

Это — уравнение стационарной теории теплового взрыва для цилиндрического сосуда радиуса 2. И если постулировать эквивалентность условия термодинамической устойчивости ламинарного пламени с условием существования решения (35) в рамках стационарного теплового взрыва, то требование ограниченности V при $p \rightarrow \infty$ представляется само собой разумеющимся. Отсюда следует интересный вывод: термодинамической устойчивости ламинарного пламени соответствует минимальная ее скорость из континуума возможных скоростей, т. е. приходим к выводу, сформулированному в задаче Колмогорова — Петровского — Пискунова [2].

6. Причины отличия формулы (33) (или (32)) от формулы Зельдовича — Франк-Каменецкого — Ландау заключаются в противоречивости метода вычисления скорости пламени Зельдовича — Франк-Каменецкого. Действительно, весь фронт пламени условно делится на три зоны: прогрева, где функция тепловыделения пренебрежимо мала; «сильного» пограничного слоя, где вклад последней значителен, но в ней экспоненциальный множитель преобладает над степенным и «слабого» пограничного слоя, где в функции тепловыделения вклад степенного множителя преобладает над экспоненциальным.

Ясно, что уравнения третьей зоны (в общем случае) нельзя распространять на вторую. Очевидно, также что $C(n) = u_2(0)$ — конечная величина при любом β . К математическому содержанию метода Зельдовича — Франк-Каменецкого приходим, если поступимся этим.

В упомянутом методе неявно предполагается, что в зоне сильного пограничного слоя справедливо (26) (из-за узости зоны «сильного» пограничного слоя в некотором приближении это верно) и значение

$$\beta u_2(\xi = \xi) = \beta C \rightarrow 0$$

при $\beta \rightarrow 0$ и одновременно $C \rightarrow \infty$ (что предполагает зависимость C от β). Тогда условие равенства первых производных (при $\beta \rightarrow 0$) в точке ξ приводит к соотношению

$$1 = \beta^2 \frac{2\Omega}{Le^n} \int_0^c u_2^n e^{-u_2} du_2 = \beta^2 \frac{2\Omega}{Le^n} \Gamma(n+1),$$

откуда, разрешая относительно j^2 , получаем формулу Зельдовича — Франк-Каменецкого — Ландау (для $n = 1, 2, 3, \dots$)

$$j^2 = 2n! \frac{\lambda p}{c_p} k_0 a_0^{n-1} \frac{\beta^n + 1}{Le^n} e^{-\frac{1}{\beta}}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Пригожин И. Р. От существующего к возникающему. — М.: Наука, 1985. — 328 с.
2. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980. — 478 с.

634010, г. Томск,
Государственный университет
им. В. В. Куйбышева

Поступила в редакцию 27/IV 1992,
после доработки — 3/VII 1992

УДК 536.46:533.6 + 534.222.2

П. К. Третьяков

ПСЕВДОСКАЧКОВЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ

Приводятся результаты анализа горения топлив в канале постоянного сечения со сверхзвуковой скоростью потока. С использованием экспериментальных данных о давлении на стенке канала и одномерной методики, учитывающей особенности горения в псевдоскачке, рассчитаны скорости тепловыделения. Показано, что средняя по длине зоны горения скорость тепловыделения, отнесенная к максимально возможной, зависит от отношения длины зоны горения к длине псевдоскачка в изотермическом случае при торможении потока до числа Маха $M = 1,0$ и не

© П. К. Третьяков, 1993.

3 Физика горения и взрыва № 6, 1993 г.

33

зависит от способа подачи топлива и длины канала. Для псевдоскачкового режима горения предложен подход к нахождению геометрической формы канала при эффективной организации горения в зависимости от параметров потока и физико-химических характеристик топлива, которые могут быть определены из специально поставленных экспериментов.

Подвод тепла к сверхзвуковому потоку в канале постоянного сечения сопровождается ростом давления. Из опытов известно, что в зависимости от скорости тепловыделения при умеренных начальных числах Маха потока ($M_n \leq 3,0$) реализуется либо вялое диффузионное горение, сопровождающееся небольшим темпом роста давления, либо интенсивное, с резким повышением давления на стенке канала. В [1] дается классификация режимов горения и вводится отрывная модель псевдоскачка на основе аналогии между режимом интенсивного горения и торможением потока в псевдоскачке. Интегральная модель псевдоскачка принята в [2] для анализа эффективности горения. В [3] излагается методика нахождения полноты сгорания по распределению давления на стенке канала, учитывающая особенности течения в псевдоскачке. Путем введения одного коэффициента неоднородности удастся определить средние по сечению параметры потока (скорость и температуру).

Максимальное количество тепла, которое можно подвести в канале постоянного сечения, определяется наступлением кризиса течения («тепловое» запыриание). В этом случае в каком-то сечении канала устанавливается скорость потока, равная скорости звука (в среднем по сечению). Если происходит изотермическое торможение в псевдоскачке, например за счет дросселирования выходного сечения канала, то расстояние от начала торможения потока до сечения, в котором в среднем $M = 1,0$, так же, как и длина псевдоскачка, зависят от числа Маха потока, состояния пограничного слоя и т. п. Нетрудно показать (см. [3]), что скорость звука устанавливается в сечении, где давление на стенке канала равно приблизительно половине перепада давления в псевдоскачке $p_{M=1} = \frac{p_n + p_k}{2}$. Исходя из имеющихся

литературных данных, можно построить зависимость относительной длины канала, на которой скорость потока становится равной скорости звука, от M .

Эта зависимость приведена на рис. 1 как доля полной длины псевдоскачка \bar{L} и иллюстрирует тот факт, что длина сверхзвукового участка торможения потока невелика по сравнению с полной длиной торможения в псевдоскачке и растет с увеличением M_n . Для развитого течения в трубе полная длина изотермического псевдоскачка может быть определена по формуле $\bar{L} = L/D = \Delta w/Cw^*$ [4], где w^* — максимальная безразмерная скорость (число Крокко); Δw — разность безразмерных скоростей в начале и конце псевдоскачка; C — постоянная. Расчет по этой формуле дает значения, хорошо совпадающие с экспериментальными данными. Можно использовать для нахождения длины, на которой возрастает давление на стенке (St), эмпирическое соотношение, предложенное в [5]:

$$\frac{St (M_a^2 - 1) Re_\theta^{1/4}}{D^{1/2} \theta^{1/2}} = 50 \left(\frac{p_f}{p_a} - 1 \right) + 170 \left(\frac{p_f}{p_a} - 1 \right)^2,$$

где M_a — число Маха в набегающем потоке; D — диаметр канала; θ — толщина потери импульса; Re_θ — число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери импульса; p_a, p_f — давление в начале и конце зоны торможения потока.

Зависимость, приведенная на рис. 1, может быть использована для оценок длины зоны горения в канале постоянного сечения и определения средней по длине зоны скорости тепловыделения (K/c), необходимой для запыриания течения. Действительно, по условию наступления теплового кризиса для заданных начальных параметров (числа Маха и температуры потока) можно найти допустимый прирост температуры (или относительный теплоподвод) и скорость потока в конце зоны торможения. Среднее значение скорости тепловыделения определяется из выражения

$$g_{cp} = \Delta T / \tau_{np}, \quad (1)$$

где ΔT — прирост температуры на длине зоны торможения (горения);

$$\tau_{\text{пр}} \approx \frac{2\Delta l_{M=1}}{(u_n + u_k)}; \quad (2)$$

— время пребывания в зоне горения; u_n , u_k — средняя по сечению скорость потока в начале и конце зоны горения. Реализация такой скорости тепловыделения возможна тогда, когда скорость протекания химических реакций горения «отслеживает» скорость изменения газодинамических параметров потока, а давление изменяется одинаково с изотермическим торможением в псевдоскачке.

Приведенные в [6] данные экспериментов подтверждают это предположение. В работе показано, что относительное изменение прироста давления $\left(\frac{p - p_n}{p_k - p_n}\right)$ по безразмерной длине зоны торможения $\left(\frac{x - x_n}{x_k - x_n}\right)$ одинаково для случаев торможения за счет горения водорода при различных способах подачи (поперечными струями и одной кольцевой струей) и при дросселировании канала (изотермическом торможении). В общем случае связь средней скорости тепловыделения с длиной зоны горения и начальными параметрами потока может быть представлена в виде приближенного выражения, полученного с использованием (1), (2):

$$g_{\text{ср}} \frac{\Delta l}{D} = \frac{1}{2D} (\theta - 1) T_n^* \sqrt{\chi g R T_n^*} \left(\frac{M_n}{\sqrt{1 + \frac{\chi - 1}{2} M_n^2}} + \sqrt{\frac{\theta}{\chi + 1}} \right). \quad (3)$$

Здесь D — диаметр канала; Δl — длина зоны горения; θ — относительный теплоподвод ($\theta = T_k^*/T_n^*$); R — газовая постоянная; χ — отношение удельных теплоемкостей.

На основе экспериментальных данных о распределении давления на стенке осесимметричного канала, полученных в [7] при горении водорода и керосина по методике [3], определены параметры потока по длине зоны торможения и вычислены значения средних по длине зоны горения скоростей тепловыделения. Результаты показаны на рис. 2 (сплошные линии — рассчитанные по (3) значения средней скорости тепловыделения для разных длин зоны горения Δl в зависимости от начальной температуры торможения потока T_n^*). Величина $\Delta l = 2,6$ соответствует протяженности зоны торможения изотермического потока до $M = 1$ ($\Delta l = \Delta l_{M=1}$); точки получены из обработки экспериментальных данных. Как следует из рис. 2, скорость протекания реакции горения водорода достаточна для реализации предельно малой длины зоны торможения. Для сгорания керосина необходима большая длина, причем изменение начальной температуры на $\sim 10\%$ вызывает увеличение средней скорости тепловыделения в 2 раза.

Более детальный анализ, результаты которого обсуждаются ниже, выполнен с использованием экспериментальных данных по горению керосина в канале постоянного сечения при $M_n \approx 2,5$ [8]. Первичная информация включала параметры потока на входе в канал, коэффициент избытка топлива, распределение давления на стенке канала и количество тепла,

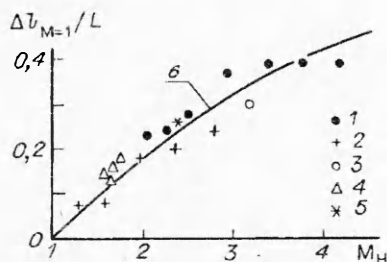


Рис. 1. Доля сверхзвукового участка торможения потока в псевдоскачке.
1 — [9]; 2 — [4]; 3 — [10]; 4 — [11]; 5 — ИТМ СО РАН;
6 — $\frac{\Delta l_{M=1}}{L} = -0,02M_n^2 + 0,24M_n - 0,22$.

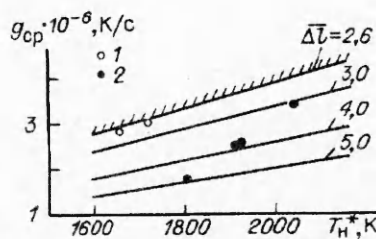


Рис. 2. Сопоставление скоростей тепловыделения при горении водорода (1) и керосина (2); $M_n \approx 2,4$, $\Theta = 1,33$.

$\rho = \frac{1}{\alpha}$	M		T^*, K		ψ	
	1	2	1	2	1	2
0,52	1,23	1,14	2662	2689	0,51	0,52
0,55	1,1	1,05	2647	2750	0,57	0,53
0,60	1,04	0,96	2626	2673	0,53	0,50
0,63	0,98	1,03	2620	2650	0,50	0,50
0,69	0,95	0,90	2623	2638	0,45	0,49

Примечание. 1 — данные [8], 2 — расчет, $L_k = 0,48$ м, подача керосина со стенки.

отводимого от потока в стенку. Исходные данные позволяли определить потери импульса на трение. Заметим, что теплоотвод в стенку канала и потери на преодоление трения оказывают значительное влияние на характеристики потока, поэтому в экспериментальных исследованиях вопросу получения этих данных необходимо уделять соответствующее внимание. Опыты [8] проводились в охлаждаемых водой каналах с $L_k = 0,48$ и $0,77$ м с двумя способами подачи жидкого керосина (через отверстия на стенке либо на пилонах). Входные и выходные параметры контролировались путем измерения полных давлений. В какой-то степени достоверность примененного метода анализа может быть оценена путем сопоставления рассчитанных параметров потока в выходном сечении и приведенных авторами в работе. Эти результаты представлены в таблице и показывают удовлетворительное соответствие, хотя в расчетах достоверность найденных параметров потока ограничивается сечением канала, в котором заканчивается горение в псевдоскачке, а в выходном сечении параметры находились по одномерной методике.

На рис. 3 для одной из серий режимов приведено распределение g_{cp} вдоль канала. С уменьшением коэффициента избытка воздуха α зона горения сдвигается к месту подачи топлива. Максимальное значение g_{cp} изменяется слабо, а положение максимума в зоне горения также смещается ко входу в канал. Представляет интерес режим 1. Здесь нет явного максимума скорости тепловыделения. Напротив, на начальном участке зоны горения она постоянна. Реализуется некоторый баланс между интенсивностью смешения и интенсивностью горения. Такие режимы наблюдаются в опытах различных авторов (например, [7]) и реализуются при максимально возможных расходах топлива.

Проследить влияние температуры в координатах g_{cp} , T_n^* для четырех серий режимов не удастся (рис. 4), хотя оно есть, но, по-видимому, должно выполняться условие постоянства относительного теплоподвода и начального значения числа Маха, как это следует из рис. 2. Из рис. 4 видно, что величина g_{cp} зависит от способа подачи топлива и длины канала. Для короткого канала она выше, а сравнение серий 3 и 4 (см. рис. 4) показывает, что в коротком канале при способе подачи керосина через отверстия на стенке скорости тепловыделения приблизительно в 1,5 раза больше. Объяснение этих результатов становится понятным, если учесть потери импульса потока. Постановка пилонов приводит к дополнительным потерям полного давления, поэтому при

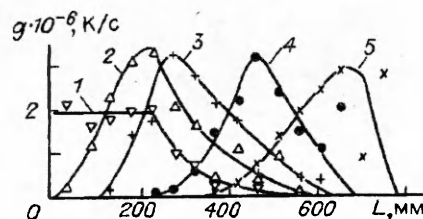


Рис. 3. Изменение скорости тепловыделения по длине канала. Длина камеры 0,77 м, подача керосина со стенки.

1/α: 1 — 0,53, 2 — 0,50, 3 — 0,46, 4 — 0,43, 5 — 0,39.

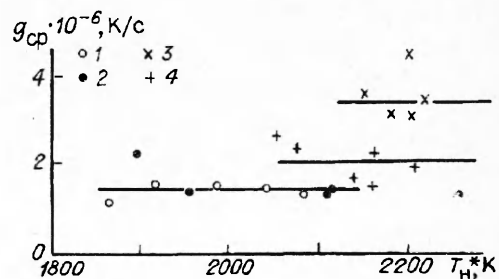


Рис. 4. Средняя скорость тепловыделения по длине зоны горения. 1, 3 — подача керосина со стенки; 2, 4 — через пилоны.

Длина камеры, м: 1, 2 — 0,77, 3, 4 — 0,48.

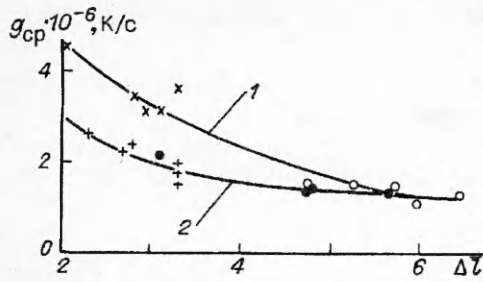


Рис. 5. Связь средней скорости тепловыделения с протяженностью зоны горения.
1 — подача керосина со стенки; 2 — через пилонны.

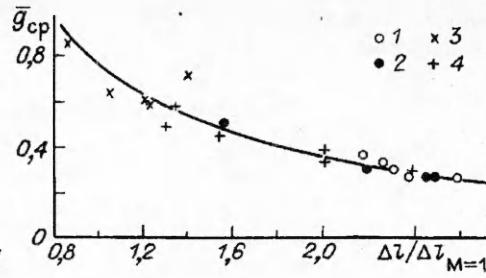


Рис. 6. Обобщающая зависимость для средней скорости тепловыделения (обозначения — см. рис. 5).

одинаковых начальных параметрах потока ($M_n = \text{const}$, $p_{\text{он}} = \text{const}$) тепловой кризис течения наступит при меньшем теплоподводе в потоке с большими потерями полного давления. Слабое отличие в скоростях тепловыделения в длинных каналах с различными способами подачи топлива свидетельствуют о более сильном влиянии потерь давления от трения.

Средняя по зоне горения скорость тепловыделения отражает газодинамическую структуру течения и связана с протяженностью псевдоскачка (рис. 5). Здесь можно выделить режимы с одинаковым способом подачи топлива. С увеличением протяженности зоны горения уменьшается g_{cp} . Представляется, что существует некоторая критическая скорость тепловыделения, меньше которой режим горения должен измениться от псевдоскачкового к вялому диффузионному.

Обобщение результатов по скорости тепловыделения приведено на рис. 6. Как отмечено выше, зависимость длины зоны торможения изотермического потока в канале постоянного сечения от M_n до скорости, соответствующей $M = 1$ (см. рис. 1), может быть использована для нахождения величины g_{cp} (из условия теплового кризиса течения), которую можно рассматривать как максимально возможную при минимальной длине псевдоскачка с горением, если длину зоны торможения до $M = 1$ изотермического потока принять за минимальную. Тогда, если найденную из экспериментов g_{cp} отнести к g_{max} , а длину зоны горения отнести к минимальной длине псевдоскачка с горением, то результаты экспериментов всех серий с горением керосина укладываются на единую кривую.

Располагая данными о средней по длине зоны горения скорости тепловыделения, можно найти длину канала постоянного сечения, достаточную для реализации теплового запираания. Естественно, что необходима информация о теплоотводе в стенку и потерях импульса потока на преодоление трения, включая потери, определяемые условиями подачи топлива. При этом, если речь идет о длине камеры сгорания, то заведомо должно быть известно положение места стабилизации пламени.

Для полного сгорания подаваемого топлива может потребоваться расширение канала. Оценку степени расширения и необходимой длины расширяющейся части можно сделать, задавая среднюю скорость тепловыделения, число Маха в расширяющемся канале ($M = 1$ — термодинамически наиболее эффективный процесс) и относительный теплоподвод на участке расширения. В этом случае угол расширения канала (для осесимметричного случая) может быть оценен из выражения

$$\text{tg } \frac{\delta}{2} = \frac{g_{\text{cp}} D_n}{T_n^* \sqrt{T_n^*}} \sqrt{\frac{x-1}{2\kappa g R}} \frac{\sqrt[3]{\theta (1 - \Delta T_{\text{ст}}/T_n^*)} / \sqrt{1 - k_{\text{тр}}} - 1}{(\theta - 1) (1 - \Delta T_{\text{ст}}/T_n^*) \cdot (1 + \sqrt{\theta (1 - \Delta T_{\text{ст}}/T_n^*)})},$$

где D_n — диаметр канала постоянного сечения; T_n^* — полная температура потока на входе в расширяющийся канал; $(1 - k_{\text{тр}})$ — коэффициент, учитывающий потери импульса на преодоление сил трения о стенку канала; $(1 - \Delta T_{\text{ст}}/T_n^*)$ — коэффициент, учитывающий потери тепла в стенку на

участке горения. При выводе этой зависимости использовались уравнения сохранения

$$\rho_n (1 - k_{тр}) = \rho_k, \quad \frac{F_n}{F_k} = \frac{\rho_n}{\rho_k} \sqrt{\frac{T_k^*}{T_n^*}}$$

Оценка, сделанная без учета трения и теплоотвода в стенку канала на участке расширения, показала, что для полного сгорания водорода в режиме $\alpha = 2,23$ (см. [3, 7]), при котором на участке $F = \text{const}$ полнота сгорания $\psi = 0,5$, необходимо расширить канал под углом $\delta/2 = 1^\circ$. При этом длина зоны, необходимой для полного сгорания, равна 140 мм. Полученное значение угла раскрытия канала коррелируется с известными опытными данными.

В заключение отметим, что на основе полученных результатов целесообразно проведение экспериментальных исследований по созданию банка данных по скоростям тепловыделения различных топлив, который может быть использован для построения простого инженерного метода расчета геометрии проточной части камеры сгорания при реализации псевдоскачкового режима горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шетинков Е. С. О кусочноодномерных моделях сверхзвукового горения и псевдоскачка в канале // ФГВ.— 1973.— 9, № 4.— С. 473—483.
2. Зимонт В. Л., Левин В. М., Мещеряков Е. А. Горение водорода в сверхзвуковом потоке в канале при наличии псевдоскачка // ФГВ.— 1978.— 14, № 4.— С. 23—36.
3. Третьяков П. К. Определение теплоподвода к потоку в канале с псевдоскачком // ФГВ.— 1993.— 29, № 3.
4. Takefumi Jkui, Kazuyasu Matsuo, Minoru Nagai. The mechanism of pseud-shock waves // Bulletin of the JSME.— 1974.— 17, N 108.— P. 731—739.
5. Waltrup P. J., Billig F. S. Structure of shock waves in cylindrical ducts // AIAA J.— 1973.— 11, N 10.— P. 1404—1408.
6. Рожицкий С. И., Строкин В. Н. О торможении сверхзвукового потока в канале при горении. Пионеры освоения космоса и современность // Сб. науч. тр. — М.: Наука, 1988. — С. 57—61.
7. Барановский С. И., Левин В. М., Турищев А. И. Сверхзвуковое горение керосина в цилиндрическом канале. Структура газозфазных пламен.— ИТПМ СО АН СССР, Новосибирск, 1988. — Ч. I. — С. 114—120.
8. Mestre Andre, Viaud Louis. Combustion supersonique dans un canal cylindrique. Supersonic flow chemical processes and radiative transfer / Ed. by D. B. Olfe and V. Zakkay. — Pergamon Press, 1964. — P. 93—111.
9. Neumann E. P., Lustwerk F. Supersonic diffusers for wind tunnels // J. Appl. Mech. — 1949. — 16, N 2. — P. 195—202.
10. Острась В. Н., Пензин В. И. Экспериментальное исследование силы трения в канале при наличии псевдоскачка // Уч. зап. ЦАГИ. — 1974. — 5, № 2. С. 151—154.
11. Гимранов Н. Э., Лазарев Г. П. Экспериментальное исследование влияния на параметры псевдоскачка отбора массы газа. Вопросы теории и расчета рабочих процессов тепловых двигателей. — Уфа, 1987. — С. 79—90.

630090, г. Новосибирск,
Институт теоретической и
прикладной механики
СО РАН

Поступила в редакцию 29/III 1993

УДК 536.4

С. В. Сухинин, В. Ф. Ахмадеев

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ КОЛЕБАНИЙ В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ

Показано, что низкочастотные источники колебаний в камерах сгорания твердо-топливных реактивных двигателей обусловлены гидродинамической неустойчивостью крупномасштабных контактных разрывов в основном потоке газа и не связаны с вибрационным горением. Проведены экспериментальные и численные исследования, подтверждающие этот вывод.

© С. В. Сухинин, В. Ф. Ахмадеев, 1993.