

ним представлениям при зажигании потоками, больше критического [2, 3], должен реализоваться режим вынужденного пиролиза. Тем не менее, по крайней мере до потоков величиной 10 кал/(см²·с), наблюдаемый характер зажигания остается качественно неизменным (ускоренное начальное выгорание, синхронное появление светящегося пламени).

Наблюдения за выходом скорости горения на стационарный режим после зажигания и после отсечки светового потока свидетельствуют о наличии собственных колебаний скорости с характерной частотой 15÷20 Гц. В то же время рассчитанная по толщине теплового слоя собственная частота колебаний пороха должна равняться ~6 Гц. Экспериментальное значение превышает ее в 3 раза, и это может служить указанием на необходимость уточнения толщины зоны прогрева, определяющей собственные колебания теплового профиля. Не исключено также, что на регистрируемую частоту колебаний скорости горения оказывает влияние локальный характер реагирования на горящей поверхности, который легко заметить на фото- и кинограммах.

Целью дальнейших исследований должно явиться количественное сопоставление экспериментальных и расчетных данных по нестационарной скорости горения. Это потребует расширения класса исследуемых веществ и диапазона условий проведения испытаний. Вместе с тем очевидно, что только комплексное применение различных методик может дать полную и объективную информацию о процессах горения.

Авторы считают своим долгом отметить большую роль В. Ф. Михеева, под руководством которого начиналась разработка методики и проводились первые измерения нестационарной скорости горения.

Поступила в редакцию
20/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мегжапов, А. Е. Аверсон. Comb. Fl., 1971, **16**, 1.
2. В. Ф. Михеев. Канд. дисс., ИХКиГ, Новосибирск, 1970.
3. В. Е. Зарко, В. Ф. Михеев и др. В сб. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, с. 34.
4. T. J. Ohlemiller, L. H. Caveny et al. XIV Symp. on Comb., Pittsburgh, Pennsylvania, 1973, p. 1297.
5. В. Ф. Михеев, Ю. В. Левашов. ФГВ, 1973, **9**, 4, 506.
6. В. Ф. Михеев, С. М. Борин. ФГВ, 1973, **9**, 2, 327.
7. Милфис, Бэр, Райян. RTiK, 1972, **10**, 10, 22.
8. В. Е. Зарко. Канд. дисс., ИХКиГ, Новосибирск, 1971.

УДК 536.46:536.516.2

О ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОСКИМИ ЗОНДАМИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПРОФИЛЕЙ ПРИ ГОРЕНИИ ПОРОХОВ

Ю. В. Чернов
(Москва)

До последнего времени основным средством экспериментального исследования температурных профилей прогретого слоя твердых топлив и аналогичных им аблирующих материалов остаются плоские П-образные металлические зонды (термопары и термометры сопротивления). Поскольку теплофизические характеристики зондов и исследуемых ма-

териалов различаются, при измерениях возникают специфические методические погрешности, которые, как правило, существенно больше аппаратурных. Эти погрешности приводят к искажению зарегистрированного температурного профиля и должны обязательно учитываться.

Несмотря на относительно большое количество опубликованных работ по измерению температурных профилей в прогретом слое, вопросу оценки точности полученных экспериментальных данных не уделялось должного внимания. Автору известна лишь одна работа по оценке точности измерения температурного профиля стационарно горящего баллиститного пороха [1], в которой рассмотрено влияние на точность различия теплоемкостей зонда и пороха. Так как это различие для обычно используемых зондов невелико (для термопары ВР 5/20 — приблизительно 20%), то и погрешность для тонких зондов (3–7 мкм) оказывается небольшой. В то же время экспериментальные температурные профили оказываются в некоторых случаях (особенно при больших скоростях горения) существенно отличными от теоретических профилей для стационарно горящих порохов [3]. Это побудило более детально исследовать вопросы точности измерений температурных профилей. Как будет показано ниже, определяющими факторами в данной задаче оказываются различие коэффициентов теплопроводности материала зонда и топлива и переменная скорость горения топлива.

При надлежащем выборе плеча П-образного зонда [1] методическая погрешность складывается из двух составляющих. Первая из них обусловлена деформацией температурного поля исследуемого материала в непосредственной окрестности чувствительной части зонда из-за различия теплофизических характеристик зонда и исследуемого материала; вторая определяется тем, что возмущения от зонда достигают поверхности горения и изменяют скорость горения. Поскольку регистрация температурного профиля осуществляется при постоянной скорости развертки, а изменение скорости горения влияет на время прохождения фиксированных интервалов в прогретом слое, то зарегистрированный температурный профиль будет сдеформирован относительно исходного.

Методическую погрешность можно выявить путем машинного эксперимента, задавая невозмущенное распределение температуры при стационарном горении твердых топлив, последующей «прогонки» зонда вдоль этого профиля и сопоставления полученных расчетным путем значений температуры зонда с соответствующими значениями температуры на невозмущенном профиле. При этом отправной базовой точкой для такого сопоставления следует взять момент выхода зонда на поверхность твердого топлива, так же, как это делается при восстановлении экспериментального температурного профиля по осциллограммам.

Под относительной методической погрешностью будем в дальнейшем понимать величину

$$\delta T = \frac{T_z - T_0}{T(x) - T_0} - 1, \quad (1)$$

где T_z — температурные показания зонда, отнесенные к координате x , отсчитываемой от поверхности горения; T_0 — температура пороха на большом удалении от горящей поверхности; $T(x)$ — температура на невозмущенном температурном профиле на расстоянии x от горящей поверхности.

Для анализа составляющих методической погрешности рассмотрим упрощенную задачу теплопроводности для зонда и окружающего его материала в плоской одномерной постановке. Такой подход в какой-то мере оправдан с одной стороны тем, что рассматриваемые зонды имеют обычно отношение ширины к толщине более 10, а с другой — простотой получения решения. В то же время для больших скоростей горения, когда ошибки особенно велики, полученные результаты, по-видимому, не

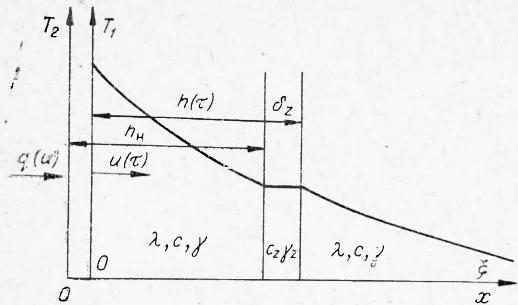


Рис. 1. Расчетная схема задачи теплопроводности.

ближении его влияние можно учесть путем сопоставления с расчетом при другой скорости горения.

Перепадом температуры на зонде пренебрегаем, поскольку теплопроводность зонда существенно больше теплопроводности пороха ($\lambda_z \gg \lambda$), а протяженность зонда невелика по сравнению с протяженностью прогретого слоя. Принимаем, что тепловыделение по глубине прогретого слоя отсутствует, а все химические реакции сосредоточены в узком поверхностном слое. Это — обычное допущение в упрощенной задаче горения порохов, его обоснование можно найти, например, в [2], где сравниваются характерные времена прогрева к-фазы, ее разложения и время релаксации газовой фазы. Для нашей задачи существенно соотношение характерных времен прогрева к-фазы и ее разложения. Согласно оценкам [2], это соотношение будет определяться величиной $\frac{T_s - T_0}{T_s^2}$, где

T_s — температура в зоне химической реакции (температура поверхности), а T_0 — температура на большом удалении от поверхности. В широком диапазоне T_s величина $\frac{T_s - T_0}{T_s^2}$ изменяется мало и, следовательно, допущение о малой протяженности зоны реакции в к-фазе оправдано.

При указанных выше допущениях система уравнений с краевыми условиями и условиями сопряжения для расчетной схемы, представленной на рис. 1, имеет вид:

$$\begin{aligned}
 a \frac{\partial^2 T_1(\xi, \tau)}{\partial \xi^2} + u(T_s) \frac{\partial T_1(\xi, \tau)}{\partial \xi} &= \frac{\partial T_1(\xi, \tau)}{\partial \tau} \quad (\tau > 0; h(\tau) \geq \xi \geq 0); \\
 a \frac{\partial^2 T_2(x, \tau)}{\partial x^2} &= \frac{\partial T_2(x, \tau)}{\partial \tau} \quad (\tau > 0; \infty \geq x \geq h_{\text{H}}); \\
 q(\tau) + \lambda \frac{\partial T_s(\tau)}{\partial x} &= 0; \\
 T_1[h(\tau), \tau] &= T_z(\tau); \\
 \lambda \frac{\partial T_1[h(\tau), \tau]}{\partial \xi} &= c_z \gamma_z \delta_z \frac{dT_z(\tau)}{d\tau} + \lambda \frac{\partial T_2(h(\tau), \tau)}{\partial x}; \\
 \frac{\partial T_2(\infty, \tau)}{\partial x} &= 0; \\
 u(T_s) &= f(T_s); \\
 T_1(\xi, \tau_{\text{H}}) &= T_{1\text{H}}(\xi); T_2(x, \tau_{\text{H}}) = T_{2\text{H}}(x); \\
 u(\tau_{\text{H}}) &= u_0;
 \end{aligned} \tag{2}$$

будут существенно отличаться от действительных. Полагаем также, что теплофизические характеристики зонда и исследуемого материала не зависят от температуры. Это допущение, хотя в нем нет необходимости при численном решении, оправдано тем, что изменение теплофизических характеристик равнозначно некоторому изменению скорости горения и если известен диапазон их изменения, то в первом при-

$$h(\tau) = h_n - \int_0^\tau u(T_s) d\tau,$$

где $T_1(\zeta, \tau)$ — температура в области между зондом и поверхностью горения; $T_2(x, \tau)$ — температура в области за зондом; $T_z(\tau)$ — температура зонда; $T_s(\tau)$ — температура на поверхности горения; T_0 — температура пороха на большом удалении от поверхности горения; x — пространственная переменная неподвижной системы координат; ζ — пространственная переменная подвижной системы координат; τ — время; λ — коэффициент теплопроводности пороха; γ — плотность пороха; $a = \frac{\lambda}{c\gamma}$ — коэффициент температуропроводности пороха; c_z, γ_z, δ_z — теплоемкость, плотность и толщина зонда; $h(\tau)$ — расстояние от поверхности горения до зонда; h_n — начальное положение зонда относительно поверхности горения; $u(T_s)$ — переменная скорость горения пороха; u_0 — начальная невозмущенная скорость горения пороха; $q(\tau)$ — суммарная плотность теплового потока, подводимого к поверхности горения.

В системе (2) первое уравнение нестационарной теплопроводности записано в подвижной системе координат, начало отсчета которой связано с поверхностью горения, позволяющей несколько уменьшить вычислительную погрешность за счет увеличения точности определения скорости горения. При принятых допущениях решением задачи (2) при нулевой толщине зонда (невозмущенный температурный профиль) является уравнение Михельсона

$$T(x) - T_0 = (T_{s0} - T_0) \exp\left(-\frac{u_0}{a} x\right), \quad (3)$$

которое используется далее во всех случаях для определения $q(\tau_n)$. Корректность решения поставленной физической задачи определяется в основном корректностью задания условия $q(\tau)$ на горящей поверхности. Известно, что $q(\tau)$ состоит из вклада газовой фазы и вклада зоны химических реакций k -фазы

$$q(\tau) = q_r(\tau) + Q_s(u) \gamma u(\tau), \quad (4)$$

где $Q_s(u)$ — тепловыделение на поверхности вследствие экзотермических реакций. Однако соотношение между обеими составляющими теплового потока не является в настоящее время твердо установленным. Поэтому в настоящем исследовании были получены неконкретные значения методической погрешности, а область возможных значений δT .

Очевидно, что δT_{\min} будет при $q(\tau) = \text{const}$, а δT_{\max} — при $q(\tau) = c\gamma(T_{s0} - T_0)$, где $T_{s0}(u)$ — температура поверхности на невозмущенном михельсоновском профиле.

В численном решении задачи (2) при этих граничных условиях на горящей поверхности задача для полупространства заменялась задачей для составной пластины конечной начальной толщины. Начальное положение зонда относительно горящей поверхности задавалось из условия

$$\frac{T_z - T_0}{T_{s0} - T_0} = 0,005.$$

Начальное распределение температур $T_{1n}(\zeta)$ и $T_{2n}(x)$ можно задать по формуле Михельсона

$$T_{1,2}(\zeta, x) - T_0 = (T_{s0} - T_0) \exp\left[-\frac{u_0}{a} (\zeta, x)\right].$$

Однако, при наличии зонда более точны формулы:

$$T_1(\zeta) - T_0 = (T_{s0} - T_0) \frac{\operatorname{ch} \frac{u_0}{a} (h_h - \zeta) + \operatorname{sh} \frac{u_0}{a} (h_h - \zeta) \left[1 + \frac{u_0}{a} c_z \gamma_z \delta_z \right]}{\operatorname{sh} \frac{u_0}{a} h_h - \operatorname{ch} \frac{u_0}{a} h_h \left[1 + \frac{u_0}{\lambda} c_z \gamma_z \delta_z \right]}, \quad (5)$$

$$T_2(x) - T_0 = (T_{s0} - T_0) \frac{\exp \frac{u_0}{a} (h_h - x)}{\operatorname{sh} \frac{u_0}{a} h_h + \operatorname{ch} \frac{u_0}{a} h_h \left[1 + \frac{u_0}{\lambda} c_z \gamma_z \delta_z \right]},$$

полученные путем приближенного аналитического решения задачи (2) для постоянной скорости горения.

Скорость горения задавалась в виде аррениусовской аппроксимации экспериментального закона горения для пороха Н, полученного методом плоских микротермопар [3]. Расчетная формула имела вид

$$u(T_s) = 7,64 \exp(-4700/T_s). \quad (6)$$

Из работы (4) следует, что эта зависимость однозначно связывает температуру поверхности со скоростью горения, поэтому она может быть использована для описания нестационарного процесса.

При решении применялся неявный конечно-разностный метод. Правильность решения контролировалась расчетом для нулевой толщины зонда, так как в этом случае вычисленная погрешность должна стремиться к нулю. Для постоянной плотности теплового потока на горящей поверхности $q(\tau) = \lambda \frac{u_0}{a} (T_{s0} - T_0)$ и нулевой толщины зонда максимальная счетная погрешность при выбранном шаге сетки менялась от +0,456% при $u_0 = 2$ мм/с до +0,463% при $u_0 = 10$ мм/с (при выходе на поверхность горения).

Расчет для второго граничного условия $q(\tau) = c\gamma(T_{s0} - T_0)u(\tau)$, дающего максимальную величину методической погрешности, выявил неустойчивость вычислительной системы (2) при всех скоростях (погрешность для нулевой толщины зонда при приближении к поверхности резко возрастила). Поэтому в качестве граничного условия $q(\tau)$, дающего δT_{\max} была использована формула (4), в которой $q_r(\tau)$ бралось постоянной величиной, определяемой для момента времени τ_h , а величины $Q_s(u)$ были предварительно подобраны, исходя из устойчивости вычислительной системы (2) при $\delta_z = 0$ для всего диапазона изменения скорости горения.

Подбор $Q_s(u)$ осуществлялся в следующей последовательности. Для фиксированного u_0 задавался ряд значений Q_s и в соответствии с формулой (4) для $\tau = \tau_h$ определялось q_r , которое бралось затем при счете ($\delta_z = 0$) постоянной величиной по времени. В результате расчета получалась зависимость методической ошибки при выходе на поверхность в функции Q_s (в данном случае роль методической ошибки играла вычислительная погрешность). Ошибка монотонно росла (от значения при $Q_s = 0$ (постоянный тепловой поток)) по мере увеличения Q_s , поэтому критерием определения нужного Q_s для рассматриваемого u_0 была взята вычислительная погрешность в 1% (при выходе на поверхность). Полученные значения Q_s могут быть представлены в виде

$$Q_s(u) = -1,97 \cdot 10^6 \cdot u_0^2 + 3,8 \cdot 10^4 \cdot u_0 - 152 \text{ кДж/кг}, \quad (7)$$

где u_0 в м/с.

Для учета обеих составляющих методической погрешности вычислительный алгоритм был построен таким образом, чтобы при счете в памяти машины фиксировались температуры зонда и время прохожде-

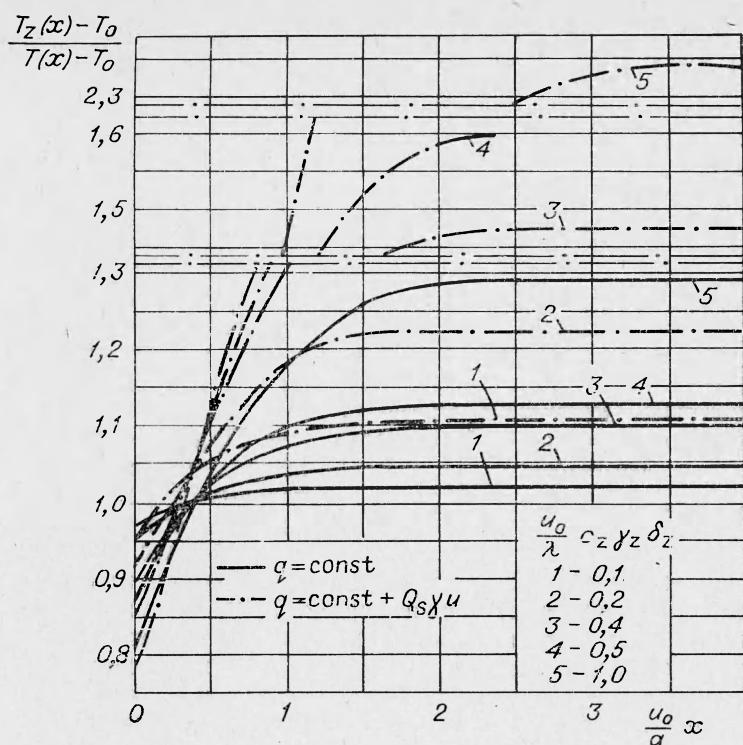


Рис. 2. Относительная измеряемая зондом температура в функции его безразмерного расстояния до поверхности горения.

ния заданных интервалов, а затем температурный профиль пересчитывался с учетом невозмущенной скорости, заданной в начальный момент (u_0).

Решение задачи удобно представить в безразмерном виде, отложив по оси абсцисс безразмерную координату $\frac{u_0}{\alpha}x$, а по оси ординат безразмерную температуру $\frac{T(x) - T_0}{T_{s0} - T_0}$. В таком случае решение будет функцией одного безразмерного параметра $\frac{u_0}{\lambda} c_z \gamma_z \delta_z$ (это следует из формулы (5)).

Задача (2) была просчитана для постоянной плотности теплового потока и плотности теплового потока в виде двучленной зависимости (4) с учетом (7). Безразмерный график решения показан на рис. 2. На рис. 3 представлен график безразмерной температуры поверхности, измеряемой зондом в момент его выхода на поверхность (когда $h(\tau) \rightarrow 0$).

Из рис. 2, 3 следует, что зонд дает заниженные показания при выходе на горячую поверхность и в ближайшей ее окрестности и завышенные — в глубине прогретого слоя при обоих использованных граничных условиях. Такой характер методической погрешности имеет простое физическое

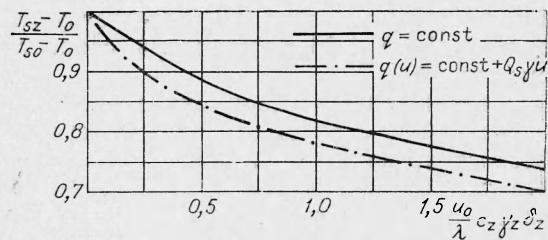


Рис. 3. Относительная измеряемая зондом температура поверхности твердого топлива в функции безразмерного параметра $\frac{u_0}{\lambda} c_z \gamma_z \delta_z$.

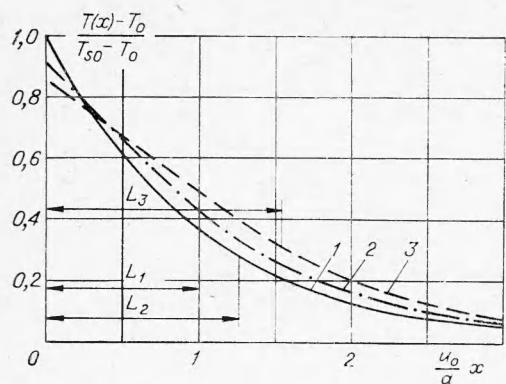


Рис. 4. Расчетные безразмерные температурные профили для некоторых безразмерных параметров.

L_1, L_2, L_3 — безразмерные глубины зон прогрева.

профиль, аналогичный рассчитанному выше, наблюдался экспериментально при измерениях в прогретом слое пороха Н [3]. Сопоставление порядка экспериментальных погрешностей относительно теоретического михельсоновского профиля с результатами приведенного расчета показывает, что более вероятной (для действительных условий горения), по-видимому, следует считать оценку методической погрешности по ее максимально возможному значению.

Оценим предельно возможную ошибку определения температуры поверхности на основании проведенных расчетов. В работе [3] измерения температурных профилей баллиститного пороха Н проводились термопарами ВР 5/20 толщиной 3,5 мкм. Принимаем для термопары $c_z \gamma_z = 2,93$ кДж/(м³·град), для пороха $\lambda = 0,23$ Вт/(м·град); $\gamma = 1600$ кг/м³. На основе графика рис. 2 для безразмерных параметров $\frac{u_0}{\lambda} c_z \gamma_z \delta_z = 0,2$ и $0,4$ были построены безразмерные температурные профили 2 и 3, показанные на рис. 4. Эти профили соответствуют невозмущенным скоростям 4, 5 и 9 мм/с. Профиль 1 на рис. 4 соответствует безразмерному параметру $\frac{u_0}{\lambda} c_z \gamma_z \delta_z = 0$. Из рис. 3, 4 следует, что максимальная методическая погрешность измерения температуры поверхности для безразмерных параметров 0,2 и 0,4 составляет 9 и 14%, а минимальная (при $q = \text{const}$) — 5 и 10%. Максимальные погрешности при $\frac{u_0}{\lambda} x > 2$ составляют 23 и 47% соответственно. В работе [3] приведены экспериментальные глубины зон прогрева, определяемые как расстояния от поверхности, на которых температура падает в e раз. Опираясь на расчетные температуры поверхности, получим, что при скорости 4,5 мм/с глубина зоны прогрева L_2 , соответствующая δT_{\max} , превысит михельсоновскую L_1 в 1,26 раза, а при скорости 9 мм/с (L_3) — в 1,54 раза (см. рис. 4).

Расхождение экспериментальных данных по глубинам зон прогрева по сравнению с глубинами зон прогрева для теоретического михельсоновского профиля А. А. Зенин [3] объяснил зависимостью коэффициента температуропроводности от температуры. В [3] предложена линейная зависимость коэффициента температуропроводности от температуры, которая имеет вид

$$a(T) = a_0 + b(T - T_0),$$

объяснение. При движении в области относительно больших температурных градиентов зонд производит перекачивание тепла из области, заключенной между ним и поверхностью горения, в область за ним (это видно из (5)), что приводит к уменьшению температуры поверхности и скорости горения, а это равнозначно увеличению времени движения зонда в прогретом слое относительно времени его выгорания при невозмущенной скорости. При перестройке профиля по фиксированному времени и невозмущенной скорости происходит его растягивание по оси абсцисс. Температурный

причем $a_0 = 10^{-3}$ см²/с и $b = 1,5 \cdot 10^{-6}$ см²/(с·град). Покажем, что при данных значениях коэффициентов a_0 и b расширение глубин зон прогрева несущественно. Сделаем расчет для большой скорости, так как этот случай лучше характеризует правомерность такого объяснения.

При линейной зависимости коэффициента температуропроводности от температуры решение уравнения теплопроводности для стационарной скорости горения имеет вид

$$\frac{T(x) - T_0}{T_{s0} - T_0} = \exp \left[-\frac{1}{1 + \frac{b}{a_0} T_0} \frac{u_0}{a_0} x - \right. \\ \left. - \frac{b}{a_0} (T_{s0} - T_0) \frac{1}{1 + \frac{b}{a_0} T_0} \left(1 - \frac{T(x) - T_0}{T_{s0} - T_0} \right) \right]. \quad (8)$$

(Из (8) как частный случай получается михельсоновский профиль (3)). Вычислим глубину зоны прогрева для скорости $u_0 = 9$ мм/с. Из (6) получаем температуру поверхности $T_s \approx 700$ К. Принимаем $T_0 = 300$ К. Глубина зоны прогрева находится из условий

$$\frac{T(x) - T_0}{T_{s0} - T_0} = \frac{1}{e}; \quad \frac{1}{1 + \frac{b}{a_0} T_0} \cdot \frac{u_0}{a_0} x + \\ + \frac{b}{a_0} (T_{s0} - T_0) \cdot \frac{1}{1 + \frac{b}{a_0} T_0} \left(1 - \frac{T(x) - T_0}{T_{s0} - T_0} \right) = 1. \quad (9)$$

Подставляя в (9) числовые значения величин, получим $\frac{u_0}{a} x = 1,07$, т. е. увеличение глубины зоны прогрева по сравнению с глубиной зоны прогрева для михельсоновского профиля составляет всего 7% (наш расчет дает максимальное увеличение на 54%, минимальное — на 17%, эксперимент [3] — приблизительно на 46%).

Следует отметить, что закладывая при определении методической погрешности по изложенной методике в качестве исходного профиля (8), не получим существенного расхождения зон прогрева по сравнению с расчетом для михельсоновского профиля (3), так как некоторое вытягивание профиля (8) компенсируется за счет уменьшения методической погрешности вследствие уменьшения градиента температуры вдоль профиля.

В свете полученного решения задачи (2) неясным становится вопрос о точности экспериментальных данных по температурам поверхности работы [3], особенно при больших скоростях, так как систематическая методическая погрешность существенно превышает указанную в [3] погрешность эксперимента ($\pm 5^\circ$).

*Поступила в редакцию
20/IX 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Зенин. ПМТФ, 1963, 5.
2. Б. Новожилов. Нестационарное горение ТРТ. М., «Наука», 1973.
3. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 3.
4. А. А. Зенин, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1973, 9, 2.