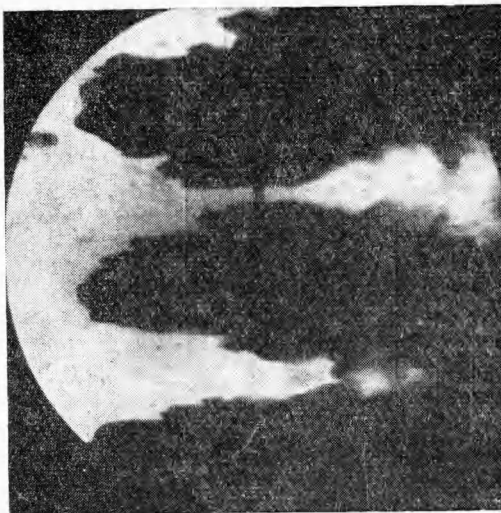


пель и перемещается справа налево. В заключении необходимо подчеркнуть, что время обтекания капли газовым потоком, в течение которого дробление капли достигает степени, достаточной для возникновения детонационного горения всей массы топлива исходной капли, существенно меньше времени дробления капли τ . Из соотношения $\tau = \frac{2d}{u} \sqrt{\rho_{ж}/\rho}$ следует, что в случае $M_s = 2,1$ $\tau = 98$ мкс. Как видно из рис. 7, исходная капля превращается за это время в облако аэровзвеси.



Поступила в редакцию
6/II 1974

Рис. 7. Теневой снимок капли при $\tau \approx 100$ мкс.
 $M_s = 2,1$; $d_0 = 1,48$.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. T. Weber. Eighth International Symposium on Combustion, 1962.
2. F. B. Cramer. Ninth International Symposium on Combustion, 1963.
3. E. K. Dabora, K. A. Ragland, J. A. Nicholls. *Astronautica Acta*, 1966, 12, 9.
4. K. W. Ragland, E. K. Dabora, J. A. Nicholls. *Physics of Fluids*, 1968, 11, 2377.
5. E. K. Dabora, K. A. Ragland, J. A. Nicholls. Twelfth International Symposium on Combustion, 1969.
6. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. Докл. АН СССР, 1970, 190, 3.
7. A. A. Ranger, J. A. Nicholls. *AIAA J.*, 1969, 7, 2.
8. C. W. Kauffman, J. A. Nicholls. *AIAA J.*, 1971, 9, 5.
9. C. W. Kauffman, J. A. Nicholls, K. A. Olzmann. *Combustion Science and Technology*, 1971, 3.
10. S. Wójcicki. *Archiwum Procesow Spalania*, 1970, 1, 2.
11. O. G. Engel. *J. of Res. Nat. Bur. Standards*, 1958, 60, 3.
12. А. А. Бузуков. ПМТФ, 1963, 2.
13. A. Wierzbą, S. Wójcicki. *Archiwum Procesow Spalania*, 1972, 3, 4.
14. A. Wierzbą. Analiza procesu samozapłonu kropeł ciekłego paliwa za odbitą falą uderzeniową. Praca doktorska, Politechnika Warszawska, 1973.

УДК 536.46 : 533.6

ТЕПЛООТДАЧА ИЗЛУЧЕНИЕМ ОТ ДИФфуЗИОННОГО ФАКЕЛА ВОДОРОДА ПРИ $M=1$

М. Г. Кталхерман, И. А. Могильный, Я. И. Харитонов,
В. С. Холявин, В. А. Ясаков

(Новосибирск)

Методы расчета интенсивности излучения селективного излучающего газа в неоднородной среде сложны и недостаточно надежны [1, 2]. В том случае, когда речь идет об излучении турбулентного факела, возникают дополнительные трудности, связанные с расчетом полей концентраций и температур. Эти поля можно определить весьма прибли-

женно, учитывая несовершенство моделей турбулентного переноса в потоке с химическими реакциями и переменной плотностью и вследствие сложности кинетических процессов.

Из теоретических исследований излучения факела следует отметить работу [3]. В ней произведен расчет параметров струи выхлопных газов реактивного двигателя и определены спектральные интенсивности излучения. В области максимальной интенсивности излучения измеренные затем значения вдвое превышали расчетные величины. Большинство экспериментальных работ по изучению радиационных характеристик турбулентных факелов проведено в условиях, характерных для промышленных печей и котельных топков (относительно невысокие скорости, углеводородные топлива, сажиные пламена). Результаты некоторых из этих опытов изложены в [4, 5].

В настоящей работе были измерены радиационные тепловые потоки в пространстве, окружающем турбулентный диффузионный факел водорода при скоростях истечения, соответствующих числу Маха $M=1$. Широко варьировался диаметр сопла ($D_c=1,02\div 16,8$ мм).

Эксперименты проводились в два этапа. Вначале на лабораторной установке исследовалось излучение малоразмерных факелов ($D_c=1,02\div 4,05$ мм), а затем измерения были продолжены на открытом воздухе с соплами $D_c=6,2\div 16,8$ мм. Обе установки в принципе были идентичны. Они состояли из системы подачи водорода с регулирующей арматурой, форкамеры и сменных сопел. Расход водорода определялся по давлению в форкамере. Приемники излучения монтировались на штанге, расположенной в плоскости среза сопла, и на вертикальной ферме. Обе установки использовались ранее для исследования геометрии водородного факела [6], и полученные данные о размерах факела были использованы для интерпретации результатов измерения плотности тепловых потоков.

В большей части опытов применялись приемники излучения нестационарного типа (тип I). Конструкция такого датчика приведена на рис. 1. Чувствительным элементом являлся медный диск диаметром $5\div 7$ мм и толщиной $0,35\div 2$ мм. Приемники размещались так, что в области малых тепловых потоков толщина диска в них была меньше. Диски располагались заподлицо в тефлоновых втулках, препятствовавших оттоку тепла. Лицевая сторона дисков была покрыта тонким слоем сажи на жидком стекле. Для измерения температуры чувствительного элемента к нему припаивалась хромель-алюмелевая термопара с диаметром проводов 0,1 мм. Приемники излучения, использовавшиеся в первой серии опытов, имели окно из бромистого калия, прозрачного для полос излучения водяного пара. Это окно предохраняло чувстви-

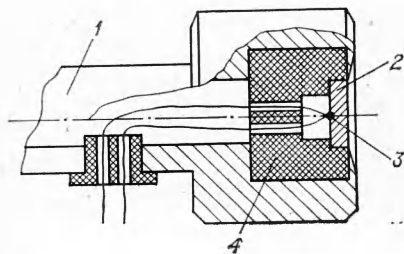


Рис. 1. Приемник излучения (тип I).

1 — корпус приемника; 2 — медный диск; 3 — спай термопары; 4 — тефлоновая втулка.

тельный элемент от потерь тепла за счет вынужденной конвекции, возникающей вблизи факела. Во второй серии экспериментов окна были сняты, поскольку на открытом воздухе они быстро выходили из строя. Сигнал от приемников записывался потенциометрами КСП-4 и ЭПП-09 с растянутой до 2 мВ шкалой.

Помимо описанных приемников излучения в экспериментах второй серии применялся датчик теплового потока¹ (тип II), представляющий собой батарею дифференциальных термопар,

¹ Датчик был изготовлен и протарирован в Киевском институте технической теплофизики АН УССР.

работающий в стационарном режиме. Конструкция таких датчиков описана в [7]. В наших опытах приемник устанавливался на торце массивного медного цилиндра.

Методика проведения экспериментов состояла в следующем. Приемники излучения закрывались экраном, чтобы предотвратить их нагрев во время запуска. После поджигания струи и выхода на режим экран убирался и записывался ход изменения температуры приемников (тип I) и показания датчика II. Спустя некоторое время подача водорода прекращалась и записывался процесс охлаждения приемников. Датчиком второго типа определялся также поток излучения от Солнца, величина которого в ряде случаев была сравнима с потоком от факела.

Величину плотности теплового потока излучением (в предположении постоянства температуры чувствительного элемента по толщине и радиусу) можно определить по формуле

$$q = \rho c \delta \left[\left(\frac{dT}{d\tau} \right)_1 - \left(\frac{dT}{d\tau} \right)_2 \right]_{T=\text{const}}, \quad (1)$$

где ρ и c — плотность и удельная теплоемкость меди; δ — толщина диска; $\left(\frac{dT}{d\tau} \right)_1$ и $\left(\frac{dT}{d\tau} \right)_2$ — соответственно темп нагрева и темп охлаждения чувствительного элемента. Обе производные определяются при одинаковой температуре диска на кривых нагрева и охлаждения. Считая, что температура окружающего воздуха и его скорость одинаковы как в процессе нагрева датчика, так и при его охлаждении, находим, что утечки тепла за счет конвекции одинаковы при $T = \text{const}$. Поэтому поправка, связанная с конвекцией, в формуле (1) учитывается автоматически. В процессе обработки экспериментальных данных неоднократно проводилось определение q при разных значениях τ . Расчеты показали, что значение плотности теплового потока, определенное в разные моменты времени, постоянно в пределах разброса $\pm 8\%$. Это свидетельствует о том, что предположения, используемые при написании формулы (1), достаточно обоснованы.

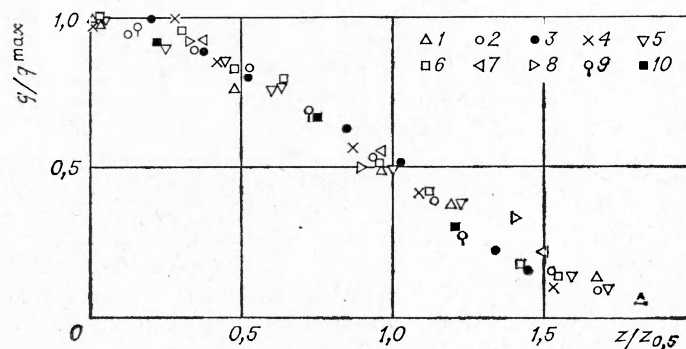
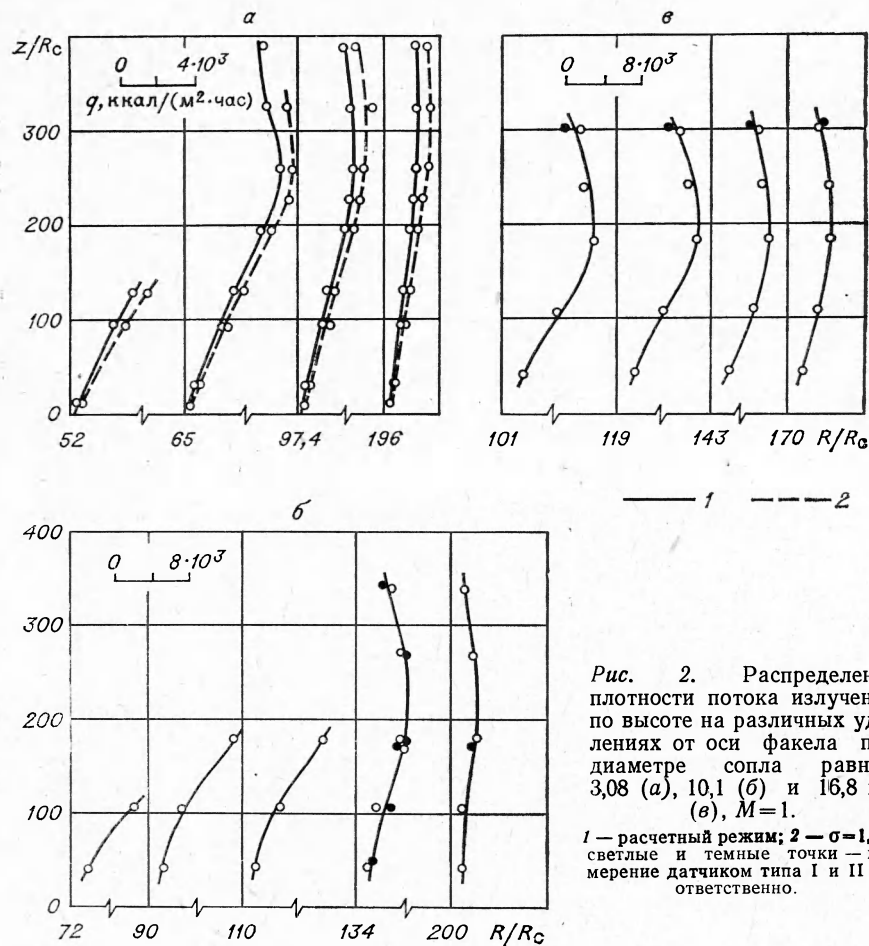
Большая часть опытов второй серии была обработана с использованием другой формулы

$$q = \rho c \delta \left(\frac{dT}{d\tau} \right)_{\tau=0} - q_c, \quad (2)$$

которая более надежна, поскольку требуется определение только одной производной, а тепловой поток от Солнца q_c измерялся достаточно точно. В начальный момент времени все утечки тепла от чувствительного элемента равны нулю, ввиду близости температур датчика и окружающей среды.

Как уже отмечалось, измерения проводились в плоскости среза сопла $z=0$ (ось датчика параллельна оси струи) и в вертикальной плоскости на различных удалениях от оси факела R (ось датчика перпендикулярна оси факела). И только при работе с соплами $D_c = 1,02; 2,14; 4,05$ мм было определено распределение тепловых потоков по нормали к оси факела в сечении, соответствующем максимальному диаметру факела. Скорость потока на выходе сопел соответствовала $M=1$, режим истечения — расчетный. С соплом $D_c = 3,08$ мм, кроме этого, определялись поля тепловых потоков в нерасчетном режиме ($\sigma = 1,84$).

На рис. 2 показано распределение по высоте плотности тепловых потоков излучением на различных удалениях от оси факела. Видно, что характер всех кривых одинаков: все имеют максимум, положение которого, как показал анализ фотометрирования фотографий пламени, находится вблизи сечения $z_{\phi}^{\max}$, соответствующего максимальному радиу-



су факела $R_{\Phi}^{\max}$. Обращает также на себя внимание тот факт, что нерасчетность истечения слабо влияет на плотность падающего теплового потока (рис. 2, а).

Обработка результатов измерений тепловых потоков в безразмерном виде (рис. 3) продемонстрировала существование подобия в распределении плотности потока излучения в вертикальной плоскости.

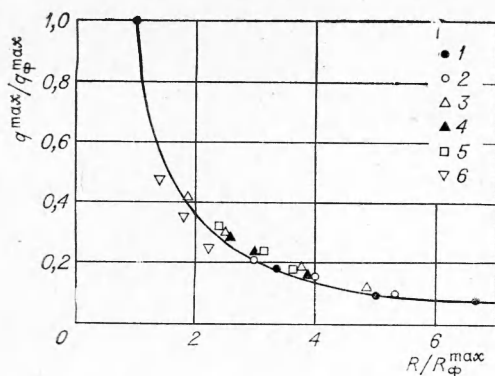


Рис. 4. Корреляция максимальных тепловых потоков.
1— $D_c=1,02$ мм; 2—2,14; 3—3,08; 4—4,05; 5—10,1; 6—16,8.

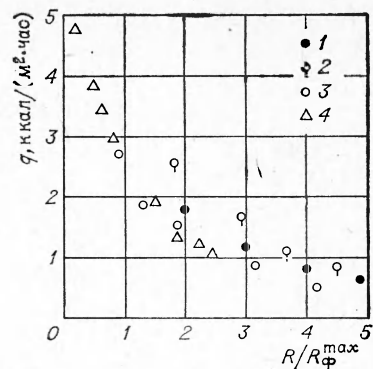


Рис. 5. Распределение плотности потока излучения в плоскости среза сопла.
1— $D_c=3,08$; 2—3,08 ($\sigma=1,84$); 3—10,1; 4—16,8.

По оси абсцисс на графике отложено расстояние, отсчитываемое от сечения $z_{\phi}^{\max}$, отнесенное к координате $z_{0,5}$, в которой $q=0,5 q^{\max}$. По-видимому, отмеченное подобие имеет более общий характер и справедливо в более широком диапазоне изменения параметров. Об этом, в частности, свидетельствуют результаты, представленные на рис. 4, где показано изменение максимальных тепловых потоков с удалением от оси факела. График построен в безразмерном виде. В качестве линейного масштаба взят максимальный радиус факела, масштабом плотности потока излучения служило значение плотности $q_{\phi}^{\max}$ на видимой поверхности факела в сечении, соответствующем $R_{\phi}^{\max}$; $q_{\phi}^{\max}$ определены экстраполяцией зависимости $q^{\max}(R)$ и приведены в таблице. Там же даны основные геометрические размеры факелов, полученные в работе [6]. Результаты, показанные на рис. 4, соответствуют экспериментам со всеми размерами сопел ($D_c=1,02\div 16,8$ мм). Все опытные точки хорошо сгруппировались около линии, описываемые уравнением

$$\frac{q^{\max}}{q_{\phi}^{\max}} = \left(\frac{R}{R_{\phi}^{\max}} \right)^{-1,4}.$$

Измерение плотности потока излучения в плоскости среза сопла показало существование монотонно убывающей с расстоянием зависимости. При обработке опытных данных и в этом случае за характерный линейный размер был взят максимальный размер факела (рис. 5). Разброс точек здесь больше, чем на рис. 4. В первую очередь это связано с тем, что по оси ординат отложено размерное значение q , которое определяется помимо размера факела распределением в нем температуры и концентрации излучающего газа. Роль этих факторов должна ослабевать с увеличением эффективной оптической плотности. Поэтому можно ожидать лучшей корреляции опытных данных в координатах $q, \frac{R}{R_{\phi}^{\max}}$ при увеличении размера факела (большие размеры сопла и большие числа Маха).

Полученные в экспериментах данные были использованы для определения радиационных потерь факела. Такие данные представляют интерес, в частности, при расчете параметров горящих струй. С этой целью определялись интегральные тепловые потоки через поверхности цилиндра, ось которого совпадала с осью факела, нижнее основание

$D_c, \text{ мм}$	L_ϕ / D_c	$D_\phi^{\max} / D_c$	$z_\phi^{\max} / D_c$	$q_\phi^{\max} \cdot 10^{-3}, \text{ ккал/(м}^2 \cdot \text{ч)}$
1,02	160	30	120	6
2,14	190	32	140	9,4
3,08	200	32	145	13
3,08*	250	38	150	15
4,05	210	30	150	19
10,1	200	55	110	16
16,8	180	74	100	20

* $\sigma = 1,84$.

располагалось в плоскости среза сопла, а верхнее — на расстоянии $2 \cdot z_\phi^{\max}$. Имея в виду, что форма факела приближенно симметрична относительно плоскости $z_\phi^{\max}$ и что суммарный тепловой поток в основание в 5–10 раз меньше теплового потока через боковую поверхность, использование предположения о равенстве тепловых потоков в основания не должно внести существенной ошибки в определяемую величину. Во всех случаях расчеты проводились для двух-трех значений радиуса контрольной цилиндрической поверхности и результаты их разнятся между собой не более чем на 10%.

Величина радиационных потерь факела Q_p [ккал/час], отнесенных к количеству тепла, выделяющегося при полном сгорании топлива Н, приведена ниже:

$D_c, \text{ мм}$	3,08	10,1	16,8
$Q_p/H, \%$	1,8; 1,66 ¹	3,6	4,5

Приведенные данные показывают, что в условиях эксперимента факел теряет незначительное количество тепла, содержащегося в нем.

Поступила в редакцию
15/IV 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. D. K. Edwards, L. K. Glassen a. o. J. Heat Transfer, 1967, с. 89, 219.
2. С. С. Пеннер. Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов. М., ИЛ, 1963.
3. R. M. Huffaker. Inhomogeneous Radiant Heat Transfer from Saturn Rocket Exhaust Plumes. Part II. AIAA Paper 66—652.
4. С. Н. Шорин, О. Н. Ермолаев. Теплоэнергетика, 1959, 2.
5. А. Г. Блок. Основы теплообмена излучением. М.—Л., ГЭИ, 1962.
6. В. К. Баев, П. П. Кузнецов, и др. ФГВ, 1974, 10, 4.
7. О. А. Геращенко, В. Г. Федоров. Техника теплотехнического эксперимента. Киев, «Наукова думка», 1964.