

ятность убывает пропорционально  $1/r_b^3$ . Эти рассуждения подтверждаются равномерным ростом  $T_{гп}$  при увеличении  $c_x$  и прямолинейным ходом зависимости  $\ln \tau_i - 1/T_{гп}$  на рис. 1, в. Таким образом, можно предположить, что капля микроэмульсии испаряется как гомогенное топливо при концентрациях воды больше 1—2%.

В заключение можно сделать следующие выводы. Добавки воды в дизельный двигатель в количествах от 11 до 75% по отношению к топливу понижают температуру топливного факела, но не принимают участия в предпламенных реакциях. Дисперсионный состав ВТЭ влияет на значения и зависимость  $\tau_i$  от температуры воздуха в камере сгорания в момент впрыска топлива. Обнаружено существование таких составов макроэмульсий, на которых двигатель работает с большим разбросом  $\tau_i$ . Для объяснения этого предложена математическая модель испарения капли ВТЭ, позволяющая определить границу существования микровзрывов и неустойчивой работы для конкретных типов двигателя и топлива. На основании экспериментальных и расчетных данных сделан вывод об отсутствии микровзрывов в реализованных условиях измерения задержки воспламенения при сжигании в двигателе микроэмульсий.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Heinrich Gerd, Prescher Karlheinz, Finsterwalder Gerhard. MTZ: Motortech. Z., 1984, 45, 5, 183.
2. R. V. Thompson, I. Thorp, P. Katsoulakos e. a. Trans. Inst. Mar. Eng., 1981, C93, 10, 19.
3. А. В. Яковлев.— В кн.: Элементарные процессы в химически реагирующих средах. М.: МФТИ, 1983.
4. А. В. Яковлев, В. В. Лунева, В. А. Гладких и др. Химия и технология топлива и масел, 1984, 12, 15.
5. А. И. Толстов.— В кн.: Исследование рабочего процесса и подачи топлива в быстросходных дизелях/Иод ред. А. Н. Толстова. М.: Машгиз, 1955.
6. J. Doohar, R. Genberg, R. Zippman e. a. Mechanical Engineering, 1976, 98, 11, 36.
7. Ю. Б. Свиридов. Смесеобразование и сгорание в дизелях. Л.: Машиностроение, 1972.
8. А. А. Гуреев, Г. М. Камфер. Испаряемость топлив для поршневых двигателей. М.: Химия, 1982.
9. Г. М. Камфер. Процессы тепломассообмена и испарения при смесеобразовании в дизелях. М.: Высшая школа, 1974.

Поступила в редакцию 24/VI 1985

### К РАСЧЕТУ УСЛОВИЙ ВОЗГОРАНИЯ ХИМИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ В ГАЛОГЕНСОДЕРЖАЩИХ СРЕДАХ

В. С. Зотиков, М. Д. Рейнгерц

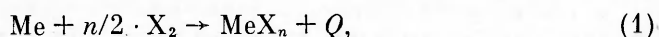
(Ленинград)

Для возможности безопасной эксплуатации металлических конструктивных материалов в контакте с сильными газообразными окислителями (кислород, фтор, хлор и др.) необходимо уметь рассчитывать условия возгорания конструкции при заданных параметрах среды (температура, давление, состав окислителя) и условиях теплообмена на фазовых границах металл — газ.

Общий подход к расчету условий воспламенения в гетерогенных химических реакциях изложен в [1]. В работах [2, 3] методом интегральных соотношений рассчитаны условия воспламенения пластины металла в газообразном окислителе. Однако для практической оценки возможности возгорания оборудования в химических производствах необходим расчет условий воспламенения металлической стенки, внутренняя поверхность которой находится в контакте с окислителем, а наружная — в инертной среде. Такая модель описывает ситуацию при реальном про-

ведении химического процесса в реакторе. Кроме того, в [2, 3] пространственное распределение тепла учитывали только в пластине металла, а распределением тепла в пленке продуктов реакции пренебрегали. В настоящей работе распределение тепла в пленке учтено явным образом.

Рассмотрим плоскую металлическую стенку, внутреннюю поверхность которой обтекает газовый поток окислителя. При взаимодействии окислителя ( $X_2$ ) с металлом (Me) образуется пленка продукта реакции  $MeX_n$  и выделяется тепло:



где  $Q$  — тепловой эффект реакции, рассчитанный на моль  $MeX_n$ . Толщина пленки увеличивается во времени. Характер закона роста  $MeX_n$  определяется на основании исследования кинетики процесса окисления металла в изотермических условиях по зависимости привеса массы образца ( $\Delta m$ ) от времени. При линейном изменении  $\Delta m$  или  $(\Delta m)^2$  во времени говорят соответственно о линейном или параболическом законе роста пленки. Эти законы чаще всего реализуются при взаимодействии металлов с агрессивными газами. Параболический временной закон выполняется, когда скорость роста окалины контролируется диффузионным массопереносом. Для этого необходимо, чтобы пленка была беспористой, защитной и обладала достаточно высокой электронной (дырочной) проводимостью. Высокая электропроводность окалины характерна для галогенидов и оксидов, образующихся при окислении железа, никеля и конструкционных сплавов на их основе. Линейный временной закон реализуется в случае роста пористой, несплошной пленки, когда диффузионные ограничения снимаются и рост пленки лимитируется скоростью поверхностной реакции взаимодействия окислителя с металлом.

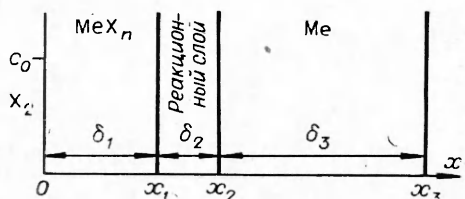
Выделяющееся при реакции (1) тепло отводится через металл и слой  $MeX_n$ , причем в отличие от массопереноса теплоотвод через окалину затруднен не только при параболическом, но и при линейном законе. Скорость теплоприхода по реакции (1) резко возрастает с температурой, и при определенной температуре газового потока начинается самопроизвольное ускорение реакции окисления, которое внешне проявляется как возгорание металла. Расчет условий возгорания металла в рамках указанной модели — цель настоящей работы.

При рассмотрении процессов переноса вещества и тепла в системе будем считать, что рост слоя  $MeX_n$  происходит за счет переноса через пленку окислителя, причем окислитель расходуется только на образование окалины без твердого раствора в металле, а реакция (1) протекает на границе  $MeX_n - Me$  и приводит к поверхностному стоку диффундирующего вещества и поверхностному выделению тепла. В соответствии с принятой физико-химической моделью при математической формулировке задачи такую плоскую границу с источниками и стоками можно заменить одним добавочным слоем, обладающим бесконечной проницаемостью по отношению к диффундирующему веществу и бесконечной температуропроводностью, но конечными концентрацией и теплоемкостью [4]. Это позволяет считать, что на внутренних границах слоев имеют место идеальный тепловой контакт и идеальное выравнивание концентраций и концентрационных потоков, а связывание диффундирующего вещества, сопровождающееся тепловыделением, происходит в добавочном реакционном слое толщиной  $\delta_2$  (рисунок).

Уравнение роста  $MeX_n$  аналогично выражению, описывающему рост оксидной пленки в растворе [5]:

$$\frac{d\delta_1}{d\tau} = g \frac{c_0 D}{\delta_1 + d_1}, \quad (2)$$

Диффузия окислителя и теплопередачи в системе металл — окалина.



где  $\tau$  — время;  $\delta_1$  — толщина окалины;  $c_0$  — постоянная концентрация окислителя на границе  $X_2 - MeX_n$ ;  $D$  — коэффициент диффузии окислителя в пленке;  $d_1 = D/k_2\delta_2$ ;  $k_2$  — константа скорости связывания вещества в реакционном слое, которое мы считаем реакцией первого порядка;  $g = M_{MeX_n} \frac{n}{2} \rho_{MeX_n}$ ;  $M_{MeX_n}$  — молекулярный вес;  $\rho_{MeX_n}$  — плотность  $MeX_n$ . Если скорость связывания окислителя в реакционном слое лимитируется его диффузией через окалину, то  $d_1 \ll \delta_1$  и уравнение (2) описывает параболический временной закон окисления. В обратном предельном случае, когда скорость взаимодействия металла с окислителем определяется кинетикой его связывания,  $d_1 \gg \delta_1$  и уравнение (2) описывает линейный временной закон.

Задача о распределении тепла в системе математически сводится к решению уравнений теплопроводности в каждом из слоев

$$\frac{\partial T_i}{\partial \tau} = a_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2}, i = 1, 3; \quad \frac{\partial T_2}{\partial \tau} = a_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{W_2}{\rho_2 f_2} \quad (3)$$

при граничных условиях

$$\begin{aligned} \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} &= \alpha_1 (T_1 - T_1^{cp}), \quad x = 0, \\ \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial x} &= \alpha_3 (T_3^{cp} - T_3), \quad x = x_3, \end{aligned} \quad (4)$$

$$T_i(x_i) = T_{i+1}(x_i), \quad \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial x}(x_i) = \lambda_{i+1} \frac{\partial T_{i+1}}{\partial x}(x_i), \quad i = 1, 2.$$

Здесь индексы 1, 2, 3 относятся соответственно к  $MeX_n$ , реакционному слою и  $Me$ ;  $T$  — температура;  $a = \lambda/\rho f$ ,  $\lambda$ ,  $\alpha$  — соответственно коэффициенты температуропроводности, теплопроводности, теплоотдачи;  $f$  — теплоемкость;  $\rho$  — плотность;  $T_1^{cp}$  — постоянная температура в потоке окислителя внутри реактора;  $T_3^{cp}$  — температура окружающей среды;  $W_2$  — плотность мощности источников тепла в реакционном слое. Считаем, что теплообмен с внешней средой осуществляется по закону Ньютона. В соответствии с уравнением (2)

$$W_2 = \frac{2Q}{ng\delta_2} \frac{d\delta_1}{d\tau} = \frac{2Q}{n\delta_2} \frac{c_0 D}{\delta_1 + d_1}. \quad (5)$$

Зависимость  $W_2$  от температуры определяется аррениусовой зависимостью  $D(T)$  или  $k_2(T)$ .

Для анализа условий воспламенения металла в практически важном случае линейного закона роста пленки достаточно ограничиться нахождением стационарных решений уравнений (3), (4). Как и в теории теплового взрыва, используя разложение Франк-Каменецкого [1], представим зависимость  $W_2(T)$  в виде

$$W_2(T) = W_2^0(T_*) \exp[\gamma(T - T_*)], \quad (6)$$

где  $\gamma = E/RT_*^2$ ;  $W_2^0(T_*) = \frac{2}{n} c_0 Q k_2^0 \exp(-E/RT_*)$ ;  $E$  — энергия активации;  $T_*$  — температура, вблизи которой происходит реакция.

Подставляя (6) в (3), (4), после ряда преобразований и предельного перехода  $a_2, \lambda_2 \rightarrow \infty$ , находим стационарное распределение температуры в системе

$$\begin{aligned} T_i(x) &= A_i x + B_i, \quad i = 1, 3, \\ T_2(x) &= T_* + p_0/\gamma, \\ A_1 &= \frac{\tilde{\alpha}_1 \tilde{\alpha}_3 (T_3^{cp} - T_1^{cp}) + W_2^0 \delta_2 \exp(p_0)}{\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_3}, \quad B_1 = T_1^{cp} + \frac{\lambda_1}{\alpha_1} A_1, \end{aligned}$$

$$A_3 = \frac{\tilde{\alpha}_3 \tilde{\alpha}_1 (T_3^{\text{cp}} - T_1^{\text{cp}}) - W_2^0 \delta_2 \exp(p_0)}{\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_3}; \quad R_3 = T_3^{\text{cp}} - \frac{\lambda_3}{\alpha_3} \left( 1 + \frac{\alpha_3}{\lambda_3} \tilde{\alpha}_3 \right), \quad (7)$$

$$\tilde{\alpha}_i = \alpha_i / (1 + \alpha_i \delta_i / \lambda_i), \quad i = 1, 3,$$

а постоянная  $p_0$  удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \exp(p_0) - b p_0 &= c, \\ b &= (\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_3) / W_2^0 \delta_2 \gamma, \\ c &= [\tilde{\alpha}_1 (T_* - T_1^{\text{cp}}) + \tilde{\alpha}_3 (T_* - T_3^{\text{cp}})] / W_2^0 \delta_2. \end{aligned} \quad (8)$$

Значения параметров  $b$  и  $c$ , при которых исчезает решение (8), критические, соответствующие воспламенению металла, а  $p_0$  определяет максимальный докритический разогрев границы пленка — металл.

Для определения критических параметров в (8) необходимо задать значением  $T_*$ :

$$T_* = T_1(\delta_1)|_{p_0=0} = (\tilde{\alpha}_1 T_1^{\text{cp}} + \tilde{\alpha}_3 T_3^{\text{cp}} + W_2^0 \delta_2) / (\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_3). \quad (9)$$

Формула (9) соответствует тому, что разложение Франк-Каменецкого проводится в окрестности критической температуры воспламенения системы. Для определяемой по (9)  $T_*$   $c = 1$  и условие воспламенения имеет вид  $b \leq b_{\text{кр}} = 1$ ,  $p_0^{\text{кр}} = 0$ . Или

$$W_2^0(T_*) \delta_2 E / RT_*^2 \geq \tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_3. \quad (10)$$

Исключая из (9), (10)  $W_2^0(T_*) \delta_2$ , получим уравнение, связывающее критические значения  $T_*$ ,  $T_1^{\text{cp}}$ ,  $T_3^{\text{cp}}$ :

$$T_* = \frac{E}{2R} \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{4R}{E} \left( \frac{T_1^{\text{cp}} \tilde{\alpha}_1 + T_3^{\text{cp}} \tilde{\alpha}_3}{\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_3} \right)} \right]. \quad (11)$$

Подставляя в (10) выражение для  $W_2^0(T_*)$ , имеем

$$\exp\left(-\frac{E}{RT_*}\right) \left(\frac{E}{RT_*}\right)^2 \geq \frac{(\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_3) E}{R A_0 Q_1 Q_i}, \quad (12)$$

где  $A_0 = g c_0 k_2^0 \delta_2$ ;  $Q_1 = 2Q / n g \rho_1$  — тепловой эффект реакции (1), рассчитанный на 1 г окалины.

По форме выражения (11), (12) совпадают с классическими уравнениями теории теплового взрыва [1], но коэффициенты  $\tilde{\alpha}_i$ , учитывающие распределение тепла в системе  $\text{MeX}_n - \text{Me}$ , отличаются от коэффициентов теплоотдачи  $\alpha_i$ . Как правило, распределением тепла в окалине пренебрегают уже при формулировке тепловой задачи [2, 6]. Это приближение обычно оправдано, поскольку в большинстве случаев  $\alpha_i \delta_i / \lambda_i \ll 1$ . Однако для толстых плохотеплопроводных окалинок (например,  $\text{ZrO}_2$ ) в области турбулентных потоков отличие  $\tilde{\alpha}_i$  от  $\alpha_i$  может достигать 10% и более.

Рассмотрим теперь условия возгорания металла при росте пленки по параболическому закону. В этом случае  $W_2$  зависит от времени и стационарный анализ для получения критических условий непригоден. Нахождение точных нестационарных решений системы (3) затруднено. Поэтому, следуя методу [4, 6], усредним (3) с учетом (4), (5) по координатам и запишем полученные уравнения теплового баланса

$$\begin{aligned} \frac{dT}{d\tau} &= \frac{Q_1 \rho_1}{\rho_3 f_3 \delta_3} \frac{d\delta_1}{d\tau} - \frac{(\alpha_1 + \alpha_3)(T - T_H)}{\rho_3 f_3 \delta_3}, \\ \frac{d\delta_1}{d\tau} &= \frac{A_{\text{p.o.}}}{2\delta_1} \exp\left(-\frac{E_{\text{п}}}{RT}\right), \quad \tau = 0, \quad \delta_1 = \delta_1^0, \quad T = T_H. \end{aligned} \quad (13)$$

Зависимость  $T_n$  и  $T_1^{cp}$  от скорости потока окислителя в реакторе при температуре окружающей среды 300 К для окисления Ст. 3 в смеси HF—O<sub>2</sub> (1) и никеля во фторе (2)

| w, см/с | Re     | Nu   | $\alpha_1 \cdot 10^4$ ,<br>кал/(см <sup>2</sup> ·с·град) | $T_n$ |     | $T_1^{cp}$ , К |      |
|---------|--------|------|--|-------|-----|----------------|------|
|         |        |      |  | 1     | 2   | 1              | 2    |
| 20      | 2 860  | 11,8 | 0,353  | 908   | 817 | 5560           | 4770 |
| 50      | 7 140  | 24,5 | 0,734  | 920   | 831 | 3200           | 2790 |
| 100     | 14 300 | 42,6 | 1,28   | 934   | 849 | 2270           | 2010 |
| 150     | 21 400 | 58,9 | 1,77   | 946   | 864 | 1930           | 1730 |
| 200     | 28 600 | 74,2 | 2,22   | 957   | 878 | 1760           | 1580 |

Здесь  $A_p = A_{p0} \exp(-E_d/RT)$  — константа роста окалина по параболическому закону;  $A_{p0} = 2gc_0D_0$ ;  $D = D_0 \exp(-E_d/RT)$ ;  $E_d$  — энергия активации диффузии;  $T_n = (\alpha_1 T_1^{cp} + \alpha_3 T_n^{cp}) / (\alpha_1 + \alpha_3)$  — усредненная стационарная температура стенки без учета тепловыделения за счет реакции (1). При учете теплоизлучения на наружной стенке реактора к правой части первого уравнения (13) добавляется член  $-\epsilon \sigma_0 T_n^4 / \delta_3 \rho_3 f_3$  ( $\epsilon$  — коэффициент черноты,  $\sigma_0$  — постоянная Стефана — Больцмана).

Систему (13) в приближении Франк-Каменецкого (6) при  $T_* = T_n$  решали численно на ЭВМ методом Рунге — Кутты. Полученное критическое условие воспламенения имеет вид

$$\frac{A_{p0} \exp(-E_d/RT_n)}{(\alpha_1 + \alpha_3) \delta_3 f_3 \rho_3} \left( \frac{E_d Q_1 \rho_1}{2RT_n^2} \right)^2 > 0,67 \quad (14)$$

и не зависит от начальной толщины пленки  $\delta_1^0$ .

Изложенное проиллюстрируем расчетом условий воспламенения металлических реакторов при контакте с высокоагрессивными средами. При окислении Ст. 3 в смеси HF (75% по объему) — O<sub>2</sub> (25%), моделирующей состав газа в печах разложения плавикового шпата серной кислотой, при  $T = 600$ — $800$  К на стали образуется пленка Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, растущая по линейному закону:  $A_0 = 0,17$  см/с,  $E = 21$  ккал/моль,  $Q_1 = 1,22$  ккал/г,  $\rho_1 = 5,25$  г/см<sup>3</sup> [7]. Для конкретизации условий теплоотдачи рассмотрен турбулентный поток газовой смеси со скоростью 100 см/с по цилиндрической трубе<sup>1</sup> диаметром 20 см. Теплопроводность и кинематическая вязкость кислорода и фтористого водорода близки [9] и для смеси HF—O<sub>2</sub> взяты  $\lambda \approx 6 \cdot 10^{-5}$  кал/(см·с·град),  $\nu = 0,14$  см<sup>2</sup>/с. Критерий Нуссельта определяли по формуле  $Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}$ , где для HF—O<sub>2</sub>  $Pr = 0,73$ . В расчетах использовали  $\alpha_3 = 2,7 \cdot 10^{-4}$  кал/(см<sup>2</sup>·с·град)<sup>2</sup>. Результаты вычислений по (11), (12) представлены в таблице.

Скорость окисления никеля во фторе по данным [11] следует параболическому временному закону. В интервале температур 910—1100 К значения  $A_{p0} = 2,14 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с,  $E_d = 18$  ккал/моль,  $Q_1 = 1,64$  ккал/г [12],  $\rho_1 = 4,81$  г/см<sup>3</sup>. Кинематическая вязкость, теплопроводность и число Прандтля фтора близки к соответствующим значениям для смеси HF—O<sub>2</sub> [13], поэтому для рассмотренного выше примера турбулентного потока фтора по трубе значения  $\alpha_1$  будут такими же, как и для смеси HF—O<sub>2</sub>. Представленные в таблице критические значения  $T_n$  и  $T_1^{cp}$  расчи-

<sup>1</sup> Рассматривается установившийся теплоотвод во внешнюю среду. В случае плоской стенки стационарный режим внешней теплопередачи невозможен [8], поэтому для расчета считаем стенку цилиндрической. Это не противоречит проведенному выше анализу распределения тепла в плоской стенке, поскольку при  $\delta/r_0 \ll 1$  ( $\delta$  — толщина стенки,  $r_0$  — радиус цилиндра) решение для цилиндрической стенки переходит в решение для плоской стенки. Отметим в связи с этим, что наше решение неприменимо для расчета условий возгорания узких труб с толстыми стенками, когда  $\delta/r_0 \sim 1$ .

<sup>2</sup> Значение  $\alpha_3$  взято для естественной конвекции и вертикальных трубок в спокойном воздухе [10].

таны по (14) без учета теплоотдачи излучением на внешней стенке реактора. В тех случаях, когда излучение существенно (поверхность металла сильно окислена), критическая температура стенки будет выше.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
2. В. И. Розенбанд. ФГВ, 1974, 10, 2, 212.
3. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, Т. М. Мартемьянова. ФГВ, 1974, 10, 4, 498.
4. В. К. Егерев. Диффузионная кинетика в неподвижных средах. М.: Наука, 1970.
5. М. Д. Рейнгерц, А. М. Сухотин.— В кн.: Коррозионное поведение и пассивное состояние металлов. Л.: ГИПХ, 1977.
6. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4, 474.
7. В. С. Зотиков, Ю. Д. Кондрашов, Ю. А. Омельченко и др.— В кн.: Пассивность и коррозия металлов. Л.: Химия, 1974.
8. Ю. М. Григорьев, А. Г. Мержанов, К. В. Прибыткова. ПМТФ, 1966, 5, 17.
9. М. А. Запольская, Н. Г. Зенкевич, Е. Г. Комарова. Физико-химические свойства фтористого водорода. Обзорная информация. Серия: приклад. химия. М.: НИИТЭХИМ, 1977.
10. Т. Хоблер. Теплопередача и теплообменники. Л.: Госхимиздат, 1962.
11. Ю. А. Лукьянычев, И. П. Астахов, П. С. Николаев. Изв. АН СССР. Сер. хим., 1965, 4, 588.
12. Т. Н. Резухина, Т. И. Горшкова, А. А. Цветков.— В кн.: VI Всесоюз. симп. по химии неорганич. фторидов. Тезисы докладов. Новосибирск, 1981.
13. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.

Поступила в редакцию 5/V 1985,  
после доработки — 24/IX 1985

### РАЗМЕРЫ ЗОН ВОСПЛАМЕНЕНИЙ ПРИ ВЫБРОСАХ ГОРЮЧИХ ГАЗОВ ИЗ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ И КОЛЬЦЕВЫХ ОТВЕРСТИЙ

Ю. А. Кондрашков, В. П. Томилин, Г. Г. Шевяков  
(Балашиха)

При эксплуатации криогенных установок и аппаратов, в которых используются сжиженные горючие газы (например, водород и метан), происходят дренажные выбросы их паров (газов) в воздух, если невозможны возврат в технологический цикл или утилизация. Поскольку горючие газы образуют взрыво- и пожароопасные смеси с воздухом, для определения безопасных расстояний от места выброса до источников возможного инициирования необходимо знать максимальные размеры зон, ограниченных нижним концентрационным пределом воспламенения.

Как правило, горючие газы выбрасываются в виде турбулентных струй. Максимальные размеры зон воспламенений в этом случае определяются из закономерностей распределения концентрации газов по оси, так как размеры струй в этом направлении наибольшие. Отверстия, через которые происходят выбросы, могут быть самой разной формы, однако их можно привести к трем основным видам: круглым, прямоугольным и кольцевым. Осесимметричные струи подробно исследовались в работах [1, 2].

В струях, истекающих из плоскопараллельных отверстий шириной  $b_0$  и длиной  $l_0 \rightarrow \infty$ , объемная концентрация газа на оси  $c \sim 1/x^{1/2}$  [1], где  $x$  — расстояние вдоль оси. На практике отверстия имеют конечные размеры и распределение концентрации подчиняется другим закономерностям. Так, при  $x < x_n$  ( $x_n = 6l_0$ ) распределение концентрации по оси соответствует плоскопараллельному истечению, а при  $x > x_n$  — осесимметричному, т. е.  $c \sim 1/x$  [3]. Механизм выравнивания поперечных размеров прямоугольных струй описан в [4]. Протяженность начального