

Таким образом, получаем нижнюю и верхнюю оценки для высоты H на вертикальном профиле ветра, падение скорости после которой обеспечивает развитие конвективной колонки над пожаром: $250 \text{ м} \leq H \leq \leq 2250 \text{ м}$. Практика показывает [1], что для превращения низкоинтенсивных пожаров с принудительной конвекцией в высокоинтенсивные со свободной конвекцией наиболее опасен профиль ветра с уменьшающейся скоростью в зоне 300—1200 м. Это совпадает с приведенными оценками.

В [1, 2, 8—10] указывается на влияние трансформации профиля ветра после его взаимодействия с очагом пожара, приводящее к ряду новых физических следствий (образование пожарных вихрей, интенсификация турбулентного обмена с атмосферой и т. п.). Из построенных на рис. 4—6 картин движения газа вблизи зоны горения можно получить представление о характере подобной трансформации.

Институт химической
физики АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
28/IV 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Davis, G. Byram, W. Krumm. Forest Fire: Control and Use, Mc Grow — Hill, New York — Toronto — London, 1959.
2. Возникновение лесных пожаров. М., «Наука», 1964.
3. Н. Е. Кочин. Сочинения. Т. 1, М.—Л., Изд-во АН СССР, 1949.
4. Г. Н. Абрамович, С. Ю. Крашенинников и др. Турбулентное смешение газовых струй. М., «Наука», 1974.
5. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1937, 7, 12.
6. Г. Н. Абрамович. Турбулентные свободные струи жидкостей и газов. Госэнергоиздат, М.—Л., 1948.
7. Ю. А. Гостинцев, С. С. Новиков, Л. А. Суханов. ФГВ, 1975, 11, 3.
8. С. М. Вонский. Интенсивность огня низовых пожаров и ее практическое значение. Л., Изд-во ЛЕННИИЛХ, 1957.
9. Вопросы лесной пирологии. Красноярск, 1972.
10. Э. Н. Валендик. Ветер и лесной пожар. М., «Наука», 1968.

К МАТЕМАТИЧЕСКОМУ ОПИСАНИЮ ПРОЦЕССА СТРУЙНОГО СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ В ДИЗЕЛЯХ

О. Н. Лебедев

При впрыске топлива в цилиндре дизеля образуется трехкомпонентная (воздух — пары топлива — капли топлива) двухфазная среда. Строгий вывод уравнения движения полифазной среды сделан в [1], где, в развитие работ [2, 3], применен метод последовательного пространственно-временного осреднения. На основании последнего в [4] было получено совместное уравнение энергии многокомпонентного потока.

Эти уравнения получены для случая, когда плотность газовой среды неизменна. Для их применения к описанию процессов смесеобразования в дизелях, где существует большая температурная и плотностная неоднородность, необходимо внести коррективы. Для этого воспроизведем вывод уравнений движения и энергии. В отличие от [1—4] не будем пренебрегать пульсациями плотности.

В [1] в результате применения пространственно-временного осреднения получено следующее уравнение переноса импульса:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \langle \rho_i s_i' w_{li}' \rangle = - \frac{\partial}{\partial x_k} \langle \rho_i s_i' w_{li}' w_{lk}' \rangle + \langle \rho_i s_i' g_{li}' \rangle - \frac{\partial}{\partial x_k} \langle s_i' \Pi_{lik}' \rangle, \quad (1)$$

$$i, k = 1, 2, 3; i \neq k,$$

где ρ — массовая плотность; w — скорость движения; Π_{ik} — тензор молекулярных напряжений внутри частиц l -го компонента; τ — время; s — объемная концентрация. Индекс l указывает на то, что отмеченная величина характерна для частиц l -го компонента; штрихом обозначены мгновенные значения величин; скобки обозначают осреднение. Здесь для краткости записи опущены знаки сумм $\sum_{l=1}^n \sum_{k=1}^3$ (индексы l и k означают эти суммы).

Введя понятие эффективной плотности $\rho_l^* = \rho_l s$ раскроем пространственно-временное осреднение, согласно [1]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_k} w_{lk} \right) (\rho_l s_l w_{li}) + \frac{\partial}{\partial \tau} \langle (\rho_l s_l)'' w_{li}' \rangle = \rho_l s_l g_{li} - \frac{\partial}{\partial x_k} [T_{lik} + s_l \Pi_{lik} + \langle s_l'' \Pi_{lik}'' \rangle], \quad (2)$$

где

$$T_{lik} = \rho_l s_l' \langle w_{li}'' w_{lk}'' \rangle + w_{li} \langle (\rho_l s_l)'' w_{lk}'' \rangle + w_{lk} \langle (\rho_l s_l)'' w_{li}'' \rangle;$$

$$\Pi_{lik} = p_l \delta_{ik} - \mu_l \left(\frac{\partial w_{li}}{\partial x_k} + \frac{\partial w_{lk}}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ik} \mu_l \frac{\partial w_{li}}{\partial x_k}; \quad (3)$$

p — статическое давление; δ_{ik} — символ Кронекера; μ_l — вязкость соответствующих фаз. В уравнениях (2), (3) штрихами помечены пульсирующие величины. При выводе этих выражений был принят во внимание постулат третьих моментов.

Исходя из [1], получим уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho_l s_l}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho_l s_l w_{lk}}{\partial x_k} + \frac{\partial \langle (\rho_l s_l)'' w_{lk}'' \rangle}{\partial x_k} = 0, \quad (4)$$

а по [4] — уравнение энергии

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_k} w_{lk} \right) \rho_l s_l \left(\frac{w_{li}^2 + \langle w_{li}''^2 \rangle}{2} + E_l \right) + \frac{\partial}{\partial \tau} \langle (\rho_l s_l)'' w_{li}' \rangle w_{li} +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial \tau} \langle (\rho_l s_l)'' E_l \rangle = g_{li} [\rho_l s_l w_{li} + \langle (\rho_l s_l)'' w_{li}'' \rangle] - \frac{\partial}{\partial x_k} s_l w_{li} \Pi_{lik} +$$

$$+ s_l Q_{lp} + s_l \int_{4\pi} (k_l I_s - \eta_l) d\omega - \frac{\partial}{\partial x_k} s_l Q_{lk} + \frac{\partial}{\partial x_k} \langle (\rho_l s_l)'' w_{lk}'' \rangle w_{li}^2 -$$

$$- \frac{\partial}{\partial x_k} \left(w_{li} T_{lik} + T_{lik} F_l + T_{lik} \Pi + T_{lik} \frac{w_{li}^2}{2} \right), \quad (5)$$

где

$$T_{likz} = \rho_l s_l \langle w_{li}'' Z_n'' \rangle + w_{lk} \langle (\rho_l s_l)'' Z_n'' \rangle + \langle (\rho_l s_l)'' w_{li}' \rangle Z_n; \quad (6)$$

$$T_{lik\Pi} = s_l \langle w_{li}'' \Pi_{lik}' \rangle + w_{li} \langle s_l'' \Pi_{lik}'' \rangle + \langle w_{li}'' s_l \rangle \Pi_{lik}; \quad (7)$$

$$n = 1, 2; Z_1 = E_l; Z_2 = \frac{w_{li}^2}{2};$$

E_i — внутренняя энергия соответствующих компонентов; Q_{lp} — плотность внутренних источников и стоков; I_s — интенсивность излучения в направлении s ; k_i — коэффициент поглощения среды; η_i — коэффициент излучения среды; $d\omega$ — элементарный пространственный угол; Q_{ih} — осредненный поток тепла вдоль оси x_h . Величины T_{ih} , T_{ihz} определяют турбулентный перенос соответствующих величин (количество движения, внутренняя энергия и т. д.).

Уравнения (2) — (7) применительно к струйному смесеобразованию могут быть значительно упрощены, исходя из следующих обоснований.

1. Силы тяжести не оказывают влияния на динамику движения, так как размеры капель малы, а скорости движения высокие.

2. Предполагается, что члены энергетического соотношения (5), характеризующие механическую энергию, малы по сравнению с тепловыми. Пренебрегаем также работой вязких сил.

3. Для периода задержки самовоспламенения, ввиду относительно низких температур среды, можно пренебречь лучистым теплообменом.

4. Величины $\frac{\partial}{\partial \tau} \langle (\rho_i s_i)'' w_{i1}'' \rangle$ и $\frac{\partial}{\partial \tau} \langle (\rho_i s_i)'' E_i'' \rangle$ малы по сравнению с изменениями соответствующих осредненных величин. Это справедливо для случая, когда интенсивность турбулентности имеет умеренные значения, т. е. $\langle w_{i1}''^2 \rangle \ll \langle s_i''^2 \rangle \ll s_i^2$, $\langle E_i''^2 \rangle \ll E_i^2$. Исследования [5, 6] показали, что в процессах струйного смесеобразования это условие выполняется.

5. Учитывая, что для факела распыленного топлива справедливо условие $\delta/2L = \delta \ll 1$, где L , δ — длина и соответствующая ей ширина струи, представляется возможным в определяющей системе уравнений сделать упрощения, справедливые для пограничного слоя [11], т. е. считать, что все турбулентные переносы вдоль оси струи малы по сравнению с поперечными.

6. Поскольку струя турбулентная, то представляется возможным исключить из рассмотрения члены, характеризующие вязкие напряжения.

7. При движении факела в большом объеме перепады давлений незначительны и можно с достаточной точностью полагать среднее гидродинамическое давление по всему объему струи примерно постоянным [7, 8]. На этом основании в уравнениях движения не учитываются импульсы гидродинамических давлений.

С учетом сделанных замечаний выражения (6), (7) запишутся в виде

$$T_{ihE_i} = \rho_i s_i \langle w_{i2}'' E_i'' \rangle + w_{i2} \langle (\rho_i s_i)'' E_i' \rangle + \langle (\rho_i s_i)'' w_{i2} \rangle E_i, \quad (8)$$

$$T_{ih \frac{p_i}{\rho_i}} = \rho_i s_i \left\langle w_{i1}'' \left(\frac{p_i \delta_{ih}}{\rho_i} \right)'' \right\rangle + w_{i1} \left\langle (\rho_i s_i)'' \left(\frac{p_i \delta_{ih}}{\rho_i} \right)'' \right\rangle + \langle w_{i1} (\rho_i s_i)'' \rangle \frac{p_i \delta_{ih}}{\rho_i}, \quad (9)$$

где w_{i2}'' — пульсационная поперечная скорость.

Проведенный в [9] анализ показал, что для условий струйного смесеобразования величина $w_{i2} \langle (\rho_i s_i)'' E_i' \rangle$ примерно на порядок меньше остальных членов выражения (8), а значение $\langle w_{i1} (\rho_i s_i)'' \rangle \frac{p_i \delta_{ih}}{\rho_i}$ примерно на два порядка больше остальных величин. С учетом сделанных замечаний, а также принимая во внимание зависимость $E_i + p_i/\rho_i = i_i$, где i_i — энтальпия i -го компонента, запишем определяющую систему уравнений в цилиндрической системе координат:

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_l s_l + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r w_{lr} \rho_l s_l + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} r w_{lz} \rho_l s_l + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \langle (\rho_l s_l)'' w_{lr} \rangle = 0, \quad (10)$$

уравнение движения

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_l s_l w_{li} + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} r w_{lr} (\rho_l s_l w_{li}) + \frac{\partial}{\partial z} r w_{lz} (\rho_l s_l w_{li}) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r T_{lir} = 0, \quad (11)$$

уравнение энергии

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_l s_l i_l + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} r \rho_l s_l w_{lr} i_l + \frac{\partial}{\partial z} r \rho_l s_l w_{lz} i_l \right] = s_l Q_{lp} - \\ - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r [\rho_l s_l \langle i_l'' w_{lr} \rangle + \langle (\rho_l s_l)'' w_{lr} \rangle i_l]. \end{aligned} \quad (12)$$

На основании [10] можно принять односкоростную модель движения фаз в топливовоздушном факеле. Для замыкания системы уравнений (10) — (12) воспользуемся соотношением Буссинеска и его аналогами [11]

$$\langle w'' w_r \rangle = -\varepsilon \frac{w_z}{\partial r}, \quad (13)$$

$$\langle (\rho_l s_l)'' w_r \rangle = -\frac{\varepsilon}{Sc_l} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_l s_l), \quad (14)$$

$$\langle i_l'' w_r \rangle = -\frac{\varepsilon}{Pr_l} \frac{\partial}{\partial r} i_l, \quad (15)$$

где ε — коэффициент турбулентной вязкости; Sc_l — критерий Шмидта для l -го компонента; Pr — диффузионное число Прандтля.

Уравнения (10) — (15) были положены в основу численного метода расчета нестационарной струи испаряющегося распыленного топлива. Основы метода изложены в [12]. Стоки массы и тепла определялись согласно [13]. Коэффициент турбулентной вязкости находился методом подбора при сопоставлении расчетных и опытных [8] данных по дальности топливовоздушного факела. Критерий Шмидта и турбулентные числа Прандтля, согласно [7, 14, 15], принимались равными 0,75.

На рис. 1 приведено сопоставление расчетных и экспериментальных [8] значений скорости фронта изотермического топливовоздушного факела при избыточном давлении впрыска $\Delta p_2 = 2,6 \cdot 10^7$ Н/м², противодавлениях $(5; 10; 18,5) \cdot 10^6$ Н/м² и диаметре сопла $d = 0,54$ мм. Удовлет-

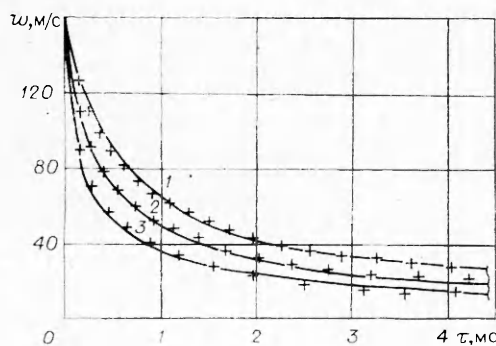


Рис. 1. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений скорости фронта изотермического факела распыленного топлива. ρ_1 , кг · с²/м⁴: 1 — 0,74 ($p_1 = 5$ атм), 2 — 1,34 ($p_1 = 10$ атм), 3 — 2,4 ($p_1 = 18,5$ атм).

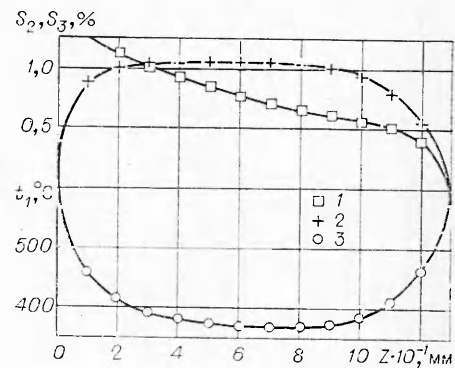


Рис. 2. График изменения величин s_2 , s_3 , t_1 вдоль оси струи. 1 — $s_2 = f(z)$; 2 — $s_3 = f(z)$; 3 — $t_1 = f(z)$.

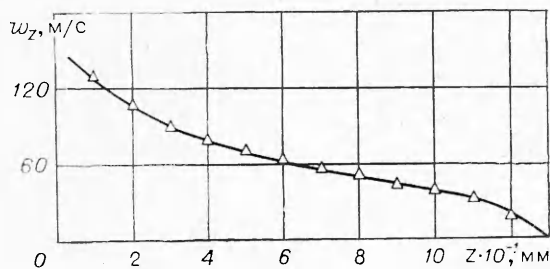


Рис. 3. График изменения w_z вдоль струи.

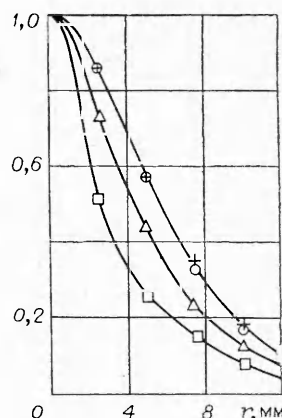


Рис. 4. График изменения величин s_2/s_{2m} , s_3/s_{3m} , $t_{10}-t_1/(t_{10}-t_{1m})$ по радиусу струи.

ворительное совпадение расчетных и опытных данных получено также для случаев с различными размерами сопел распылителей при различных скоростях впрыска.

На рис. 2—4 в качестве примера приведены характерные результаты расчета испаряющегося топливоздушного факела. Расчет проведен для случая, в котором давление и температура воздушной среды соответственно равны: $p_1 = 36 \cdot 10^5$ Н/м², $t_1 = 600^\circ\text{C}$; $d = 0,54$ мм; скорость впрыска топлива $w_{z0} = 160$ м/с. Кривая распределения капель распыленного топлива была определена по Розин — Раммлеру, т. е. были заданы «характеристика размера» $a_m = 25$ мкм и «характеристика распределения» $n = 4$. Обозначения расчетных точек на рис. 2—4 идентичны. На рис. 4 приведены изменения тех же величин по радиусу струи в сечении факела, расположенном на расстоянии 80 мм от сопла. Рассматриваемые параметры безразмерны, т. е. представлены в виде отношений s_2/s_{2m} , s_3/s_{3m} , $(t_{10}-t_1)/(t_{10}-t_{1m})$, где буквой m отмечены значения соответствующих величин на оси струи.

Новосибирский институт
инженеров водного транспорта

Поступила в редакцию
22/VII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Дюнин. Механика метелей. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
2. Ф. И. Франкль. Докл. АН СССР, 1953, 92, 2.
3. Ф. И. Франкль. Докл. АН СССР, 1955, 102, 5.
4. Ю. Т. Борщевский, О. Н. Лебедев. Тр. НИИВТа, вып. 26. Новосибирск, 1966.
5. А. С. Гиневский. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.
6. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
7. Г. Н. Абрамович и др. Турбулентное смешение газовых струй. М., «Наука», 1974.
8. А. С. Лышевский. Процессы распыливания топлива дизельными форсунками. М., Машгиз, 1973.
9. О. Н. Лебедев. Тр. НИИВТа, вып. 114. Новосибирск, 1976.
10. О. Н. Лебедев. Тр. НИИВТа, вып. 90. Новосибирск, 1973.
11. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1974.
12. О. Н. Лебедев, О. П. Солоненко. Тр. НИИВТа, вып. 107, Новосибирск, 1976.
13. О. Н. Лебедев. Методы улучшения смесеобразования в судовых четырехтактных дизелях. Новосибирск, Изд. НИИВТа, 1973.
14. И. О. Хинце. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
15. Б. Льюис и др. Аэродинамика больших скоростей и реактивная техника. М., Физматгиз, 1961.