

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПУТИ РАЗВИТИЯ
ОПТИЧЕСКОЙ ПИРОМЕТРИИ ПЛАМЕНИ*)

А. Е. Кадышевич

ВВЕДЕНИЕ

При решении большого числа научных и технических задач возникает необходимость измерять температуры пламен различных видов и горячих газов, например при исследовании процессов горения в различных топочных устройствах, металлургических печах, двигателях внутреннего сгорания, реактивных двигателях и т. д.

Широко применяемые для измерения температур твердых тел термоэлектрические устройства — термопары, термометры сопротивления и другие, — в ряде случаев оказываются практически неприменимыми для измерения температуры пламени. Большинство обычно применяемых термопар (не говоря уже о термометрах сопротивления) не выдерживает температур выше 1500°C , поэтому они не могут быть применены для измерения температуры пламени.

Существуют, однако, термопары из тугоплавких сплавов, которые выдерживают более высокие температуры (вплоть до $2800\text{--}3000^{\circ}\text{K}$). Эти термопары применяются для измерения температуры пламени. Но при измерении температуры пламени при помощи термопар появляются дополнительные (по сравнению с измерением температуры твердого тела) погрешности измерения. Это, во-первых, ошибки, связанные с весьма заметными при высоких температурах радиационными потерями, достигающими при температуре пламени $2000\text{--}3000^{\circ}\text{K}$ нескольких сотен градусов.

Применение защитных, иногда даже специально подогреваемых колпачков и других способов уменьшения излучения термопары значительно усложняет конструкцию и увеличивает габариты термопары, но ошибки при этом полностью не устраняются.

При больших скоростях движения горячих газовых потоков ($<100\text{ м/сек}$) термопары фактически измеряют не истинную термодинамическую температуру пламени, а некую температуру, лежащую между истинной температурой и так называемой температурой торможения. Для определения истинных температур необходимо знать скорость потока горячего газа и коэффициент восстановления. Эти величины обычно неизвестны. Величина коэффициента восстановления зависит от формы термопары и от скорости газового потока. Дополнительные ошибки возникают при измерении температур сверхзвуковых потоков.

Ошибки возникают также из-за диффузии одного компонента термопары в другой при высоких температурах.

*) Переработанные доклады автора на Первой Всесоюзной конференции по измерению высоких температур (сентябрь 1960 г., Львов) и на Совещании по методам измерения температур пламен, газовых потоков и плазмы (сентябрь 1961 г., Ленинград).

Очень важно и то, что внесение термопары в пламя может повлиять на процессы горения. В частности, термопара может оказать каталитическое влияние на процессы горения, что приводит к повышению температуры в областях, примыкающих к термопаре и соответствующему искажению показаний термопары.

Термоэлектрические методы измерения температуры являются инерционными и поэтому не могут быть применены для измерения быстроменяющихся температур.

Аналогичными недостатками обладают и другие методы измерения температуры пламени, предусматривающие помещение чувствительного элемента в пламя (например, измерение при помощи двухспайных термопар, термометров сопротивления, накаливаемой проволоки и т. д.). Поэтому, хотя в настоящее время термопары довольно широко применяются для измерения температуры пламени, область применимости термоэлектрических методов измерения температуры, по существу, весьма ограничена, а погрешности этих измерений при высоких температурах велики и трудно учитываемы.

Оптические методы измерения температур, позволяющие определять температуру пламени по его излучению без внесения чувствительного элемента в пламя, в принципе лишены указанных выше недостатков.

В литературе описано большое число методов и приборов, позволяющих измерять температуру как прозрачного, так и сажаемого пламени. Это методы яркостной и цветовой пирометрии, выравнивания яркостей, излучения и поглощения для сажаемых пламен, методы обращения спектральных линий, относительных интенсивностей, выделения центра спектральной линии, для прозрачных пламен и некоторые другие методы¹⁻³².

Однако при применении этих методов для измерения температуры реального пламени погрешности измерений часто значительно превосходят ожидаемые и достигают нескольких сотен градусов.

Как мы увидим ниже, все названные выше методы оптической пирометрии позволяют с удовлетворительной точностью измерять температуру некоего идеального пламени, характеризующегося следующими свойствами:

1. Пламя обладает однородным температурным полем. В пламени отсутствуют как монотонные изменения температуры по сечению, так и вызванные неоднородностью пламени по соотношению топлива и окислителя немонотонные, случайные изменения температуры по сечению пламени.

2. Температура пламени не изменяется со временем. Отсутствуют также и периодические колебания температуры каких-либо участков пламени.

3. Химические процессы в пламени можно считать равновесными, и излучение пламени является термическим излучением.

Вопрос о том, в какой мере излучение пламени подчиняется законам теплового излучения, подвергался многочисленным теоретическим и экспериментальным исследованиям^{5, 33-39}, и мы здесь ограничимся несколькими замечаниями.

При измерении температуры пламени в зоне горения по излучению продуктов сгорания, особенно для разреженных пламен, часто наблюдается хэмилюминесценция, приводящая к большим погрешностям измерения температуры. Неравновесное распределение энергии по степеням свободы наблюдается при быстро протекающих процессах (например, при взрыве). В этом случае обычно говорят о поступательной, вращательной, колебательной и электронной температурах. Наличие нескомпенсированной потери энергии на излучение приводит к уменьшению числа

возбужденных молекул, и измеренная температура будет меньше равновесной температуры. Однако эта погрешность становится заметной лишь для разреженных пламен, не превышая 30° для пламен, горящих при давлении $0,1 \text{ ат}$ ^{5,36}. Во всяком случае, для обычного пламени, горящего при атмосферном давлении, при соответствующем выборе рабочей области спектра и метода измерения, как правило, можно исключить влияние названных выше факторов и считать излучение пламени термическим.

Наоборот, требование пространственно-временной однородности пламени, сформулированное в п. 1 и 2, для реальных пламен никогда не выполняется.

Наша задача заключается в теоретическом и экспериментальном анализе влияния пространственно-временной неоднородности пламени на точность измерения его температуры методами оптической пирометрии при использовании различных областей спектра. Это позволит оценить возможности оптической пирометрии пламени (при ее современном состоянии) и наметить пути ее дальнейшего развития.

Почему пространственно-временная неоднородность пламени является источником ошибок при измерении его температуры?

Дело в том, что когда мы методами оптической пирометрии измеряем температуру пламени или участка пламени, обладающих неоднородным или меняющимся со временем температурным полем, мы измерим некую среднюю оптическую температуру, которая, вообще говоря, из-за нелинейной зависимости интенсивности излучения от температуры не будет совпадать ни со средней массовой, ни со средней арифметической температурами (определение этих температур будет дано ниже), которые характеризуют физические процессы, происходящие в пламени. Эта температура не будет также совпадать с максимальной температурой пламени, также являющейся важной характеристикой пламени.

Следовательно, наша задача сводится к анализу влияния различных свойств реального пламени, избранного метода измерения и используемой области спектра на характер усреднения при измерении температуры пламени. При этом анализе мы будем опираться главным образом на результаты собственных исследований.

Экспериментальная проверка изложенных в статье теоретических представлений проводилась нами на двух типах пламен: на открытом высокоскоростном бензино-воздушном пламени, типа пламени прямооточного воздушного реактивного двигателя, и на закрытом (воздух — городской газ) пламени, типа пламени металлургической печи. В последнем случае была предусмотрена возможность непрерывно изменять степень перемешивания топлива и окислителя, что позволило непосредственно проверить влияние степени перемешивания на измерение температуры по видимому и инфракрасному излучению.

Основное участие в проведении экспериментов на открытом пламени принимали О. Н. Дубровская и Я. И. Мерсон. При этом были использованы методы и приборы, разработанные: О. Н. Дубровской (расчет полей температур)^{8,40}, Я. И. Мерсоном (инфракрасный пирометр ИКП-3)⁸, М. Р. Шамилевым (прибор для объективного измерения температуры пламени методом обращения спектральных линий ОФО-3)⁸, М. Р. Шамилевым и Н. И. Помогиным (местное окрашивание пламени)⁸. Измерение пульсаций температур в факеле и контрольное определение температуры по данным газового анализа проводились К. П. Власовым.

Измерения на закрытом пламени проводились на стенде кафедры печей Института стали, разработанном В. А. Кривандиным. Основное участие в проведении экспериментов принимала В. А. Докучаева. В качестве инфракрасного пирометра был использован серийный прибор ФЭП-3,

в котором был переделан датчик⁴⁶. При работе в области спектра, лежащей около $2,7 \mu$, применялось, так же как в ИКП-3, свинцово-сернистое фотосопротивление ФСА-1, а при работе в области спектра, лежащего около $4,3 \mu$ — охлаждаемое (до температуры жидкого азота) фотосопротивление. Метод обращения спектральных линий применялся в визуальном варианте. Измерение пульсаций температуры проводилось при помощи ионного датчика. Степень перемешивания изменялась путем изменения длины пути, который проходит смесь газообразного топлива и окислителя до воспламенения.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1.1. Определение средней температуры пламени с неоднородным температурным полем. Рассмотрим осесимметричное пламя, температура которого максимальна в центре и монотонно убывает к краям пламени. Пламя считаем стационарным.

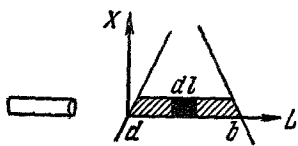


Рис. 1. Зона пламени, излучение которой воспринимается пирометром.

Влияние нестационарности, т. е. изменение температуры пламени со временем, а также влияние случайных немонотонных изменений температуры по сечению пламени (из-за плохого перемешивания топлива и окислителя) на значение измеренной средней оптической температуры будут рассмотрены ниже.

Так как в пирометр попадет излучение от имеющих различную температуру участков сечения пламени (рис. 1), то по суммарному излучению мы измерим любым методом некую среднюю по сечению температуру, которую мы назовем средней оптической температурой и обозначим через $\bar{T}$. Измеренная средняя оптическая температура, вообще говоря, не будет совпадать ни со средней массовой, ни со средней арифметической температурой; она также, естественно, не будет совпадать и с максимальной температурой на оси изучаемого пламени.

Средняя арифметическая температура будет, по определению, равна

$$\bar{T}_{\text{ариф}} = \frac{\int_0^{d_0} T(x) dx}{d_0}, \quad (1)$$

где $T(x)$ — истинная температура в точке x , d_0 — диаметр рассматриваемого сечения пламени. $T(x)$ характеризует профиль температуры, изменение температуры по сечению пламени. Если плотность нагретых газов в пламени также различна в различных точках сечения пламени, то можно ввести среднюю массовую температуру

$$\bar{T}_{\text{масс}} = \frac{\int_0^{d_0} m(x) T(x) dx}{\int_0^{d_0} m(x) dx}, \quad (2)$$

где $m(x)$ характеризует изменение плотности нагретых газов по сечению пламени.

Если не учитывать изменение плотности по сечению пламени, то $\bar{T}_{\text{масс}} = \bar{T}_{\text{ариф}}$; например, для профиля температуры, изображенного на рис. 2,

$$T_{\text{max}} = 3000^\circ \text{K}, \quad \bar{T}_{\text{масс}} = \bar{T}_{\text{ариф}} = C \cdot 3000^\circ \text{K},$$

где $C = 0,52$.

Поскольку с точки зрения изучения процессов горения нас всегда интересует средняя арифметическая, средняя массовая или максимальная температура пламени, должна быть найдена связь между $\bar{T}$ и, например, для осесимметричного профиля температур — максимальной температурой на оси пламени, т. е. нужно найти $\gamma' = \bar{T}/T_{\max}$ в виде функции параметров пламени для разных методов измерения. В противном случае мы практически не сможем использовать результаты, полученные при измерении средней оптической температуры. Если же мы приравняем $\bar{T}$ к максимальной или средней массовой температурам, то мы, как будет видно ниже, допустим погрешность порядка нескольких сотен градусов.

Если мы измеряем не истинную, а яркостную или цветовую температуру пламени, то для пламени с неоднородным температурным полем мы измерим среднюю оптическую яркостную $\bar{T}$ или среднюю оптическую цветовую температуру $\bar{T}_c$. Связь этих средних температур со средней истинной температурой определяется известными формулами ¹⁾:

$$\frac{1}{\bar{T}_n} = \frac{1}{T} - \frac{\lambda}{c_2} \ln \epsilon_{\lambda} T,$$

$$\frac{1}{\bar{T}_c} = \frac{1}{T} - \frac{\ln \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}{c_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}, \quad (3)$$

где ϵ_{λ} — испускательная способность для длины волны λ .

Эффект усреднения определяет величину $\gamma' = \bar{T}/T_{\max}$; γ' зависит от профиля температуры и величины испускательной способности пламени ϵ .

Для определения $\gamma = \bar{T}_n/T_{\max}$ или $\bar{T}_c/T_{\max}$ нужно по формуле (3) перейти от $\bar{T}$ к $\bar{T}_n$ или $\bar{T}_c$ соответственно.

Чтобы найти величину γ' , можно применить следующий прием ^{4,8}.

Рассмотрим некое эталонное пламя, обладающее теми же оптическими параметрами, что и исследуемое, т. е. оптическая толщина, распределение излучающих примесей, а следовательно, и значение испускательной способности эталонного пламени должны совпадать с соответствующими величинами для исследуемого пламени. Однако, в отличие от исследуемого, эталонное пламя должно обладать равномерным распределением температуры по сечению. Мы будем понимать под «средней истинной температурой» исследуемого пламени ту температуру эталонного пламени, при которой монохроматическая яркость или отношение монохроматических яркостей излучения этого пламени будут равны соответствующим величинам исследуемого пламени.

Таким образом, мы найдем чистый эффект усреднения, величину γ' , зависящую, как мы увидим дальше, от примененного метода измерения.

Легко видеть, что эта средняя оптическая температура может быть больше средней арифметической или средней массовой температуры, так как интенсивность излучения резко (и тем резче, чем меньше λ) возрастает с температурой, и удельный вес горячих слоев в суммарном излучении гораздо больше, чем холодных (непропорционально температуре).

Однако, с другой стороны, если рассматривать пламена с осесимметричным распределением температур и с максимумом температуры, находящимся на оси пламени (что большей частью и имеет место для излучае-

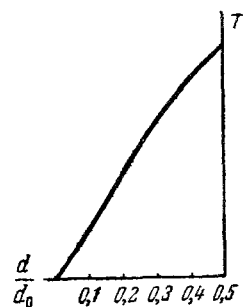


Рис. 2. Распределение температуры по сечению.

d — текущая координата, d_0 — диаметр пламени

мых на практике пламен и горячих газовых струй), то излучение, исходящее от более горячих, но одновременно и более глубоких слоев, будет поглощаться больше, чем от расположенных ближе к наблюдателю менее горячих слоев. Таким образом, два указанных фактора действуют в противоположных направлениях, и в зависимости от степени влияния каждого из этих факторов определится окончательный результат, т. е. величина средней оптической температуры и ее отличие от среднеарифметической температуры при данном профиле температур и удельной поглощательной способности пламени.

Что касается зависимости излучения пламени от удельного коэффициента поглощения $A_{\lambda T}$, т. е. от концентрации излучающих веществ в пламени, то сначала с ростом $A_{\lambda T}$ интенсивность излучения каждого элемента объема пламени, а следовательно, и пламени в целом должна

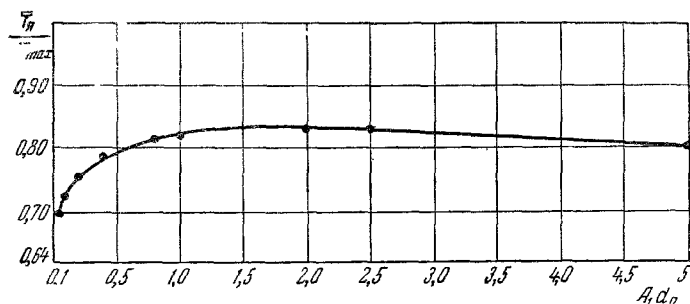


Рис. 3. График зависимости отношения средней яркостной температуры к максимальной истинной от оптической плотности $A_{\lambda T} d_0$ для $\lambda = 0,4 \cdot 10^{-4}$ см и $T_{max} = 3000^\circ$ К.

$A_{\lambda T}$ — удельный коэффициент поглощения; d_0 — диаметр пламени.

расти в соответствии с законом Кирхгофа. Но так как с ростом $A_{\lambda T}$ все больше будет сказываться поглощение излучения, идущего из более глубоких, а следовательно, и более горячих слоев, то с ростом поглощения более горячие слои будут играть все меньшую и меньшую роль. Поэтому в рассматриваемом случае, в отличие от случая постоянной по сечению температуры, интенсивность излучения пламени (а следовательно, и яркостная температура) с ростом $A_{\lambda T}$ сначала растет, а затем, достигнув максимума, начнет убывать.

Для определения усреднения при измерении цветовой температуры нужно приравнять друг к другу отношения монохроматических яркостей двух длин волн для эталонного и реального пламени. В обоих случаях, как уже указывалось, мы получим величину γ' , от которой мы можем, если это необходимо, перейти к γ при помощи обычных выражений (3).

Яркость монохроматического излучения эталонного пламени $I_{\lambda T}$ равна

$$I_{\lambda T} = I_{\lambda T}^0 (1 - e^{-A_{\lambda T} d_0}), \quad (4)$$

где $I_{\lambda T}^0$ — яркость излучения абсолютно черного тела при температуре, равной температуре эталонного пламени; $A_{\lambda T}$ — монохроматический удельный коэффициент поглощения, d_0 — толщина пламени.

Монохроматическая яркость излучения реального пламени с неоднородным температурным полем определяется выражением

$$I_{\lambda} = - \int_0^{d_0} F(l) I_{\lambda T}^l e^{-A_{\lambda T} l} dl, \quad (5)$$

где $F(l)$ задает распределение примеси по сечению, T и $A_{\lambda T}$ являются функциями l (координаты хорды пламени).

Написав закон Кирхгофа для единичного объема и задав $F(l)$, $T(l)$ и $A_{\lambda T}(l)$ (значение I_{λ} определяется в первую очередь видом функции $T(l)$), можно методами приближенного интегрирования вычислить I_{λ} , а приравняв монохроматические яркости излучения реального и эталонного пламени, найдем, как говорилось выше, искомую среднюю оптическую температуру и затем величины $T_{\lambda}/T_{\max}$, $\bar{T}_{\lambda}/T_{\max}$ и $\bar{T}/T_{\max}$ для различных профилей температур и значений $A_{\lambda T}d_0^{4,8}$.

На рис. 3, 4, 5 приведены для иллюстрации результаты вычислений для профиля температур, изображенного на рис. 2.

Таким образом, если, как это обычно и бывает, профиль температур и величина $A_{\lambda T}d_0$ нам неизвестны или известны грубо, то значение максимальной или средней арифметической температуры может быть определено по измеренной средней оптической температуре с большой погрешностью.

Расчеты дают ^{4,8}, что значение средней цветовой температуры в довольно широких пределах изменения профиля температур сравнительно мало зависит от последнего, а средняя истинная температура, измеренная, например, методом обращения спектральных линий, сравнительно слабо зависит от концентрации, излучающей примеси. Все это должно быть учтено при выборе метода измерений.

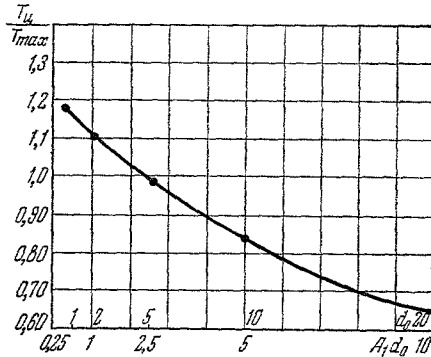


Рис. 4. График зависимости отношения средней цветовой температуры к максимальной истинной от диаметра d_0 и оптической плотности $A_{\lambda T}d_0$.

$A_{\lambda T}$ — удельный коэффициент поглощения для $\lambda_1 = 0,4 \cdot 10^{-4}$ см, $\lambda_2 = 0,6 \cdot 10^{-4}$ см,
 $A_1/A_2 = 0,8/0,5$, $T_{\max} = 3000^\circ \text{ К}$

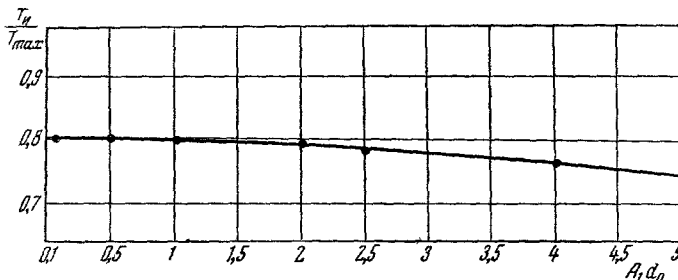


Рис. 5. График зависимости отношения средней истинной температуры к максимальной истинной от $A_{\lambda T}d_0$ для $\lambda = 0,610^{-4}$ см; $T_{\max} = 3000^\circ \text{ К}$.

$A_{\lambda T}$ — удельный коэффициент поглощения

Характер усреднения существенно зависит от применяемого метода измерения. Поэтому если измерить для одного и того же пламени, например, среднюю яркостную и цветовую температуры, а затем по обычным формулам (3) перейти от средней яркостной и средней цветовой температур к средней истинной температуре, то, вследствие разного характера усреднения, мы получим средние истинные температуры, отличающиеся друг от друга и от средней истинной температуры, измеренной методом обращения спектральных линий, на несколько сотен градусов.

Для того же профиля температур и тех же значений $A_{\lambda T} d_0 = 0,5$ мы получим для разных длин волн ^{4, 8, 45}

$$\begin{aligned} \text{при } \lambda = 0,6 \text{ м} \quad \gamma' &= 0,81, \\ \lambda = 2,7 \text{ м} \quad \gamma' &= 0,64, \\ \lambda = 4,3 \text{ м} \quad \gamma' &= 0,56, \\ \lambda = 10 \text{ м} \quad \gamma' &= 0,545, \\ \gamma'_{\text{ариф}} &= 0,52. \end{aligned}$$

Средняя оптическая температура, как правило, больше, чем средняя арифметическая температура, но она тем ближе к ней, чем больше рабочая длина волны.

Объясняется это тем, что $I_{\lambda T}$ растет с возрастанием температуры всегда сильнее, чем линейно, но тем медленнее, чем больше λT и лишь для очень больших λT ($kT \gg h\nu$); ν — частота излучения, $h\nu$ — квант энергии излучения, формула Планка переходит в формулу Рэлея — Джинса $I_{\lambda T} = \frac{8\pi}{c^3} \nu^2 kT$. В этом случае $I_{\lambda T}$ пропорционально T , и $\bar{T} = \bar{T}_{\text{ариф}}$.

Это верно, если коэффициент поглощения не слишком велик. При больших коэффициентах поглощения во внешних (холодных) частях пламени излучение из более горячих частей пламени может вовсе не попасть в пирометр. Это приведет к соответствующему уменьшению значения измеренной $\bar{T}$, которая при очень больших коэффициентах поглощения может быть даже ниже средней арифметической. В этом случае оптическая температура, измеренная по видимому излучению, может быть даже ближе к средней арифметической, чем измеренная по инфракрасному излучению. Однако такие пламена встречаются сравнительно редко, а применение к ним методов оптической пирометрии мало целесообразно, так как внутренняя часть пламени фактически оказывается недоступной (излучение внутренней части пламени поглощается по пути и не попадает в пирометр). В этом случае фактически измеряется температура периферийной части пламени.

Если работать в инфракрасной области спектра на полосах CO_2 2,7 м и 4,3 м, то разность $\bar{T} - \bar{T}_{\text{ариф}}$ для обычных профилей температур и удельных коэффициентов поглощения не превосходит $\pm(50 \div 100^\circ)$.

Следовательно, если профиль температур и величины испускательной способности пламени известны, как обычно, приближенно, погрешности определения $\bar{T}_{\text{ариф}}$ и T_{max} по измеренной средней оптической температуре будут значительно меньше при работе инфракрасной области спектра, чем при работе в видимой области спектра, так как само отличие $\bar{T}$ от $T_{\text{ариф}}$ в этом случае будет значительно меньше.

Этот вывод может оказаться неверным, как говорилось выше, при очень больших коэффициентах поглощения, а также в тех частных случаях, когда удельный коэффициент поглощения холодных слоев пламени велик для инфракрасной области спектра и мал для видимой области (например, мало сажи, но очень большая концентрация CO_2).

Заметим, что расчетные методы, при которых профиль температур определяется расчетным путем по измеренным средним по хордам значениям температур ^{8,40,4}, позволяют в значительной степени уменьшить погрешности определения температуры, вызванные наличием монотонного изменения температуры по сечению.

1.2. Определение температуры пламени, в котором имеются пульсации температуры во времени. Наряду с неоднородным по пространству температурным полем в пламенах наблюдаются периодические изменения температур со време-

нем, возникающие и в тех случаях, когда топливо и окислитель подаются непрерывно. Сам процесс горения сопровождается пульсацией температуры.

В литературе⁴²⁻⁴⁴ имеются указания на наличие таких пульсаций у реального турбулентного пламени. Измерения, проводившиеся нами на открытом высокоскоростном пламени типа пламени прямооточного реактивного двигателя^{4,41,45}, а также для закрытого пламени типа пламени металлургической печи^{4,46,47}, при помощи ионного датчика и инфракрасного пирометра, также показали наличие пульсаций в пламени. Наличие пульсаций в пламени подтвердили также измерения температуры, произведенные при помощи термоанемометра⁴².

Эксперименты с ионным датчиком, который простреливался сквозь пламя, показали, что в открытом пламени, при сравнительно больших скоростях истечения (порядка 100—150 м/сек), в середине пламени температура постоянна, а по краям пульсирует. Измерения пульсаций температур, проведенные при помощи термоанемометра, показали, что глубина пульсаций изменяется от нуля для центральной части пламени до 1000—1500° К у краев пламени.

Наконец, проведенные нами прямые измерения пульсации излучения пламени в инфракрасной области спектра (около 2,7 м) для этого же пламени показали, что усредненная вдоль сечения пламени температура пульсирует с глубиной 200—300° К. Это — средняя пульсация. Оценка, произведенная способом, изложенным в I.1 для обычного профиля температур, например, профиля рис. 2 и $A_{\lambda T} d_0 = 0,1$, дает, что такая средняя пульсация соответствует пульсациям, меняющимся от нуля в центре факела до пульсаций, превосходящих 1000° у краев пламени.

Измерения, проведенные нами при помощи ионного датчика для закрытого пламени, обладающего малой скоростью истечения (несколько десятков метров в секунду), показали, что в этом случае пульсации температуры происходят во всей толще пламени. Глубина пульсации мало зависит от соотношения горючего и окислителя и составляет несколько сотен градусов при максимальной температуре около 2000° К.

Выясним, как отразятся эти пульсации на результатах измерения температуры пламени оптическими методами, обладающими какой-то инерционностью и усредняющими температуру за время гораздо большее, чем частоты пульсаций температуры пламени. Можно заранее ожидать, что из-за рассмотренного в предыдущих разделах нелинейного характера усреднения, свойственного оптическим методам (независимо от того, происходит ли это усреднение по пространству или по времени), средняя оптическая температура $\bar{T}$ не будет равна истинной средней температуре пламени T_0 , около которой происходит пульсация температуры, и это различие будет тем больше, чем меньше длина волны.

Можно показать, что результат измерений, т. е. средняя оптическая температура $\bar{T}$, не будет зависеть от частоты пульсаций, но будет зависеть от глубины пульсации и эффективной длины волны.

$\bar{T}$ для случая пульсаций температуры находится из соотношения, аналогичного соотношению, приведенному в разделе I.1, но усреднение происходит не по пространству, а по времени:

$$\frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda \bar{T}}} - 1} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T(t)}} - 1} dt, \quad (6)$$

где τ — период пульсаций, а $T(t)$ характеризует изменение температуры со временем, т. е., по существу, мы находим температуру такого

стационарного пламени, монохроматическая яркость излучения которого равна средней по времени монохроматической яркости излученной пульсирующим пламенем. Задав графически несколько кривых $T(t)$ для $\bar{T}_0=1500^\circ$ и 2000° К и проделав численное интегрирование для $\lambda=0,6$ м, $\lambda=2,7$ м, $\lambda=4,3$ м, мы получим следующий результат^{4, 41, 45, 46}.

При $\bar{T}_0=1500^\circ$ К и $\lambda=0,6$ м мы получаем завышение $\bar{T}$ над T_0 , составляющее при глубине пульсации 500 и 1000° и соответственно 300 и 600° . При $T_0=2000^\circ$ К это завышение составит соответственно 250 и 500° . Для $\lambda=2,7$ м завышения будут значительно меньше. В этом случае отличие $\bar{T}$ от T_0 составит для $T_0=1500^\circ$ К соответственно 50 и 170° , а для $T_0=2000$, 35 и 130° . Для 4,3 мк при $T_0=1500^\circ$ мы получим соответственно 20 и 70° , а для $T_0=2000^\circ$ К 15 и 60° .

Выбирать в качестве рабочей длины волны еще более длинные волны было бы выгодно с точки зрения усреднения, но практически это неудобно, так как излучает в пламени в основном углекислый газ, а более длинноволновые полосы углекислого газа при температурах 2—3 тысячи градусов сравнительно слабы и их регистрация связана с рядом затруднений.

Впрочем, для неуглеродистых пламен может оказаться возможным выбрать в качестве эффективной длины волны и более длинную волну.

Так как расчет носит оценочный характер, то он проводился для синусоидального и близкого к синусоидальному характеру колебаний температуры. Это, однако, не ограничивает общности выводов, так как любую периодическую функцию можно разложить в ряд Фурье и проводить расчет для каждой синусоиды в отдельности. Результат усреднения для каждой синусоиды зависит от амплитуды и не зависит от частоты. Суммарный результат определяется амплитудами всех синусоид. Если колебание не очень далеко от гармонического, то результат усреднения будет определяться главным образом амплитудой первой гармоники. Учет остальных гармоник даст поправку. В общем же случае надо просуммировать средние излучения для всех гармоник и найти температуру, соответствующую суммарному среднему излучению.

Если форма колебаний близка к прямоугольной (опыт показывает, что в ряде случаев наблюдаются именно прямоугольные пульсации)⁴⁴, то расчет можно провести в общем виде и найти $\gamma=\bar{T}/T_0$ как функцию длины волны.

Если периоды времени, в течение которых температура равна соответственно T_1 и T_2 , не равны между собой, а равны соответственно τ_1 и τ_2 , а $T_2 \ll T_1$, то вместо выражения (6) нужно написать

$$\frac{1}{\tau_1 + \tau_2} \int_0^{\tau_1} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T_0}} - 1} dt = \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda \bar{T}}} - 1} \quad (6a)$$

и

$$\gamma = \frac{c_2}{\lambda T_0 \ln \left[\frac{1}{A} e^{\frac{c_2}{\lambda T_0}} - \left(\frac{1}{A} - 1 \right) \right]}, \quad (7)$$

где $A = \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2}$. В предельных случаях при $\lambda \rightarrow \infty$ $\gamma \rightarrow A$, при $\lambda \rightarrow 0$ $\gamma \rightarrow 1$. На рис. 6 изображена вычисленная зависимость γ от λ в случае прямоугольных пульсаций температуры и $\tau_1 = \tau_2$.

1.3. Определение температуры пламени, неоднородного по Z (по соотношению топлива и окислителя). Рассмотрим теперь пламя или участок пламени, в котором нет монотонного изменения температуры. Например, в ядре пламени, если процесс горения уже закончился, температуру можно считать постоянной.

Однако так будет лишь при идеальном перемешивании топлива и окислителя, когда Z — отношение топлива к окислителю — в различных точках рассматриваемого пламени или участка пламени одинаково. В реальном пламени этого нет, и степень однородности пламени по составу зависит, как мы увидим ниже, от ряда факторов.

Исследуем влияние таких неоднородностей на измерение температуры пламени по излучению, лежащему как в видимой, так и в инфракрасной областях спектра. Нас интересует влияние на результаты измерения температуры пламени флуктуаций значений Z в разных точках (микрообъемах) пламени, в данный момент времени, при заданном для пламени в целом (или рассматриваемого участка пламени) значении Z , равном Z_0 , или флуктуаций Z по времени, в данной точке (микрообъеме) пламени, при заданном, среднем по времени значении $Z = Z_0$. Z_0 определяется как отношение средних расходов окислителя и топлива для пламени в целом или какого-то его участка.

Для проведения количественных оценок мы исходим из того, что процессы перемешивания представляют собой случайные процессы, следовательно, описываются формулой Гаусса. Таким образом, вероятность того, что в данный момент времени, в данном микрообъеме пламени отношение окислителя и топлива будет равно какому-то значению Z , отличному от среднего значения Z_0 , пропорциональна величине

$$e^{-h^2(Z-Z_0)^2} dZ,$$

где, как обычно, $h=0,7/\sigma$, σ — среднее квадратичное отклонение величины Z от ее среднего значения Z_0 . Точнее, эта формула дает для концентрации топлива, введенного в однородный воздушный поток, вероятность отклонения этой концентрации в данный момент времени или в данной микрообласти пламени от ее среднего значения. Эта вероятность тем меньше, чем сильнее отличается Z от Z_0 .

Зависимость температуры T от Z может быть вычислена теоретически⁵ и, как известно, представляет собой кривую с максимумом, лежащим около значения Z , равного стехиометрическому.

Из-за неоднородности по Z температура в одних участках пламени будет больше, а в других меньше, чем то значение температуры, которое соответствует значению Z , равному Z_0 . Температура будет больше для значений Z , более близких к стехиометрическому значению, чем Z_0 , и меньше для значений Z , более далеких от стехиометрического значения.

Так как, вообще говоря, функция $T=f(Z)$ не является линейной, то даже средняя арифметическая (или средняя массовая) температуры, определенная, например, по данным газового анализа пробы, взятой из достаточно большой области пламени, в которой имеются участки с разными Z , также не будет равна значению температуры T_0 , соответствующей данному среднему значению $Z=Z_0$.

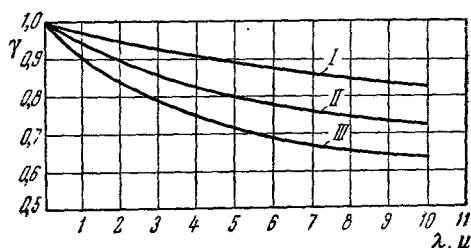


Рис. 6. Зависимость $\gamma = \bar{T}/T_0$ от длины волны λ в случае прямоугольных пульсаций.

Амплитуда пульсаций: I — 500° К; II — 1000° К и III — 2000° К. A=0,5.

$\bar{T}_{\text{ариф}}$ будет совпадать с T_0 лишь в том случае, когда заметные изменения Z находятся в пределах участка кривой $T(Z)$, который можно считать линейным.

Если же Z_0 близко к стехиометрическому (т. е. близко к значениям Z_0 , при которых кривая $T(Z)$ имеет максимум), то наличие любых флуктуаций по Z приведет к уменьшению средней арифметической температуры $\bar{T}_{\text{ариф}}$. Действительно, появление значений Z , как больших, так и меньших, чем стехиометрическое значение, приводит к значениям температуры, меньшим чем температура, соответствующая Z , равному стехиометрическому соотношению. В конечном счете, $\bar{T}_{\text{ариф}}$ будет всегда меньше теоретического значения температуры, т. е. того значения, которое было для $Z=Z_0$ и при отсутствии флуктуаций по Z , которое мы обозначаем через T_0 .

Следовательно, отличие $\bar{T}_{\text{ариф}}$ от теоретического значения температуры T_0 , соответствующего данному значению Z_0 , зависит как от абсолютного значения Z_0 , так и от флуктуаций по Z или степени перемешивания, характеризующей в нашем случае величиной $h^4, 45, 46$.

Средняя арифметическая температура $\bar{T}_{\text{ариф}}$ находится, по определению среднего значения, из соотношения

$$\bar{T}_{\text{ариф}} = \frac{\int_0^{\infty} e^{-h^2 \left(\frac{Z-Z_0}{Z_0}\right)^2} T(Z) dZ}{\int_0^{\infty} e^{-h^2 \left(\frac{Z-Z_0}{Z_0}\right)^2} dZ}. \quad (8)$$

В числителе под интегралом стоит произведение температуры при данном Z на вероятность данного значения Z . Интеграция производится по всем значениям Z . В знаменателе стоит нормировочный член.

Отсюда видно, что вообще говоря, $\bar{T}_{\text{ариф}} = f(Z_0, h) \neq T(Z_0)$.

Вычислив численным или приближенным методом интеграл в левой части выражения (8), мы найдем $\bar{T}_{\text{ариф}}$ как функцию Z_0 и h . Расчет дает, что кривая $\bar{T}_{\text{ариф}} = f(Z_0)$ будет повторять теоретическую кривую $T_0 = f(Z_0)$ лишь при очень хорошем перемешивании. Вообще же говоря, и это очень важно, эта кривая пойдет более полого, тем более полого, чем хуже перемешивание.

Что касается средней оптической температуры $\bar{T}$, определяемой по суммарному монохроматическому излучению, какой-то области пламени, то вследствие нелинейного характера зависимости излучения от температуры и в этом случае, как и в случае рассмотренном выше, $\bar{T}$ будет больше, чем $\bar{T}_{\text{ариф}}$, и кривая $\bar{T} = f(Z_0)$ пойдет еще более полого, чем кривая $\bar{T}_{\text{ариф}} = f(Z_0)$.

Средняя оптическая температура $\bar{T}$ может быть определена из соотношения

$$\frac{1}{\frac{c_2}{e^{\lambda \bar{T}}} - 1} = \frac{\int_0^{\infty} e^{-h^2 \left(\frac{Z-Z_0}{Z_0}\right)^2} \frac{1}{\frac{c_2}{e^{\lambda T(Z)}} - 1} dZ}{\int_0^{\infty} e^{-h^2 \left(\frac{Z-Z_0}{Z_0}\right)^2} dZ}. \quad (9)$$

Это соотношение отличается от (8) тем, что в числителе правой части равенства и в левой части стоит не температура, а излучение при данной

температуре. Следовательно, $\bar{T}$ определяется способом, аналогичным примененному в разделах I.1 и I.2, путем приравнивания яркостей, излучаемых нашим реальным пламенем и эталонным пламенем, в котором нет флуктуаций по Z . Температура этого эталонного пламени при равенстве излучаемых энергий и есть искомая средняя оптическая температура.

В этих расчетах нет необходимости учитывать поглощение излучения при его прохождении через толщу пламени. Поглощение можно не учитывать потому, что флуктуации являются случайными, участки с большими и меньшими значениями температур расположены случайным

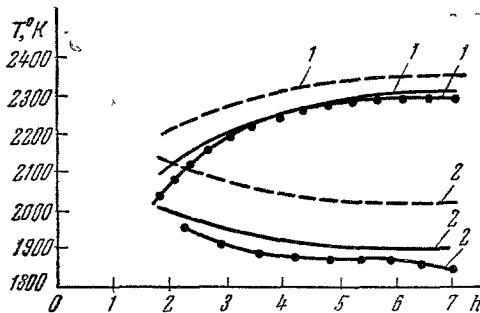


Рис. 7. Теоретическая зависимость средней арифметической и средней оптической температур (для $\lambda = 0,6 \mu$ и $\lambda = 2,7 \mu$) от h . — $\lambda = 0,6 \mu$; — $\lambda = 2,7 \mu$; —●— средняя арифм.; 1 — $Z_0 = 1$; 2 — $Z_0 = 0,6$

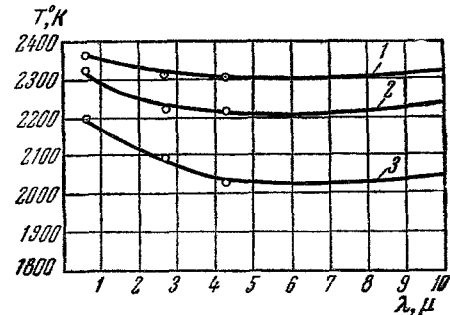


Рис. 8. Теоретическая зависимость средней оптической температуры от длины волны λ для $Z_0 = 1$, $h = 1,75$; $3,5$; 7 . 1 — $h = 7$; 2 — $h = 3,5$; 3 — $h = 1,75$.

образом в толще пламени. Поэтому поглощение скажется одинаково на излучении реального пламени и сравниваемого с ним однородного по температуре эталонного пламени.

Поглощение будет также одинаковым для реального и эталонного пламен, если значения Z флуктуируют по времени.

В этом заключается различие в усреднении при флуктуациях по Z от рассмотренного в разделе 1.1 усреднения по сечению для осесимметричного пламени, обладающего монотонно изменяющимся температурным полем, где средняя оптическая температура зависит от поглощения.

Средняя оптическая температура $\bar{T}$ зависит от Z_0 , h и λ , и она не равна ни теоретической температуре, ни $\bar{T}_{\text{ариф}}$, а вообще говоря, превосходит их.

Расчет $\bar{T}$ проведен методом численного интегрирования для различных значений h и λ ^{4, 45, 46}.

Основные результаты вычислений приведены на рис. 7 и 8.

На основании проделанных расчетов могут быть сделаны следующие выводы о влиянии флуктуаций Z на результаты измерений температур пламени оптическими методами.

1. Для $Z_0 = 1$ $\bar{T}$ будет тем меньше, чем больше флуктуации (т. е. чем меньше h): Этот эффект тем заметнее, чем больше длина волны. $\bar{T}_{\text{ариф}}$ еще резче, чем $\bar{T}$, убывает с увеличением флуктуаций. В последнем случае различие между температурами, измеренными при больших и малых (изменяющихся в пять раз) флуктуациях, достигает 400° .

2. Для $Z_0 \neq 1$ $\bar{T}$ растет с ростом флуктуаций. Однако этот эффект (по своей сути разностный эффект) не велик и зависит от значения Z_0 и хода кривой $Z(T)$. Этот эффект более заметен для $\lambda = 0,6 \mu$ и менее заметен для больших λ . Он также мало заметен и для $\bar{T}_{\text{ариф}}$. Более того, $\bar{T}$ растет

с ростом флуктуаций не монотонно. Последнее объясняется тем, что температура какого-то участка пламени тем больше, чем ближе его Z к стехиометрическому значению. Поэтому при $Z_0 \neq 1$ (например, для случая $Z_0 < 1$) число участков с температурой большей, чем это соответствует значению Z_0 , будет расти с ростом флуктуации только до тех пор, пока не появится заметное число участков с $Z > 1$. При дальнейшем росте флуктуации относительное число участков с температурой более высокой, чем это соответствует Z_0 , будет убывать, и $\bar{T}$ также начнет убывать.

То же будет для $Z_0 > 1$.

Значение h , при котором $\bar{T}$ (при $Z_0 \neq 1$) максимально, существенно зависит от вида кривой $T_0(Z_0)$, а также от значения Z_0 и λ .

3. Сравним расчетные кривые $T(Z_0)$ для пламени, в котором нет флуктуаций по Z_0 , и пламени, в котором такие флуктуации имеются, т. е. сравним исходную кривую $T(Z_0)$, положенную в основу наших вычислений, с $\bar{T}$, вычисленной по формуле (9), и $\bar{T}_{\text{ариф}}$, вычисленной по формуле (8).

При очень малых флуктуациях (больших h) кривые $\bar{T}$ и $\bar{T}_{\text{ариф}}$ как функции Z_0 повторяют исходную кривую $T(Z_0)$. Чем больше флуктуации, тем более полого идут кривые $\bar{T}(Z_0)$ и $\bar{T}_{\text{ариф}}(Z_0)$. При этом для данного значения флуктуации кривая $\bar{T}(Z_0)$ идет тем круче, чем больше λ . Еще круче идет кривая $\bar{T}_{\text{ариф}}(Z_0)$ или $\bar{T}_{\text{масс}}(Z_0)$.

Таким образом, при наличии флуктуаций кривые зависимости $\bar{T}$ от Z_0 идут более полого, чем теоретическая кривая $T_0(Z_0)$ и чем средняя арифметическая температура — $\bar{T}_{\text{ариф}}(Z_0)$. Это различие в ходе кривых тем больше, чем больше флуктуации и чем короче длина волны.

4. Существенно, что уже для $\lambda = 2,7 \mu$, а тем более для более длинных волн, ход кривой $\bar{T}(Z_0)$ близок к $\bar{T}_{\text{ариф}}(Z_0)$ (хотя обе эти кривые могут, в зависимости от величины флуктуации, существенно отличаться от теоретической кривой $T(Z_0)$, вычисленной без учета флуктуации по Z). Для $\lambda = 0,6 \mu$ кривая $\bar{T}(Z_0)$ идет гораздо более полого, чем $\bar{T}_{\text{ариф}}$. Это различие зависит от величины флуктуации, характеризуемой в нашем случае величиной h .

Следовательно, при использовании видимой области спектра для измерений температуры пламени, неоднородного по Z , т. е. с заметным значением флуктуации по Z , мы получим сильно завышенные по сравнению со средней арифметической или средней массовой температурами значения температуры для $Z_0 \neq 1$ и гораздо более слабую зависимость измеряемого значения температуры от Z_0 , чем для средней арифметической температуры и тем более для теоретического значения температуры, вычисленного без учета флуктуаций по Z .

Температура, измеренная по инфракрасному излучению, будет ближе к средней арифметической температуре.

Поскольку степень неоднородности пламени по Z нам обычно неизвестна, то внесение поправ к измеренным значениям $\bar{T}$ для перехода к средним арифметическим температурам практически невозможно. Поэтому при работе в инфракрасной области спектра погрешности измерения температуры неоднородного по Z пламени будут меньше, чем при работе в видимой области спектра.

Те же результаты можно получить без численного интегрирования, аппроксимировав теоретическую кривую $T(Z)$ в виде ступенчатой кривой.

Результаты вычислений будут более грубыми, но зато можно получить аналитическое выражение для $\bar{T}$, являющееся функцией h и λ^4 .

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Экспериментальная проверка развитых выше соображений проводилась, как указывалось во введении, на двух типах пламени: на открытом высокоскоростном бензино-воздушном пламени типа пламени ПВРД, и закрытом пламени (воздух—городской газ)— типа пламени металлургической печи.

Пользуясь указанными во введении методами и приборами, определяли для обоих типов пламени средние температуры и поля температур по излучению, лежащему как в видимой (около $0,6 \mu$), так и в инфракрасной ($2,7$ и $4,3 \mu$) областях спектра. Поля температур в видимой области

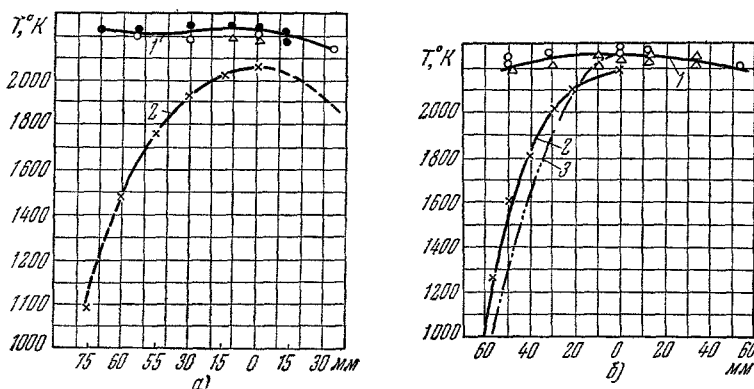


Рис. 9. Распределение температуры в поперечном сечении пламени.

1 — измерение методом обращения спектральных линий (○ — по линиям натрия, Δ — по линиям лития), 2 — по инфракрасному излучению, 3 — по данным газового анализа а) $Z_0=0,9$, б) $Z_0=1,0$ Расстояние от среза сопла 120 мм Z_0 — соотношение топлива и окислителя

спектра измерялись методом обращения спектральных линий с применением местного окрашивания⁸. Поля температур в инфракрасной области определялись расчетным методом^{8, 40}, по измеренным вдоль хорд пламени средним яркостным температурам и испускательным способностям в инфракрасной области спектра.

Во всех случаях, при наличии заметного постоянного градиента температуры по сечению, средние температуры, измеренные по видимому излучению, были, в соответствии с приведенными выше расчетами, больше, чем измеренные по инфракрасному излучению.

II.1. Экспериментальная проверка влияния пульсаций на измерение температуры пламени в разных областях спектра проводилась на открытом высокоскоростном пламени, где имеют место глубокие пульсации температуры на краях пламени, тем более глубокие, чем ближе к краю пламени находится рассматриваемый участок пламени.

Определялось указанными ранее способами поле температур пламени по видимому и инфракрасному излучению, а также расчетным путем по данным газового анализа. Последний, как уже говорилось выше, в принципе дает среднюю массовую температуру.

Измерения производились при соотношении окислителя и топлива, не очень сильно отличающихся от стехиометрического.

Измерения, проведенные для разных значений Z , т. е. для разных условий горения, показали^{4, 41, 45} (рис. 9), что в центральной части пламени все эти методы дают (с точностью измерений, определяемой суммой погрешностей $\pm 50^\circ$) совпадающие значения температур. На краях пламени метод обращения спектральных линий дает завышенные по сравнению

с двумя другими методами значения температур. Это завышение на краях факела достигает 1000°K , т. е. выходит далеко за пределы погрешности измерений.

Наоборот, методы инфракрасной пирометрии дают, с точностью данных измерений, значения температур, совпадающие как в центре, так и по краям пламени, со значениями температур, полученными из газового анализа.

Таким образом, предложенная выше теория качественно, а в какой-то мере и количественно, объясняет наблюдающееся различие в профилях температуры пламени, полученных при использовании видимого и инфракрасного излучений, объясняет наблюдающиеся завышенные значения температуры у краев пламени, полученные при использовании видимой

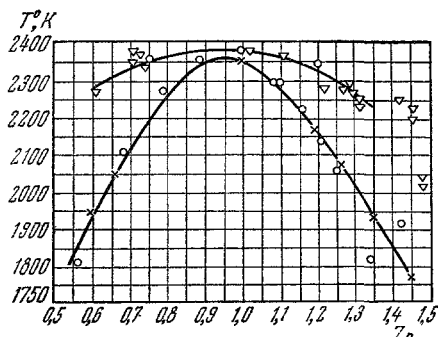


Рис 10. Экспериментальная зависимость максимальной температуры высокоскоростного пламени T от соотношения топлива и окислителя Z_0 , измеренная: ∇ — методом обращения спектральных линий, $\times$ — по инфракрасному излучению, $\circ$ — по данным газового анализа

скоростного бензино-воздушного пламени типа пламени ПВРД по видимому и инфракрасному излучению (для $\lambda=0,6 \mu$ и $\lambda=2,7 \mu$). Измерения производились для различных значений Z , как больше, так и меньше стехиометрического.

Согласно проведенным измерениям пульсации температуры в центральной части пламени отсутствуют и градиент температур невелик.

Для контроля температура определялась также по данным газового анализа, что в принципе дает среднюю массовую температуру, а в некоторых случаях, для не слишком высоких температур, при помощи термопар.

Результаты экспериментов приведены в работах ^{4,41, 45} и на рис. 10. Мы видим, что при $Z=1$ метод обращения спектральных линий и инфракрасный пирометр дают, с точностью проведенных измерений, результаты, совпадающие между собой, а также с результатами, полученными другими методами.

Для $Z \neq 1$ метод обращения спектральных линий дает завышенные значения температуры, а инфракрасный пирометр дает значения температур, близкие к средним массовым, полученным из газового анализа.

Таким образом, кривая $T(Z_0)$ для $\lambda=2,7 \mu$ с точностью наших измерений и расчетов близка к кривой $\bar{T}_{\text{масс}}(Z_0)$, полученной из газового анализа, а кривая $\bar{T}(Z_0)$ для $\lambda=0,6 \mu$ идет гораздо более полого, и дает более высокие, чем газовый анализ, значения температуры для $Z_0 \neq 1$.

То обстоятельство, что метод обращения спектральных линий дает часто завышенные значения измеряемых температур и гораздо более сла-

области спектра. Наблюдающееся на опыте различие между этими двумя профилями температуры все же несколько больше вычисленного выше (особенно в предположении прямоугольных пульсаций температуры). Количественных совпадений здесь и нельзя ожидать, так как форма пульсаций при проведении расчетов выбрана достаточно произвольно, глубина пульсаций известна грубо, и, наконец, наблюдаемый на опыте эффект в этом случае является суммарным эффектом. К этому вопросу мы вернемся ниже.

II.2. Для предварительной оценки влияния неоднородности пламени по Z на измерение его температуры были произведены измерения температуры центральной части высоко-

бую, чем теоретическая, зависимость T от Z_0 (иногда измеряемая температура практически вовсе не зависит от Z_0), наблюдалось также и другими авторами^{11, 19, 48}.

Этот результат можно объяснить тем, что в реальных турбулентных пламенах имеются флуктуации по Z , что и приводит, в соответствии с рассуждениями, приведенными в § 1.3, к различию в ходе кривой $T(Z_0)$, измеренной по излучению, лежащему в видимой и инфракрасной областях спектра. Температура, измеренная методом обращения спектральных линий, в соответствии с теорией, лежит при $Z_0 \neq 1$ значительно выше температуры, измеренной по инфракрасному излучению. Кривая $T(Z_0)$ идет, в согласии с теорией, гораздо более полого для видимой области спектра, чем для инфракрасной. Качественное совпадение с теорией полное, количественное же сравнение проводить трудно, так как нам неизвестна величина h , характеризующая неоднородность пламени по Z . Кроме того, погрешность измерений температуры в инфракрасной области не меньше $\pm 50^\circ$, главным образом за счет погрешностей определения среднего значения испускательной способности в инфракрасной области спектра (см. разд. III). Такого же порядка погрешности определения температуры по данным газового анализа.

Этим, по-видимому, объясняется наблюдающееся на рис. 10 совпадение результатов измерений температуры по инфракрасному излучению и данным газового анализа. Очевидно, расхождение между названными выше температурами и теоретической лежит в пределах наших погрешностей. Можно также заметить, что различие в значениях температуры, измеренной по видимому и инфракрасному излучениям, при $Z_0 \neq 1$ больше, чем это можно было ожидать из приведенных в разд. 1.3 результатов расчетов. К этому вопросу мы вернемся ниже.

Для прямой проверки изложенных выше теоретических представлений о влиянии неоднородности пламени по Z на результаты измерения температуры пламени в видимой и инфракрасной областях спектра нужно проводить измерения температуры пламени по видимому и инфракрасному излучению при различной степени перемешивания топлива и окислителя и, следовательно, при различной степени неоднородности пламени по Z .

Такие измерения проводились на описанном выше вертикальном закрытом (воздух—городской газ) пламени, типа пламени металлургической печи. Длина факела около 3—5 м, ширина 40—50 см, скорости истечения не превышали 10 м/сек. Измерения проводились через ряд окон, расположенных вдоль факела на всех четырех сторонах установки. Перемещение аппаратуры вдоль факела производилось при помощи червячной передачи. Наличие четырех рядов окон позволяет в случае необходимости измерять одновременно истинную температуру пламени методом обращения спектральных линий по видимому излучению и яркостную температуру и испускательную способность пламени в инфракрасной области спектра. ϵ определялось для различных значений температуры лампы, а затем в расчет входило значение ϵ , определенное при температуре лампы, наиболее близкой к температуре пламени при данном значении Z_0 ^{46, 47} (см. также разд. III). Это позволило значительно уменьшить погрешность измерения температуры по инфракрасному излучению.

Степень перемешивания изменялась путем изменения длины трубы Δl , по которой распространяется холодная смесь газа и воздуха до воспламенения. Чем эта длина больше, тем лучше перемешивание. В наших опытах она изменялась от нуля, что соответствует наихудшему перемешиванию, до 390 мм.

Для значений Δl , равных нулю, 140 мм, 185 мм, 260 мм, 395 мм определялись по видимому и инфракрасному излучению истинные

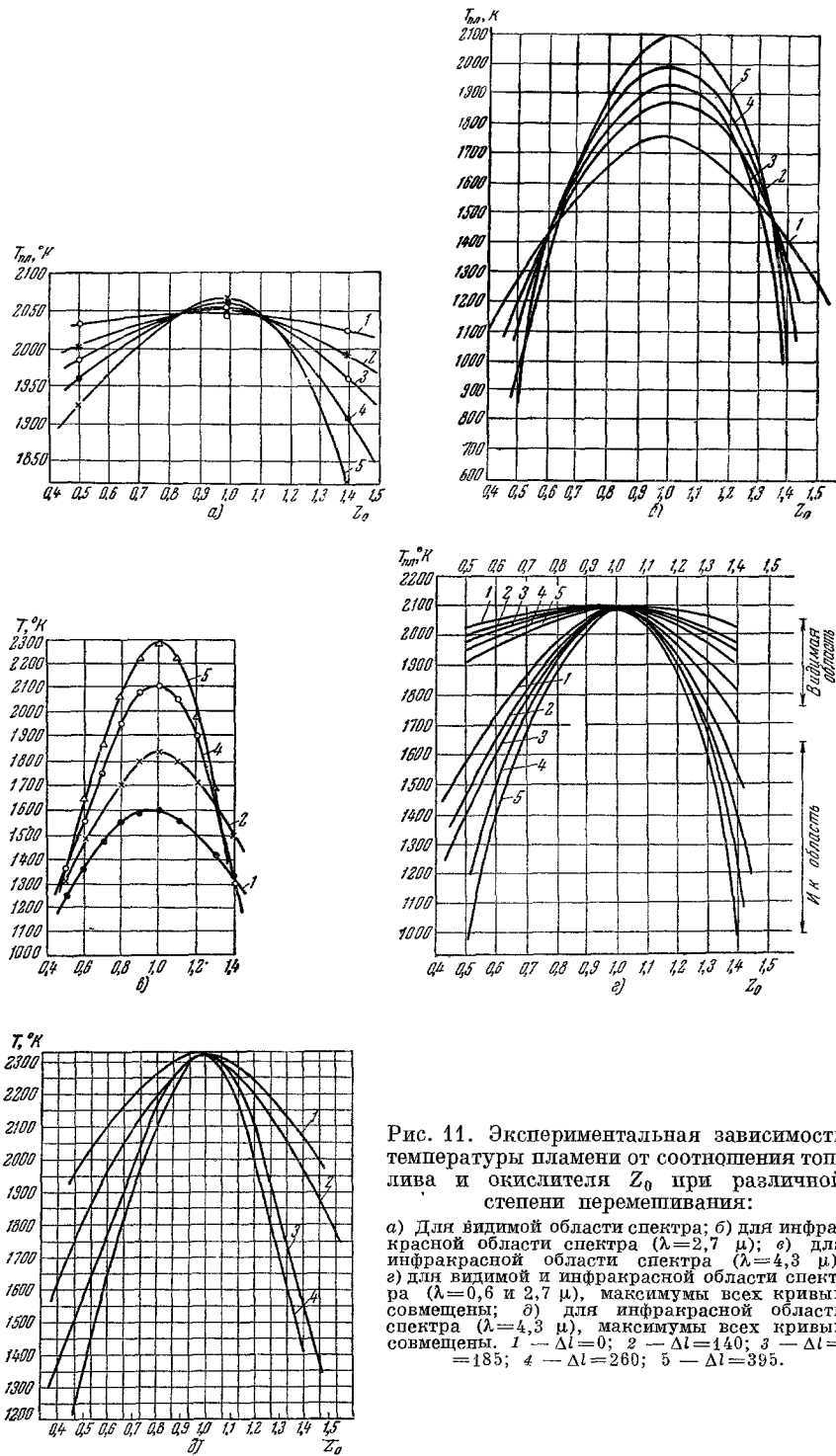


Рис. 11. Экспериментальная зависимость температуры пламени от соотношения топлива и окислителя Z_0 при различной степени перемешивания:

а) Для видимой области спектра; б) для инфракрасной области спектра ($\lambda=2,7 \mu$); в) для инфракрасной области спектра ($\lambda=4,3 \mu$); г) для видимой и инфракрасной области спектра ($\lambda=0,6$ и $2,7 \mu$), максимумы всех кривых совмещены; д) для инфракрасной области спектра ($\lambda=4,3 \mu$), максимумы всех кривых совмещены. 1 — $\Delta l=0$; 2 — $\Delta l=140$; 3 — $\Delta l=185$; 4 — $\Delta l=260$; 5 — $\Delta l=395$.

температуры пламени и зависимость $\bar{T}(Z_0)$. При измерении температуры по видимому излучению применялся метод обращения спектральных линий, а при измерении температуры по инфракрасному излучению измерялись яркостная температура и испускательная способность пламени в инфракрасной области спектра (при помощи интерференционного фильтра вырезалась полоса спектра в области, лежащей около $2,7 \mu$ и около $4,3 \mu$). Измерения проводились на том участке пламени (по длине пламени), где температура максимальна.

Результаты измерений для видимой и для инфракрасной области ($2,7 \mu$ и $4,3 \mu$) приведены в работах ^{4, 46} и на рис. 11.

Мы видим, что в соответствии с развитыми выше теоретическими представлениями крутизна кривых $\bar{T}(Z_0)$ действительно растет с улучшением перемешивания, что (во всех случаях) кривые $\bar{T}(Z_0)$ для видимой области спектра идут более полого, чем для инфракрасной области спектра. Значение $\bar{T}$ при $Z_0=1$, в соответствии с теорией, растет с улучшением перемешивания, причем более быстро в инфракрасной области спектра, а для $Z_0=1$ и плохом перемешивании $\bar{T}$ — больше в видимой области спектра.

Таким образом, во всяком случае качественно, эксперимент полностью подтверждает изложенные выше теоретические представления. Что касается количественного совпадения, то кривая $\bar{T}(Z_0)$ идет для видимой области более полого, чем можно ожидать из теоретических соображений для больших Δl , т. е. хорошего перемешивания (соответствующего большим h), и различие между температурами, измеренными по видимой и инфракрасной областям спектра, для $Z_0=1$ больше, чем это вытекает из теории.

Это расхождение, выходящее за пределы погрешностей измерений, объясняется тем, что на опыте мы наблюдаем суммарный эффект: влияния неоднородности пламени по Z , пульсаций температуры и монотонного изменения температуры по сечению пламени. Каждый из этих факторов приводит, как мы видели, к тому, что $\bar{T}$, измеренная и по видимой области спектра, больше, чем T , измеренная по инфракрасному излучению. Каждый из этих факторов увеличивает различие между температурами, измеренными по видимому и инфракрасному излучению и на опыте наблюдается некий суммарный эффект.

То обстоятельство, что средняя оптическая температура, измеренная по видимому излучению методом обращения спектральных линий при плохом перемешивании топлива и окислителя, почти не зависит от значения Z_0 , а при хорошем перемешивании зависит очень сильно, было наблюде-
но также для открытого высокоскоростного пламени типа пламени ПВРД ⁴⁹ (рис 12).

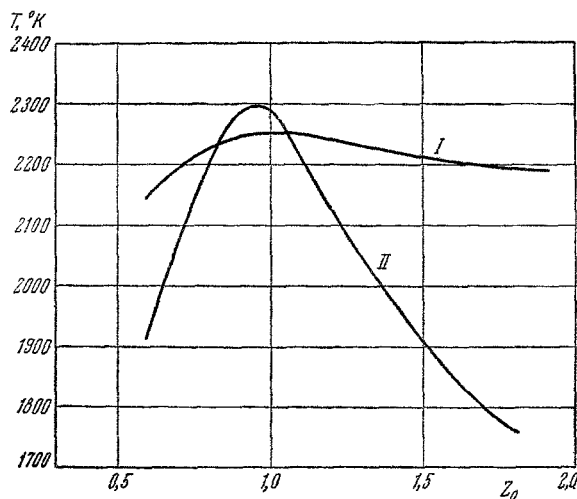


Рис. 12. Температура открытого пламени, измеренная методом обращения спектральных линий для различных соотношений топлива и окислителя при плохом перемешивании (I) и при хорошем перемешивании (II).

II.3. Чтобы сравнить результаты расчетов с результатами экспериментов, нужно рассчитать суммарный эффект усреднения и тогда сравнить между собой теоретические и экспериментальные кривые

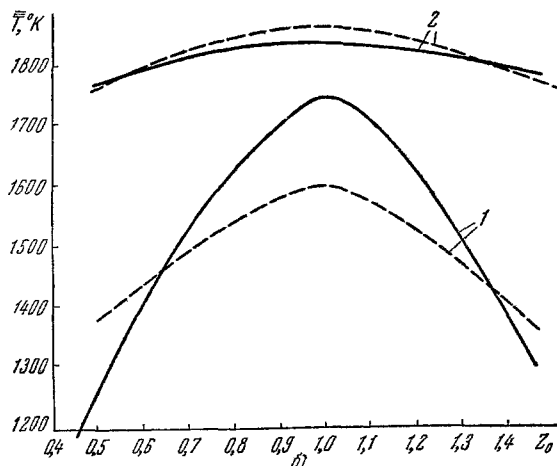
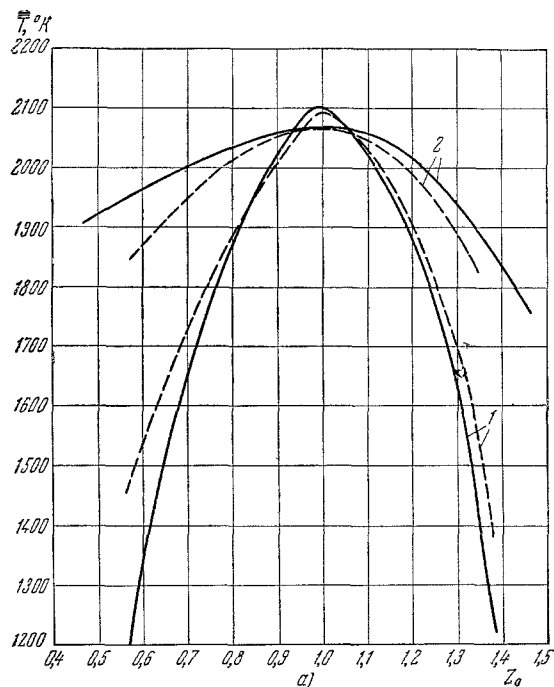


Рис. 13. Сравнение средней оптической температуры, вычисленной с учетом усреднения по сечению, времени и неоднородностям соотношения топлива и окислителя с экспериментальной для различных значений соотношения топлива и окислителя.

Пунктирная кривая — теоретическая, сплошная кривая — экспериментальная, кривые 1 — инфракрасная область спектра $\lambda = 2,7 \mu$; кривые 2 — видимая область спектра $\lambda = 0,6 \mu$, а) $\Delta l = 395$, $h = 7$, б) $\Delta l = 0$, $h = 2,1$.

можно считать вполне удовлетворительным и подтверждающим правильность предложенного объяснения результатов измерений. Совпадения с точностью большей, чем 50—100°, при этом сравнении ожидать нельзя.

$\bar{T}(Z_0)$ для различных λ . Для проведения этих расчетов необходимо знать профиль температуры по сечению пламени, глубину пульсации температуры и степень неоднородности пламени по Z .

Градиент температуры по сечению был оценен указанным выше способом. Глубина пульсаций была оценена из пульсаций ионного тока.

Что касается однородности пламени по Z , то было предположено, что при наилучшем достигнутом нами перемешивании, когда $\Delta l = 395$, $h = 7$, а при наихудшем перемешивании $\Delta l = 0$, $h = 2,21$.

Если считать эти эффекты независимыми, то температура, усредненная по r , τ и Z (сечению, времени и неоднородностям состава), которую мы обозначим через $\bar{\bar{T}}$, можно найти из расчетов, аналогичных предыдущим, т. е. из соотношения, где слева будет стоять $(\exp \frac{c_2}{\lambda T} - 1)^{-1}$, а

справа произведение правых частей уравнений (5), (6) и (9).

Результаты проведенных расчетов и сравнение их с результатами экспериментов для $\lambda = 0,6 \mu$, $2,7 \mu$, $4,3 \mu$ приведены в работе ^{4, 46} и на рис. 13 а, б и рис. 14. Учитывая некоторый произвол в выборе значения h и погрешности определения профиля температур формы и глубины пульсаций, с одной стороны, и погрешности измерения температур (особенно в инфракрасной области спектра), с другой стороны, совпадение

III. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИНФРАКРАСНОЙ ПИРОМЕТРИИ ПЛАМЕНИ

Из предыдущего следует, что методы оптической пирометрии, использующие инфракрасное излучение, имеют преимущество при измерении температуры реального пламени перед методами, использующими видимое излучение.

Однако использование инфракрасного излучения для измерения температуры пламени при современном состоянии инфракрасной техники связано с рядом специфических трудностей. Некоторые, наиболее существенные трудности мы здесь рассмотрим^{4,8}.

Дело в том, что область пропускания существующих и применяемых в пирометрах интерференционных фильтров в инфракрасной области спектра весьма велика (полуширина составляет около 0,3 μ). Среднее значение испускательной способности пламени $\bar{\epsilon}$ в этом спектральном интервале (именно эту величину мы и измеряем, и именно она определяет соотношение между яркостной и истинной температурами) обычно очень мало (для $\lambda=2,7 \mu$ около 0,05). Это обстоятельство сильно затрудняет измерения и увеличивает погрешности измерений.

Этот вывод не зависит от применяемого метода измерений. В инфракрасной области спектра целесообразнее всего измерять яркостную температуру и испускательную способность⁴.

Более того, для фильтров с широкой областью пропускания $\bar{\epsilon}$ оказывается зависящим от температуры источника сравнения^{4,8}.

Рассмотрим этот вопрос более подробно. Вообще говоря, испускательную способность пламени в любой области спектра можно измерять обычным путем, измеряя уменьшение яркости излучения источника сравнения при прохождении излучения через пламя, где оно частично поглощается.

Пусть I_1 — яркость излучения источника сравнения в какой-то области спектра $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$. I_2 — яркость излучения пламени, I_3 — суммарная яркость излучения в той же области спектра; тогда измеренное значение испускательной способности равно

$$\bar{\epsilon}' = \bar{\alpha}' = \frac{I_1 + I_2 - I_3}{I_1}, \quad (10)$$

где α' — коэффициент поглощения.

Нужно, однако, заметить, что описанный выше способ определения $\bar{\epsilon}'$ не является однозначным, так как полученное таким способом значение $\bar{\epsilon}'$

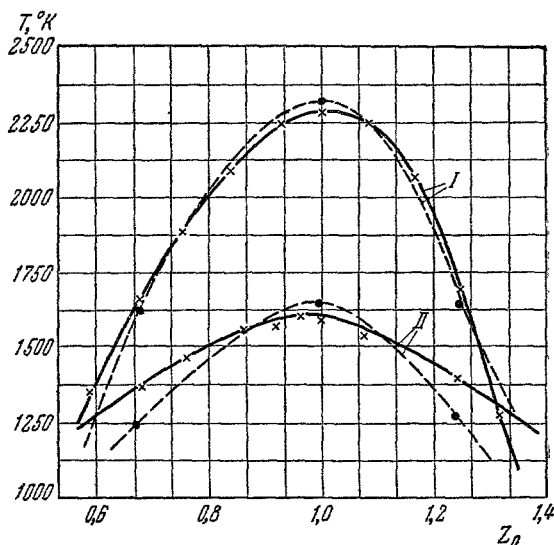


Рис. 14. Средняя оптическая температура $\bar{T}$, вычисленная с учетом усреднения по сечению, времени и неоднородностям соотношения топлива и окислителя для различных соотношений топлива и окислителя, для $\lambda = 4,3 \mu$.

Пунктирная кривая — теоретическая; сплошная кривая — экспериментальная; кривая I: $\Delta l = 395$, $h = 7$, кривая II: $\Delta l = 0$, $h = 2,21$.

будет определяться не только свойствами пламени и шириной выбранной спектральной области, но будет существенно зависеть от распределения энергии в источнике сравнения, а следовательно, и от его температуры. Действительно, в этом случае величина $\bar{\varepsilon}'$ (по определению среднего значения любой величины) для спектрального интервала $\lambda_1 - \lambda_2$ равна

$$\bar{\varepsilon}' = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(T_1, \lambda) \varphi(\lambda) \varepsilon(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(T_1, \lambda) \varphi(\lambda) d\lambda}, \quad (11)$$

где $I(T_1, \lambda)$ — монохроматическая яркость излучения источника сравнения при температуре T_1 , $\varepsilon(\lambda)$ — это действительное значение испускательной способности для данного значения λ .

$$\varphi(\lambda) = \tau(\lambda) \varphi_0(\lambda),$$

где $\varphi(\lambda)$ — суммарная спектральная характеристика прибора, $\tau(\lambda)$ — коэффициент пропускания фильтра, $\varphi_0(\lambda)$ — спектральная чувствительность приемника излучения.

Из выражения (11) следует, что, вообще говоря, полученное таким образом значение $\bar{\varepsilon}'$ зависит не только от величины $\varepsilon(\lambda)$, но и от величины $I(T_1, \lambda)$ и, следовательно, от температуры источника T_1 .

Только в том случае, когда величину $I(T_1, \lambda)$ можно внутри интервала $\lambda_1 - \lambda_2$ считать величиной постоянной, не зависящей от λ (т. е. пренебречь распределением энергии по длинам волн внутри интервала), ее можно как в числителе, так и в знаменателе вынести за знак интеграла. Тогда $I(T_1, \lambda)$ в числителе и знаменателе сократятся и

$$\bar{\varepsilon}' = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon \varphi(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) d\lambda}, \quad (11a)$$

т. е. $\bar{\varepsilon}'$ имело бы смысл среднего эффективного значения испускательной способности пламени в интервале $\lambda_1 - \lambda_2$ и было бы однозначной характеристикой пламени.

В видимой области спектра обычно выделяемые спектральные интервалы достаточно узки, условие постоянства $I(T_1, \lambda)$ внутри спектрального интервала, как правило, выполняется, и поэтому вопрос о возможной зависимости результатов измерения испускательной способности сажаистого пламени в видимой области спектра от температуры источника сравнения и не возникает.

Однако при измерении испускательной способности пламени в инфракрасной области спектра, при ширине полосы пропускания фильтра, составляющей несколько десятых долей микрона, функцию $I(T_1, \lambda)$ внутри такого интервала нельзя считать постоянной, и значение $\bar{\varepsilon}'$ будет зависеть от вида функции $I(T_1, \lambda)$, зависящей в свою очередь от температуры источника сравнения T_1 . Если интервал, выделяемый фильтром $\lambda_1 - \lambda_2$, шире, чем область поглощения (область, где $\varepsilon(\lambda) \neq 0$), то из (11) видно, что $\bar{\varepsilon}'$ будет иметь максимальное значение при таком значении T_1 , при котором положение максимума кривой $\varepsilon(\lambda)$ и максимума кривой $I(T_1, \lambda)$ внутри интервала $\lambda_1 - \lambda_2$ совпадают между собой.

Как же найти среднее, или эффективное, значение испускательной способности пламени ε , знание которого необходимо для перехода от измеренных нами яркостных температур к истинным? Это $\bar{\varepsilon}$, по определению, равно отношению излучения пламени и абсолютно черного тела при той же температуре, т. е.

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_0(T, \lambda) \varphi(\lambda) \varepsilon(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_0(T, \lambda) \varphi(\lambda) d\lambda}, \quad (12)$$

где $I_0(T, \lambda)$ — излучение черного тела при температуре исследуемого пламени. Отсюда видно, что $\bar{\varepsilon}'$ будет равно $\bar{\varepsilon}$ лишь в том случае, когда

$$I(T_1, \lambda) = M I_0(T, \lambda), \quad (13)$$

где M — постоянная величина.

Следовательно, источник сравнения должен представлять собой в интервале λ_1 — λ_2 черное или серое тело, температура которого равна температуре пламени.

Если же источник сравнения представляет собой реальное тело, то условие (13) (подобие кривых распределения энергии по длинам волн для источника сравнения и абсолютно черного тела) будет выполнено, если цветовая температура источника сравнения будет равна истинной температуре пламени.

Условие (13) практически выполнить не легко. Однако оно выполняется тем легче, чем уже интервал λ_1 — λ_2 , так как чем уже интервал, тем меньше различие в ходе функций I и I_0 внутри этого интервала. Это условие выполняется с достаточной точностью в случае применения интерференционного фильтра и значений T_1 , не слишком сильно отличающихся от T . Оно выполняется значительно хуже, если интерференционный фильтр не применяется.

Заметим, что если определять $\bar{\varepsilon}$ по измеренным независимо значениям яркостной и истинной температуры, то и в этом случае, при прочих равных условиях, определенное значение $\bar{\varepsilon}$ зависит от истинной температуры пламени⁴.

Расчет, приведенный на основании формул (11) и (12), позволяет оценить численно различие между $\bar{\varepsilon}'$ и $\bar{\varepsilon}$ для реального пламени в зависимости от разности температур $T - T_1$. Если не применять интерференционный фильтр, то спектральная область λ_1 — λ_2 определяется характеристикой фотосопротивления ФС-А1, чувствительность которого резко падает для длин волн больших, чем 3 мк. Кроме того, длины волн короче 1 мк можно отрезать при помощи эбонита.

Функция $\varepsilon(\lambda)$ была взята нами из литературных данных (см., например,⁵). Она определяется в основном поглощением CO_2 и частично CO и паров воды. Функция $\varepsilon(\lambda)$ имеет максимум при $\lambda = 2,7$ мк (если $\lambda = 4,3$ мк не воспринимается приемником излучения). Расчет дает^{4, 8, 47}:

$$\begin{aligned} \text{при } T_1 = 500^\circ \text{ K} \quad \bar{\varepsilon}' &= 0,10, \\ T_1 = 1000^\circ \text{ K} \quad \bar{\varepsilon}' &= 0,075, \\ T_1 = 2000^\circ \text{ K} \quad \bar{\varepsilon}' &= 0,055. \end{aligned}$$

Итак, правильные значения $\bar{\varepsilon}$ будут получены, если $T_1 = T$. Ошибка в определении $\bar{\varepsilon}$ при $T = 2000^\circ \text{ K}$ составляет 36%, если $T_1 = 1000^\circ$, и почти 100%, если $T_1 = 500^\circ \text{ K}$. Это соответствует ошибке в измерении температуры

при $\bar{\varepsilon}=0,05$ соответственно 60 и 100°. Следовательно, при T_1 , сильно отличающемся от T , погрешностью измерения $\bar{\varepsilon}$, являющейся следствием этого различия, пренебречь нельзя.

Погрешности в определении $\bar{\varepsilon}$ будут гораздо меньше, если при ее определении указанным выше способом используется интерференционный фильтр, имеющий максимум пропускания, лежащий около 2,7 μ (вблизи максимума функции $\varepsilon(\lambda)$), и более узкую (около 0,3 μ) область пропускания. Внутри области пропускания фильтра $I_0(T, \lambda)$ меняется мало, поэтому погрешности определения $\bar{\varepsilon}$ в зависимости от величины T_1 будут гораздо меньше. Теперь

$$\begin{aligned} \text{при } T_1 = 500^\circ \text{ К} \quad \bar{\varepsilon}' &= 0,11, \\ T_1 = 1000^\circ \text{ К} \quad \bar{\varepsilon}' &= 0,092, \\ T_1 = 2000^\circ \text{ К} \quad \bar{\varepsilon}' &= 0,08. \end{aligned}$$

В этом случае при $T_{\text{пл}}=2000^\circ \text{ К}$ ошибка в определении $\bar{\varepsilon}$ составит 15% при $T_1=1000^\circ \text{ К}$ и 38% при $T_1=500^\circ \text{ К}$. Следовательно, для $T_1=1000^\circ \text{ К}$ погрешностью в определении $\bar{\varepsilon}$ можно пренебречь. Для меньших значений T_1 и в этом случае должна быть внесена соответствующая поправка к измеренному значению $\bar{\varepsilon}$.

Однако все эти расчеты носят ориентировочный характер, и зависимость измеренного значения $\bar{\varepsilon}$ от T_1 должна быть получена экспериментально в каждом отдельном случае. Проведенные нами измерения зависимости $\bar{\varepsilon}$ от T_1 для различных пламен подтвердили наличие такой зависимости, хотя экспериментальная зависимость $\bar{\varepsilon}$ от T_1 гораздо сильнее, чем теоретическая⁴⁷. Это различие может объясняться также тем, что с изменением T_1 изменяется (и для таких широких фильтров достаточно заметно) и $\lambda_{\text{эфф}}$ — эффективная длина волны, что не учтено при вычислении зависимости $\bar{\varepsilon}$ от T_1 .

Поскольку максимум пропускания фильтра и максимум излучения лежат теперь значительно дальше друг от друга, чем при работе в области 2,7 μ , для $\lambda=4,3 \mu$ при применении интерференционных фильтров с такой же шириной полосы пропускания зависимость измеренного значения $\bar{\varepsilon}'$ от температуры лампы сравнения будет значительно слабее. Расчет дает, что при изменении температуры источника сравнения в широких пределах $\bar{\varepsilon}'$ изменяется пренебрежимо мало. Эксперимент и в этом случае дает более сильную, чем теоретическая, зависимость $\bar{\varepsilon}'$ от температуры источника сравнения, хотя значительно более слабую, чем при работе в области 2,7 μ .

Для широких фильтров $\lambda_{\text{эфф}}$ существенно зависит от температуры пламени, характеристик светофильтра, приемника излучения и кривой поглощения пламени. Если эти величины известны неточно, то появятся дополнительные ошибки измерения температуры, достигающие в зависимости от значения T и ε десятков градусов⁴⁷. Для уменьшения погрешностей определения $\bar{\varepsilon}$ и $\lambda_{\text{эфф}}$ может быть применен метод последовательных приближений.

Дополнительным доказательством правильности приведенных выше рассуждений является тот факт, что установка перед источником сравнения серых фильтров (в инфракрасной области роль серых фильтров играют сетки разной густоты), не меняющая распределение энергии по спектру, как и следовало ожидать, не влияла на измеряемое значение $\bar{\varepsilon}$.

Мы говорили о преимуществах инфракрасной пирометрии. Но, с другой стороны, переход в инфракрасную область спектра уменьшает чув-

ствительность методов оптической пирометрии и увеличивает погрешности определения температуры при заданной точности определения монохроматической яркости и испускательной способности пламени.

Зависимость погрешности измерения от длины волны представляется соотношением⁴

$$\frac{dT}{T} = \frac{\lambda T}{c_2} \left(\frac{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}}{e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}} \right) \left\{ \left| \frac{dI_{\lambda T}}{I_{\lambda T}} \right| + \left| \frac{d\epsilon_{\lambda T}}{\epsilon_{\lambda T}} \right| \right\},$$

где $\left| \frac{dT}{T} \right|$, $\left| \frac{dI_{\lambda T}}{I_{\lambda T}} \right|$ и $\left| \frac{d\epsilon_{\lambda T}}{\epsilon_{\lambda T}} \right|$ — абсолютные значения относительных ошибок определения истинной температуры, яркости и испускательной способности пламени. В пределах применимости формулы Вина dT/T прямо пропорционально длине волны.

ВЫВОДЫ

Мы видели, что вследствие специфического характера усреднения, характерного для оптической пирометрии, применение последней к реальным техническим пламенам, характеризующимся монотонным изменением температуры по сечению, неоднородностью по соотношению топлива и окислителя и пульсациями температур, приводит к большим ошибкам измерения.

Поэтому, прежде чем приступить к измерению температуры того или иного типа пламени, необходимо предварительно провести исследования степени его однородности и стационарности. Нужно также определить характер спектра и оценить величину испускательной способности пламени. Все это позволит сделать правильный выбор метода измерения, рабочей области спектра и внести поправки к измеренным значениям температуры, позволяющие уменьшить погрешность измерения.

Мы видели, что эти погрешности особенно велики при применении видимой области спектра (достигая сотен градусов). Поэтому методы, использующие видимую область спектра, и в частности широко применяемый метод обращения спектральных линий, имеют ограниченную область применения.

Эти методы целесообразно применять при соотношениях топлива и окислителя, близких к стехиометрическому, и в тех случаях, когда при помощи специальных мер обеспечено хорошее перемешивание топлива и окислителя. Но и при этом можно определять температуру лишь тех участков пламени, где нет заметных градиентов температуры и пульсаций температур. (Эти участки можно выделять при помощи местного окрашивания.) Естественно, что эти условия выполняются далеко не всегда.

Можно попытаться пойти по другому пути и производить «мгновенные» измерения температуры в «точке». В этом случае никакого усреднения не будет и результаты измерений не будут зависеть от применяемой области спектра.

Измерение можно считать «мгновенным», если время измерения гораздо меньше наименьшего периода колебаний температуры в пламени. Считать же, что мы измеряем температуру в точке, можно в тех случаях, когда в пределах выделенного нами объема можно пренебречь как монотонными изменениями температуры, так и неоднородностью пламени по соотношению топлива и окислителя. Эти условия для различных пламен удовлетворяются при различных значениях величины выделенного объема и времени измерения.

Существующая аппаратура не позволяет для реальных пламен измерять «мгновенные» значения температуры в «точке», но продолжать работать над созданием такой аппаратуры, даже если она не будет универсальной, а будет применена лишь к некоторым типам пламени, представляется целесообразным.

Кроме того, так как средняя оптическая температура тем ближе к средней массовой, чем больше величина λT , то для значительно более высоких температур (порядка нескольких десятков тысяч градусов) рассматриваемые погрешности измерения температур при применении видимой области спектра будут значительно меньше, чем при $T=2000-3000^\circ \text{K}$.

Так как рассматриваемые погрешности тем меньше, чем больше длина волны, то переход в инфракрасную область спектра приводит к значительному уменьшению этих ошибок.

Поэтому область применения инфракрасной пирометрии гораздо шире, чем видимой. В настоящее время центр тяжести работы в области оптической пирометрии пламен должен быть, на наш взгляд, перенесен в область инфракрасной пирометрии. Конечно, возможны и такие условия, при которых применение методов инфракрасной пирометрии нецелесообразно. Например, если пламя окружено холодным слоем CO_2 или другого газа, сильно поглощающего инфракрасное излучение и прозрачного для видимого излучения, или, как указывалось выше, при очень больших коэффициентах поглощения, когда $\bar{T}_{\text{опт}} < \bar{T}_{\text{ариф}}$. В последнем случае применение методов оптической пирометрии вообще мало перспективно.

То обстоятельство, что переход в инфракрасную область приводит к возрастанию приборных погрешностей и уменьшению чувствительности, не играет решающей роли при современном состоянии приборостроения.

Вообще, поскольку погрешности, связанные со специфическим характером усреднения в оптической пирометрии реального пламени, как правило, значительно превосходят приборные погрешности, дальнейшее повышение точности применяемых пирометров, на наш взгляд, не принадлежит к первостепенным задачам. Более важным является стабильность и надежность применяемой аппаратуры, создание устройств, позволяющих объективизировать и автоматизировать процесс измерения, создание устройств для надежной градуировки пирометров до высоких температур.

Мы видели, что главные трудности применения методов инфракрасной пирометрии связаны с тем, что при существующих приемниках излучения и фильтрах величина эффективной испускательной способности пламени $\bar{\epsilon}$, во всяком случае для полосы $2,7 \mu$, мала, а чем меньше $\bar{\epsilon}$, тем больше погрешности измерения. Кроме того, для фильтров с широкой полосой пропускания само значение $\bar{\epsilon}$, а также эффективной длины волны $\lambda_{\text{эфф}}$, определяется с большой погрешностью, главным образом потому, что измеренное значение $\bar{\epsilon}$ зависит от температуры источника сравнения.

Для увеличения значения измеряемой испускательной способности пламени и уменьшения зависимости измеряемой величины испускательной способности пламени от температуры источника сравнения следует работать над созданием значительно более узкополосных, чем существующие, фильтров в областях $2,7$ и $4,3 \mu$ и приемников излучения, обладающих достаточной чувствительностью в области $4,3 \mu$. Переход в область $4,3 \mu$, где имеется полоса поглощения, гораздо более интенсивная, чем для $2,7 \mu$, приведет к увеличению измеряемого значения $\bar{\epsilon}$. Опыт показывает, что для существующих фильтров и приемников излучения величина $\bar{\epsilon}$ возрастает при этом в 3—4 раза, а зависимость измеренного значения $\bar{\epsilon}$ от температуры источника сравнения в этом случае значительно слабее, чем при работе

в области 2,7 μ . Это облегчает и увеличивает точность измерения ϵ и температуры. Особенно перспективно использование в инфракрасном пирометре разработанного М. Л. Вейнгроровым оптикоакустического приемника⁵⁰, сочетающего в себе приемник излучения и узкий фильтр.

Нужна также дальнейшая работа в направлении разработки прямых и расчетных методов определения полей температуры пламени по инфракрасному излучению.

Температурная «вилка» (различна между средними оптическими температурами, измеренными по видимому и инфракрасному излучению) зависит, как мы видели, в частности, от степени перемешивания и пульсаций температуры в пламени. Таким образом, по этой разнице можно судить, хотя бы качественно, о некоторых газодинамических параметрах пламени⁴.

Заметим, что при заданном среднем соотношении топлива и окислителя (Z_0) излучение пламени зависит от пульсации температуры и степени перемешивания топлива и окислителя, поскольку эти величины определяют среднюю оптическую температуру $\bar{T}_{\text{опт}}$. Следовательно, изложенные соображения могут быть применены для решения технически важной задачи определения условий оптимального излучения пламени. При соотношении топлива и окислителя, отличном от стехиометрического, излучение будет больше при плохом перемешивании и пульсациях температуры.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Р и б о, Оптическая пирометрия, М., Гостехиздат, 1934.
2. А. Н. Г о р д о в, А. С. А р ж а н о в, В. Я. Б и л ы к и др., Методы измерения температуры в промышленности, М., Металлургиздат, 1952.
3. Г. П. К а т ы с, Методы и приборы для измерения параметров нестационарных тепловых процессов, М., Машгиз, 1959.
4. А. Е. К а д ы ш е в и ч, Измерение температуры пламени (Физические основы и методы), М., Металлургиздат, 1961.
5. А. Г. Г е й д о н, Х. Г. В о л ь ф г а р д, Пламя, его структура, излучение и температура, М., Металлургиздат, 1959.
6. А. М. Г у р е в и ч, Заводская лаборатория, № 11, 1336 (1950).
7. Д. Я. С в е т, Е. С. Л и п и н, Приборостроение, № 12, (13 1956).
8. Измерение температур пламен. Сб. статей под ред. А. Е. Кадышевца, М., Оборонгиз, 1954.
9. В. Д. М и х а л е в с к и й, Б. С. Н е п о р е н т, В. К. П р о к о ф ь е в, И. А. Т е л ь т о в с к и й, Оптико-механическая промышленность, № 2 (1956).
10. R ö s s l e r, Z. angew. Phys., № 4, 22 (1951).
11. M. M. W a k i l, P. S. M y e r s, O. A. V u e h a r a, Trans. ASME 74, № 2, 255 (1952).
12. W. M. B r o b e c k, R. E. C l e m e n s e n, W. E. V o r e c k, Jet Propulsion 28, № 4, 249 (1958).
13. В. В. К а н д ы б а, Изв. АН СССР 12, 387 (1948).
14. H. G. W o l f h a r d and W. G. P a r k e r, Proc. Phys. Soc. A65, 2 (1952).
15. В. В. К а н д ы б а, Л. М. К у ц ы н а, Е. А. Л у п а ш к о, А. А. В а р ч е н к о, Тр. Комиссии по пирометрии при ВНИИМ, Сб. № 1. М., Стандартгиз, 1958. стр. 69.
16. Н. Н. С о б о л е в, Э. М. М е ж е р и ч е р, Г. М. Р о д и н, ЖЭТФ 21, 350 (1951).
17. И. И. К и р е н к о в, Тр. ВНИИМ, вып. 5 (65), 105 (1949).
18. А. Г. С в и р и д о в, Н. Н. С о б о л е в, ЖЭТФ 24, 93 (1953).
19. M. F. H e i d m a n n, R. J. P r i e m, ARS J., July-Aug., 248 (1953).
20. A. M o u t e t, Rech. Aeronaut., № 27—28 (1952).
21. G. H. H e t t, G. B. G i l s t e i n, J. Opt. Soc. Amer. 39, № 11, 909 (1949).
22. G. H. H e t t, G. B. G i l s t e i n, Jet Propulsion 25, № 3 (1955).
23. Z. S. O r n s t e i n and H. B r i n k m a n, Physica 1, 794 (1934).
24. R. M i n k o v s k i, Z. Phys. 63, 188 (1930).
25. Н. Н., С о б о л е в ЖЭТФ 19, 25 (1947).
26. W. J e v o n s, Report on band spectra of diatomic molecules, Phys. Soc., London, 1932.
27. R. C. J o h n s o n, An introduction to molecular spectra, Methuen, 1949.
28. D i e k e and G r o s s w h i t e, Bumble Bee, Rept. № 87, Johns Hopkins University, Baltimore, 1948.

29. K. Shuler, Chem. Phys. 18, 1221, 1466 (1950).
 30. Z. S. Ornstein and H. Brinkman, K. Akad. Amsterdam 34, 489 (1931).
 31. Л. И. Авраменко, ЖФХ 17, вып. 5—6 (1947).
 32. A. G. Gaudon and H. G. Wolfhard, Proc. Roy. Soc. A199, 89 (1949).
 33. В. Н. Кондратьев, Элементарные химические процессы. М., ОНТИ, 1936.
 34. В. Н. Кондратьев, Спектроскопическое изучение химических газовых реакций. М., изд. АН СССР, 1944.
 35. А. Г. Гейдон, Спектроскопия и теория горения. М., ИЛ, 1950.
 36. G. W. Jones, B. Lewis, J. W. Friant and G. Perrot, J. Amer. Chim. Soc. 53, 869 (1931).
 37. S. S. Penner, Spectroscopic studies of premixed laminar flames. Selected combustion problems. Butterworths Scient. Publish., 1955.
 38. Б. Льюис и Г. Эльбе, Горение, пламя и взрывы в газах, М., ИЛ, 1948.
 39. В. Г. Алексеева, С. Л. Мандельштам, ЖЭТФ 17, 759 (1947).
 40. О. Н. Дубровская, Тр. Комиссии по пирометрии при ВНИИМ, Сб. № 1, М., Стандартгиз, 1958, стр. 30.
 41. А. Е. Кадышевич, О. Н. Дубровская, Я. И. Мерсон, К. П. Власов, О применимости оптических методов для определения температуры турбулентных пламен. М., Оборонгиз, 1957.
 42. Е. С. Щетинков, К. П. Власов, Исследование структуры зоны горения турбулентного факела пламени. М., Оборонгиз, 1956.
 43. C. N. Auble and M. F. Heidmann, Jet Propulsion, № 9 (1955).
 44. Н. В. Кокushкин, Изв. АН СССР, № 8, 3 (1958).
 45. А. Е. Кадышевич, Тр. Комиссии по пирометрии при ВНИИМ, Сб. № 1, М., Стандартгиз, 1958, стр. 5.
 46. А. Е. Кадышевич, В. А. Докучаева, Изв. вузов (Черная металлургия), № 9, 180 (1961).
 47. А. Е. Кадышевич, В. А. Докучаева, Изв. вузов (Черная металлургия), № 3, 184 (1962).
 48. Н. Н. Соболев, В. Ф. Китаева, Г. М. Родин, Ф. С. Фейзулов, А. И. Федоров, ЖТФ 29 (1), 27 (1959).
 49. К. П. Власов, О. Н. Дубровская, Тр. Третьей Всесоюзной конференции по теории горения, т. I, М., изд. АН СССР, 1960.
 50. М. Л. Вейноров, ДАН СССР 19, 687 (1938).
-