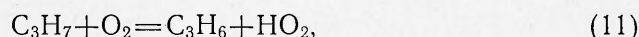


действию на ингибирующий эффект. Наблюдаемое влияние NO_2 можно объяснить тем, что радикалы HO_2 , образованные в реакции



вступают в реакцию (8) и регенерируют активные центры OH .

Полученные данные показывают еще одно важное явление — антагонизм двух ингибиторов в их действии на первый предел. Из рис. 2 видно, что добавка 0,28% C_3H_3 , например, при 600°C повышает давление на 2 торр. При совместном действии этих двух ингибиторов предел оказывается повышенным лишь на 0,8 торр. Видимо, если бы не было антагонизма в действии этих ингибиторов, то на ингибирующий эффект добавок пропана наложился бы еще и эффект ингибирования добавками NO_2 .

*Поступила в редакцию
15/XI 1977*

1. H. W. Tompson, C. N. Hinshelwood. Proc. Roy. Soc., 1929, A124, 219, F. S. Dainton, R. G. Norrish. Proc. Roy. Soc., 1941, A177, 393.
2. P. G. Ashmore. Trans. Faraday Soc., 1955, 51, 1090.
3. P. G. Ashmore, B. J. Tyler. Ninth Symposium (International) on Combustion, N. Y., 1963.
4. А. Б. Налбандян. ЖФХ, 1946, 20, 1283.
5. В. В. Азатян, В. В. Воеводский, А. Б. Налбандян. Кинетика и катализ, 1961, 2, 340.
6. В. В. Азатян. Арм. хим. журнал, 1967, 20, 577.
7. В. Н. Кондратьев. Кинетика химических газовых реакций. М., Изд-во АН СССР, 1958.
8. В. В. Азатян. — В сб.: Ингибирование цепных газовых реакций. Алма-Ата, Изд-во КГУ, 1971.
9. А. В. Парийская, В. И. Веденеев. — В сб.: Ингибирование цепных газовых реакций. Алма-Ата, КГУ, 1971. Кинетика и катализ, 1973, 14, 1365.
10. В. В. Азатян, М. А. Наморадзе. ФГВ, 1974, 10, 6, 847.
11. В. В. Азатян. Кинетика и катализ, 1977, 18, 61.
12. Н. Н. Семенов. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. М., Изд-во АН СССР, 1958.
13. В. В. Азатян. ЖВХО им. Д. И. Менделеева, 1976, 21, 426.
14. В. Н. Кондратьев. Константы скорости газозафазных реакций. Справочник. М., «Наука», 1970.
15. В. В. Азатян. Докл. АН СССР, 1971, 196, 617.
16. R. R. Baldwin. Trans. Faraday Soc., 1957, 53, 964.

ТУШЕНИЕ РАСПЫЛЕННОЙ ВОДОЙ И ПОРОШКАМИ ДИФФУЗИОННЫХ ПЛАМЕН

Ю. В. Первушин

(Донецк)

Для развития пожарного дела характерен интенсивный поиск эффективных средств пожаротушения [1—5], который, по-видимому, будет продолжаться и в ближайшем будущем. С другой стороны, уже разработанные средства тушения по своему физико-химическому воздействию на пламена охватывают практически весь круг явлений, с которыми связан эффект гашения. Трудно ожидать, что в ближайшее время

появятся какие-либо кардинально новые пожаротушащие вещества или принципы тушения. В связи с этим дальнейший прогресс в пожарном деле будет зависеть от точности знаний о механизмах тушения и возможностях средств тушения. Это позволит наметить наиболее реальные пути для совершенствования и оптимизации пожарной техники, а также методов борьбы с пожарами.

Скорость и эффективность воздействия дисперсных средств тушения (распыленная вода, порошки) на процесс горения определяется не столько общей массой тушащего вещества, подаваемого в очаг пожара, сколько развитостью его поверхности контакта с пламенем. Особенно четко это прослеживается при анализе баланса тепла в единичном объеме зоны горения. Имеем

$$\partial U / \partial t = w_* - E_F F - \vec{u} \nabla U, \quad (1)$$

где U — плотность внутренней энергии, Дж/м³; w_* — скорость тепловыделения за счет химических реакций в единице объема, Дж/(м³·с); E_F — скорость поглощения тепла единичной поверхностью, Дж/(м²·с); F — удельная поверхность тушащего вещества в объеме горения, 1/м; $\vec{u}$ — скорость газового потока. Последний член характеризует долю тепла, переносимую потоками газа. Из уравнения (1) следует, что тушение имеет место при выполнении условия

$$F > F_* = (w_* - \vec{u} \nabla U) / E_F, \quad (2)$$

которое является критерием срыва теплового воспламенения.

Когда основную роль играет эффект охлаждения, например при тушении распыленной водой, условию (2) можно придать более конкретный вид. Положим

$$w_* = \eta_* \dot{m}_r E_r \dot{f}_*, \quad (3)$$

где $\eta_* \leq 1$ — коэффициент полноты сгорания; $\dot{m}_r$ — массовая скорость горения, кг/(м²·с); E_r — теплотворная способность топлива, Дж/кг; $\dot{f}_*$ — удельная поверхность горючих материалов в объеме пламени. Последнюю величину следует отличать от ее аналога $\dot{f}$, который определяет удельную поверхность горючих веществ в области их сосредоточения V_* . Между ними имеет место взаимосвязь

$$\dot{f}_* = \dot{f} V_* / V_{пл},$$

где $V_{пл}$ — объем зоны пламенного горения. Для воды можно считать, что в зоне горения

$$E_F = \dot{m} W, \quad (4)$$

где $\dot{m}$ — массовая скорость испарения, кг/(м²·с); W — удельная теплота парообразования, Дж/кг. Подстановка выражений (3), (4) в (2) при пренебрежении величиной $\vec{u} \nabla U$, дает следующий критерий тушения распыленной водой:

$$F > F_* = \eta_* \dot{m}_r / \dot{m} \cdot E_r / W \cdot \dot{f}_*. \quad (5)$$

Для пожара класса В величина $\dot{f}_* \approx H_{пл}^{-1}$, где $H_{пл}$ — высота пламени.

Развитость поверхности тушащего вещества в очаге пожара определяет не только скорость его охлаждения, но и скорости остальных сопутствующих процессов, приводящих к срыву пламенного горения. Так, при тушении ингибирующими порошками гибель активных цент-

ров реакций происходит как непосредственно на поверхности частиц, так и в результате их взаимодействия с летучими компонентами термического разложения тушащего вещества. Скорость же выхода летучих и их концентрация в объеме горения будут прямо пропорциональны величине удельной поверхности порошка, так что при некотором ее критическом значении произойдет срыв как цепного воспламенения [6], так и теплового [7].

Итак, ингибирование пламен связано с гибелью активных радикалов вблизи поверхности тушащего вещества. Скорость уменьшения концентрации активных центров реакций N при этом определяется величиной

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{инг}} = -KFN - \sum_i K_i N_i N \equiv -K_F FN,$$

где $N_i \sim F$ — концентрации летучих ингибирующих компонентов термического разложения огнегасящего вещества; K и K_i — константы гетерогенных и бимолекулярных превращений; K_F — суммарная константа обрыва цепей. Тогда для тушения пламен порошками необходимо выполнение условий

$$\gamma - (K_F F + 1/\tau_R) N \leq 0, \quad (6)$$

$$\varepsilon/c_* \rho_* \cdot N/\tau_R - E_F/c_* \rho_* \cdot F - u/l \cdot (T - T_0) < 0. \quad (7)$$

Условие (6) — критерий срыва цепного воспламенения, (7) — теплового. Здесь γ — скорость генерации радикала; τ_R — среднее время жизни радикалов в отсутствие ингибитора; ε — средняя теплота, выделяющаяся при последовательности всех реакций, порождаемых одной молекулой радикала; c_* и ρ_* — удельная теплоемкость и плотность газа в пламени; T — температура пламени; T_0 — температура газовой смеси на входе в зону реакции; l — средний размер этой зоны.

Полагая, что после ввода порошка реагирующая смесь релаксирует к режиму со стационарной концентрацией радикалов, определяемой равенством (6), т. е.

$$N_{\text{ст}} = \gamma \tau_R / (1 + K_F F \tau_R),$$

и подставляя это значение в (7), находим, что тушение происходит при

$$F > F_* = \sqrt{Z^2 + \Phi} - Z, \quad (8)$$

где

$$Z = \frac{1}{2} \frac{E_F + u/l \cdot c_* \rho_* \tau_R K_F (T - T_0)}{F_F \tau_R K_F}, \quad \Phi = \frac{\varepsilon \gamma - u/l \cdot c_* \rho_* (T - T_0)}{F_F K_F \tau_R}. \quad (9)$$

Казалось бы, целесообразней всего при тушении пожаров увеличивать удельную поверхность дисперсных средств путем их все большего измельчения, поскольку $F = \sigma n \sim \bar{r}^{-1}$, где $\sigma \sim \bar{r}^2$ — средняя поверхность одной частицы, а $n \sim \bar{r}^{-3}$ — их концентрация, $\bar{r}$ — средний радиус частицы. Это бы позволило существенно повысить эффективность тушения при неизменном массовом (объемном) расходе тушащего вещества. Однако такая возможность оправдана лишь в том случае, когда устройство выброса вещества расположено непосредственно в пламени. При тушении же извне мелкие частицы не могут проникнуть в глубь области горения, так как они, во-первых, легко уносятся восходящими газовыми потоками пламени и, во-вторых, очень быстро тормозятся в газовой среде. В этом случае уменьшение среднего размера частиц сопровождается тем, что замедляется движение фронта тушащих значе-

ний концентраций, определяемых величиной F_* в зону горения, а вместе с тем увеличивается время тушения.

Экспериментальное изучение проникновения распыленной воды в пламена показало [1, 8], что в зависимости от напора струи оптимальный размер капель колеблется в пределах $r=0,05-0,4$ мм. Кроме того, проникающая способность чувствительна и к роду горючего материала, который определяет интенсивность пиролиза и температуру пламен, т. е. и скорости восходящих потоков.

Изменение вертикальной составляющей скорости частицы при ее попадании в пламя описывается уравнением

$$m \cdot dv_z/dt = -mg + \rho_* / 2 \cdot (u_* - v_z)^2 \pi r^2. \quad (10)$$

При $v_z(0) = 0$ имеем

$$v_z = u_* \left\{ 1 - \left(\frac{r}{r_{кр}} \right)^{1/2} \frac{1 + \left(\frac{r}{r_{кр}} \right)^{1/2} + \left[1 - \left(\frac{r}{r_{кр}} \right)^{1/2} \right] \exp \left(-2 \sqrt{\frac{r_{кр}}{r}} \frac{gt}{u_*} \right)}{1 + \left(\frac{r}{r_{кр}} \right)^{1/2} - \left[1 - \left(\frac{r}{r_{кр}} \right)^{1/2} \right] \exp \left(-2 \sqrt{\frac{r_{кр}}{r}} \frac{gt}{u_*} \right)} \right\}, \quad (11)$$

где $m = 4/3 \cdot \pi \rho r^3$ — масса частицы; ρ — плотность ее вещества; g — ускорение силы тяжести; u_* — вертикальная составляющая скорости газа в пламени. Отсюда видно, что для того, чтобы частица не поднималась вверх, динамический напор восходящих струй газа должен уравновешиваться силой тяжести, что возможно при

$$r \geq r_{кр} = \frac{3}{8} \frac{\rho_*}{\rho} \frac{u_*^2}{g}. \quad (12)$$

В частности, при $\rho_*/\rho = 10^{-3}$ из равенства (12) для критической величины радиуса получим значения:

$u_*, \text{ м/с}$	1	2	5	10
$r_{кр}, \text{ мм}$	$3,75 \cdot 10^{-2}$	0,15	1	4

Таким образом, в пламени происходит естественное разделение частиц: легкие уносятся потоком вверх, тяжелые опускаются. Это способствует увеличению вертикального масштаба начальной струи тушащего вещества, а вместе с тем возрастает и размер аэрозольного облака, экранирующего поверхности горения от излучения пламени. Если плотность частиц в расширяющейся струе остается достаточно большой, то эффект уширения благоприятен для тушения. По-видимому, для каждого конкретного пламени имеется свой оптимальный спектральный набор размеров частиц, связанный со средним значением величины u_* , который приводит к наиболее быстрому срыву пламени. Очевидно, плотность распределения частиц по размерам должна быть максимальной в окрестности $r = r_{кр}$.

С другой стороны, пожаротушащее вещество обычно подается в зону горения практически горизонтально и под большим напором, так что в этом направлении происходит резкое торможение частиц, согласно закону

$$dv_x/dt = -3/8 \cdot \rho_* / \rho \cdot (v_x - u_x)^2 / r - 9/2 \cdot \eta / r^2 \rho \cdot (v_x - u_x), \quad (13)$$

где η — динамическая вязкость газовой среды; u_x — эжектируемая струей тушащего вещества скорость газового потока. Из (13) получаем

$$v_x = u_x + 12 \frac{\eta}{\rho_* r} \frac{v_0 - u_x}{v_0 - u_x + 12 \frac{\eta}{\rho_* r}} \frac{\exp \left(-\frac{9}{2} \frac{\eta}{\rho r^2} t \right)}{1 - \frac{v_0 - u_x}{v_0 - u_x + 12 \frac{\eta}{\rho_* r}} \cdot \exp \left(-\frac{9}{2} \frac{\eta}{\rho r^2} t \right)}, \quad (14)$$

где v_0 — начальная горизонтальная скорость частицы. Далее находим

$$x = u_x t + \frac{8}{3} r \frac{\rho}{\rho_*} \ln \left[1 + \frac{\rho_* r}{12\eta} (v_0 - u_x) \left(1 - e^{-\frac{9}{2} \frac{\eta}{\rho_* r^2} t} \right) \right]. \quad (15)$$

Последнее выражение определяет дальность продвижения переднего фронта тушащего вещества в глубь зоны горения в случае стационарного режима тушения, когда $u_x = \text{const}$. Дальность подачи довольно чувствительна к размеру частиц. Например, при движении капля воды в воздушной среде значения параметров лежат в интервалах $9/2 \cdot \eta/\rho r^2 = (7,65-0,0765)$ 1/с и $12\eta/\rho_* r = (2-0,2)$ м/с при $r = (0,1-1)$ мм.

Второй член в выражении (15) в пределе стремится к значению

$$x_0 = 8/3 r \cdot \rho/\rho_* \ln [1 + \rho_* r/12\eta \cdot (v_0 - u_x)]. \quad (16)$$

На этом расстоянии от места выброса тушащего вещества скорость частиц фактически становится равной u_x , и двухфазный поток можно рассматривать как стационарный. Если начальная концентрация частиц в потоке такова, что $F_0 \gg F_*$, и расстояние L от пожаротушащей установки до конца зоны горения меньше x_0 , то время тушения определяется корнем уравнения $x(t) = L$ при $r = \bar{r}$. Пусть его значение равно t_* . Тогда для пожаров классов В и А с поперечными размерами очага горения $\bar{D}_+$ и S_* и при диаметре струи пожаротушащего вещества D_c время тушения будет

$$t_B = \frac{D_*}{D_c} t_*, \quad t_A = \frac{4S_*}{\pi D_c^2} t_*. \quad (17)$$

В другой предельной ситуации, когда $L > x_0$ либо $F_0 \approx F_*$, время тушения определяется скоростью распространения фронта пожаротушащих значений концентраций по зоне горения, т. е. задача сводится к решению уравнения переноса вещества. Поскольку по размерам частичек состав струи неоднороден, а характер их поведения и время жизни в пламени существенно зависит от размеров, за меру количества тушащего вещества удобнее всего принять именно величину его удельной поверхности. Особенно очевидно преимущество такого выбора при моделировании скорости изменения количества вещества в зоне горения в результате фазовых превращений, которые в рассматриваемом варианте вводятся наиболее естественно и просто. На основе соответствующего закона сохранения имеем

$$\partial F/\partial t + \text{div}(\vec{v}F - D\nabla F) = -\dot{m}/\rho \bar{r} \cdot F - \alpha F + \beta F, \quad (18)$$

где D — усредненный коэффициент диффузии частиц. Первый член в правой части уравнения описывает скорость уменьшения удельной поверхности при испарении либо газификации тушащего вещества, $\dot{m}$ — соответствующая массовая скорость. Он существенно зависит от температуры. Два последних члена характеризуют изменение удельной поверхности в результате соударений частиц друг с другом и с поверхностью горючих материалов. При этом возможен захват частиц поверхностью (оплавление, смачивание), слияние их при парных столкновениях, а также дробление.

Поле скоростей определяется усреднением решений уравнений типа (10), (13) по соответствующим функциям распределения частиц. Следует четко разделять две пространственные области, граница которых проходит по верхней поверхности невозмущенного пламенем факела распыла тушащего вещества. В верхней части могут присутствовать только легкие частицы, поэтому все усреднения необходимо проводить по интервалу $r = 0 \div r_{\text{кр}}$. В нижней области имеется весь набор частиц.

Для строгого замкнутого рассмотрения процесса тушения необходимо анализировать систему, в которую входят еще и уравнения, моделирующие гидродинамику пламени в присутствии тушащего вещества. Они должны описывать характер изменения поля скоростей пламени u_* и плотности газа ρ_* . Кроме того, нужно учесть факт уменьшения среднего размера частиц. Поскольку изменение объема вещества при его испарении (газификации) можно упрощенно задать в виде уравнения

$$dV/dt = -\dot{m}/\rho \cdot S,$$

то для сферических частиц получим

$$\bar{r} = r_0 - \frac{3}{\rho} \int_0^t \dot{m} dt.$$

Сделаем грубую оценку условий, необходимых для тушения пожаров дисперсными средствами. Пусть подача тушащего вещества происходит в направлении x . Разобьем условно очаг пожара на две области: $x \leq x_0$ и $x_0 < x < L$. Нужно установить критерии, достаточные для подавления пламени во второй зоне. Ограничимся рассмотрением того объема, который бы вырезала в очаге пожара невозмущенная струя тушащего вещества, когда можно пренебречь изменением величины F по сечению струи. Обозначая функцию $F(x, t)$ в области $x_0 < x < L$ через F^+ и пренебрегая диффузией частиц, из уравнения (18) получим

$$\partial F^+ / \partial t + u_x \cdot \partial F^+ / \partial x = -\gamma(x, t) F^+, \quad (19)$$

где

$$\gamma(x, t) = \dot{m}/\rho \bar{r} + \alpha - \beta + \partial \bar{v}_z / \partial z. \quad (20)$$

Возьмем за начало отсчета точку x_0 , тогда при граничном условии $F^+(0, t) = F_1(t)$ находим

$$F^+(x, t) = F_1 \left(t - \frac{x}{u_x} \right) \exp \left[-\frac{1}{2u_x} \int_{u_x t - x}^{u_x t + x} \gamma(\xi, \eta) d\xi \right], \quad (21)$$

где $\xi = x + u_x t$, $\eta = x - u_x t$.

Полагаем далее, что область $x < x_0$ однородно заполняется тушащим веществом, после того как в ней произошел срыв пламени. Тогда, начиная с этого момента на основе интегральной формы закона сохранения получим

$$\partial F_1 / \partial t = v_0/x_0 \cdot F_0 - (4|\bar{v}_z|/D_c + u_x/x_0) F_1,$$

причем $F_1(0) = F_*$, а $|\bar{v}_z|$ — среднее абсолютное значение составляющей скорости v_z в указанной зоне (частицы уходят из нее вверх и вниз). В итоге

$$F_1(t) = \frac{v_0 D_c F_0}{4|\bar{v}_z| x_0 + u_x D_c} - \left(\frac{v_0 D_c F_0}{4|\bar{v}_z| x_0 + u_x D_c} - F_* \right) \exp \left[- \left(\frac{4|\bar{v}_z|}{D_c} + \frac{u_x}{x_0} \right) t \right]. \quad (22)$$

Время тушения выражается через корень уравнения

$$F^+(L - x_0, t) = F_*. \quad (23)$$

Усреднив подынтегральную функцию в выражении (21) и используя зависимость (22), найдем значение этого корня

$$\tau_* = \frac{L - x_0}{u_x} + \frac{D_c x_0}{4|\bar{v}_z|x_0 + u_x D_c} \cdot \ln \frac{1 - \frac{F_*}{F_0 v_0 D_c} (4|\bar{v}_z|x_0 + u_x D_c)}{1 - \frac{F_*}{F_0} \frac{4|\bar{v}_z|x_0 + u_x D_c}{v_0 D_c} \exp\left(\frac{\gamma}{\gamma} \frac{L - x_0}{u_x}\right)}. \quad (24)$$

Полное время тушения в случае $L > x_0$ определяется величинами

$$t_B = \frac{D_*}{D_c} (t_* + \tau_*), \quad t_A = \frac{4S_*}{\pi D_c^2} (t_* + \tau_*). \quad (25)$$

Условия, обеспечивающие тушение, следуют из неравенства

$$F_*/F_0 \cdot (4|\bar{v}_z|x_0 + u_x D_c)/v_0 D_c \cdot \exp[\gamma(L - x_0)/u_x] < 1. \quad (26)$$

Из (26) видно, что для срыва пламенного горения при неизменности расстояния от пожаротушающей установки до конца очага пожара расход тушащего вещества должен превышать некоторую критическую величину

$$F_0 v_0 > (F_0 v_0)_{кр} = F_*/D_c \cdot (4|\bar{v}_z|x_0 + u_x D_c) \exp[\gamma(L - x_0)/u_x], \quad (27)$$

значение которой зависит от дисперсного состава частиц. Отсюда с помощью соотношения

$$F_0 v_0 = 3M/S\bar{r}\rho,$$

определяется необходимый массовый расход тушащего вещества $\dot{M}$ в кг/с, где S — площадь сечения выходного отверстия устройства выброса.

При поиске оптимального состава, помимо условия (12), следует ориентироваться также на уравнение

$$x_0(\bar{r}) = L,$$

корень которого дает наиболее выгодный усредненный размер частицы, обеспечивающий минимальный расход тушащего вещества для подавления очага пожара заданной длины L . В частности, при $L = 10$ м, $v_0 - u_x = 5$ м/с, $\rho/\rho_* = 10^3$, $\rho/12\eta = 5 \cdot 10^3$ с/м² получим, согласно выражению (16), что $\bar{r} \approx 1$ мм.

Проведенный анализ показывает, что кроме физико-химических свойств тушащего вещества его эффективность связана с дисперсным составом и способом подачи в зону горения. При этом от среднего размера частиц зависит дальность струи тушащего вещества, вид же функции распределения в окрестности точки $r = r_{кр}$ определяет вертикальные размеры аэрозольного облака, а вместе с тем степень экранизации и поглощения в нем излучения пламени.

Поступила в редакцию 14/IX 1977,
после доработки — 7/XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Петров, В. Ч. Реут. Тушение пламени горючих жидкостей. М., Изд-во МХХ РСФСР. 1961.
2. А. Н. Баратов, Б. Н. Иванов. Пожаротушение на предприятиях химической, нефтехимической и нефтеперерабатывающей промышленности. М., «Химия», 1971.

3. А. Н. Баратов, Л. П. Вогман. Материалы совещания по механизму ингибирования цепных газовых реакций. Алма-Ата, 1971.
4. Г. Шрайбер, П. Порст. Огнетушащие средства. М., Стройиздат, 1975.
5. А. Н. Баратов. ЖВХО им. Д. И. Менделеева, 1976, 21, 4, 369.
6. В. В. Азатян. Кинетика и катализ, 1975, 16, 567.
7. Ю. В. Первушин, А. И. Ивченко, В. П. Чарков.— В сб.: Проблемы горения и тушения пожаров. М., ВНИИПО, 1975.
8. D. J. Rasbash. Fire Res. Abstr. Rev., 1962, 4, 28.

ПОЛЕ ТЕЧЕНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТЫ УСИЛЕНИЯ В РЕЗОНАТОРНОЙ ПОЛОСТИ ГДЛ НА ПРОДУКТАХ ГОРЕНИЯ КЕРОСИНА. ДВУМЕРНЫЙ РАСЧЕТ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

*М. Г. Кталхерман, В. А. Левин, В. М. Мальков,
Ю. В. Туник*

(Москва, Новосибирск)

Поиск оптимальных условий работы ГДЛ и формы его сопла чисто экспериментальным путем слишком трудоемок, поэтому при создании мощных лазерных систем важное значение приобретает численное моделирование происходящих в них физических процессов.

Решение задач истечения релаксирующей смеси газов из сопла ГДЛ велось обычно с использованием одномерных приближений [1], которые чаще всего давали качественное согласование с экспериментом. Реальная картина течения в резонаторной полости характеризуется наличием вязких следов и скачков уплотнения, оказывающих значительное влияние на усилительные свойства среды [2]. В этих условиях применение одномерных расчетов дает слишком приближенную картину течения, так как параметры поперек потока могут значительно меняться. На это указывают эксперименты и расчеты.

В работе [3] использована двумерная методика расчета течения релаксирующей смеси, позволяющая выделять скачки уплотнения в сопле. Для корректного сопоставления ее с экспериментом необходимы данные о структуре течения, поскольку в соплах с угловой точкой и большими начальными углами раскрытия, обычно используемых в ГДЛ, поток может быть далеко не одномерным и возможно появление скачков. Такая информация обычно отсутствует в работах по измерению коэффициента усиления. Отметим также, что расхождение численных результатов с экспериментом может быть обусловлено имеющейся неопределенностью констант релаксационных процессов [4].

В данной работе представлено сравнение двумерных расчетов полей течения и коэффициентов усиления в примыкающем к соплу канале постоянного сечения с экспериментом. Структура потока в канале характеризовалась наличием ударных волн. Соответствие математической модели реальным процессам в таких условиях проходит серьезную проверку.

В настоящее время ГДЛ на продуктах горения жидких углеводородных топлив представляются весьма перспективными [5—7] ввиду доступности топлива и относительной простоты получения больших расходов лазерно-активных сред с приемлемыми усилительными свойствами. В данной работе рассчитывались и измерялись усилительные свойства продуктов горения керосина, истекающих из радиусного соп-