

**В. В. Козлов<sup>1,3</sup>, Г. Р. Грек<sup>1</sup>, М. В. Литвиненко<sup>1</sup>  
Ю. А. Литвиненко<sup>1</sup>, А. Г. Шмаков<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup> *Институт теоретической и прикладной механики  
им. С. А. Христиановича СО РАН  
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

<sup>2</sup> *Институт химической кинетики и горения  
им. В. В. Воеводского СО РАН  
ул. Институтская, 3, Новосибирск, 630090, Россия*

<sup>3</sup> *Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

*kozlov@itam.nsc.ru, grek@itam.nsc.ru  
litur@itam.nsc.ru, shmakov@kinetics.nsc.ru*

## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФУЗИОННОГО ГОРЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ КРУГЛОЙ МИКРОСТРУИ ВОДОРОДА ЧАСТЬ 2. ПРИПОДНЯТОЕ ПЛАМЯ, СВЕРХЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ \***

Представлен сценарий сверхзвукового диффузионного горения круглой микроструи водорода. Показаны основные признаки сверхзвукового диффузионного горения круглой микроструи водорода: исчезновение области «перетяжки» пламени, отрыв пламени от среза сопла и наличие сверхзвуковых бочек в оторвавшемся пламени. Установлена основная причина данного сценария диффузионного горения, связанная с температурным фактором, т. е. с наличием тонкостенных микросопел с малой теплоемкостью и возможностью их быстрого охлаждения, что не позволяет образоваться области перетяжки пламени на больших скоростях истечения микроструи. Показано, что с ростом температуры нагрева микросопла от области перетяжки пламени при одной и той же скорости истечения микроструи происходит рост ее пространственного размера ( $l/d$ ).

*Ключевые слова:* круглая микроструя водорода, диффузионное горение, область «перетяжки» пламени, тонкостенное микросопло, нагрев сопла.

### **Введение**

В процессе диффузионного горения круглой и плоской микроструй водорода обнаружено новое явление (некое образование), которое было условно названо «область перетяжки пламени», на участке выхода микроструи из сопла [1–6]. Характеристики области перетяжки пламени сильно зависели

от скорости истечения струи, частоты и интенсивности звука. Например, геометрические параметры области перетяжки пламени изменялись с повышением скорости истечения микроструи, одновременно при этом резко возрастала интенсивность звука, генерируемого горячей струей водорода. Детальные характеристики области перетяжки пламени в зависимости от размера выходно-

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке Президента РФ (грант НШ-8788.2016.1), Российского научного фонда (грант № 16-19-10330) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-07-00946а).

го диаметра отверстия сопла (круглая микроструя) и размеров выходной щели сопла (плоская микроструя), расхода (или скорости истечения) микроструи представлены в работах [1–6]. Показано, что форма области перетяжки пламени с ростом скорости истечения микроструи водорода трансформируется от эллипсоидной к сферической, и уменьшается ее пространственный размер. Эта область охватывает часть выходного сопла и имеет четко обозначенные границы резкого изменения плотности движущейся и горячей газовой среды смешения водорода и окружающего воздуха. Обнаружен ламинарный характер течения микроструи водорода в области перетяжки пламени. При прохождении микроструи через фронт изменения плотности она мгновенно становится турбулентной, процесс смешения с воздухом ламинарной струи в области перетяжки пламени с образованием пламени сферической формы меняется на турбулентное смешение с образованием пламени турбулентного горения водорода.

С ростом скорости  $U$  (или расхода  $Q$ ) истечения микроструи водорода структура пламени и характеристики развития процесса горения претерпевают определенные изменения. В частности, меняются форма и пространственный размер области перетяжки пламени. Происходит отрыв пламени в турбулентной области микроструи при сохранении горения в области перетяжки пламени. При дальнейшем увеличении скорости истечения микроструи и ее приближении к трансзвуку и далее к сверхзвуку необходимо разобраться в особенностях данного процесса, в частности в особенностях конструкции сопел для достижения дозвукового и сверхзвукового течения.

В работах [7–9] дается исчерпывающее объяснение данных особенностей. Если считать движение жидкости или газа по соплу изэнтропийным и стационарным и рассматривать средние по поперечному сечению  $S$  значения давления  $p$ , скорости  $v$ , плотности  $\rho$  и скорости звука  $c$  (одномерное приближение), то из уравнения Эйлера следует, что

$$v dv/dx = -\rho^{-1} dp/dx$$

( $x$  – координата вдоль сопла). Из уравнения неразрывности  $\rho v S = \text{const}$  и выражения скорости звука  $c^2 = dp/d\rho$  получаем уравнение

$$(v^2 - c^2) dv/v = c^2 dS/S. \quad (1)$$

Из него видно, что при  $v < c$  (дозвуковое течение по соплу) знак  $dv$  противоположен знаку  $dS$ , т. е. для того, чтобы скорость течения по соплу росла ( $dv > 0$ ), площадь сечения с ростом  $x$  должна уменьшаться ( $dS < 0$ ), а при  $v > c$  (сверхзвуковое течение по соплу) знаки  $dv$  и  $dS$  одинаковы, т. е. для получения роста скорости ( $dv > 0$ ) необходимо увеличивать и площадь  $S$  вдоль сопла ( $dS > 0$ ). Физически это связано с тем, что при сверхзвуковой скорости течения газов из-за влияния сжимаемости плотность газа падает быстрее, чем растет скорость вдоль сопла, и в силу уравнения неразрывности для компенсации быстрого падения плотности необходимо увеличивать площадь  $S$ . Если  $v = c$ , то  $dS = 0$  и функция  $S(x)$  принимает экстремальное (минимальное) значение. Таким образом, дозвуковое сопло имеет сужающуюся форму (рис. 1, а).

Наибольшая скорость, которую можно получить в сужающемся сопле, равна скорости звука и достигается в его выходном (наиболее узком) сечении. Сверхзвуковое сопло, называемое также соплом Лаваля по имени его изобретателя – шведского инженера К. Г. П. де Лаваля (K. G. P. de Laval), имеет вначале сужающуюся, а затем расширяющуюся форму (рис. 1, б). Давление  $p_c$  в выходном сечении дозвукового сопла всегда равно давлению  $p_a$  в окружающей среде, куда происходит истечение из сопла ( $p_c = p_a$ ). При возрастании  $p_0$  и неизменном  $p_a$  скорость  $v_c$  в выходном сечении дозвукового сопла сначала увеличивается, а после того как  $p_0$  достигнет некоторой определенной величины,  $v_c$  становится постоянной и при дальнейшем увеличении  $p_0$  не изменяется. Такое явление называют кризисом течения в сопле (или запирированием сопла). После наступления кризиса средняя скорость истечения из дозвукового сопла равна местной скорости звука ( $v = c$ ) и называется критической скоростью. В этом случае все параметры газа в выходном сечении сопла также называются критическими, а сопло называется звуковым.

В сверхзвуковом сопле критическим называют его наиболее узкое сечение. Кривая линия, на которой реализуется переход от дозвуковой к сверхзвуковой скорости течения (линия  $v = c$ ), расположена в области минимального сечения сопла, поэтому

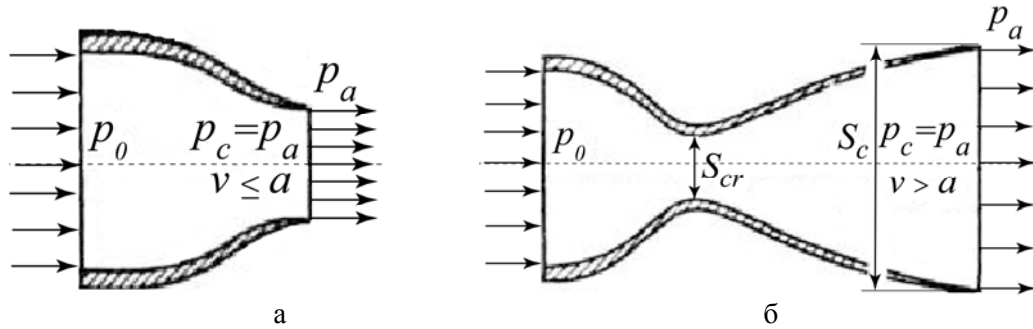


Рис. 1. Схемы дозвукового (а) и сверхзвукового (б) сопла

средняя скорость в критическом сечении всегда близка к скорости звука. Относительная скорость  $v_c/c = M_c$  и давление  $p_c/p_0$  в выходном сечении сверхзвукового сопла зависят только от отношения площади выходного сечения  $S_c$  к площади критического сечения и не зависят в широких пределах от изменения относительного давления  $p_0/p_a$ . Давление в выходном сечении сверхзвукового сопла может быть равно давлению в окружающей среде ( $p_c = p_a$ ), такой режим течения в сопле называют расчетным, в противном случае – нерасчетным. Нерасчетные режимы характеризуются образованием волн разрежения вне сопла в случае  $p_c > p_a$  или ударных волн вне или внутри сопла в случае  $p_c < p_a$ . Когда поток проходит через систему волн разрежения или ударных волн, давление становится равным  $p_a$ .

В более общем случае неизоэнтропийного и неадиабатического течения в сопле уравнение типа (1) включает члены, учитывающие трение, подвод или отвод теплоты, массы и механической работы к рабочему телу. С учетом этих воздействий переход скорости течения через скорость звука может происходить не только в геометрическом (сначала сужающемся, а затем расширяющемся) сопле, но и при изменении знака воздействия на поток в канале постоянного сечения. Так, дозвуковой поток в таком канале ускоряется при подводе теплоты (тепловое сопло), массы (расходное сопло), совершении газом механической работы (механическое сопло), а сверхзвуковой – при изменении знака этих воздействий на обратный.

В работе [10] представлены результаты экспериментальных исследований диффузи-

онного горения круглой микроструи водорода, истекающей из микросопел различной конфигурации и размеров, в том числе и сверхзвуковых толстостенных квазисопел Лавалья. При достижении скорости истечения микроструи близкой к трансзвуковой, рост расхода водорода не приводил к росту скорости истечения микроструи. Это так называемый процесс запираания сопла и невозможности выхода на сверхзвук. Выход на сверхзвуковую скорость, как показано выше, может обеспечить сопло Лавалья, где конфузор стыкуется с диффузором через так называемое горло сопла. Именно в горле сопла скорость струи выходит на скорость звука, и ее дальнейший рост может обеспечить лишь расширяющийся диффузор. Однако, учитывая сжимаемость газа на трансзвуке, изменение его плотности, температурный фактор, особенности конфигурации и размеров сопла и т. д., струя и процесс ее горения остаются в дозвуковой области, т. е. происходит запираание сопла в его горле. В результате исследований [10] обнаружена стабилизация процесса диффузионного горения круглой микроструи водорода на дозвуке при наличии области перетяжки пламени. Показано, что дозвуковое диффузионное горение круглой микроструи водорода связано с наличием области перетяжки пламени в широком диапазоне расхода водорода, или скорости ее истечения близкой к трансзвуковой. Установлено, что нагрев толстостенного микросопла от области перетяжки пламени при его большой теплоемкости оказывает существенное влияние на характеристики развития микроструйного горения водорода и приводит к запираанию сопла.

Цель настоящей работы состоит в экспериментальном исследовании процесса диф-

фузионного горения круглой микроструи водорода, истекающей из сверхзвуковых тонкостенных квазисопел Лавала. В связи с этим важной задачей становится выявление особенностей развития области перетяжки пламени в зависимости от скорости истечения микроструи, ее влияния на нагрев тонкостенного сопла и влияния нагрева на наличие / отсутствие самой области перетяжки пламени до трансзвуковых и сверхзвуковых скоростей. Определенное внимание будет уделено определению признаков, указывающих на дозвуковое или сверхзвуковое истечение и горение водорода.

### Экспериментальное оборудование и процедура исследования

На рис. 2 представлена схема эксперимента. В установку соплового аппарата (*a*) через блок управления электромагнитным клапаном типа 179В фирмы *MKS Instruments* объемного расхода газа (*b*), обеспечивающий точность измерения расхода газа в пределах 0,7 %, подавался водород из баллона 100 атм. (*c*). Управление расходом газа осуществлялось блоком управления, а показания расхода регистрировались электронным табло (см. *b*). В экспериментах использовались три вида микросопел, показанных на рис. 2, – сверхзвуковые тонкостенные квазимикросопла Лавала: (1) – металлическое сопло; (2, 3) – сопла из пирекс-стекла имеют произвольную конфигурацию и размеры по причине их формирования с помощью стеклудувной технологии из микротрубок.

Процедура проведения исследований состояла из видеосъемки непосредственно процесса диффузионного горения микроструи водорода и теневой картины данного процесса (теневой метод Теплера на базе ИАБ-451) с помощью цифровой видеокамеры *Olympus SZ-17* с разрешением 12 МП.

### Температурный режим диффузионного горения круглой микроструи водорода

Прежде чем приступить к экспериментальным исследованиям, понимая важность температурных характеристик как самой микроструи водорода при ее горении, так и непосредственно микросопла и его окружения, необходимо было измерить температуру микросопла и пламени горячей микро-

струи водорода. С этой целью на внешней поверхности микросопла, представляющего собой тонкостенную трубку из нержавеющей стали с внутренним диаметром 0,5 мм, была установлена термопара, и проведены измерения зависимости температуры на стенке микросопла от скорости истечения микроструи (см. рис. 4 из работы [10]). Термопара S-типа (Pt – Pt 10 % Rh) была изготовлена из проволоки диаметром 0,05 мм и приварена к микросоплу на расстоянии 0,2 мм от его выхода электрической точечной сваркой. Для минимизации потока тепла по выводам термопары из пламени к спаю термопары ее выводы были размещены на минимальном расстоянии от трубки микросопла параллельно ее поверхности. Как можно видеть из приведенных на рис. 4 из работы [10] данных, температура нагрева стенки микросопла при малых скоростях истечения микроструи находится в пределах 350–500 °С, а далее, с ростом скорости истечения микроструи, монотонно падает.

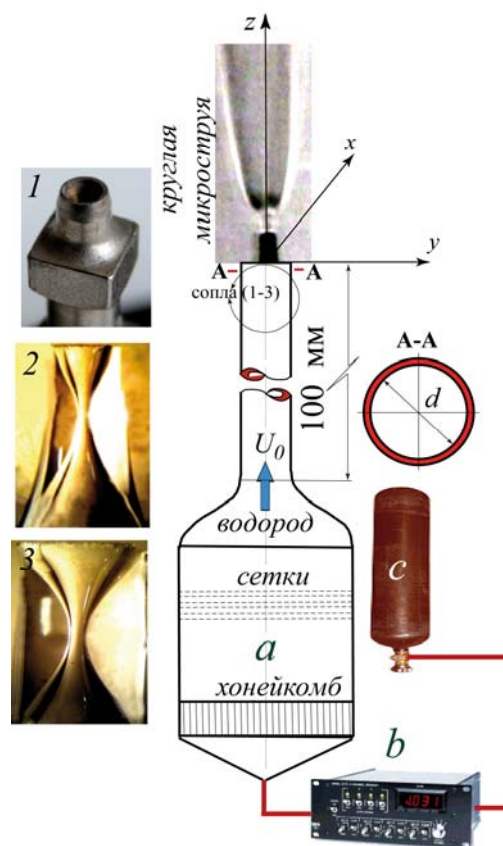


Рис. 2. Схема эксперимента: *a* – сопловой аппарат; *b* – блок управления электромагнитным клапаном расходомера; *c* – баллон сжатого водорода (100 атм.). Набор съемных микросопел: 1 – металлическое сверхзвуковое квазимикросопло Лавала; 2, 3 – стеклянные сверхзвуковые квазимикросопла Лавала

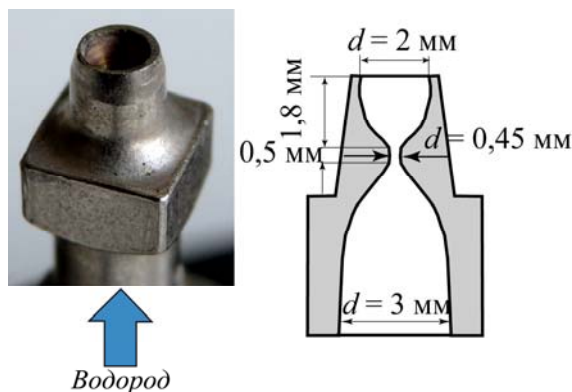


Рис. 3. Фотография (слева) и чертёж (справа) микросопла из металла

С другой стороны, методом пневматического зонда проведены измерения температуры продуктов сгорания в пламени микроструи водорода (см. рис. 5 из работы [10]). В качестве пневматического зонда использовалась кварцевая трубка с внутренним диаметром 4 мм, внешним – 6 мм, длиной 120 мм, имеющая с одной стороны коническое сужение с отверстием при вершине. Длина конической части 12 мм, диаметр отверстия 0,06 мм, толщина стенок вблизи отверстия 0,06 мм. Внешний угол конической части составлял около  $20^\circ$ . С помощью гибкой вакуумной трубки описанный выше пневматический зонд был соединен с вакуумной камерой, откачиваемой турбомолекулярным насосом производительностью 500 л/с. Давление в линии доставки пробы в процессе эксперимента составляло около  $4 \cdot 10^2$  Па, а в вакуумной камере –  $2,7 \cdot 10^{-1}$  Па. Общее давление в вакуумной камере измерялось с относительной погрешностью не хуже 1% с помощью масс-спектрометра *Hiden HPR-60* по суммарному парциальному давлению отбираемых микрозондом из пламени газов.

Для измерения распределения температуры в пламени пневматический зонд был закреплен на трехкоординатном механизме, который позволял позиционировать зонд с точностью до 0,1 мм относительно микросопла. Зонд располагали перпендикулярно оси микросопла на расстоянии от 1 до 12 мм от оси микросопла.

Суть метода измерения температуры с помощью пневматического зонда подробно описана в работе [10. С. 33–34].

Повторим лишь, что температурный фактор может оказывать существенное влияние на механизм диффузионного горения микроструи водорода, особенно учитывая то обстоятельство, что в настоящих экспериментах «область перетяжки пламени» всегда находится в районе выхода микроструи из сопла и, соответственно, нагревает выход микросопла. В зависимости от ее конфигурации, размеров, материала, теплоемкости и возможностей охлаждения может существенно изменяться сам механизм микроструйного горения водорода.

### Результаты экспериментальных исследований диффузионного горения круглой микроструи водорода

#### *Сверхзвуковое металлическое квазимикросопло № 1 с тонкими стенками*

На рис. 3 показаны фотография и чертёж микросопла с тонкими стенками и диаметром горла сопла  $d = 0,45$  мм. В процессе диффузионного горения круглой микроструи водорода, истекающей из данного микросопла, область перетяжки пламени, где температура превышает  $400\text{--}500^\circ\text{C}$  (см. рис. 5 из работы [10]), нагревает тонкостенное металлическое микросопло.

Учитывая малую теплоемкость тонкостенного сопла (рис. 3), т. е. возможность его быстрого охлаждения за счет потока окружающего воздуха, можно высказать предположение об определенном влиянии данного факта на процесс диффузионного горения круглой микроструи водорода. На рис. 4 показаны теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от его объемного расхода ( $Q$ ,  $\text{см}^3/\text{с}$ ).

Видно (см. рис. 4), что с ростом объемного расхода водорода  $Q$  меняется картина процесса горения. Можно наблюдать горение в области перетяжки пламени и турбулентной области, причем с ростом расхода размер области перетяжки пламени уменьшается (см. рис. 4, *a–e*). Далее можно наблюдать исчезновение области перетяжки пламени, турбулентное горение турбулентной микроструи и отрыв турбулентного пламени от среза сопла (см. рис. 4, *f–p*).

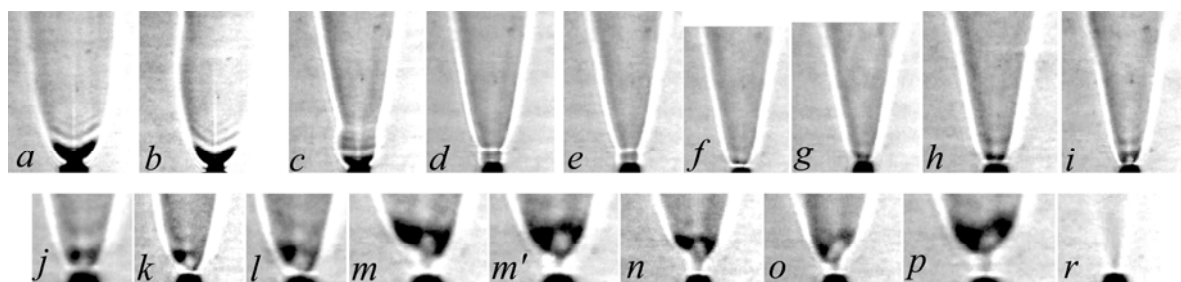


Рис. 4. Теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа ( $Q$ ,  $\text{см}^3/\text{с}$ ):  $a - 30$ ;  $b - 50$ ;  $c - 60$ ;  $d - 70$ ;  $e - 82$ ;  $f - 94$ ;  $g - 118$ ;  $h - 131$ ;  $i - 135$ ;  $j - 140$ ;  $k - 141$ ;  $l - 144$ ;  $m - 151$ ;  $m' - 151$ ;  $n - 152$ ;  $o - 153$ ;  $p - 156$ ;  $r - 160$

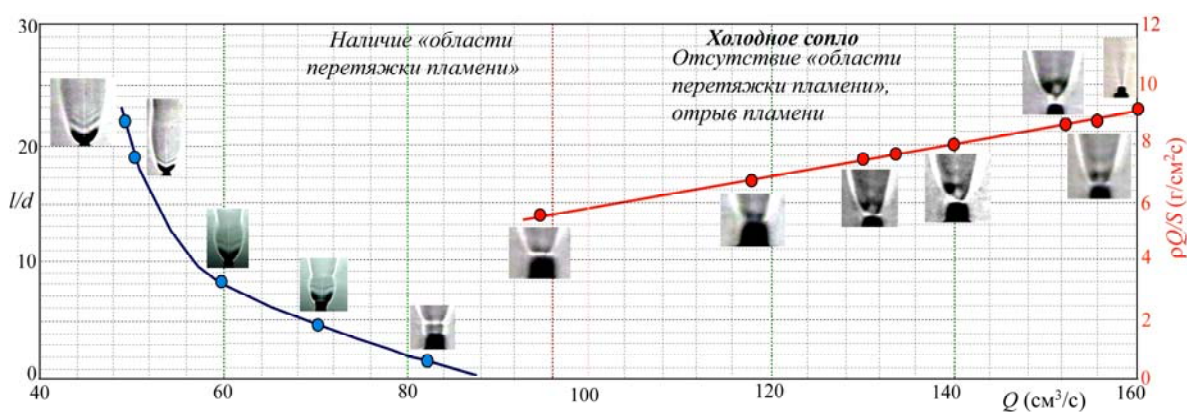


Рис. 5. График зависимости размера ( $l/d$ ) области перетяжки пламени от объемного расхода ( $Q$ ) газа и зависимости развития горения микроструи от скорости ее массового расхода через горло микросопла ( $\rho Q/S$ ) при отсутствии области перетяжки пламени

Прекращение горения турбулентной микроструи можно наблюдать при расходе водорода  $Q = 160 \text{ см}^3/\text{с}$  (см. рис. 4,  $r$ ). Как видно из рис. 4, а еще более ясно из рис. 5, размер области перетяжки пламени резко уменьшается с ростом расхода газа (см. рис. 5,  $Q = 50-82 \text{ см}^3/\text{с}$ ). Далее, вниз по потоку (см. рис. 5), область перетяжки пламени исчезает, турбулентное пламя все более и более отрывается от среза сопла с ростом объемного расхода водорода ( $Q = 95-156 \text{ см}^3/\text{с}$ ) или скорости массового расхода водорода через горло микросопла ( $\rho Q/S = 5,6-8,8 \text{ г}/\text{см}^2\text{с}$ ), пока горение микроструи не прекращается (см. рис. 5,  $\rho Q/S = 9,2 \text{ г}/\text{см}^2\text{с}$ ).

Следует заметить, что скорость истечения микроструи, если ее рассчитывать по соотношению  $U = Q/S$ , составляет примерно 0,8 от скорости звука для водорода при расходе водорода  $Q = 156 \text{ см}^3/\text{с}$ , т. е. достаточ-

но близко к трансзвуку. Однако этот факт не отражает реальной скорости микроструи из-за отсутствия учета многих факторов при таком определении скорости ( $U = Q/S$ ). По-видимому, резкое изменение в характеристиках развития процесса горения (исчезновение области перетяжки пламени и отрыв пламени) по сравнению с тем, что наблюдалось в работе [10] на дозвуковой скорости истечения микроструи, в данной ситуации указывает на то, что мы имеем дело со сверхзвуковым истечением микроструи. Данное предположение можно подтвердить при более детальном рассмотрении картины горения микроструи водорода в области близкой к срезу микросопла (рис. 6). Можно ясно наблюдать процесс роста величины отрыва пламени от среза сопла с увеличением объемного расхода водорода ( $Q = 140-151 \text{ см}^3/\text{с}$ ). Также можно предположить

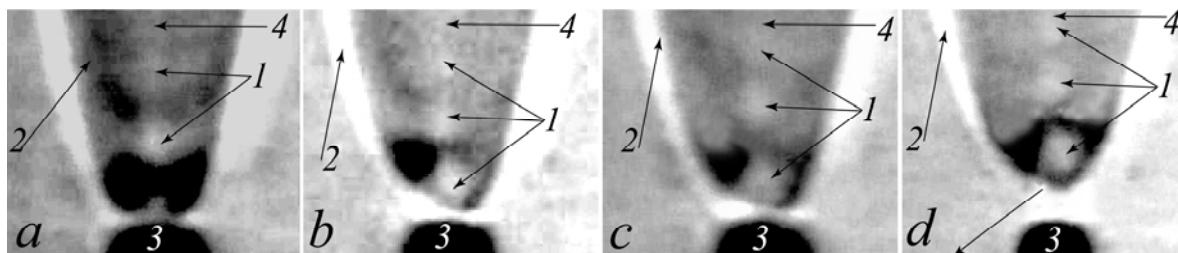


Рис. 6. Теневые картины сверхзвукового горения микроструи водорода с оторвавшимся от среза сопла пламенем и наличием сверхзвуковых «бочек» на микроструе: 1 – бочки; 2 – пламя; 3 – микросопло; 4 – микроструя. Ситуация различного объемного расхода ( $Q$ , см<sup>3</sup>/с) водорода: а – 140; б – 141; с – 144; д – 151

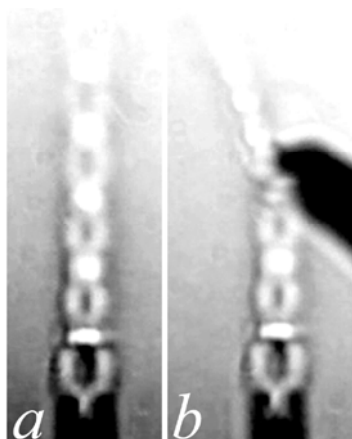


Рис. 7. Теневые картины сверхзвукового истечения микроструи воздуха с образованием череды сверхзвуковых бочек: а – в отсутствии возмущений; б – при наличии возмущения,  $d_{\text{сопла}} = 0,4$  мм

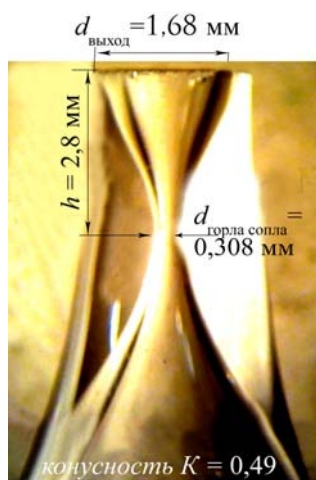


Рис. 8. Фотография микросопла № 2

наличие сверхзвуковых бочек на микро-  
струе водорода (см. рис. 6). Основанием для

такого предположения является рис. 7, где показаны сверхзвуковые бочки при истечении микроструи воздуха на сверхзвуке, обнаруженные нами ранее.

Таким образом, по наблюдаемым косвенным признакам можно утверждать, что в данной ситуации скорость истечения микроструи водорода и ее диффузионное горение вышли на сверхзвуковую скорость, хотя ее величина и не измерена. Одна из причин выхода на сверхзвуковое течение связана с температурным фактором, а именно с нагревом тонкостенного металлического микросопла малой теплоемкости, которое способно быстро охлаждаться в потоке окружающего воздуха.

#### Сверхзвуковое квазимикросопло № 2 с тонкими стенками из пирекс-стекла

На рис. 8 показаны размеры микросопла с тонкими стенками и диаметром горла сопла  $d = 0,308$  мм. В процессе диффузионного горения круглой микроструи водорода, истекающей из данного микросопла, область перетяжки пламени, где температура превышает 400–500 °С (см. рис. 5 из работы [10]), нагревает тонкостенное металлическое микросопло.

Учитывая малую теплоемкость тонкостенного сопла, т. е. возможность его быстрого охлаждения за счет потока окружающего воздуха, можно предположить определенное влияние данного факта на процесс диффузионного горения круглой микроструи водорода. На рис. 9 показаны теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа ( $Q$ , см<sup>3</sup>/с).

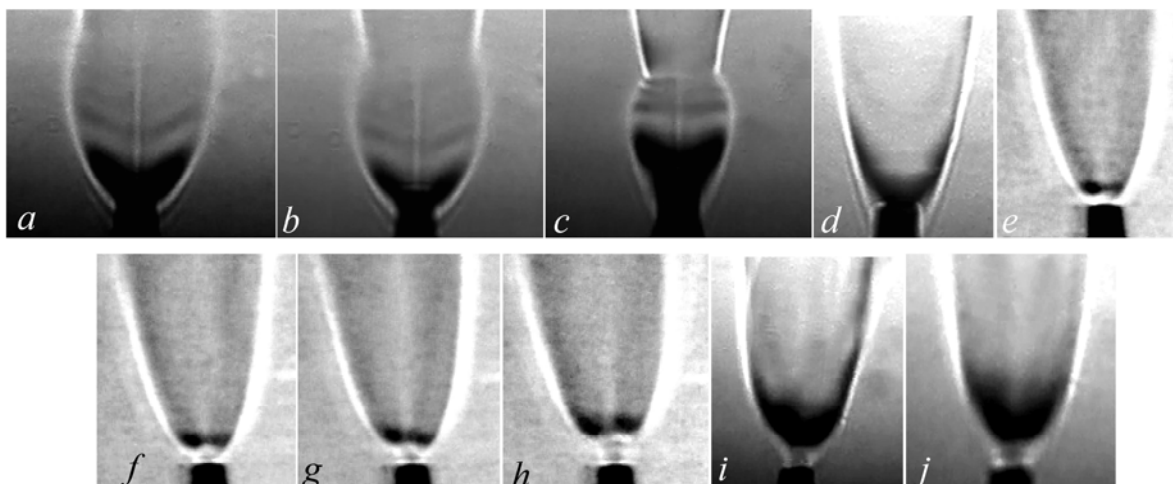


Рис. 9. Теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа ( $Q$ ,  $\text{см}^3/\text{с}$ ):  $a - 40$ ;  $b - 45$ ;  $c - 53$ ;  $d - 64-91$ ;  $e - 92$ ;  $f - 94$ ;  $g - 96$ ;  $h - 98$ ;  $i - 100$ ;  $j - 106$

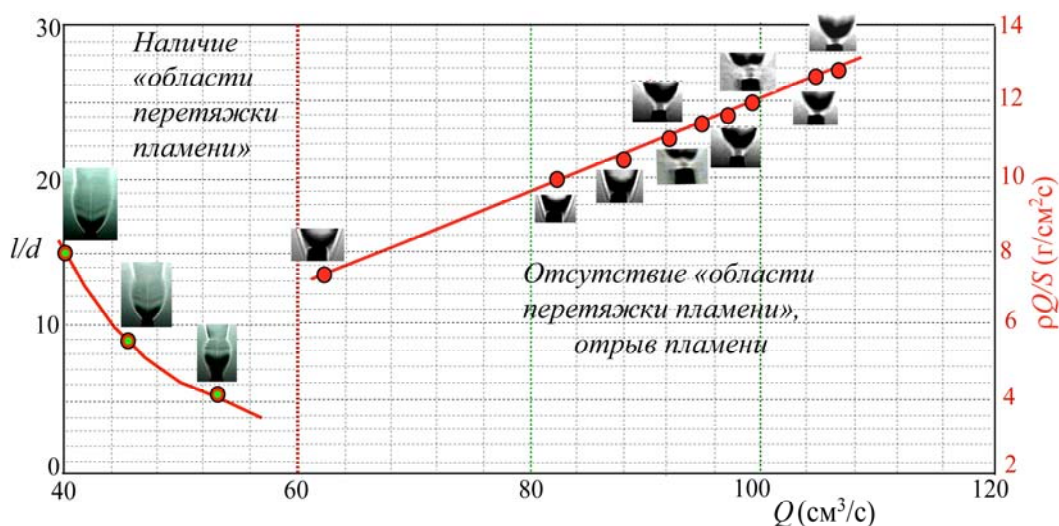


Рис. 10. График зависимости размера ( $l/d$ ) области перетяжки пламени от объемного расхода ( $Q$ ) газа и зависимости развития горения микроструи от скорости ее массового расхода через горло микросопла ( $\rho Q/S$ ) при отсутствии области перетяжки пламени

Видно (см. рис. 9), что с ростом объемного расхода водорода  $Q$  меняется картина процесса горения. Можно наблюдать горение в области перетяжки пламени и турбулентной области, причем с ростом расхода размер области перетяжки пламени уменьшается (см. рис. 9,  $a-c$ ). Далее можно наблюдать исчезновение области перетяжки пламени, турбулентное горение турбулентной микроструи и отрыв турбулентного пламени от среза сопла (см. рис. 9,  $d-j$ ). Прекращение горения турбулентной микроструи наблюдалось при расходе водорода  $Q = 110 \text{ см}^3/\text{с}$ . Как видно из рис. 9, а еще бо-

лее ясно из рис. 10, размер области перетяжки пламени резко уменьшается с ростом расхода газа (см. рис. 10,  $Q = 40-55 \text{ см}^3/\text{с}$ ). Далее, вниз по потоку, область перетяжки пламени исчезает, турбулентное пламя все более и более отрывается от среза сопла с ростом объемного расхода водорода ( $Q = 62-106 \text{ см}^3/\text{с}$ ) или скорости массового расхода водорода через горло микросопла ( $\rho Q/S = 7,2-12,8 \text{ г}/\text{см}^2\cdot\text{с}$ ), пока горение микроструи не прекращается. Следует заметить, что скорость истечения микроструи, если ее рассчитывать по соотношению  $U = Q/S$ , составляет примерно 1,15 от скорости звука



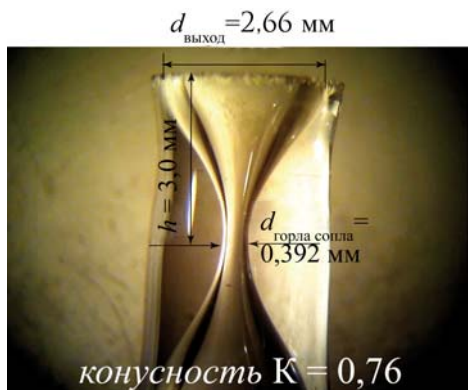


Рис. 11. Фотография микросопла № 3

для водорода при объемном расходе водорода  $Q = 106 \text{ см}^3/\text{с}$ , т. е. превышает скорость звука. Данный факт хотя и не отражает реальной скорости микроструи из-за отсутствия учета многих факторов при таком определении скорости ( $U = Q/S$ ), тем не менее выход на сверхзвуковое течение и горение микроструи водорода в данной ситуации можно четко констатировать. Такие характеристики развития процесса горения микроструи, как исчезновение области перетяжки пламени и отрыв пламени от среза сопла, наблюдаемые в предыдущем случае, и их отличие от характеристик развития процесса горения микроструи на дозвуке [10] явно на это указывают (см. рис. 10).

Таким образом, по наблюдаемым признакам можно утверждать, что в данной ситуации скорость истечения микроструи водорода и ее диффузионное горение вышли на сверхзвуковую скорость. Одна из причин

выхода на сверхзвуковое течение, как и в предыдущей ситуации, связана с температурным фактором, а именно с нагревом тонкостенного металлического микросопла малой теплоемкости, которое способно быстро охлаждаться в потоке окружающего воздуха.

*Сверхзвуковое квазимикросопло № 3  
с тонкими стенками из пирекс-стекла*

На рис. 11 показаны размеры микросопла с тонкими стенками и диаметром горла сопла  $d = 0,392 \text{ мм}$ . В процессе диффузионного горения круглой микроструи водорода, истекающей из данного микросопла, область перетяжки пламени, где температура превышает  $400\text{--}500 \text{ }^\circ\text{C}$  (см. рис. 5 из работы [10]), нагревает тонкостенное металлическое микросопло.

Учитывая малую теплоемкость тонкостенного сопла, т. е. возможность его быстрого охлаждения за счет потока окружающего воздуха, можно высказать предположение об определенном влиянии данного факта на процесс диффузионного горения круглой микроструи водорода. На рис. 12, 13 показаны теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа ( $Q, \text{ см}^3/\text{с}$ ).

Видно (см. рис. 12), что с ростом объемного расхода водорода  $Q$  меняется картина процесса горения. Можно наблюдать горение в области перетяжки пламени и турбулентной области, причем с ростом расхода размер области перетяжки пламени умень-

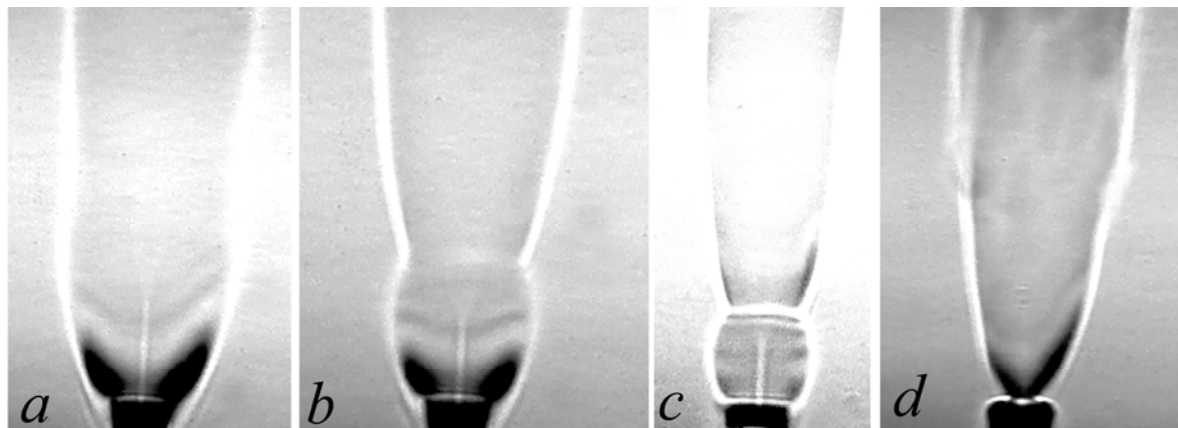


Рис. 12. Теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа ( $Q, \text{ см}^3/\text{с}$ ):  $a - 45$ ;  $b - 50$ ;  $c - 60$ ;  $d - 70$

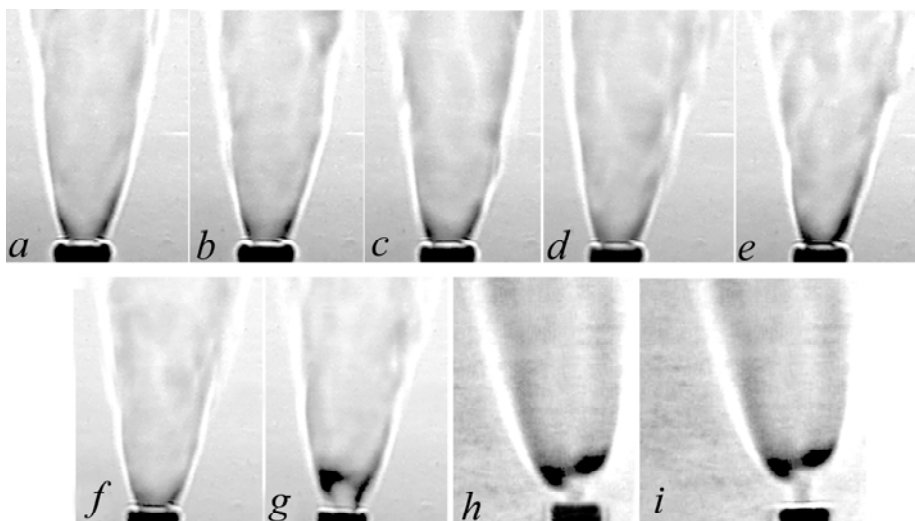


Рис. 13. Теневые картины развития пламени при диффузионном горении микроструи водорода в зависимости от объемного расхода газа ( $Q$ ,  $\text{см}^3/\text{с}$ ):  $a - 84$ ;  $b - 89$ ;  $c - 96$ ;  $d - 105$ ;  $e - 110$ ;  $f - 115$ ;  $g - 117$ ;  $h - 120$ ;  $i - 130$

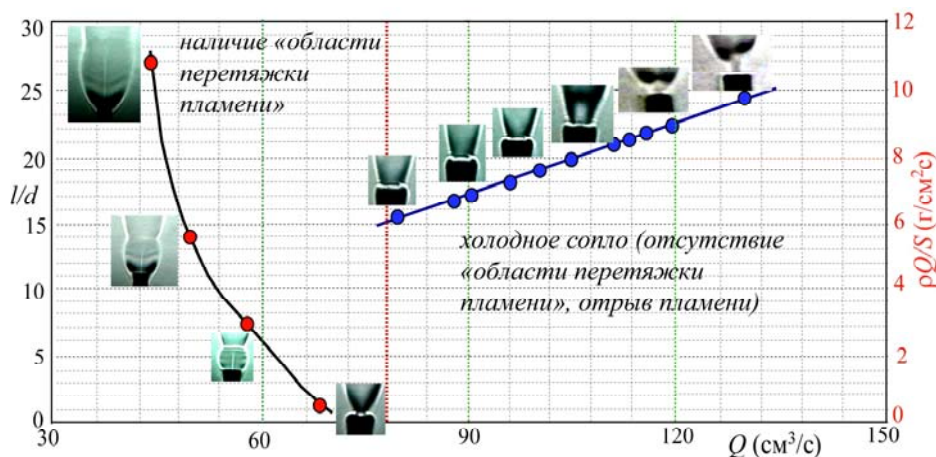


Рис. 14. График зависимости размера ( $l/d$ ) области перетяжки пламени от объемного расхода ( $Q$ ) газа и зависимости развития горения микроструи от скорости ее массового расхода через горло микросопла ( $\rho Q/S$ ) при отсутствии области перетяжки пламени

шается (см. рис. 12,  $a-d$ ). Далее (рис. 13) можно наблюдать исчезновение области перетяжки пламени, турбулентное горение турбулентной микроструи и отрыв турбулентного пламени от среза сопла. Прекращение горения турбулентной микроструи наблюдалось при объемном расходе водорода  $Q = 132 \text{ см}^3/\text{с}$ . Как видно из рис. 12, 13, а еще более ясно из рис. 14, размер области перетяжки пламени резко уменьшается с ростом объемного расхода газа (см. рис. 14,  $Q \approx 43-70 \text{ см}^3/\text{с}$ ).

Далее, вниз по потоку, область перетяжки пламени исчезает, турбулентное пламя постепенно отрывается от среза сопла с рос-

том объемного расхода водорода ( $Q = 80-130 \text{ см}^3/\text{с}$ ) или скорости массового расхода водорода через горло микросопла ( $\rho Q/S = 6,2-9,6 \text{ г}/\text{см}^2\text{с}$ ). Горение микроструи прекращается при объемном расходе водорода  $Q = 132 \text{ см}^3/\text{с}$ . Следует заметить, что скорость истечения микроструи, если ее рассчитывать по соотношению  $U = Q/S$ , составляет примерно 0,85 от скорости звука для водорода при объемном расходе водорода  $Q = 130 \text{ см}^3/\text{с}$ , т. е. она достаточно близка к трансзвуковой скорости, почти как в ситуации с квазимикросоплом № 1. Данный факт хотя и не отражает реальной скорости микроструи из-за отсутствия учета

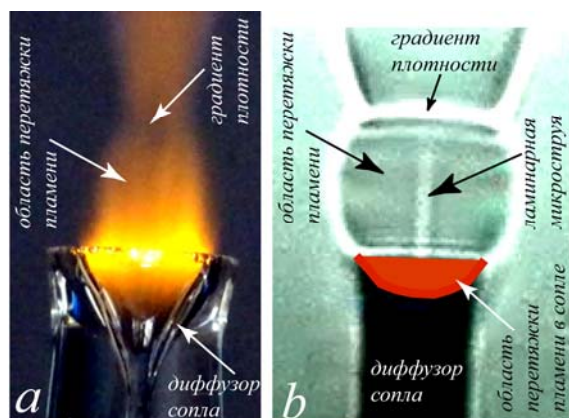


Рис. 15. Сравнение фотографии (а) и теневой картины (б) возникновения области перетяжки пламени при диффузионном горении круглой микроструи водорода, истекающей из квазисверхзвукового сопла с диаметром горла 0,392 мм, при объемном расходе газа  $Q = 60 \text{ см}^3/\text{с}$  ( $U_{\text{струи}} = 496 \text{ м/с}$ )

многих факторов при таком определении скорости ( $U = Q/S$ ), тем не менее выход на сверхзвуковое течение и горение микроструи водорода в данной ситуации можно четко констатировать. Такие характеристики развития процесса горения микроструи, как исчезновение области перетяжки пламени и отрыв пламени от среза сопла, наблюдаемые в предыдущем случае, и их отличие от характеристик развития процесса горения микроструи на дозвуке [10] явно на это указывают (см. рис. 14).

Таким образом, по наблюдаемым признакам можно утверждать, что в данной ситуации скорость истечения микроструи водорода и ее диффузионное горение вышли на сверхзвуковую скорость. Одна из причин выхода на сверхзвуковое течение, как и в предыдущих ситуациях, связана с температурным фактором, а именно с нагревом тонкостенного металлического микросопла малой теплоемкости, которое способно быстро охлаждаться в потоке окружающего воздуха.

Определенный интерес вызывают особенности развития области перетяжки пламени в данной ситуации. На рис. 15 для сравнения показаны фотография и теневая картина возникновения области перетяжки пламени при диффузионном горении круглой микроструи водорода, истекающей из данного квазисверхзвукового сопла с диаметром горла 0,392 мм, при объемном рас-

ходе газа  $Q = 60 \text{ см}^3/\text{с}$  ( $U_{\text{струи}} = Q/S = 496 \text{ м/с}$ ). Видно, что область перетяжки пламени зарождается непосредственно в диффузоре сверхзвукового квазимикросопла, нагревая его. С ростом расхода водорода (скорости истечения микроструи) эта область постепенно выходит из диффузора и при достижении сверхзвуковой скорости исчезает, приводя к отрыву турбулентного пламени (см. рис. 14).

Другое важное наблюдение связано с влиянием температуры нагрева области перетяжки пламени на изменение ее пространственного размера (рис. 16). Видно, что сравнение теневых картин нарастания пространственного размера области перетяжки пламени ( $l/d$ ) с ростом температуры нагрева микросопла при диффузионном горении круглой микроструи водорода, истекающей из сверхзвукового квазимикросопла с диаметром горла 0,392 мм, при постоянном объемном расходе газа  $Q = 70 \text{ см}^3/\text{с}$  ( $U_{\text{струи}} = 578 \text{ м/с}$ ) демонстрирует рост пространственного размера области перетяжки пламени с повышением температуры ее нагрева. Это воздействие температурного фактора на характеристику области перетяжки пламени обратное воздействию скорости истечения микроструи, с ростом которой ее пространственный размер уменьшается при дозвуковом течении.

### Сравнение результатов экспериментальных исследований

Графики зависимости размера ( $l/d$ ) области перетяжки пламени при ее наличии и в условиях ее отсутствия с ростом объемного расхода водорода ( $Q$ ) и скорости его массового расхода через горло микросопла ( $\rho Q/S$ ) для всех рассмотренных выше случаев использования различных микросопел представлены на рис. 17 и 18 соответственно. Как видно, рис. 18 более корректно отображает зависимость, чем рис. 17, т. е. более компактно.

Как видно из графиков (см. рис. 17, 18), можно наблюдать совершенно иной сценарий диффузионного горения микроструи водорода, истекающей из тонкостенных микросопел, по сравнению с аналогичным процессом, представленным в работе [10] (толстостенные микросопла). Сценарий диффузионного горения микроструи водорода,

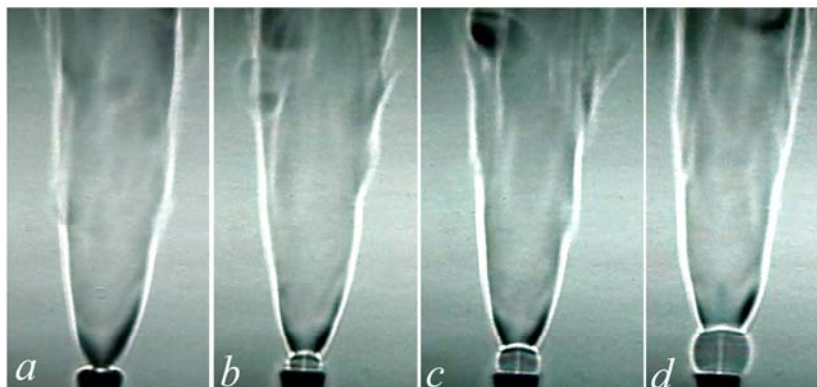


Рис. 16. Сравнение теневых картин нарастания пространственного размера области перетяжки пламени с ростом температуры нагрева микросопла при диффузионном горении круглой микроструи водорода, истекающей из квазисверхзвукового сопла с диаметром горла 0,392 мм, при постоянном объемном расходе газа  $Q = 70 \text{ см}^3/\text{с}$  ( $U_{\text{струи}} = 578 \text{ м/с}$ )

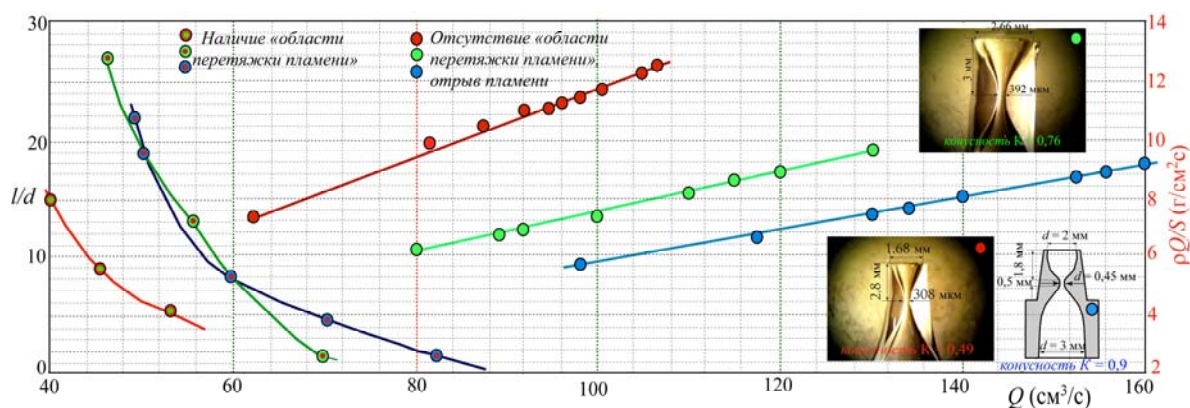


Рис. 17. Сравнение графиков зависимости размера ( $l/d$ ) области перетяжки пламени от объемного расхода ( $Q$ ) газа и зависимости развития горения микроструи от скорости ее массового расхода через горло микросопла ( $\rho Q/S$ ) при отсутствии области перетяжки пламени для всех трех ситуаций использования различных сверхзвуковых квази-микросопел

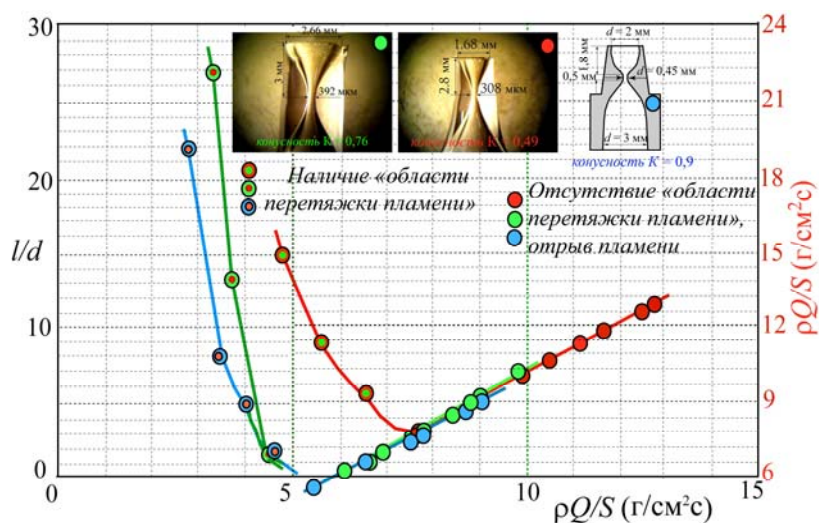


Рис. 18. Сравнение графиков зависимости размера ( $l/d$ ) области перетяжки пламени от скорости массового расхода водорода ( $\rho Q/S$ ) и зависимости скорости массового расхода водорода через горло микросопла ( $\rho Q/S$ ) в ситуации развития горения микроструи в отсутствие области перетяжки пламени и отрыва от среза сопла турбулентного пламени для трех различных сверхзвуковых квазимикросопел

истекающей из толстостенных микросопел [10], демонстрирует наличие области перетяжки пламени, где сохраняется процесс горения, в широком диапазоне расхода водорода (скорости истечения микроструи близкой к трансзвуковой). Данный факт указывает на дозвуковой характер течения и горения микроструи водорода на скоростях ее истечения, близких и даже превышающих скорость звука. Основная причина данного механизма горения, как мы предполагаем, связана с температурным фактором, т. е. с наличием толстостенных микросопел с большой теплоемкостью, сохраняющих нагрев сопел от области перетяжки пламени длительный промежуток времени. Нагрев сопла, как и целый ряд других факторов (сжимаемость газа, изменения плотности, вязкости и т. д.), на трансзвуковых скоростях истечения микроструи приводят к так называемому запираанию сопла. Несмотря на то что реальная скорость истечения микроструи не измерена, по косвенным признакам резкого изменения сценария диффузионного горения микроструи водорода, истекающей из тонкостенных микросопел, можно судить о сверхзвуковом течении и горении в данной ситуации. К этим признакам относятся: исчезновение области перетяжки пламени, отрыв пламени от среза сопла и наличие, по видимому, сверхзвуковых бочек в оторвавшемся пламени (см. рис. 6). Основная причина данного сценария диффузионного горения, как мы предполагаем, связана опять же с температурным фактором, т. е. с наличием тонкостенных микросопел с малой теплоемкостью и возможностью их быстрого охлаждения, что не дает возможности существовать области перетяжки пламени на больших скоростях истечения микроструи. При этом запираания сопла не происходит в противоположность ситуации, представленной в работе [10].

### Выводы

Проведены экспериментальные исследования диффузионного горения высокоскоростной микроструи водорода на сверхзвуковой скорости истечения, и получены следующие результаты.

- Представлен сценарий сверхзвукового диффузионного горения круглой микроструи водорода.

- Показаны основные признаки сверхзвукового диффузионного горения круглой микроструи водорода: исчезновение области перетяжки пламени, отрыв пламени от среза сопла и наличие сверхзвуковых бочек в оторвавшемся пламени.

- Установлена основная причина данного сценария диффузионного горения, связанная с температурным фактором, т. е. с наличием тонкостенных микросопел с малой теплоемкостью и возможностью их быстрого охлаждения, что не дает возможности существовать области перетяжки пламени на больших скоростях истечения микроструи.

- Показано, что с ростом температуры нагрева микросопла от области перетяжки пламени при одной и той же скорости истечения микроструи происходит рост ее пространственного размера ( $l/d$ ).

### Список литературы

1. Козлов В. В., Грек Г. Р., Коробейничев О. П., Литвиненко Ю. А., Шмаков А. Г. Особенности горения водорода в круглой и плоской микроструе в поперечном акустическом поле и их сравнение с результатами горения пропана в тех же условиях // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 1. С. 79–86.

2. Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Коробейничев О. П., Литвиненко Ю. А. Различные режимы диффузионного горения круглой струи водорода в воздухе // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 2. С. 27–41.

3. Kozlov V. V., Grek G. R., Korobeinichev O. P., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G. Combustion of hydrogen in round and plane microjets in transverse acoustic field at small Reynolds numbers as compared to propane combustion in the same conditions (Part I) // International Journal of Hydrogen Energy. 2016. Vol. 41, issue 44. P. 20231–20239. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2016.07.276>.

4. Литвиненко Ю. А., Грек Г. Р., Козлов В. В., Коробейничев О. П., Шмаков А. Г. Структура присоединенного диффузионного пламени микроструи водорода, истекающей из щелевого сопла // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 2. С. 52–66.

5. Грек Г. Р., Катасонов М. М., Козлов Г. В., Литвиненко М. В. Диффузионное

горение водорода (круглое скошенное сопло) // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 2. С. 42–51.

6. Kozlov V. V., Grek G. R., Korobeinichev O. P., Litvinenko Yu. A., Shmakov A. G. Features of diffusion combustion of hydrogen in the round and plane high-speed microjets (Part II) // International Journal of Hydrogen Energy. 2016. Vol. 41, issue 44. P. 20240–20249. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2016.09.039>.

7. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. 5-е изд. М., 1991. Ч. 1–2. 611 с.

8. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974. 211 с.

9. Пурумов У. Г., Росляков Г. С. Течение газа в соплах. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1978. 351 с.

10. Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов В. В., Козлов Г. В., Литвиненко Ю. А. Экспериментальное исследование диффузионного горения высокоскоростной микроструи водорода. Часть 1. Присоединенное пламя, дозвуковое течение // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 2. С. 28–45.

Материал поступил в редколлегию 19.04.2017

V. V. Kozlov<sup>1,3</sup>, G. R. Grek<sup>1</sup>, M. V. Litvinenko<sup>1</sup>  
Yu. A. Litvinenko<sup>1</sup>, A. G. Shmakov<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS  
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

<sup>2</sup> Voevodsky Institute of Chemical Kinetics and Combustion SB RAS  
3 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

<sup>3</sup> Novosibirsk State University  
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

[kozlov@itam.nsc.ru](mailto:kozlov@itam.nsc.ru), [grek@itam.nsc.ru](mailto:grek@itam.nsc.ru)  
[litur@itam.nsc.ru](mailto:litur@itam.nsc.ru), [shmakov@kinetics.nsc.ru](mailto:shmakov@kinetics.nsc.ru)

## EXPERIMENTAL STUDY OF THE DIFFUSION COMBUSTION OF A HIGH-SPEED ROUND HYDROGEN MICROJET PART 2. LIFTED FLAME, SUPERSONIC FLOW

Scenario of supersonic diffusion combustion of a round hydrogen microjet is presented in this work. The main features of supersonic diffusion combustion of a hydrogen round microjet are shown: disappearance of a «bottleneck flame» region, lifted flame from the nozzle exit and existence of supersonic «shock cells» in the lifted turbulent flame. The main reason for this scenario of diffusion combustion connected with a temperature factor is found i.e. with existence of thin-walled micronozzles with a small thermal capacity and a possibility of their quenching that doesn't give the chance to exist of the «bottleneck flame» region at big speeds of a microjet efflux. It is shown that with growth of temperature of a micronozzle heating from the «bottleneck flame» region at the same speed of a microjet efflux growth of its spatial size ( $l/d$ ) is found.

**Keywords:** hydrogen round microjet, diffusion combustion, «bottleneck flame» region, thin-walled micronozzle, micronozzle heating.