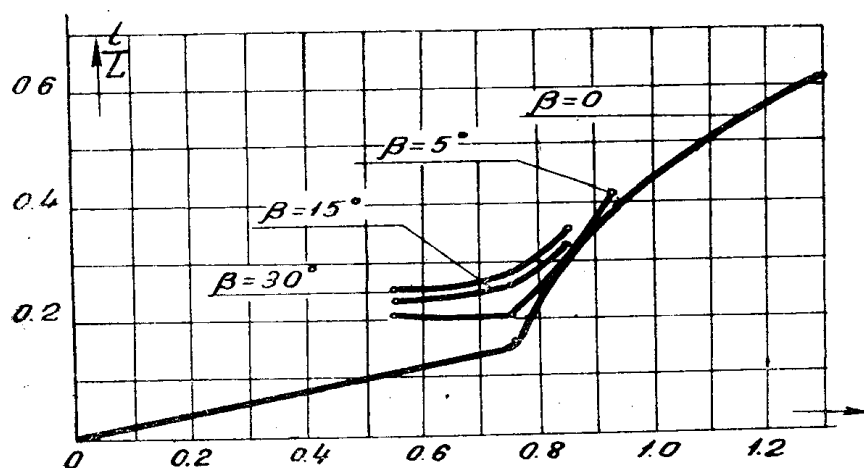
теризует изменение $\frac{L}{d_1}$ при параллельном истечении потоков; кривая (2)—

изменение $\frac{L}{d_1}$, для угла встречи потоков $\beta = 5^\circ$; кривая (3) — изменение $\frac{L}{d_1}$ для $\beta = 15^\circ$ и кривая (4) — для $\beta = 30^\circ$.

На фиг. 2 построены кривые изменения геометрического фактора структуры пламени $\frac{l}{L}$, т. е. отношение длины внутреннего темного конуса невоспламенившихся газов к длине облегающего горящего факела, в зависимости от скорости истечения и при различных углах встречи потоков при $0^\circ, 5^\circ, 15^\circ, 30^\circ$.

Из результатов исследования, приведенных в табл. 1, и кривых, изображенных на фиг. 1 и 2, следует:

1. Если сравнить длину горящего факела, образующегося при истечении одного лишь газа, когда $W_2 = 0$, с длиной горящего факела, образующегося при истечении параллельных газового и воздушного потоков, то при одинаковой скорости истечения газа в обоих случаях наибольшая длина горящего факела получается при $W_2 = 0$, т. е. когда воздух, необходимый для горения, диффундирует к поверхности горения из окружающей атмосферы. Так, при скорости истечения газа $W_1 = 2,38$ м/сек и $W_2 = 0$, $L = 510$ мм, а при $W_2 > 0$ — L уменьшается; при $W_1 = 5$ м/сек и $W_2 = 0$, $L = 570$ мм, а при $W_2 > 0$ — L уменьшается. Механизм перемешивания



Фиг. 2

газа с воздухом при истечении одного газового потока, когда $W_2 = 0$, обусловлен частично молекулярной диффузией и частично механическим вовлечением в движение вследствие взаимного трения неподвижных слоев окружающего воздуха. При вынужденном истечении обоих потоков роль молекулярной диффузии в процессе перемешивания уменьшается, а влияние взаимного механического воздействия потоков увеличивается, вследствие чего дальность факела уменьшается.

Вертикальный факел, горящий в неограниченном пространстве, при истечении одного лишь газа внешне до известной степени сходен с явлением истечения свободной струи, поэтому некоторые авторы аналогизируют эти явления; так, Б. И. Китаев считает, что при его исследованиях газ сгорал в окружающем воздухе с образованием факела в условиях свободной струи [10]; Н. Н. Доброхотов и его сотрудники при опытах на огневой модели установили, что зажигание факела не меняет закономерностей, наблюдающихся в холодном факеле [19]. Поэтому является

заманчивой попытка распространения закономерности свободной струи на определение длины горящего факела. Однако подобная попытка приводит к результатам, резко расходящимся с опытными данными.

Возьмем уравнение расхода в форме, предложенной Г. П. Иванцовым на основании обобщения экспериментальных данных по изучению явления свободной струи

$$V = 0,82 V_0 \left(0,32 \frac{L}{d} + 1 \right), \quad (18)$$

здесь V — объем газа в струе на расстоянии L от насадка;

V_0 — то же при выходе из насадка;

L — дальность факела;

d — диаметр насадка.

Применяя это уравнение к условиям горящего факела с целью расчета длины его, казалось бы позволительным считать отношение $\frac{V}{V_0}$ как отношение объема продуктов горения к объему газа. Тогда для условий 1-го опыта, учитывая стехиометрический расчет горения и максимальную температуру факела, получим

$$\frac{V}{V_0} = 25;$$

подставив значение $\frac{V}{V_0}$ в уравнение (18), получим расчетное

$$\left(\frac{L}{d} \right)_{\text{расч}} = 92.$$

Действительно измеренная относительная длина

$$\left(\frac{L}{d} \right)_{\text{д}} = 127.$$

Расхождение опытных данных с расчетными составляет приблизительно 37%.

Возьмем уравнение расхода в форме, предложенной Д. И. Ляховским и С. Н. Сыркиным [1] на основании обобщения экспериментальных данных авторов по изучению явления свободной струи

$$V = V_0 \left(1 + \frac{L}{4,83 d} \right). \quad (19)$$

Применяя это уравнение к условиям горящего факела и подставив значение $\frac{V}{V_0} = 25$, получим

$$\left(\frac{L}{d} \right)_{\text{расч}} = 116.$$

Расхождение опытных данных с расчетными меньше, чем по уравнению, предложенному Г. П. Иванцовым, но все же составляет около 10%.

Итак, казалось бы, что для приближенного суждения о длине горящего факела при истечении одного лишь газа можно взять за основу уравнения расхода свободной струи, сделав при этом предположение, что длина горящего факела равняется дальности свободной струи тогда, когда расход в струе V равен объему получающихся при горении продуктов

горения. Однако мы считаем, что такое формальное, на основании большей или меньшей сходимости расчетных величин с действительным, распространение уравнений свободной струи на горящий факел вряд ли закономерно.

Подтверждением справедливости нашего утверждения является хотя бы тот общеизвестный и легко наблюдаемый факт, что длина горящего факела при истечении одного газа зависит от скорости истечения газа: чем больше скорость истечения газа, тем длиннее горящий факел, между тем как в вышеразобранные уравнения величина скорости газа не входит и, следовательно, величина $\left(\frac{L}{d}\right)_p$ горящего факела при любых скоростях истечения газа должна бы оставаться одной и той же. Попытка применить уравнения расхода свободной струи с целью рассчитать длину горящего турбулентного факела, используя для этого опытные данные Б. И. Китаева [10], так же осталась без успеха. При турбулентном факеле, как показал Б. И. Китаев, длина горящего факела не зависит от скорости истечения газа, однако подсчитанные нами величины $\left(\frac{L}{d}\right)_p$ по уравнениям расхода свободной струи еще более значительно расходятся с опытными данными Китаева.

2. Согласно опытным данным нашего исследования, длина горящего факела, образованного параллельными потоками, сокращается при увеличении скорости истечения облегающего воздуха; интересно отметить, что, начиная от точки A , происходит резкое изменение темпа сокращения факела. На участке кривых выше A наблюдается довольно значительный темп сокращения факела при увеличении $\frac{W_2}{W_1}$, а на участке кривых ниже A — более замедленный темп. Точка A , в которой происходит изменение темпа сокращения факела, соответствует такому соотношению между газовым и воздушным потоками, при котором коэффициент избытка воздуха приблизительно равен единице. Следовательно, повышение коэффициента избытка воздуха в облегающем воздушном потоке резко сокращает длину горящего факела и, наоборот, при горении смесей с недостатком воздуха в воздушном облегающем потоке при увеличении $\frac{W_2}{W_1}$ происходит медленное сокращение длины горящего факела. Нам представляется, что это наблюдение должно быть учтено, как некоторый новый определяющий фактор в формулах и уравнениях, по которым пытаются решать вопрос о расчете длины горящего факела в зависимости лишь от величины $\frac{W_2}{W_1}$.

Однако имеющиеся в нашем распоряжении опытные данные являются недостаточными для того, чтобы выявить количественное значение влияния коэффициента избытка воздуха.

3. Как уже указывалось выше, для расчета длины горящего факела при различных скоростях истечения и углах встречи потоков М. А. Глинов предложил уравнения. Воспользуемся уравнениями (11, 17) и сопоставим рассчитанные длины горящего факела с наблюдаемыми. Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Расчет длины горящего факела $x_{расч}$ производился для случаев, когда коэффициент избытка воздуха в потоках $\alpha > 1$ или $\alpha < 1$; при этом $V_{теор} = 3,74 \frac{м^3}{м^3}$; расчет длины горящего факела не производился для случаев, когда $\alpha = 1$ и когда $W_2 = 0$, по мотивам, указанным выше.

Таблица 2

Сравнение опытных данных с расчетными по измерению длины горящего факела для трехщелевой горелки

№ опытов	k_0	k_1	k_2	k_3	k_z	$x_{расч}$ мм	α мм	α $x_{расч}$
3	0,5	1	1	1,65	0,83	180	190	1,05
4	0,5	1	1	1,65	0,83	126	140	1,10
5	0,5	1	1	1,71	0,86	100	110	1,10
6	0,5	0,80	1	1,63	0,65	116	375	3,24
8	0,5	0,80	1	1,77	0,71	152	170	1,12
9	0,5	0,63	1	1,77	0,56	100	320	3,20
11	0,5	0,63	1	1,80	0,57	165	185	1,12
12	0,5	0,50	1	1,77	0,45	80	260	3,25
14	0,5	0,50	1	1,81	0,46	133	150	1,13

Сопоставляя визуально наблюдаемую длину горящего факела L с расчетной $x_{расч}$ при таком соотношении между воздухом и газом, когда $\alpha > 1$, замечаем, что расхождение между ними находится в пределах от 5 до 13%, и, как правило, L наблюдаемое больше $x_{расч}$. Это дает основание утверждать, что приближенный расчет длины горящего факела по уравнению, предложенному М. А. Глинковым и видоизмененному нами в отношении характеристического параметра, вполне возможен и целесообразен, причем благодаря предложенному нами видоизменению характеристического параметра отпадает необходимость в произвольном выборе степени выгорания.

Как и следовало ожидать, наблюдается резкая разница между действительной длиной горящего факела и расчетной длиной при $\alpha < 1$, причем расхождение этих величин тем больше, чем меньше α . Объясняется это расхождение, как уже указывалось выше, тем, что $x_{расч}$ определяет длину факела, где исчезает необходимый для горения кислород, но при сжигании в условиях атмосферного воздуха кислород диффундирует из окружающей среды, а не из воздуха в потоке, и тем самым процесс горения удлиняется.

Расчетные и опытные данные о длине горящего факела подтверждают большое влияние угла встречи потоков на длину факела: чем больше угол, тем короче факел.

Кривые на фиг. 2 показывают, что относительная длина внутреннего темного конуса остро зависит от $\frac{W_2}{W_1}$ (точнее говоря, от коэффициента избытка воздуха) при параллельном истечении потоков; чем больше коэффициент избытка воздуха α , тем больше $\frac{l}{L}$; при потоках же, направ-

ленных один к другому под тем или иным углом, величина $\frac{l}{L}$ мало зависит как от угла встречи потоков, так и от коэффициента избытка воздуха, что указывает на возрастающую роль турбулентного механического перемешивания потоков по сравнению с влиянием микродиффузии.

Был также поставлен ряд опытов по измерению длины горящего факела, когда газ и воздух предварительно нагревались до 70, 220°C. Эти опыты подтверждали, как и в случае исследования диффузионного горения, что горящий факел при предварительном подогреве значительно сокращается.

Газовый анализ на CO , CO_2 и O_2 в продуктах горения, отбираемых по высоте факела на расстоянии 210 мм и 450 мм от устья горелки, подтверждает увеличение интенсивности перемешивания и сокращение длины

горящего факела с увеличением угла встречи потоков, разности в скоростях истечения их и с увеличением предварительного подогрева газа и воздуха.

При организации факельного конвективно-турбулентного горения нередко наблюдаются случаи отрыва факела от устья горелки, влекущие за собой затухание горения или перенос горения на некоторое расстояние от устья горелки.

Для того, чтобы выяснить условия отрыва факела и объяснить причины отрыва факела и горения его на расстоянии, были поставлены опыты при сжигании светильного газа с помощью четырехкольцевой цилиндрической горелки; горелка имела следующие размеры: внутренняя газовая трубка диаметром 9 мм, затем облегающее воздушное кольцо диаметром от 11 до 21 мм, затем газовое—диаметром от 23 до 28 мм и, наконец, наружное воздушное кольцо диаметром от 30 до 35 мм. С помощью такой горелки можно организовать двухфакельное горение: внутренний факел образуется при истечении газа через внутреннюю трубку и воздуха через облегающее ее воздушное кольцо; наружный факел образуется при истечении газа через газовое кольцо (диаметром 23—28 мм) и воздуха через наружное воздушное кольцо. Регулированием расхода газа и воздуха можно изменять размеры внутреннего и наружного факелов. На фиг. 3 изображены конфигурации факелов при различных расходах.

На фиг. 3А при одинаковых скоростях истечения газа и воздуха образуется сплошной факел без отчетливого разграничения поверхностей внутреннего и внешнего факелов. На фиг. 3В—резкое разделение предыдущего сплошного факела на два—наружный и внутренний; внутренний факел растянут (длина его 585 мм), наружный—укороченный (длина его 157 мм) вследствие сокращения подачи газа и воздуха для наружного факела.

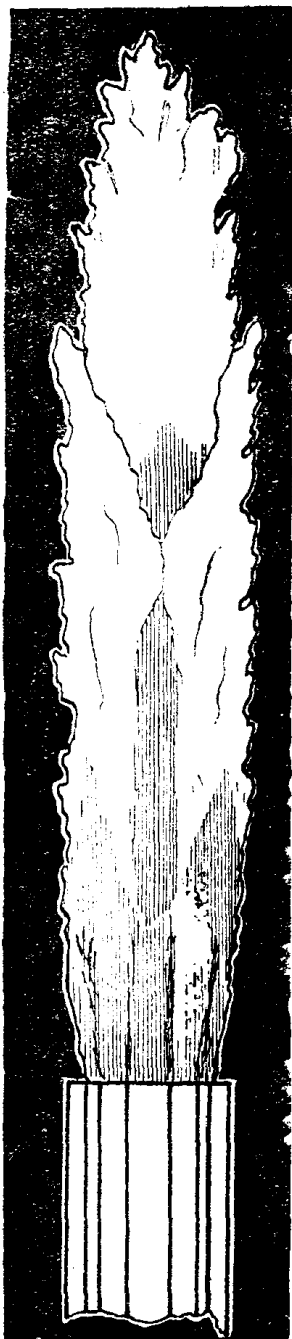
При дальнейшем сокращении расхода газа и воздуха для наружного факела длина его уменьшается до 75 мм (фиг. 3С) и до 28 мм (фиг. 3D); в последнем случае наружный факел играет роль поджигающего, запального огневого пояса.

Оставляя без изменения расход газа и воздуха для наружного поджигающего пояса, увеличим скорость истечения газа и воздуха для внутреннего факела. Тогда, как это показано на фиг. 3Е, внутренний факел оторвется от устья горелки и устойчиво горит на расстоянии 60 мм от наружного факела; скорость истечения газа и воздуха для внутреннего конуса около 5 м/сек. При увеличении скорости истечения газа и воздуха для внутреннего конуса до 10,1 м/сек внутренний оторвавшийся факел удлинится, как это показано на фиг. 3F; расстояние между оторвавшимся внутренним факелом до наружного увеличилось до 140 мм; дальнейшее увеличение скорости истечения газа и воздуха для внутреннего факела тушит факел пламени. Но если на пути факела поставить, как это делалось в опытах, огнеупорную плитку, то на поверхности огнеупорной плитки происходит устойчивое горение оторвавшегося факела, несмотря на то, что расстояние от горелки до плитки равняется 200 мм. Фотографии на фиг. 4А и на фиг. 4В.

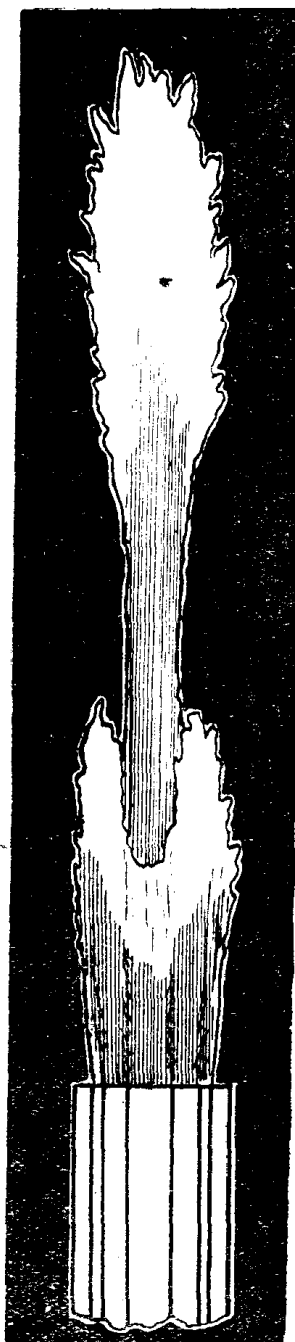
Для объяснения причин, обуславливающих отрыв внутреннего факела пламени от горелки, устойчивое горение оторвавшегося факела на некотором расстоянии от горелки и затем затухание факела пламени, по нашему мнению, применимо следующее положение: воспользуемся введенным нами понятием о кажущейся (условной) скорости распространения пламени, которым мы пользовались при описании явлений искривленного и настильного факелов пламени [20]. Величина кажущейся скорости распространения пламени преимущественно определяется величиной диффузионного фактора (коэффициента смешения)

$U_k = UK, \quad (20)$

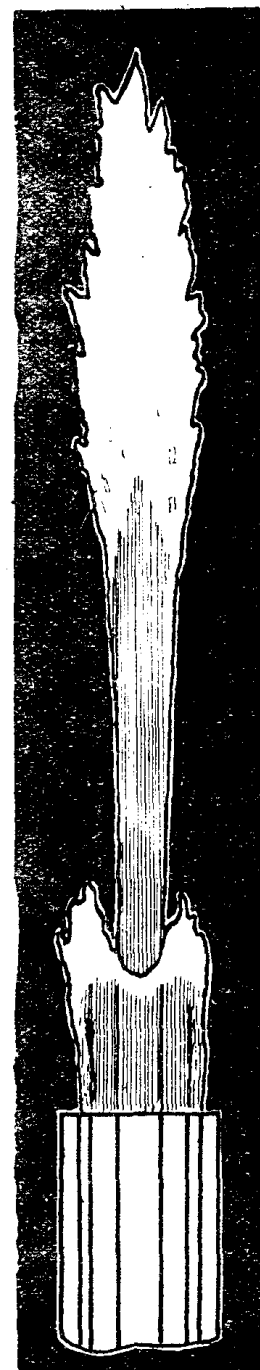
где U_k — кажущаяся скорость распространения пламени;
 U — нормальная (по Михельсону) скорость распространения пламени;
 K — диффузионный фактор (коэффициент смешения).



Фиг. 3 А



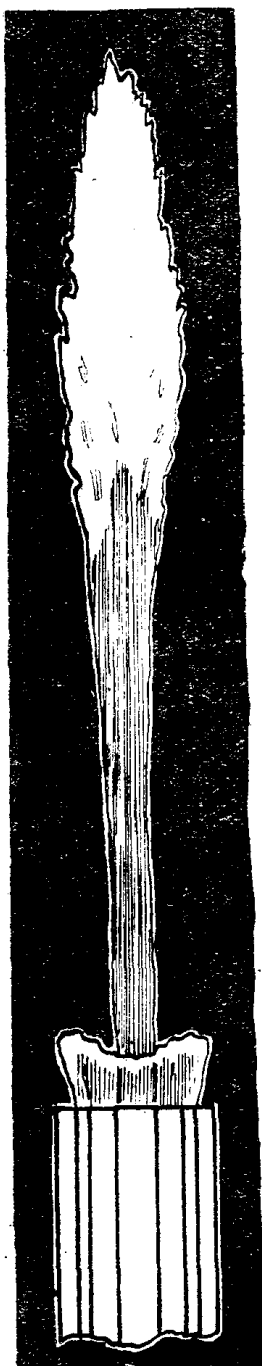
Фиг. 3 В



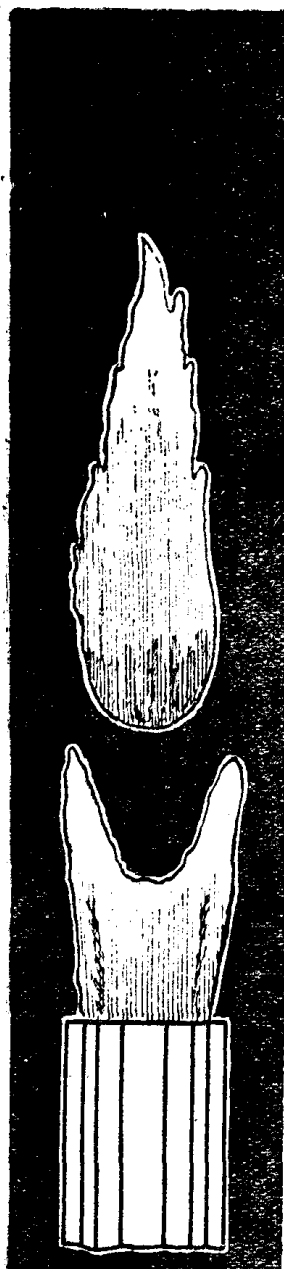
Фиг. 3 С

Очевидно, что K изменяется в пределах:
 от $K = 0$
 до $K = 1$.

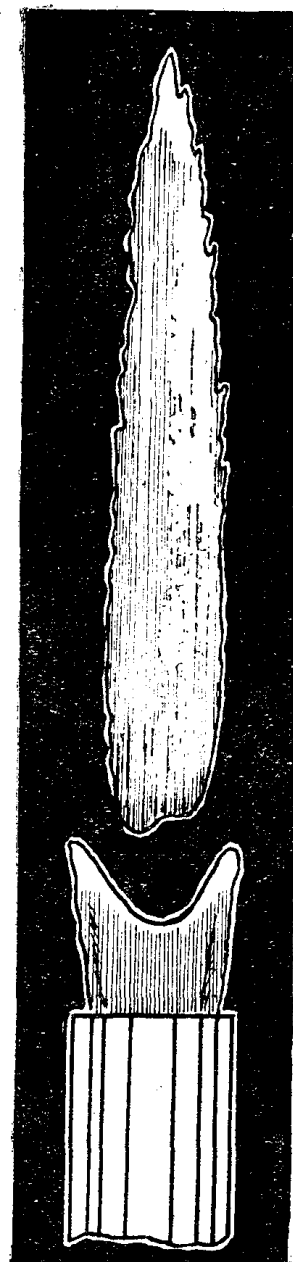
При $K = 0$
 $U_k = 0$,
горения нет, ввиду отсутствия смешения;
при $K = 1$
 $U_k = U$,



Фиг. 3 D



Фиг. 3 E



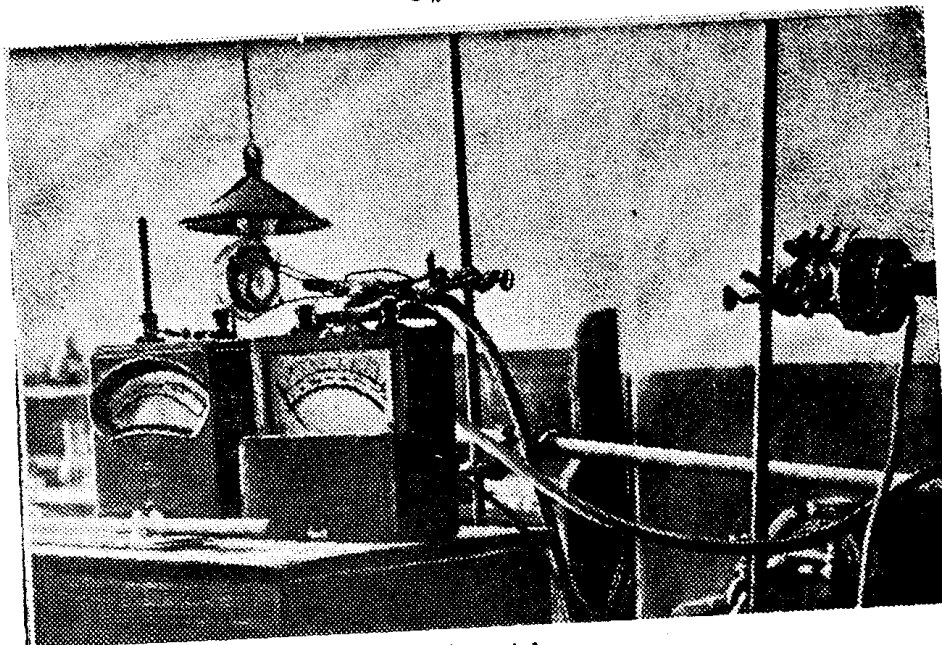
Фиг. 3 F

т. е. для заранее подготовленных смесей скорость распространения пламени зависит от состава горючих смесей.

Если смешение происходит одновременно с процессом горения, то $K < 1$ и чем хуже условия для смешения, тем меньше K .

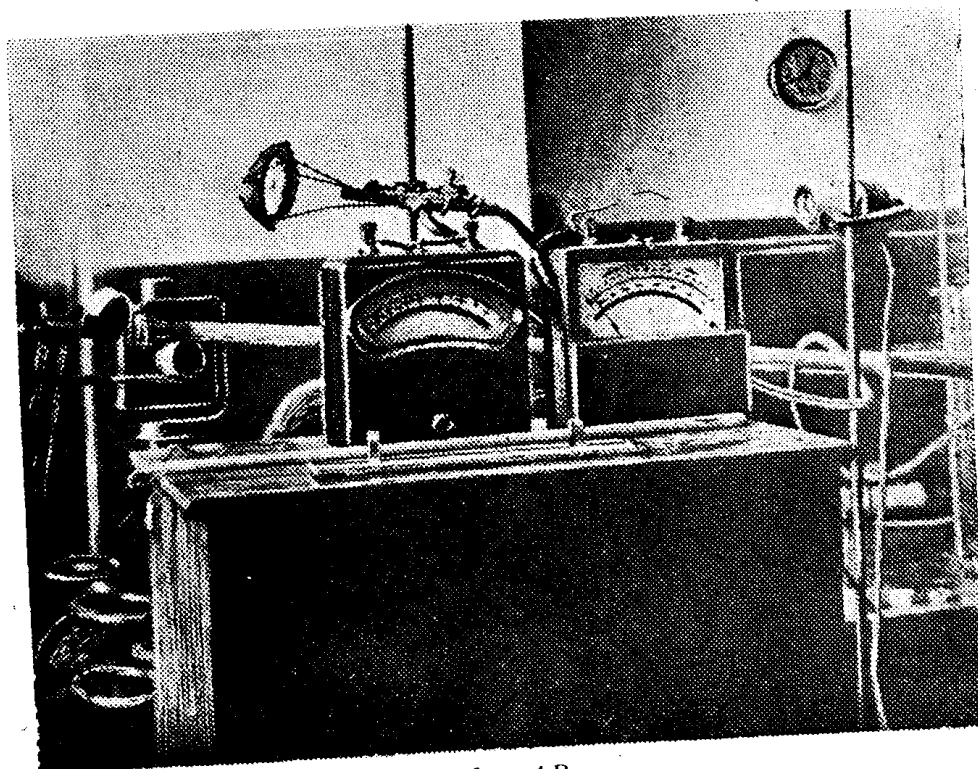
Как известно, для устойчивого процесса горения необходимо, чтобы скорость истечения горючей смеси была больше скорости распространения пламени, т. е.

$$\frac{W}{U_k} > 1.$$



Фиг. 4 А

Однако при больших значениях этого отношения возможен срыв и затухание факела вследствие того, что количество горючей смеси, поступающей к фронту пламени, настолько большое по сравнению с количест-



Фиг. 4 В

вом сгорающей смеси, что выделявшегося при горении тепла недостаточно для нагревания горючей смеси до температуры воспламенения, или, иначе говоря, скорость передачи тепла к поступающей горючей смеси меньше скорости поступления к фронту пламени горючей смеси.

В наших условиях газ и воздух подаются к фронту пламени внутреннего факела параллельными потоками; даже при неодинаковых скоростях истечения газа и воздуха, когда можно считать, что имеет место турбулентное перемешивание, интенсивность перемешивания небольшая, диффузионный фактор (коэффициент смешения) K —величина довольно малая, поэтому и кажущаяся скорость распространения пламени $U_k = UK$ —также малая величина; поэтому срыв факела может произойти и при сравнительно низких скоростях истечения. В наших опытах срыв факела происходит при скорости истечения газа $W_2 = 4,5$ м/сек и при скоростях истечения воздуха W_a в пределах от 5,5 м/сек до 10 м/сек.

Численные значения диффузионного фактора и кажущейся скорости распространения пламени неизвестны. Однако к определению порядка величин можно подойти следующим путем: при исследовании горения водяного газа в частично подготовленных горючих смесях с помощью горелок с поджиганием [21] предельное отношение $\frac{W}{U} = 70$, выше которого го-

рение неустойчивое. Если в качестве предельной величины взять $\frac{W}{U} = 70$ (хотя для пламени светильного газа это отношение должно быть меньшим, так как при равных условиях диффузия системы светильный газ—воздух менее интенсивная, чем диффузия системы водяной газ—воздух), то величина U_k определится из соотношения:

$$\frac{W}{U_k} \simeq 70; \quad U_k \simeq \frac{10}{70} = 0,14 \text{ м/сек.}$$

Уместно вспомнить, что нормальная (по Михельсону) скорость распространения пламени в предельных горючих смесях светильный газ—воздух выражается величиной порядка 0,2 м/сек.

Почему оторвавшийся факел загорается на некотором расстоянии от горелки? Вследствие уменьшения осевой и средней расходной скорости потока по принципу постоянства количества движения $mW_0 = \text{const}$ на некотором расстоянии от горелки скорость потока, а также вследствие увеличения кажущейся скорости распространения пламени благодаря большему смешению, отношение $\frac{W}{U_k}$ уменьшается; эти скорости приходят в соот-

ветственное состояние, в котором выделение тепла при горении соответствует нагреванию смеси до температуры воспламенения и при наличии источника зажигания (внешний поджигающий факел или нагретая поверхность) происходит устойчивое горение оторвавшегося факела. В наших опытах длина пути перехода оторвавшегося факела в соответственное состояние равна 60—140—200 мм в зависимости от скорости истечения. Естественно, что при отсутствии поджигания, осуществляемого тем или иным путем (внешний поджигающий факел, нагретая поверхность), оторвавшийся факел не воспламеняется. В условиях камерного горения воспламенение оторвавшегося факела обеспечивается излучением от обмуровки. Однако соблюдение одного лишь условия устойчивого горения оторвавшегося факела—наличие источника воспламенения—недостаточно; необходимо, чтобы в соответственном состоянии состав горючей смеси находился в пределах воспламенения. В условиях наших опытов при скорости истечения облегающего воздуха, превышающей 15 м/сек, при любых источниках поджига-

ния оторвавшийся факел не воспламенялся. Причина заключается в том, что при $W_s = 15 \text{ м/сек}$ и скорости истечения газа $W_2 = 4,5 \text{ м/сек}$ расход горючей смеси равен: газ — $W_2 \frac{\pi d^2}{4} 3600 = 4,5 \cdot 0,785 (0,009)^2 3600 = 1 \text{ м}^3/\text{час}$;

воздух — $W_s \frac{\pi}{4} (D^2 - d_1^2) 3600 = 15 \cdot 0,785 [(0,021)^2 - (0,011)^2] \cdot 3600 = 13,5 \text{ м}^3/\text{час}$.

Состав горючей смеси:

газ — 6,9%; воздух — 93,1%.

Таким образом, количество газа меньше, чем допустимый для светильного газа нижний предел воспламенения, поэтому оторвавшийся факел не воспламеняется.

2. Влияние условий смешения газа и воздуха и рециркуляции продуктов горения на распределение температуры по длине факела

Температура в факеле пламени не является одинаковой во всем объеме, занятом факелом, она изменяется как по длине факела, так и по сечению его. Обстоятельными исследованиями В. Н. Тимофеева и П. И. Сычева [6], К. Руммеля [5], Пистора [8] показано, что температурное поле факела пламени представляет собою ряд изотерм; характер изотерм зависит от условий смешения газа и воздуха. Наиболее высокие изотермы располагаются по оси факела; по мере удаления от оси факела температура снижается. С увеличением угла встречи потоков изотермы по длине факела сокращаются и высокотемпературная зона сосредоточивается в ядре факела; так, например, по данным В. Н. Тимофеева и П. И. Сычева, при параллельном истечении потоков изотерма 900°C имеет протяженность 650 мм по длине факела; при наклонном истечении потоков под углом 45° длина изотермы сокращается до 575 мм. Неодинаковость температуры в факеле по длине и сечению его обусловлена влиянием скорости тепловыделения и прямой отдачи излучением.

При этих условиях однозначное определение температуры по длине факела во всем объеме его невозможно. Однако в технической практике совершенно необходимо оперировать с определением некоей средней температуры по сечению факела, однозначно изменяющейся по длине факела; без такого определения невозможно выполнить какой бы то ни было расчет теплообмена в рабочем пространстве камеры горения. Допустимым обоснованием для такого представления о средней температуре пламени, изменяющейся по длине факела, является положение о том, что выделяющееся при горении тепло равномерно распределяется по объему факела на данном участке длины факела; на другом участке длины факела, в зависимости от условий тепловыделения (горения) и теплообмена, устанавливается иная температура, средняя по объему и т. д. Как указывает Хейлигенштедт [13], даже при 30% отклонении по сечению факела времени смешения (горения) отдельных частиц газа, отклонение теплосодержания факела по сечению не превышает 3% от среднего его значения; при таком представлении об изменении среднего теплосодержания по сечению факела становится возможным расчет распределения температуры по длине факела.

Ранее был дан анализ расчетных уравнений, предложенных различными авторами. Для большей наглядности представлений о распределении температуры по длине факела предлагается графоаналитический метод расчета и изображения в виде $t - k - \beta$ диаграммы. Основные положения, приня-

тые для построения диаграммы, в соответствии с предложенными Хейлигенштедтом уравнениями тепловыделения и теплоотдачи по длине факела (4,6), имеем: уравнение изменения температуры факела в процессе тепловыделения без теплоотдачи при наличии регенерации тепла продуктов горения

$$t = \frac{q_x}{C_p} = \frac{1}{C_p} \left[r q_0 + q_0 (1 - e^{-k\tau}) \right],$$

но $1 - e^{-k\tau} = \beta$ — степень полноты тепловыделения, зависящая от условий смешения газа и воздуха, т. е. от характеристики горелки k и времени горения τ .

Следовательно,

$$t = \frac{(r + \beta) q_0}{C_p}. \quad (21)$$

При определенных значениях r , q_0 , C_p температура t является функцией полноты тепловыделения β .

При $\beta = 0$, когда $\tau = 0$, температура невоспламенившегося факела определяется степенью регенерации тепла

$$t_0 = \frac{r q_0}{C_p}.$$

При $\beta = 1$, когда $\tau = \infty$, температура факела при полном завершении горения будет равна калориметрической температуре горения

$$t = \frac{(1 + r) q_0}{C_p}.$$

Однако при значении $k\tau = 6$ степень полноты тепловыделения уже становится равной $\beta = 0,998$, т. е. практически процесс тепловыделения (горения) можно считать законченным.

Уравнение температурных потерь вследствие теплоотдачи факела по пути движения по [13] имеет вид:

$$\Delta t = \frac{1}{C_p} \left[273 C_p + (1 + r) q_0 \right] (1 - e^{-m\tau}) - \frac{m}{(k - m) C_p} q_0 (e^{-m\tau} - e^{-k\tau}). \quad (22)$$

Уравнение действительной температуры по [13]

$$t\partial = t - \Delta t.$$

$$t\partial = \frac{1}{C_p} \left[\frac{1}{k - m} q_0 (e^{-m\tau} - e^{-k\tau}) + r q_0 e^{-m\tau} - 273 C_p (1 - e^{-m\tau}) \right]. \quad (23)$$

В отсутствии теплоотдачи уравнение (23) обращается в (21).

На фиг. 5 изображена $t - k - \beta$ диаграмма. Диаграмма строится в 3 квадрантах: для кривых 1 и 2 квадрантов общая ось ординат β со значениями от $\beta = 0$ до $\beta = 1$; ось абсцисс в первом квадранте — параметр $k\tau$. Эта ось абсцисс является общей для 2 и 3 квадрантов; по оси ординат в 3 квадранте отложены значения k — характеристики горелок, величина которых изменяется от 0 до 10.

В 3 квадранте построены прямые одинаковых отрезков времени τ ; во 2 квадранте — кривая $\beta = 1 - e^{-k\tau}$ как однозначная показательная функция параметра $k\tau$.

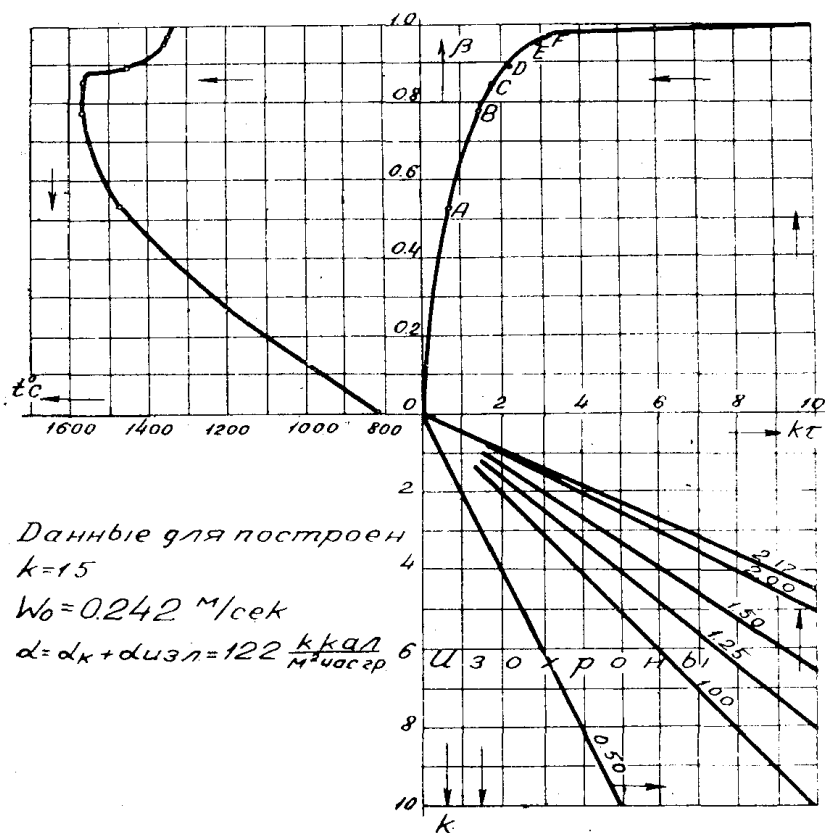
Рекомендуется следующий порядок пользования диаграммой.

1) по характеристике горелки „к“ и по времени пребывания горючей смеси газов на данном участке отопительной системы отыскивается на кривой $\beta = f(k\tau)$ значение β — коэффициента полноты тепловыделения (правая часть диаграммы). Время пребывания горючей смеси газов должно быть согласовано со скоростью движения их и длиной данного рассматриваемого участка отопительной системы, согласно зависимости:

$$\tau = \frac{L}{W_t},$$

2) по степени полноты тепловыделения β и по кривой в левой части диаграммы отыскивается температура факела пламени в данной точке

t-k- β диаграмма



Фиг. 5

отопительной системы. Вышеуказанный порядок расчета удобно применять для характеристики температурного режима уже работающей отопительной системы (рабочего пространства печи).

В случае проектирования новой отопительной системы рекомендуется иной порядок расчетов и пользования диаграммой, а именно: по заранее составленному тепловому балансу отдельных участков отопительной системы и температурной кривой в левой части диаграммы находится значение β на оси ординат. Снося эту точку на кривую в правой верхней части диаграммы и проектируя ее на ось абсцисс, определим значение $k\tau$. Варьируя τ или соответственно W_t , можно найти оптимальный показатель горелки „к“. Горелка, имеющая такой показатель „к“, обеспечит заданное тепловым балансом распределение тепла и температуры.

Для иллюстрации пользования диаграммой выполнено построение температурной кривой для отопительной системы коксовых печей (вертикалов) типа Беккера при отоплении коксовым газом.

В качестве исходных данных для построения температурной кривой приняты:

а) показатель горелки $k = 1,5$; этот показатель, согласно ранее приведенной классификации, наиболее применим для горелок отопительной системы коксовых печей. Дешалит [22] в расчете горения доменного газа нашел, что $k = 1,75$;

б) общее время пребывания пламенных газов в отопительной системе печи рассчитано из условия, что скорость движения пламенных газов $W_0 = 0,242 \text{ м/сек}$;

в) интенсивность теплоотдачи 1 м^3 продуктов горения на длине пути пламенных газов в 1 м рассчитана по температуре и теплосодержанию их при выходе из восходящего вертикала и проверена по величине коэффициентов теплоотдачи в зоне горения. Принятые для расчета коэффициенты

теплоотдачи $\alpha = \alpha_a + \alpha_k = 122 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \text{час гр}}$ были определены нами в свое вре-

мя (1936 г.) методом теплового баланса и почти совпадают с данными Дешалита [22]. По Дешалиту, $\alpha = \alpha_a + \alpha_k = 118,5 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \text{час гр}}$.

Таблица 3

Координаты точек для построения температурной кривой отопительной системы коксовых печей

№ п. п.	Наименование	Точки на кривой						
		O	A	B	C	D	E	F
1	Время горения $\tau \text{ сек}$	0	0,5	1,0	1,25	1,50	2,0	2,17
2	По высоте вертикала $L \text{ м}$	0	0,765	1,53	1,90	2,30	3,06	3,30
3	Параметр $k\tau$	0	0,75	1,5	1,88	2,25	3,0	3,26
4	Параметр $m\tau$	0	0,18	0,358	0,444	0,538	0,716	0,78
5	Степень завершения горения—тепловыделения β	0	0,528	0,777	0,85	0,89	0,95	0,97
6	Температура факела $^{\circ}\text{C}$	815	1470	1560	1570	1460	1360	1350

Из табл. 3 и по температурной кривой (фиг. 5) видно, что максимальная температура факела находится на расстоянии (1,53—1,90) м от пода вертикала; при этом степень завершения горения выражается величинами: $\beta = 0,777—0,85$. А. А. Агроскин [23] определяет теоретическими и экспериментальными данными положение максимума на высоте 1,5—1,8 м.

На характер распределения температуры по длине факела наиболее существенное влияние оказывают условия смещения газа и воздуха, отображаемые показателем горелки k , с увеличением k при постоянном τ увеличивается степень тепловыделения. Например, при

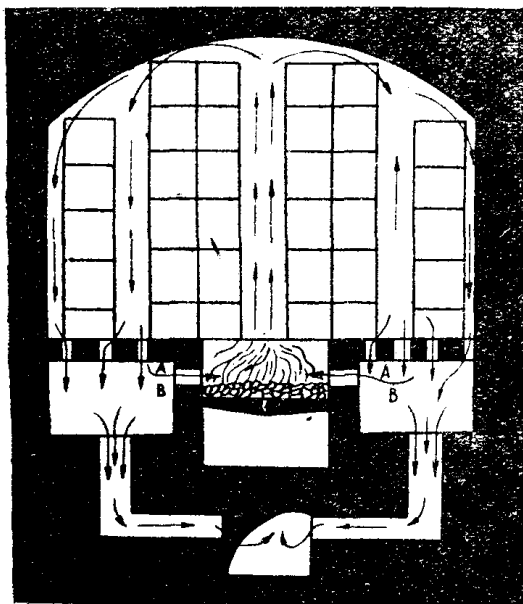
$\tau_1 = 1 \text{ сек}$ и $k_1 = 1,5$ величина $\beta_1 = 0,777$ и при

$\tau_2 = 1 \text{ сек}$ и $k_2 = 2,5$ величина $\beta_2 = 0,920$, т. е. интенсивность

тепловыделения в единицу времени увеличивается значительно, вследствие чего максимальная температура факела смещается к горелке, увеличивая тем самым неравномерность распределения температуры и теплоотдачу по длине факела. Во многих случаях промышленной теплотехники требуется длинный факел с равномерно распределённой температурой по длине или высоте его. Это достигается различными способами. Одним из наиболее удачных способов организации длинного с более или менее равномерно распределённой температурой факела является рециркуляция продуктов горения—вовлечение в факел пламенных продуктов горения.

Впервые на значение рециркуляции продуктов горения обратил внимание В. Е. Грум-Гржимайло. На III Всесоюзном теплотехническом съезде

11 ноября 1926 года В. Е. Грум-Гржимайло докладывал о „Новой камерной печи с уравнивающей температурой циркуляцией печных газов“ [24]. На фиг. 6 изображена схема рециркуляции газов в камерной печи.



Фиг. 6

Ультрамариновая печь представляет собою периодически действующую камерную печь. Размеры ее: под—7000×4250 мм, высота—2880 мм. Ниже уровня пода печи помещены две топки. На полу расположена насадка горшков для ультрамарина. Часть остывающих печных газов по горизонтальным каналам немного выше уровня колосников направляется в топку. Механизм работы печи и движения печных газов такой: топочные газы, выходя из топки при температуре 1200°C, поднимаются вверх под свод. Остывающие газы, заполнявшие печь, спуска-

ются вниз у стен печи и между горшками и часть их направляется в топку, большая же часть уходит в дымоходы и трубу.

Вследствие систематического примешивания остывающих печных газов к раскаленным топочным газам происходит выравнивание температуры между верхом и низом, энергичная смена остывающих печных газов свежими топочными газами, подогрев остывших газов за счет топочных и общее выравнивание температуры во всей печи. Процесс систематического примешивания печных газов к топочным—процесс саморегулирующийся.

Равномерность распределения температуры при испытании была достигнута следующая:

вверху — 945 до 940°C,

внизу — 930 до 920°C.

Осуществляя рециркуляцию печных газов, В. Е. Грум-Гржимайло считал, что принципы гидравлической теории движения печных газов, основанные на законах гидростатики, недостаточны для правильного конструирования печей.

На съезде он заявил: „Мне пришлось от гидростатики, которую я проповедывал, перейти на гидродинамику, так как в печах, построенных на

чисто гидростатическом принципе, температура наверху была выше, внизу всегда ниже. Это крупный недостаток печей, построенных на чисто гидростатическом принципе, и с ним надо кончить“.

3-й Всесоюзный теплотехнический съезд по докладу В. Е. Грум-Гржимайло подтвердил, что „гидравлическая теория переходит в новую стадию развития, основываясь не только на законах статики, но и на законах гидродинамики“.

А. А. Агроскин [23] также придает большое значение рециркуляции печных газов для выравнивания температуры в вертикалах отопительной системы коксовых печей с круговым потоком. Выполненные А. А. Агроскиным большие экспериментальные исследования выявили количественную сторону явления рециркуляции и причины этого явления.

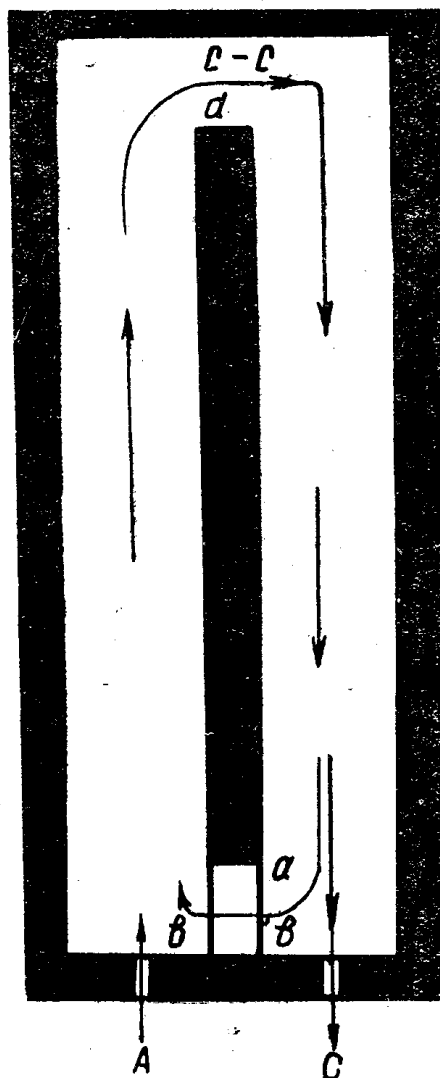
По вопросу о причинах, обуславливающих циркуляцию печных газов, существуют разные мнения. Одни считают, что циркуляция печных газов (круговой поток) обусловлена инжектирующим действием потока топочных газов из очага горения (из топки или горелки). Другие полагают, что циркуляция газов является следствием разности статических давлений в восходящем и нисходящем газовых потоках. Некоторые, анализируя скорость вылета газа из горелки в восходящий вертикал, приходят к выводу, что циркуляция обусловлена инжектирующим влиянием восходящего потока и разностью статических давлений одновременно. Безусловно, одновременное влияние обоих факторов имеет место, и фактор инжекции имеет тем большее значение, чем больше скорость вылета газа или пламени из горелки или топки. В тех же случаях, когда скорость вылета топочного газа незначительна (например, в указанной ультрамариновой печи), инжектирующее влияние восходящего газового потока ничтожно.

В. Е. Грум-Гржимайло дает такие указания к анализу причин циркуляции печных газов и определению скорости циркуляции: „Столб газов, который поднимается кверху, имеет максимальную температуру; столб, который опускается вниз, имеет температуру минимальную. Разница между температурой максимум и температурой минимум дает импульс движению. Если взять разницу весов кубического метра при t^0 максимум и t^0 минимум, получим разность давления на 1 кв. м. По этой разности давления на 1 кв. м определить напор, движущий печные газы. Напор создает скорость циркуляции. Чем больше разница между t^0 максимум и t^0 минимум, тем больше скорость циркуляции и тем лучше будет выравниваться температура вверху и внизу печи“.

Для того, чтобы решить вопрос при исследовании работы печи или при проектировании вновь, необходимо прежде всего выяснить влияние разности гидростатических давлений в восходящем и нисходящем потоках и в зависимости от того, насколько велико или мало действие этого фактора, следует решить вопрос и о дальнейшем, именно о величине инжекций, о первоначальной скорости газового пламенного потока в зависимости от количества продуктов горения, которое необходимо систематически подмешивать к топочным газам.

Автором в 1934 г. была предпринята попытка разработки методики расчета рециркуляции продуктов горения [25] для схемы, изображенной на фиг. 7. В дополнение к этому, применяя методику расчета распределения температуры по длине факела в виде $t-k-\beta$ диаграммы, выясним, какие следствия вызывает рециркуляция. Вовлечение в факел части продуктов горения увеличивает степень регенерации тепла r и общее теплосодержание пламенных газов $(r+\beta) q_0$, вследствие чего рассчитанная по теплосодержанию температура пламени увеличивается, что вызывает также увеличение средней интенсивности теплоотдачи факела. Продукты горения, вовлекаемые в поток факела, уменьшают концентрацию активных горючих составных частей газа и кислорода; это вызывает замедление процесса

смещения горючего с кислородом, т. е. как бы понижает численное значение показателя горелки k , не требуя изменения конструкции горелки; при определенном конструктивном оформлении горелки показатель ее при рециркуляции k_p меньше, чем показатель горелки без рециркуляции k , т. е. $k_p < k$. Как видно из хода кривой тепловыделения на $t-k-\beta$ диаграмме, при одном и том же значении времени τ уменьшение k вызывает уменьшение β , т. е. процесс тепловыделения замедляется и растягивается



Фиг. 7

на большую длину пути факела. Нетрудно также прийти к выводу о том что температурная кривая (в 1 квадранте диаграммы) должна быть более плавной, острота максимума температуры более сглаженной, вследствие того, что острота максимума на температурной кривой определяется не только скоростью тепловыделения β , но также и соотношением между количеством выделенного при горении тепла βq_0 и количеством введенного тепла путем регенерации $r q_0$. При рециркуляции продуктов горения значительно увеличивается регенерированное тепло $r q_0$ и относительно уменьшается выделяемое при горении тепло βq_0 ; но так как регенерируемое тепло равномерно влияет на распределение температуры по всей длине факела, создавая как бы некоторую температурную инерцию факела, то острота максимума по температурной кривой соответственно сглаживается.

Эти общие положения о влиянии рециркуляции на распределение температуры по длине факела пламени в каждом отдельном случае конкретизируются количественно, от чего и должна зависеть доля рециркулируемых продуктов горения.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Н. Ляховский и С. Н. Сыркин. Советское котлотурбостроение, 2, 1938; 4, 1939; 9, 1936. Журнал технической физики 9, 1939.
2. Ф. П. Казакевич и Н. П. Дюндин. Теория и практика металлургии, 5—6, 1940.
3. М. А. Глишков и Н. А. Калошин. Уральская металлургия 1, 1940.
4. П. И. Сычев. Сборник Уральского отделения ВТИ, 5, 1940.
5. K. Rummel. Arch. f. d. Eisenhüttenwesen, 1937.
6. В. Н. Тимофеев, П. И. Сычев. Сборник Уральского отделения ВТИ, 5, 1940.
7. Л. В. Подгурский. Теория и практика металлургии 3, 1940.
8. Р. Пистор. Советская металлургия 1, 1932.
9. Н. Н. Доброхотов. Всесоюзное совещание мартеновцев, ОНТИ, 1936; под редакцией Н. Н. Доброхотова. Печи для нагрева металлов. Сборник, 1941.
10. Б. И. Китаев. Сталь, 5, 1949.
11. Цинитмаш. Нагрев стали и печи. Сборник, кн. 9, 1949.
12. В. А. Шваб. ЖТФ, XI, 5, 1941.
13. В. Хейлигенштедт. 1) Регенераторы, рекуператоры и воздухонагреватели. Перевод с нем., 1933. 2) Теплотехнические расчеты для конструкции печей и их эксплуатации. Перевод с нем. 1937.
14. М. А. Глишков. Сталь 1—2, 1944.
15. М. А. Кузьмин. Основы теории печей, 1937.
16. Е. В. Вирозуб. Кокс и химия 6, 1939.
17. Цитировано по М. А. Глишкову. Мартеновская печь как теплотехнический агрегат, 1944, также (14).
18. Г. П. Иванцов. Сталь 5, 1949.
19. Н. Н. Доброхотов. Металлургия, 1926.
20. Н. Н. Норкин. Изв. Томского политехнического института том 68, вып. 1; 1951.
21. Н. Н. Норкин. Изв. Томского политехнического института, том 70, вып. I, стр. 94, 1950.
22. Г. И. Дешалит. Процессы горения и теплоотдача в топочной системе коксовых печей. Металлургиздат, 1948.
23. А. А. Агроскин. Движение газов и теплоотдача в коксовых печах, изд. АН СССР, 1949.
24. В. Е. Грум-Гржимайло. Труды III Всесоюзного теплотехнического съезда, 1926.
25. Н. Н. Норкин. Гидродинамический принцип конструирования и расчета пламенных печей. Материалы по расчетам процессов и аппаратов, вып. II, 1934, Томск.