

# Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

L. N. Pyatnitskiĭ, The mechanism behind the acceleration of the flame on the transition of normal burning to detonation, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 1962, Volume 144, Number 6, 1262–1265

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use  
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.170

March 26, 2025, 23:49:03



Л. Н. ПЯТНИЦКИЙ

## О МЕХАНИЗМЕ УСКОРЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПРИ ПЕРЕХОДЕ НОРМАЛЬНОГО ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ

(Представлено академиком Л. И. Седовым 27 II 1962)

Известно, что переход от медленного горения к детонации в горючих газовых смесях осуществляется в процессе ускоренного распространения пламени. Согласно имеющимся представлениям<sup>(1-3)</sup> при нормальном распространении пламени от закрытого конца трубы расширение продуктов горения вызывает движение свежей смеси перед фронтом пламени. Это приводит к ее турбулизации, увеличению поверхности пламени за счет неравномерности распределения по сечению скорости потока и ускорению пламени. Прогрессивно ускоряющееся горение создает волну адиабатического сжатия<sup>(4)</sup>. С увеличением крутизны фронта она порождает ударную волну и затем детонационную волну. Не останавливаясь на явлениях, происходящих вблизи места возникновения детонации, подробно разобранных в ряде работ<sup>(4-6)</sup> и др.), обратимся к процессам, лежащим в основе механизма ускорения пламени.

Оценка показывает<sup>(2)</sup>, что при переходе от медленного горения к детонации, начиная с нормального распространения пламени, числа Рейнольдса потока свежего газа перед пламенем в 5—10 и более раз превосходят его критическое значение. Поэтому обычно предполагают<sup>(2, 7)</sup>, что в процессе ускоренного распространения пламя движется по стабилизированному турбулентному потоку. Между тем, это условие не выполняется. Дело в том, что газ перед пламенем движется не вдоль всей трубы, а лишь в пределах нестационарного двойного разрыва<sup>(8)</sup>, изображенного на схеме рис. 1 (слева). Он состоит из ударной волны, перемещающейся относительно неподвижной исходной смеси со скоростью  $D$ , и пламени, которое движется по сжатому волной газу, имеющему скорость  $w$ . Скорость ударной волны и пламени неодинаковы, поэтому расстояние между ними  $l$  (длина разрыва) непрерывно меняется.

Рассмотрим поведение газа в сечении, удаленном от точки зажигания на расстояние  $L$ , после прихода ударной волны. В первый момент после возникновения движения газа за волной его скорость постоянна по сечению, но под действием сил трения начинает устанавливаться профиль скорости потока, соответствующий данному режиму течения (числу  $Re$ ). Фронт пламени приходит в это сечение через время  $\tau = l/u_p$  ( $u_p$  — скорость распространения пламени относительно стенок трубы). Нетрудно установить, что  $\tau$  меньше длительности перехода от нормального горения к детонации, а весь преддетонационный участок, как правило, меньше расстояния (40—50 диаметров), на котором успевает выработаться профиль скорости. Это означает, что за время  $\tau$  влияние стенки трубы не успевает распространиться на все сечение, и толщина пограничного слоя  $\delta$  мала по сравнению с радиусом трубы. При таком положении характер течения газа у стенки трубы можно оценить на основе решения задачи формирования пограничного слоя на пластине<sup>(9)</sup>. Тогда состояние потока у стенки трубы в сечении  $L$  и на конце пластины длиной  $x = w\tau$  эквивалентно и зависит от числа Рейнольдса, составлен-

ного для длины пластины  $x$ :  $Re_x = \omega x / \nu$ , или, соответственно, для аналога длины пластины  $(\omega\tau)$ :  $Re_{\omega\tau} = \omega(\omega\tau) / \nu$ . В начальной стадии процесса скорость газа перед пламенем с достаточной для оценки точностью можно заменить скоростью распространения пламени и, следовательно, эквивалентную длину пластины — длиной двойного разрыва  $l$ . Тогда толщина ламинарного и турбулентного пограничных слоев описывается соотношениями:

$$\delta_{л} = 5,0 \sqrt{\nu\tau} \approx 5,0 \sqrt{\frac{\nu l_{л}}{\omega}} = 5,0 \frac{\nu}{\omega} \sqrt{Re_l}, \quad (1)$$

$$\delta_{т} = 0,37 (\omega\tau) Re^{-1/2} \approx 0,37 l_{т} Re_l^{-1/2}. \quad (2)$$

Переход от ламинарного пограничного слоя к турбулентному происходит при числе  $Re_l \sim 5 \cdot 10^5 \div 10^6$  и выше. Отсюда можно оценить критические значения величин  $l_{л}$  и  $\delta_{л}$ :

$$l_{л.кр} \approx \frac{\nu}{\omega} (5 \cdot 10^5 \div 10^6)^*; \quad \delta_{л.кр} \approx 5000 \frac{\nu}{\omega}. \quad (3)$$

Как известно, форма фронта пламени зависит от того, насколько быстро горение из некоторой его точки, имеющей максимальную скорость перемещения относительно стенки трубы, передается на все сечение. Скорость этой точки (или зоны) определяет и скорость распространения пламени вдоль трубы  $u_p$ . Назовем эту точку «ведущей». Для того чтобы представить себе структуру пламени в некотором сечении, необходимо проанализировать состояние потока в нем и установить место расположения наибольших значения величины  $u_p$ . Она складывается из скорости газа перед пламенем  $\omega$  и скорости пламени  $u_{пл}$  относительно газа. При ламинарном течении газа пламя движется по нему с нормальной скоростью  $u_{пл} = u_n$ , и положение ведущей точки определяется наибольшим значением величины  $\omega$ . В общем случае, когда среднеквадратичная пульсационная составляющая скорости  $\omega'$  не равна нулю, в первом приближении можно считать, что  $u_{пл} = \omega' + u_n$  и

$$u_p = \omega + \omega' + u_n. \quad (4)$$

Тогда положение ведущей точки определяется наибольшим значением суммы  $\omega + \omega'$ . Для интересующего нас случая, когда  $\delta < R$ , распределение  $\omega + \omega'$  по сечению можно рассчитать, пользуясь данными, приведенными в <sup>(10)</sup> для течения в прямоугольном лотке при несомкнутом пограничном слое. Расчет показывает, что наибольшее значение  $\omega + \omega'$  имеет в точке сечения, расположенной вблизи внешней границы турбулентного пограничного слоя.

Рассмотрим теперь типичную картину ускоренного распространения пламени. На рис. 1 приведена тепловосъемная фотография щелевой разветвки процесса распространения пламени в смеси  $CH_4 + 4O_2$  в трубе диаметром 3 см. Точка зажигания расположена в левом нижнем углу снимка. След пламени виден как темная широкая полоса. Наклонные линии перед пламенем изображают движение ударных волн в двойном разрыве. Пунктирная линия соответствует скорости звука в данной смеси. На своем пути пламя не встречает ударных волн, отраженных от противоположного торца трубы, и в процессе распространения принимает ряд естественных промежуточных форм, соответствующих структуре потока. После зажигания и небольшого периода равномерного движения имеет место ускорение пламени, связанное с расширением продуктов реакции и соответственно возрастанием поверхности фронта пламени (рис. 2 а). По мере выгорания смеси у стенки трубы пламя заполняет все сечение и его поверхность уменьшается. Наступает стадия замедления. Спустя некоторое время начинается второе ускорение пламени, которое сопровождается следующими явлениями. В узкой зоне у стенок трубы возникают пульсации пламени с образованием ударных волн, сначала очень слабых (на рис. 2 б они едва различимы), затем более сильных

\* Когда речь идет о движении газа в пределах двойного разрыва, где имеется большое количество возмущений, естественно принять нижнюю границу этого интервала и считать  $l_{л.кр} \approx 5 \cdot 10^5 \nu/\omega$ .

(рис. 2 в). Перед пламенем они движутся под углом к оси и, отражаясь от стенок, создают систему пространственного распределения пульсаций давления и скорости газа. Хаотические пульсации скорости за этими волнами вызывают явление, напоминающее турбулизацию пламени, которое иллюстрируется рис. 2 в. С увеличением длины двойного разрыва пульсации пламени у стенок становятся энергичнее, и в конце концов этот процесс приводит к появлению в пристеночной области устойчивых ведущих точек (рис. 2 з). Одна из них по тем или иным причинам оказывается более устойчивой, вследствие чего происходит полная перестройка формы фронта пламени (рис. 2 д). Процесс носит прогрессивный характер. При этом по мере увеличения длины двойного разрыва расстояние  $\Delta$  между стенкой и ведущей точкой возрастает.

Рассмотренная картина процесса может быть объяснена с помощью высказанного выше предположения о роли несомкнутого пограничного слоя в образовании ведущей точки. По-видимому, возникновение пульсаций пламени у стенки можно приписать турбулизации пограничного слоя, а смещение ведущих точек к центру трубы — его развитием. Действительно, в момент турбулизации пограничного слоя в узкой зоне между стенкой и пламенем скорость сгорания резко возрастает. Но так как длина турбулентного участка  $l_T$  пограничного слоя в этот момент невелика, турбулизованная смесь быстро выгорает, скорость пламени в этой зоне уменьшается и форма фронта пламени восстанавливается. Однако по мере увеличения длины двойного разрыва точка, в которой пограничный слой становится турбулентным, обгоняет фронт пламени, и пульсации прекращаются. В месте пересечения турбулентного пограничного слоя с фронтом пламени формируются ведущие точки, которые по мере развития пограничного слоя смещаются к центру трубы. Длину двойного разрыва, при которой происходит турбулизация пограничного слоя, можно оценить по формулам (3). Полагая, что средняя скорость пламени на этом участке равна 200 м/сек и кинематическая вязкость смеси  $\nu = 0,2 \text{ см}^2/\text{сек}$ , получим:  $l_{л.кр} \approx 5-10 \text{ см}$ ,  $\delta_{л.кр} \approx 0,5 \text{ мм}$ . Как видно из рис. 1, длина двойного разрыва достигает такой величины в сечении трубы, удаленном от места зажигания на расстоянии  $L \approx 12 \div 22 \text{ см}$ . Пульсации же пламени появляются (рис. 1 и рис. 2 б) при  $L \approx 13-16 \text{ см}$ . Таким образом, можно считать, что соотношение (3) хорошо описывает условия возникновения турбулентного пограничного слоя и пульсаций пламени у стенок трубы. Результаты расчетов толщины развитого турбулентного пограничного слоя и измерений расстояния  $\Delta$  между стенкой и ведущей точкой для ряда сечений приведены в табл. 1.

Таблица 1

$L, \text{ см}$	$l, \text{ см}$	$l_T = l - l_{л.}$ см	$\delta, \text{ мм}$	$\Delta, \text{ мм}$	$L, \text{ см}$	$l, \text{ см}$	$l_T = l - l_{л.}$ см	$\delta, \text{ мм}$	$\Delta, \text{ мм}$
25	12	7	1,7	1,5	36	20	15	3,2	3,1
26	12,5	7,5	1,8	2,0	45	25	20	3,9	4,0
28	14	9	2,1	2,0	55	29	24	4,7	5,4
28	14	9	2,1	2,0	63	32	27	5,2	4,8
34	18	13	2,8	2,5	63	32	27	5,2	5,5
34	18	13	2,8	2,5					

В расчетах скорость газа в двойном разрыве взята равной 200 м/сек — это ее нижняя граница. Однако точность вычислений  $\delta$  (см. выражение (2)) в тех пределах, в которых скорость может меняться, практически от нее не зависит. Длина ламинарного участка пограничного слоя в соответствии с предыдущим результатом взята равной 5 см. Из табл. 1 видно, что вычисленные значения толщины пограничного слоя с достаточной точностью описывают положение ведущей точки в сечении трубы.



Рис. 1. Схема двойного разрыва и теплеровская фотография целевой развертки перехода от медленного горения к детонации

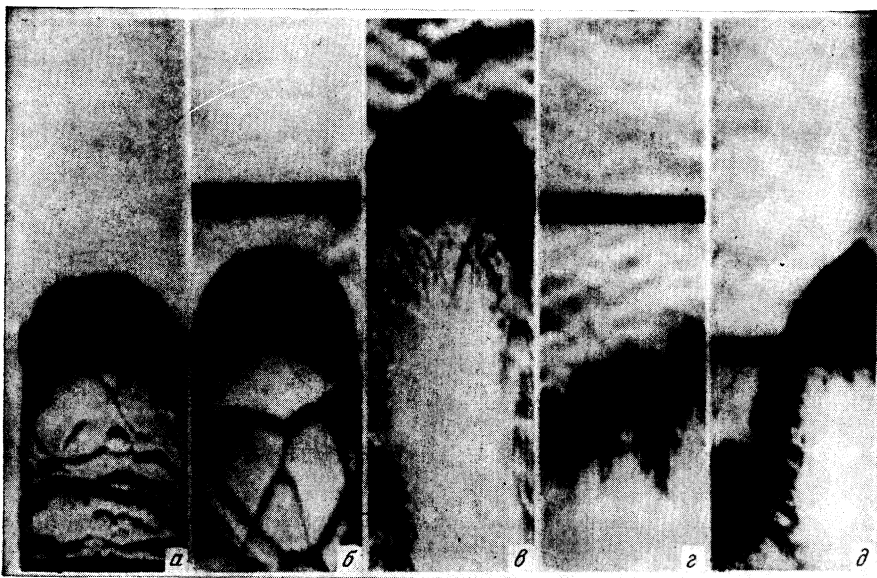


Рис. 2. Теплеровские фотографии пламени при переходе от медленного горения к детонации в трубе квадратного сечения  $28 \times 28$  мм<sup>2</sup>. Время экспозиции 2 мсек. а— $L=4,6$  см; б— $L=14$  см; в— $L=16$  см; г— $L=31$  см; д— $L=41$  см

Следовательно, второе ускорение пламени связано с возникновением и развитием турбулентного пограничного слоя. Именно это обстоятельство служит одной из главных причин появления пульсаций газа и вызванного ими увеличения скорости сгорания на единицу поверхности пламени, а также увеличения его поверхности и образования относительно слабых ударных волн, которые затем кумулируются в ударную волну, способную поджечь смесь.

Автор выражает глубокую благодарность Л. Н. Хитрину, О. А. Цухановой и Б. А. Фидману за обсуждение работы и ценные советы.

Энергетический институт  
им. Г. М. Кржижановского

Поступило  
20 II 1962

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> К. И. Щелкин, ДАН, 23, 7, 636 (1939). <sup>2</sup> Я. Б. Зельдович, ЖТФ, 17, 1, 3 (1947). <sup>3</sup> Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев, Теория детонации, М., 1955. <sup>4</sup> К. И. Щелкин, ЖЭТФ, 29, 2, 221 (1955). <sup>5</sup> B. Greifer, J. C. Cooper, F. C. Gibson, C. M. Mason, J. Appl. Phys., 3, 289 (1957). <sup>6</sup> E. J. Martin, D. R. White, 7-th Symposium on Combustion, London, 1959, p. 856. <sup>7</sup> К. И. Щелкин, ЖЭТФ, 24, 5, 589 (1953). <sup>8</sup> Я. К. Трошин, ДАН, 103, 3, 465 (1955). <sup>9</sup> Г. Шлихтинг, Теория пограничного слоя, М., 1956. <sup>10</sup> Т. Карман, Сборн. пер. Некоторые вопросы турбулентности, М., 1936, стр. 35.