Доклады Академии наук СССР
1955. Том 103, № 2

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Член-корреспондент АН СССР Л. Н. ХИТРИН и С. А. ГОЛЬДЕНБЕРГ

ЗАЖИГАНИЕ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ В ПОТОКЕ НАКАЛЕННЫМ ТЕЛОМ

Вопрос о зажигании потока горючей газовой смеси имеет большое практическое значение, особенно в связи с задачей организации сжигания в высокофорсированных топках.

В отличие от случая ламинарного потока, когда возможно существование устойчивых зон пламени ([1], [2]), в турбулентном потоке скорость пламени всегда меньше скорости потока ([3]), и поэтому его зажигание нуждается в специальных постоянно действующих высокотемпературных зажигателях (накаленное тело, искра, специальное пламя, стабилизаторы).

Зажигание потока экспериментально исследовано мало, хотя проведенные уже работы ([4-6]), в отличие от случая зажигания неподвижных смесей, касаются наиболее существенного вопроса о связи критических характеристик зажигания (температура и размер накаленного тела, состав смеси) со скоростью потока.

Попытка дать теоретический анализ этих опытов в работе ([4]) основана на примитивном использовании теории теплового самовоспламенения Н. Н. Семенова ([7]). Значительно более строгое решение задачи зажигания накаленным телом было сделано Я. Б. Зельдовичем ([8]) применительно к неподвижной среде и без учета значений действующих концентраций реагирующих веществ в зоне реакции вблизи накаленного тела. В дальнейшем вопросы воспламенения и затухания реагирующего тела были развиты в работах Д. А. Франк-Каменецкого ([9]) для реакции первого порядка на поверхности тела, а для реакции произвольного порядка — в работе ([10]).

В работе ([11]) рассмотрены общие вопросы теплового режима горения на основе теории теплового взрыва Н. Н. Семенова ([7]). В настоящей работе на основе весьма плодотворной схемы расчета Я. Б. Зельдовича ([8]) рассматривается общий случай зажигания горючих смесей накаленным телом, что позволяет получить все важнейшие характеристики зажигания, как то: концентрационные пределы, граничные скорости пламени, критерий стабилизации пламени, и указать правильные соотношения для определения эффективных кинетических характеристик горения газовых смесей.

Роль накаленного тела сводится к созданию в газе, находящемся в контакте с этим телом (в пограничном слое — в случае малых скоростей обтекания, или в кормовой части тела — в случае больших скоростей ([6])), такой температуры, при которой количество тепла q_2, выделяемое реакцией в этой зоне, становится больше тепла q_1, которое отводится от этой зоны за счет конвективно-кондуктивной теплоотдачи. С этого момента процесс в зоне реакции становится независимым от источника и может самостоятельно перемещаться в пространстве. Критическим условием зажигания является поэтому условие $q_1 = q_2$, причем в этом случае на поверхности источника зажигания

должно быть $(dT/dx)_{T=T_s}=0$, где x — расстояние по нормали к телу, а T_s — температура источника.

В соответствии с [8]

$$q_2=\sqrt{2Q\lambda\int_{T_\xi}^{T_s}F(C,T)\,dT}; \tag{1}$$

здесь λ — коэффициент теплопроводности; Q — теплотворность горючего в кал/моль; T_ξ — температура внешней границы зоны реакции; $F(C,T)=k_0'C^\nu e^{-E/RT}$, где C — молярная концентрация, ν — порядок реакции, E — энергия активации.

Используя связь C и T [12] и принимая во внимание, что $\frac{T_0}{T}\approx\frac{T_0}{T_s}$, где T_0 — начальная температура, а $\frac{T_s-T}{T_s}\ll 1$, аналогично [13], имеем:

$$q_2^2=2Q\lambda k_0'C_0^\nu\left(\frac{T_0}{T_s}\right)^\nu e^{-\frac{E}{RT_s}}\int_{T_\xi}^{T_s}\left(\frac{T_k-T}{T_k-T_0}\right)^\nu e^{-\frac{E}{RT_s^2}(T_s-T)}\,dT,$$

откуда

$$q_2^2=2Q\lambda k_0'C_0^\nu\left(\frac{T_0}{T_s}\right)^\nu e^{-\frac{E}{RT_s}}\frac{1}{(T_k-T_0)^\nu}\left\{\sum_0^\nu\nu^{(k)}\frac{(T_k-T_s)^{\nu-k}}{(E/RT_s^2)^{k+1}}-\right.$$

$$\left.-e^{-\frac{E}{RT_s^2}(T_s-T_\xi)}\sum_0^\nu\nu^{(k)}\frac{(T_k-T_\xi)^{\nu-k}}{(E/RT_s^2)^{k+1}}\right\}. \tag{2}$$

Здесь T_k — температура полного сгорания, $\nu^{(k)}$ — последовательность чисел $1,\nu,\nu(\nu-1),\ldots,\nu(\nu-1)(\nu-2)\ldots(\nu-k+1)$.

Основная доля реакции практически завершается в интервале $T_s-T=RT_s^2/E$, вследствие чего вторая группа членов в скобках заметно меньше первой. Поэтому приближенно

$$q_2^2=2Q\lambda k_0'C_0^\nu\left(\frac{T_0}{T_s}\right)^\nu e^{-E/RT_s}\frac{1}{(T_k-T_0)^\nu}\sum_0^\nu\nu^{(k)}\frac{(T_k-T_s)^{\nu-k}}{(E/RT_s^2)^{k+1}}. \tag{3}$$

С другой стороны,

$$q_1=\alpha(T_\xi-T_0)\simeq\alpha(T_s-T_0), \tag{4}$$

причем $\alpha=\frac{\lambda}{d}\,\mathrm{Nu}$, где d — определяющий размер тела. Отсюда на пределе зажигания имеет место следующее общее условие:

$$\left(\frac{\mathrm{Nu}}{d}\right)^2(T_s-T_0)^2=\frac{2Q}{\lambda}k_0'C_0^\nu e^{-E/RT_s}\frac{(T_0/T_s)^\nu}{(T_k-T_0)^\nu}\sum_0^\nu\nu^{(k)}\frac{(T_k-T_s)^{\nu-k}}{(E/RT_s^2)^{k+1}}. \tag{5}$$

В случае реакции второго порядка, что ближе всего отвечает опыту:

$$\left(\frac{\mathrm{Nu}}{d}\right)^2\left(\frac{T_s-T_0}{T_0}\right)^2=\frac{2QR}{\lambda E}k_0'C_0^2e^{-E/RT_s}\left\{\left(\frac{T_k-T_s}{T_k-T_0}\right)^2+2\frac{(T_k-T_s)RT_s^2}{(T_k-T_0)^2E}+2\frac{(RT_s^2)^2}{(T_k-T_0)^2E^2}\right\}. \tag{6}$$

При $T_k - T_s \gg 0$, т. е. вдали от концентрационных границ зажигания, в силу относительной малости второго и третьего членов, из (6) следует

$$\left(\frac{\mathrm{Nu}}{d}\right)^2 \left(\frac{T_s - T_0}{T_0}\right)^2 \left(\frac{T_k - T_0}{T_k - T_s}\right)^2 \simeq K e^{-E/RT_s}; \qquad (7)$$

здесь $K = \frac{2QR}{\lambda E} k_0' C_0^2$, а k_0' для воздушной смеси имеет вид $0{,}21 \frac{\rho_0^2}{M^2} k_0 (1-x)x$, где ρ_0 и M — соответственно, плотность и молекулярный вес горючего, а x — его относительная доля в смеси.

При помощи этого соотношения можно находить на основании опытных данных надежные значения основных кинетических характеристик горючих смесей E и k_0.

При зажигании, например, накаленными стержнями или шарообразными зажигателями и при условии, что $\mathrm{Nu} = A\,\mathrm{Re}^{0,5} = A' W^{0,5}$, из (7) следует

$$\frac{W}{W_0}\left(\frac{T_k - T_s^0}{T_k - T_s}\frac{T_s - T_0}{T_s^0 - T_0}\right)^2 = e^{\frac{E}{R}\left(\frac{1}{T_s^0} - \frac{1}{T_s}\right)}, \qquad (8)$$

где T_s^0 — температура тела при некоторой скорости потока W_0, выбранной за начальную. Отсюда в системе координат

$$\lg \frac{W}{W_0}\left(\frac{T_k - T_s^0}{T_k - T_s}\frac{T_s - T_0}{T_s^0 - T_0}\right)^2 \text{ и } \frac{1}{T_s^0} - \frac{1}{T_s}$$

экспериментальные результаты должны следовать линейной зависимости. Обработка опытов со светильным газом ([5]) в интервале W от 20 до 60 м/сек ($d = 2$ мм) показывает справедливость закона (8) и дает значение $E = 40\,000$—$42\,000$ (см. рис. 1).

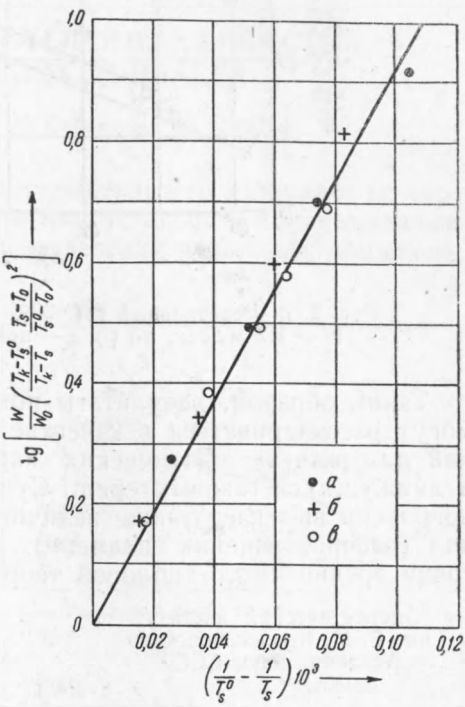


Рис. 1. *а* — кварц, светильный газ, 20%; *б* — платина, светильный газ, 20%; *в* — платина, светильный газ, 16%

При зажигании накаленными сферическими телами или стержнями разного размера, но при $W = \mathrm{const}$, из (7) следует

$$\frac{d}{\mathrm{Nu}}\frac{T_0}{T_s - T_0}\frac{T_k - T_s}{T_k - T_0} = \frac{1}{\sqrt{K}} e^{E/2RT_s}. \qquad (9)$$

Линейная зависимость в этом случае должна наблюдаться между $\lg\left(\frac{d}{\mathrm{Nu}}\frac{T_0}{T_s - T_0}\frac{T_k - T_s}{T_k - T_0}\right)$ и $\frac{1}{T_s}$. Рис. 2 показывает, что это действительно так. Численное определение E существенно зависит, однако, от Nu. При использовании известных данных для Nu и опытных результатов ([5]) для светильного газа (20%) при изменении d от 1 до 5 мм и $W = 1{,}20$ м/сек получаем в данном случае $E = 42\,000$, что свидетельствует о хорошей сходимости обоих методов определения, примененных к тому же к сильно различным режимам опыта. На рис. 2

даны также результаты аналогичных расчетов для 20% смеси водорода с воздухом, $W = 4{,}00$ м/сек ([4]), и пентана (3%) по опытам ([4]) при $W = 4{,}0$ м/сек и ([5]) при $W = 1{,}2$ м/сек. Соответствующие значения E равны 31 000 и 35 000—36 000. Расхождения между опытами различных авторов с пентаном касаются лишь абсолютных значений K, что, повидимому, связано с различием методики измерения.

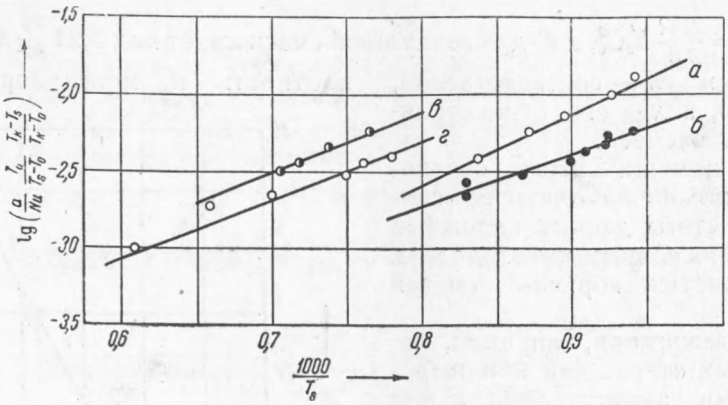


Рис. 2. *а* — светильный газ, 20%; *б* — водород, 20%; *в* — пентан, 3%, $W = 1{,}2$ м/сек, по ([5]); *г* — пентан, 3%, $W = 4{,}0$ м/сек, по ([4])

Таким образом, результаты показывают, что соотношения (6) и (7) могут рассматриваться в качестве общих фундаментальных соотношений для расчета критических характеристик зажигания покоящихся и движущихся газовых сред. Существенно, что из соотношения (7) логически вытекает также наличие концентрационных границ зажигания (распространения пламени) и, следовательно, их трактовка с точки зрения чисто тепловой теории.

Энергетический институт
им. Г. М. Кржижановского
Академии наук СССР

Поступило
16 XII 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Л. Н. Хитрин, ЖТФ, **7**, 691 (1937). [2] B. Lewis, G. Elbe, J. Chem. Phys., **11**, No. 2 (1943). [3] К. И. Щелкин, ЖТФ, **13**, 520 (1943). [4] R. S. Silver, Phil. Mag., **23**, No. 156, 633 (1937). [5] S. Paterson, Phil. Mag., **28**, No. 186, **1** (1939); **30**, No. 203, 437 (1940). [6] J. Mullen, J. Fenn, M. Irby, Third Symp. on Combust., Flame and Expl. Phenomena, 1949; Перевод Вопросы горения, Сборн. переводов, 2, 1953 [7] Н. Н. Семенов, Цепные реакции, 1934. [8] Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, **9**, в. 12, 1530 (1939). [9] Д. А. Франк-Каменецкий, Диффузия и теплопередача в химической кинетике, Изд. АН СССР, 1947. [10] Н. Я. Бубен, ЖФХ, **19**, 250 (1950). [11] Л. А. Вулис, Тепловой режим горения, 1954. [12] Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий, ЖФХ, **12**, 100 (1938). [13] Д. А. Франк-Каменецкий, ЖФХ, **13**, 738 (1939).