

15. Гонтковская В. Т., Мержанов А. Г., Озерковская Н. И. и др. Докл. АН СССР, 1979, 245, 3, 631.
16. Гонтковская В. Т., Озерковская Н. И., Перегудов А. Н.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение газов и натуральных топлив.— Черноголовка, 1980.
17. Азатян В. В., Шавард А. А. Кинетика и катализ, 1981, 18, 1, 101.

*Поступила в редакцию 25/II 1986,
после доработки — 24/XI 1986*

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УСЛОВИЯ ИСТЕЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ N₂O-ГДЛ

*А. Б. Британ, Ю. И. Гринь, В. В. Голуб, И. А. Ораевский,
В. Г. Тестов, А. Н. Хмелевский*

(Москва)

Решение вопросов организации процесса расширения в соплах N₂O-ГДЛ в значительной степени связано с прогрессом в изучении характеристик газодинамических CO₂-лазеров [1]. Рабочие молекулы обоих лазеров во многом сходны, однако существенно препятствует повышению характеристик N₂O-ГДЛ термическое разложение закиси азота, которое начинается при сравнительно низких по сравнению с CO₂ температурах (~1600 К). Это не позволяет увеличить запасаемую колебательную энергию путем нагрева рабочего тела до более высоких температур. В результате оптимизация рабочих условий N₂O-ГДЛ для фиксированной геометрии сопла приводит к параметрам торможения: $p_0 = 60$ атм, $T_0 = 1100$ К [2].

В подобной ситуации резервы повышения характеристик лазера следует искать в оптимальном контуре соплового устройства. Геометрия сопла (его контур и высота критического сечения h) определяет продолжительность пребывания в сопле элементарного объема рабочего тела, в то время как параметры торможения — характерное время релаксации колебательной энергии. Отношение этих времен есть мера эффективности работы сопла как одного из основных элементов газового тракта ГДЛ.

Зависимость характеристик N₂O-ГДЛ от состава смеси подробно описана в [3], в [4] рассматривались закономерности поведения усиления в нестационарной струе лазерной смеси, истекающей из сверхзвукового сопла ударной трубы. В данной работе исследовался набор сопел с разным углом раствора и профилем сверхзвуковой части. Наряду с оптической визуализацией течения прибором Теплера и скоростной фотосъемкой процесса измерялся коэффициент усиления лазерного излучения, зондирующего поток на различных расстояниях от среза сопел [3]. Измерения проводились в пространственной струе и в прямоугольном канале, продолжающем сопло. Полученные результаты позволяют судить об инверсных характеристиках течения и могут использоваться для численной оптимизации и прогнозирования характеристик N₂O-ГДЛ.

1. Эксперименты проводились в ударной трубе с соплом, установленным в торцевой стенке камеры низкого давления. Использование демпферного бака значительного объема позволяло варьировать в широких пределах величину противодавления p_∞ , которое наряду с давлением в истекающем потоке на срезе сопла p_c определяло режим истечения. Объемы сопла и демпферного бака отделялись от камеры низкого давления тонкой алюминиевой мембраной, которая устанавливалась в критическом сечении сопла и разрушалась при отражении ударной волны от торца трубы [3]. Характеристики использованных сопел приведены в таблице, из которой видно, что наряду с клиновидными соплами с уг-

Номер и профиль сопла	φ , град	h , мм	Длина сопла, мм	Геометрия течения за срезом
1. Клиновидное	30	1,3—0,8	36	Пространственная струя
2. Клиновидное, с решеткой трубок в критическом сечении	30	1,3	36	То же
3. Клиновидное	50	1,3	36	»
4. Клиновидное	30	1,3—0,8	36	Прямоугольный канал
5. Профилированное	30	1,3	60	То же

лом раствора $\varphi = 30$ и 50° измерения проводились за срезом профилированного сопла в пространственной струе и в прямоугольном канале.

Геометрические характеристики струи за срезом сопла 1 подробно исследовались в [3], откуда следует, что при удалении от среза струя непрерывно расширяется и на расстояниях от среза $\sim 0,5 A$ (где A — ширина сопла) более чем на 20% превышает ширину сопла. Расширение струи происходит в плоскости зондирования потока лазерным излучением, поэтому информация о ширине потока в измерительном сечении необходима для определения важнейшей характеристики инверсной среды — коэффициента усиления на единицу длины α [1].

Пристыковка к срезу сопла прямоугольного канала позволяет устранить отмеченный эффект, так как поперечный размер потока за срезом с точностью до размеров пограничного слоя соответствует ширине сопла. Теневые фотографии течения в прямоугольном канале показывают, однако, что место стыковки расширяющихся стенок сопла с каналом (сопло 4) служит источником появления в потоке косых скачков уплотнения, в которых, согласно оценкам, выполненным для рассматриваемой лазерной смеси ($0,1N_2O + 0,2N_2 + 0,7He$), максимальное повышение плотности достигало значений $\sim 2,6$.

В процессе запуска сопла 4 прямоугольный канал играл роль диффузора, в котором отрыв и запирание потока проявлялись только при $n = p_c/p_\infty \leq 0,1$. Отмеченная закономерность представляется достаточно важной, так как при запуске подобных устройств в ударных трубах противодавлением служит не величина p_∞ , а давление в канале за первичной УВ, которое всегда выше, чем p_∞ . Фактическое значение степени нерасчетности в начальной фазе запуска диффузора будет меньше n и сравняется с ним только после выхода первичной УВ в объем демпферного бака [5].

Теневые фотографии на рис. 1 иллюстрируют процесс запуска сопла 2, которое в дальнейшем предполагается использовать для изучения смешанного варианта N_2O -ГДЛ. Система трубок, установленных в критическом сечении, позволяет впрыскивать закись азота в сверхзвуковой поток [6], однако в данных опытах впрыск газа не применялся. Резуль-

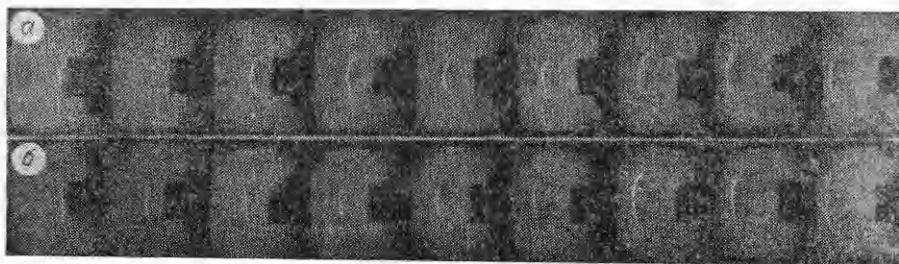


Рис. 1. Теневые фотографии течения за срезом сопла 2.

а) фотосъемка в плоскости малой оси; б) в плоскости большой оси сопла (в этой плоскости проводилось лазерное зондирование струи).

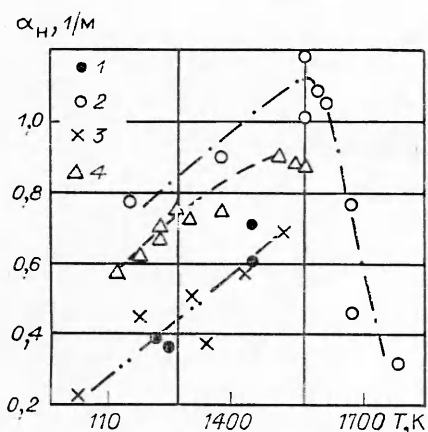


Рис. 2. Температурная зависимость нестационарной фазы усиления.

1—3 — сопло 1 ($\bar{x} = 12$); 4 — сопло 3 ($\bar{x} = 40$); h , мм: 1, 4 — 1, 3, 2 — 1, 3 — 0,8.

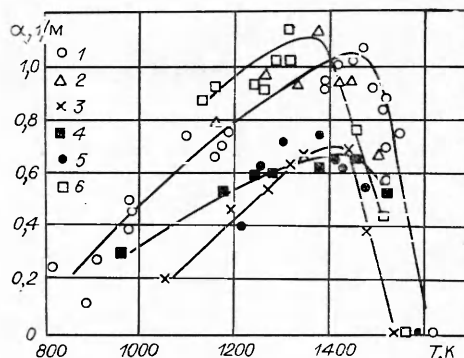


Рис. 3. Температурная зависимость стационарного коэффициента.

1—4 — сопло 1; 5, 6 — сопло 3; $\bar{x} = 30$ (4, 6) и 40 (1—3, 5); h , мм: 1, 4—6 — 1, 3, 2 — 1, 3 — 0,8.

таты скоростной фотосъемки процесса запуска сопла 2 не обнаружили заметных отличий в качестве потока по сравнению с аналогичными фотографиями для сопла 1, полученными в близких условиях в [3]. После вытеснения из сопла системы нестационарных ударных волн [5] за срезом устанавливается течение с достаточно однородным полем плотности. По сравнению с соплом 1 более плоской выглядит поверхность фронта вторичной УВ в плоскости большой оси (в этой плоскости проводилось зондирование потока лазерным излучением [3]).

Фотографии для сопла 2, как и большинство измерений в пространственной струе, получены в условиях недорасширенного течения, поэтому за срезом сопла отсутствуют заметные возмущения и УВ.

2. При моделировании процессов в ГДЛ с помощью ударной трубы в измерениях всегда присутствует начальный этап истечения, связанный с запуском соплового устройства. В недорасширенном течении область потока за вторичной УВ обычно занята нестационарной волной разрежения, в которой возможно появление инверсии и усиление зондирующего сигнала [4]. Размеры области нестационарного расширения в каждом конкретном случае зависят от скорости вытеснения из сопла вторичной УВ и головы волны разрежения [7]. В экспериментах с пространственной струей продолжительность нестационарного усиления слабо зависела от величины n и составляла $\sim 10^{-4}$ с.

На рис. 2, 3 приведены температурные зависимости коэффициента усиления в нестационарной и квазистационарной фазах истечения соответственно. Сравнивая данные, приведенные на графиках, легко увидеть, что усиление в стационарном потоке несколько выше. Максимум кривых на рис. 2 несколько сдвинут в область $T > 1400$ К, так как развитие диссоциации N_2O на начальном этапе еще не успевает компенсировать рост α , связанный с увеличением температуры, а следовательно, и колебательной энергией смеси. Приведенные результаты указывают на существование оптимальных условий получения инверсии, зависящих от геометрии сопла и измерительного сечения. Так, для сопла 1 варьирование h от 0,8 до 1,3 мм обеспечивало максимальное усиление при $h = 1$ мм и $\bar{x} = 40$ ($\bar{x} = x/h$). При $h = 0,8$ мм максимум в распределении усиления вдоль струи смещался к срезу сопла из-за падения плотности в потоке, связанного с ростом степени расширения струи. Аналогичным образом сказывается и увеличение угла раствора сопла при $h = 1,3$ мм и $\bar{x} = 40$.

С повышением противодавления геометрия струи перестраивалась с переходом к бочкообразной структуре при $n \ll 1$. Скорость расширения,

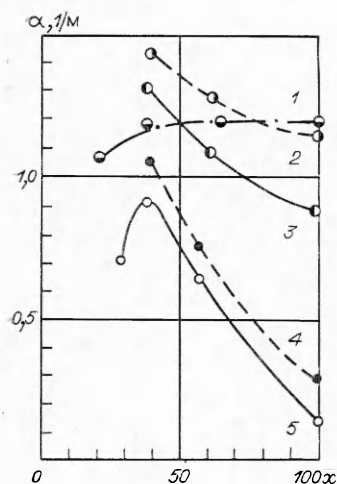


Рис. 4. Величина коэффициента усиления на различных расстояниях от среза сопла.

1, 3 — результаты измерений в канале сопла 4; 2 — в канале сопла 5; 4, 5 — в пространственной струе за срезом сопла 1; T_0 , К: 1, 2 — 1400, 3, 5 — 1250, 4 — 1460; p_0 , МПа: 1, 2 — 78, 3, 5 — 0,65, 4 — 0,84.

а следовательно, и инверсия на центральных и периферийных струйках тока существенно различались. Зондирование потока поперек струи на расстоянии $\bar{x} = 40$ показало, что в ядре потока, заключенном между висячими скачками, изменение усиления достигало 25%. В зоне смешения между границей струи и висячим скачком усиление поперек струи изменялось значительно сильнее. Результаты измерений за срезом сопла 2 не обнаружили заметных отличий в поведении зависимости $\alpha = f(T)$, однако из-за снижения расхода газа, вызванного загромождением критического сечения трубочками для впрыска газа, плотность потока и величина усиления уменьшались приблизительно вдвое.

На рис. 4 результаты измерений в пространственной струе сравниваются с измерениями в прямоугольном канале и дают представление о протяженности зоны инверсии в направлении истечения. Геометрические характеристики струи за срезом сопла 1, необходимые для расчета α , определялись по фотографиям потока, полученным в [4]. В пространственной струе после достижения максимума коэффициент усиления довольно резко уменьшается из-за падения плотности с удалением от среза сопла. Пристыковка к соплу прямоугольного канала (сопло 4) препятствует последующему расширению потока и реализуется течение с повышенным значением α .

Падение коэффициента усиления с расстоянием в данном случае связано с влиянием поступательно-колебательной релаксации и нагревом смеси в косых скачках, возникающих на стыках сопла и канала. Использование профилированного сопла 5 устраняет влияние косых скачков и коэффициент усиления на значительном участке прямоугольного канала остается практически постоянным.

Анализ поведения α со временем при измерениях в канале показал, что продолжительность нестационарной фазы, связанной с волной разрежения, увеличивалась при смещении измерительного сечения вниз по потоку от $t \approx 150$ мкс при $x = 40h$ до $t \sim 500$ мкс при $x = 100h$. При этом если при $\bar{x} = 40$ усиление сигнала не наблюдалось, то при $\bar{x} = 100$ оно возникало, но продолжалось значительно меньше, чем в случае пространственной струи. В режиме запираания сопла, когда прямоугольный канал не запускался ($n < 0,1$), в нестационарной стадии изменения зондирующего сигнала наблюдалось поглощение. В целом использование канала за срезом сопла приводило к росту коэффициента усиления и уменьшению его затухания по длине потока. Усиление в канале сменялось поглощением только при $n < 0,1$.

В пространственной струе максимальное стационарное значение $\alpha \approx 1$ 1/м достигалось за срезом сопла 1 при $h = 0,8$ мм и $x = 40h$. Для сопла 3 близкие значения α достигались, если $x = 30h$. Усиление такой же величины наблюдалось при запуске сопла 1 в нестационарной волне разрежения при $h = 1$ мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. — М.: Наука, 1976.
2. Бирюков А. С., Кулагин Ю. А., Шелепин Л. А. ЖЭТФ, 1976, 46, 2, 348.
3. Тестов В. Г., Гринь Ю. И., Голуб В. В. и др. ЖЭТФ, 1976, 71, 1, 88.
4. Голуб В. В., Гринь Ю. И., Исаков С. Н. и др. Изв. АН СССР, МЖГ, 1984, 2, 177.

5. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн.— М.: Наука, 1977.
6. Солоухин Р. И., Фомин Н. А. Газодинамические лазеры на смешении.— Минск: Наука и техника, 1984.
7. Британ А. Б. Тр. Ин-та механики МГУ, № 43, 1976.

Поступила в редакцию 27/III 1986,
после доработки — 9/II 1987

О МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ СИСТЕМ В ДЕТОНАЦИЮ

В. С. Ермолаев, А. А. Сулимов, В. А. Окунев, В. Е. Храповский

(Москва)

Качественные различия в картине перехода горения в детонацию (ПГД), которые обнаружены в [1] при анализе фотографий процесса в тэне, легли в основу представлений о двух типах ПГД в пористых ВВ [2]. Первый характеризуется возникновением детонации перед фронтом пламени (иногда очень близко к фронту) в негорящем веществе; второй связан с образованием в горящей среде позади фронта пламени ярко светящейся вторичной волны. Детонация возникает после того, как вторичная волна догонит фронт пламени, т. е. первичную волну реакции.

Сформулировав представления о двух типах перехода, авторы работы [2] объяснили яркое свечение вторичной волны ускорением реакций вследствие резкого повышения давления. Позднее в [3—5] для изучения ПГД в прессованных ВВ использовались стальные оболочки, снабженные системой ионизационных и тензометрических датчиков, которые размещались вдоль оболочки и служили для регистрации перемещения волн реакции и давления. Отождествив резкое увеличение наклона на кривой сигнал тензодатчика — время с прохождением головы сильной волны сжатия, авторы обнаружили, что эта волна, названная постконвективной, часто возникает позади фронта реакции, регистрируемого ионизационными датчиками. Дополнив результаты опытов в стальных оболочках оптическими и рентгеноимпульсными измерениями в пластиковых трубах [6], они выделили две разновидности ПГД в зависимости от наличия или отсутствия постконвективной волны. Это совпадает с представлениями, изложенными в [2], если принять, что вторичная волна есть оптическая идентификация постконвективной волны.

В теоретических исследованиях [7—9], выполненных методом численного моделирования, подробно анализировались закономерности стадии конвективного горения. Был воспроизведен ПГД, отличающийся признаками первого типа. ПГД по второму типу воспроизвести не удалось. Таким образом, представления о механизме ПГД в пористых ВВ остаются неполными. Неясны причины возникновения вторичной (постконвективной) волны, без знания которых невозможно построить адекватную модель процесса.

Двум типам ПГД помимо качественных различий присущи разные количественные закономерности. Обобщив собственные и известные литературные данные относительно основных характеристик ПГД (зависимостей скорости нарастания давления в зоне горения и длины преддетонационного участка $L_{пр}$ от начальных свойств системы), в настоящей работе выделены дополнительные признаки, которые позволили более четко разграничить два типа ПГД. На основе полученных результатов предложена новая гипотеза о механизме ПГД второго типа и образовании вторичной волны, которая с единых позиций увязывает экспериментальные данные.

Количественной мерой скорости нарастания давления может служить константа времени i_+ , которая определяется из экспериментальной