

УДК 533.6.011.8

## **О ВЛИЯНИИ ТРАНСЗВУКОВОЙ ЧАСТИ СОПЛА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАМОРАЖИВАНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ В ПОТОКЕ $H_2 - HCl$**

**САЛЬНИКОВ В. А., СТАРИК А. М.**

В последнее время рассматривается возможность использования молекул галогеноводородов для получения когерентного излучения ближнего инфракрасного диапазона как при электрическом, так и тепловом способе возбуждения [1-4]. Одним из наиболее перспективных рабочих тел для газодинамического лазера (ГДЛ) называют смесь  $H_2 - HCl$  [4]. Проведенные в [2, 5] расчеты предсказывают высокие удельные параметры для таких лазеров, при этом форма сверхзвуковой части сопла оказывает значительное влияние на инверсные характеристики среды.

Весьма важен также вопрос о влиянии на эффективность замораживания колебательной энергии особенностей течения неравновесного газа в до- и трансзвуковой частях сопла, поскольку именно здесь происходят основные потери колебательной энергии молекул, обусловленные колебательно-поступательной ( $V-T$ ) релаксацией, и именно здесь реализуется наибольшая неравномерность параметров газового потока.

Особенности двумерного течения в до- и трансзвуковой частях сопел ГДЛ совершенного газа рассматривались ранее в [6], колебательно-релаксирующего — в [7, 8]. Было показано, что даже при значительных давлениях торможения в ресивере  $p_0 = 4$  МПа в трансзвуковой части сопла равновесие между колебательными и поступательными степенями свободы молекул  $CO_2(N_2O) - N_2 - He$  отсутствует. Кроме того, отмечалось существенное влияние на неравновесный характер течения длины участка постоянного сечения в горле. Однако детального анализа влияния формы до- и трансзвуковой частей сопла на эффективность замораживания колебательной энергии молекул даже для газодинамического  $CO_2$ -лазера не проводилось.

Подобный анализ с учетом неоднородного характера течения на примере смеси  $H_2 - HCl$  выполнен в данной работе.

1. Рассматриваются плоские сопла, дозвуковая часть которых образована клином с полууглом раскрытия  $\alpha = 0 - 80^\circ$ . Трансзвуковая часть либо имеет в области критического сечения участок постоянной высоты длиной  $l_p$  и две точки излома контура в начале и в конце участка, либо образована дугой окружности с радиусом  $r$ , которая в дозвуковой части сопла плавно сопрягается с прямой и соединяется с профилем сверхзвуковой части в угловой точке, расположенной в минимальном сечении сопла. Угол наклона касательной к дуге окружности в угловой точке равен нулю. Сверхзвуковая часть всех рассматриваемых сопел образована клином с полууглом раскрытия  $44^\circ$ . Поскольку зависимость эффективности замораживания колебательной энергии от радиуса скругления  $r$  подробно исследовалась еще в [9, 10], то в данной работе рассматриваются только сопла с  $r = 1$ . Здесь и далее все линейные размеры приведены в безразмерном виде. За характерный линейный масштаб выбирается полувисота критического сечения  $h_*/2$ .

Для расчета неравновесного течения  $H_2 - HCl$  в до- и трансзвуковой частях сопла, как и в [8], использовался метод установления третьего порядка аппроксимации по пространственным переменным, разработанный в [11] для расчета двумерных смешанных течений газа в соплах при наличии неравновесных физико-химических процессов.

Поскольку в до- и трансзвуковой областях течения температура и плотность газа достаточно велики, то в каждом отдельном типе колеба-

ний очень быстро устанавливается локальное термодинамическое равновесие и колебания молекул  $H_2$  и  $HCl$  в этом случае можно моделировать гармоническим осциллятором.

Система нестационарных двумерных уравнений газовой динамики и колебательной кинетики, описывающая плоское ( $v=0$ ) или осесимметричное ( $v=1$ ) течение невязкого и нетеплопроводного газа  $H_2-HCl$ , записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= -v \frac{\rho v}{y}, & \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial y} &= -v \frac{\rho v u}{y} \\ & \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{\partial (p + \rho v^2)}{\partial y} &= -v \frac{\rho v^2}{y} \\ \frac{\partial \rho (2e + w^2)}{\partial t} + \frac{\partial \rho u (2i + w^2)}{\partial x} + \frac{\partial \rho v (2i + w^2)}{\partial y} &= -v \frac{\rho v (2i + w^2)}{y} \\ \frac{\partial \rho q_n}{\partial t} + \frac{\partial \rho u q_n}{\partial x} + \frac{\partial \rho v q_n}{\partial y} &= -v \frac{\rho v q_n}{y} + \rho \Phi_n \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$q_n = [\exp(\theta_n/T_n) - 1]^{-1}, \quad \Phi_n = \Phi_n^{v-T} + \Phi_n^{v-v'}$$

Здесь  $\rho$  — плотность,  $u$  и  $v$  — проекции вектора скорости  $w$  на оси  $x$  и  $y$  декартовой системы координат,  $p$  — давление,  $e$  — удельная внутренняя энергия,  $i$  — удельная энтальпия,  $\theta_n$  и  $T_n$  — характеристическая и локальная колебательные температуры ( $n=1-H_2$ ,  $n=2-HCl$ ),

$\Phi_n^{v-T}$  и  $\Phi_n^{v-v'}$  — интенсивности источников возбуждения колебаний молекул  $n$ -го компонента в процессах  $V-T$ - и  $V-V'$ -обмена. Конкретный вид  $\Phi_n^{v-T}$  и  $\Phi_n^{v-v'}$  для смеси  $H_2-HCl$  приведен в [5]. Необходимые для расчета молекулярные константы взяты из [12].

Рассматриваемая система дифференциальных уравнений (1.1) замыкается уравнением состояния  $i=i(p, \rho, q_1, q_2)$ .

Искомые функции на входе сопла доопределяются с учетом заданных значений полной энтальпии и энтропии, причем полагается  $v=0$ ,  $\partial u/\partial x=0$ . Граничные условия на стенках сопла задаются из условия непротекания. Значения искомых функций на выходе, в сверхзвуковой части сопла, находят с помощью линейной экстраполяции.

Эффективность замораживания колебательной энергии в до- и трансзвуковой частях сопла определялась по соотношению

$$\eta_* = \frac{\xi_1 \theta_1 \langle q_1^* \rangle + \xi_2 \theta_2 \langle q_2^* \rangle}{\xi_1 \theta_1 q_1(T_0) + \xi_2 \theta_2 q_2(T_0)}$$

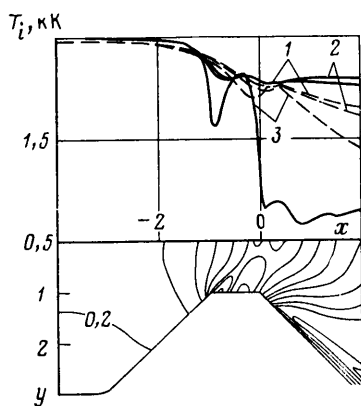
где  $\langle q_1^* \rangle$  и  $\langle q_2^* \rangle$  — значения  $q_1$  и  $q_2$ , осредненные по расходу в сечении  $x=0$ ,  $\xi_1$  и  $\xi_2$  — молярные доли  $H_2$  и  $HCl$  в смеси соответственно,  $q_1(T_0)$  и  $q_2(T_0)$  — равновесные значения  $q_1$  и  $q_2$  при температуре торможения в ресивере сопла  $T_0$ .

Расчеты проводились для смеси  $H_2 : HCl = 0,95 : 0,05$  при  $p_0 = 5-10$  МПа,  $T_0 = 2000-2500$  К.

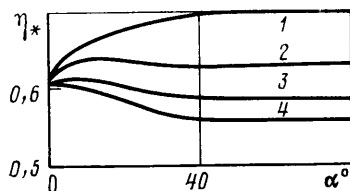
2. Рассмотрим сначала влияние на эффективность замораживания колебательной энергии формы входной части сопла с участком постоянного сечения в горле. На фиг. 1 представлены результаты расчета течения рассматриваемой смеси  $H_2-HCl$  в сопле с  $l_p=1$  при  $T_0=2500$  К,  $p_0=10$  МПа,  $h_*=0,4 \cdot 10^{-3}$  м и  $\alpha=45^\circ$ . Изолиниями  $M=\text{const}$  с шагом  $\Delta M=0,2$  изображено реализуемое поле чисел Маха. Показано изменение колебательных  $T_1$ ,  $T_2$  и поступательной  $T$  температур (кривые 1-3 соответственно) по оси (штриховые линии) и стенке (сплошные линии) рассматриваемых сопел.

Из представленных на фиг. 1 результатов видно, что обтекание угловой точки, расположенной в начале участка постоянного сечения, сопровождается перерасширением потока до сверхзвуковой скорости с последующим торможением в скачке уплотнения, который возникает за угловой точкой на стенке в начале горла. При  $\alpha \geq 30^\circ$  он достигает оси сопла и здесь ослабляется волной разрежения, образующейся при обтекании угловой точки, расположенной в конце участка постоянного сечения.

Подобная структура течения, реализующаяся в трансзвуковой части сопла с  $l_p=1$ , существенным образом влияет на кинетику колебательного энергообмена. При этом, как и для смеси  $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ , отрыв колебатель-



Фиг. 1



Фиг. 2

ных температур  $T_1$  и  $T_2$  от поступательной происходит в окрестности угловой точки, расположенной в начале горла. Однако после угловой точки в конце горла, когда в пристенной области сверхзвуковой части сопла происходит резкое ускорение газового потока, а затем небольшое подтормаживание, нерезонансный характер энергообмена между молекулами  $\text{H}_2$  и  $\text{HCl}$  приводит к существенному различию в распределении колебательных температур по сравнению со смесью  $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ . Резкое уменьшение температур после угловой точки, расположенной в конце участка постоянного сечения, вызывает нарушение установившегося ранее квазиравновесия между колебаниями  $\text{H}_2$  и  $\text{HCl}$  и приводит к возникновению потока энергии из колебаний  $\text{H}_2$  в колебания  $\text{HCl}$ . Действительно, после установления в результате  $V\text{-}V'$ -обмена равновесия между колебаниями молекул  $\text{H}_2$  и  $\text{HCl}$  из условия  $\Phi_1^{v-v'} = \Phi_2^{v-v'} = 0$  можно получить [5]

$$\frac{\theta_1}{T_1} - \frac{\theta_2}{T_2} = \frac{\theta_1 - \theta_2}{T} \quad (2.1)$$

Из (2.1) видно, что при уменьшении  $T$  для сохранения указанного квазиравновесного распределения  $T_1$  должна уменьшаться, а  $T_2$  — увеличиваться. Поскольку  $\xi_1 \gg \xi_2$ , то небольшое изменение  $T_1(q_1)$  приводит к значительному изменению  $T_2(q_2)$ . Это и наблюдается после перерасширения потока в пристенной области течения. Поскольку на оси сопла поступательная температура меняется значительно слабее, чем на стенке, подобной передачи энергии от  $\text{H}_2$  к  $\text{HCl}$  не происходит и на всем протяжении трансзвуковой области течения в окрестности оси сопла  $T_1 > T_2$  (см. штриховые кривые).

При уменьшении параметра подобия  $\rho_0 h_*$  скорость процессов колеба-

тельного энергообмена уменьшается, а степень неравновесности потока увеличивается. При  $p_0 h_* \leq 1$  кПа·м интенсивность замораживания колебательной энергии молекул  $H_2$  и  $HCl$  столь велика, что даже в пристенной области течения при  $\alpha \geq 60^\circ$  нерезонансный характер энергообмена между  $H_2$  и  $HCl$  в трансзвуковой части сопла не влияет на изменение  $T_1$  и  $T_2$ . В этом случае, так же как и на оси,  $T_1 > T_2$ .

С уменьшением  $\alpha$  уменьшается интенсивность скачка уплотнения в горле постоянного сечения. Это должно приводить к более эффективному замораживанию колебательной энергии в до- и трансзвуковой частях сопла и росту  $\eta_*$ . С другой стороны, с уменьшением  $\alpha$  увеличивается время пребывания газа в области дозвукового течения с высокой плотностью частиц, что приводит к увеличению потерь колебательной энергии вследствие  $V-T$ -релаксации. Очевидно, что должно существовать оптимальное значение  $\alpha$ , при котором эффективность замораживания колебательной энергии максимальна. Проведенные расчеты подтверждают это предположение.

На фиг. 2 показана зависимость  $\eta_* = f(\alpha)$  для сопел с  $l_p = 1$  при  $T_0 = 2500$  К и различных значениях  $p_0 h_* = 1, 2, 4, 8$  кПа·м (кривые 1–4 соответственно). С уменьшением  $p_0 h_*$  величина  $\alpha_{opt}$  увеличивается. Для рассматриваемых условий при  $p_0 h_* < 1$  кПа·м наибольшие значения  $\eta_*$  достигаются при  $\alpha > 35^\circ$  (при  $p_0 h_* = 1$  кПа·м  $\eta_*^{max} = 0,7$ ). При стремлении  $\alpha$  к нулю в до- и трансзвуковой частях сопла реализуется равновесное течение с  $\eta_* = 0,61$ .

При больших значениях  $p_0 h_*$  ( $p_0 h_* > 4$  кПа·м) с увеличением  $\alpha > \alpha_{opt}$  величина  $\eta_*$  может быть даже меньше, чем при равновесном течении в сопле с  $\alpha$ , близким к нулю. Это объясняется тем, что с увеличением  $\alpha$  в горле сопла с  $l_p = 1$  реализуется сверхзвуковое течение с поступательной температурой меньшей, чем при равновесном течении с  $\alpha = 0$ . А поскольку при больших  $p_0 h_*$  течение в до- и трансзвуковой частях сопла независимо от  $\alpha$  близко к равновесному, то величина колебательной энергии, определяемая в данном случае поступательной температурой, будет уменьшаться с ростом  $\alpha > \alpha_{opt}$ . Ясно, что этот эффект связан с неоднородным характером течения в трансзвуковой части сопла. Рассмотренные закономерности сохраняются для смесей с другими начальными параметрами и составом газа, хотя значения  $\alpha_{opt} = f(p_0 h_*)$  для различных  $T_0$ ,  $\xi_n$  становятся другими. Это указывает на универсальность полученных на примере течения смеси  $H_2-HCl$  выводов о влиянии на величину  $\eta_*$  угла наклона профиля в дозвуковой части сопла с участком постоянного сечения в горле.

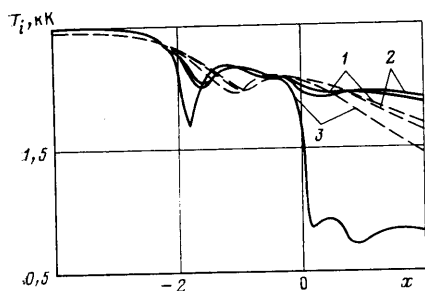
Заметим, что ранее на основании результатов расчетов [9], полученных в одномерном приближении для смеси  $CO_2-N_2-H_2O$ , считалось, что наибольшая эффективность замораживания колебательной энергии достигается в соплах с  $\alpha \geq 60^\circ$ . Однако для обеспечения приемлемого коэффициента расхода предлагалось выбирать  $\alpha = 45^\circ$ .

При увеличении длины участка постоянного сечения в горле до величины  $l_p = 2$  картина течения в трансзвуковой части сопла изменяется. При этом между молекулами  $H_2$  и  $HCl$  сохраняются те же закономерности  $V-T$ - и  $V-V'$ -обмена. На фиг. 3 аналогично фиг. 1 для сопла с  $l_p = 2$  при прочих равных условиях кривыми 1–3 показано изменение  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T$  по оси и стенке. Отличительной особенностью здесь по сравнению с соплом, у которого  $l_p = 1$ , является увеличение эффективной скорости релаксации колебательной энергии молекул рабочего газа. Это связано с тем, что при  $l_p = 2$  скачок уплотнения, образовавшийся за угловой точкой в начале горла, достигает оси сопла при меньших значениях  $\alpha$ . Естественно, что при этом сильнее, чем в соплах с  $l_p = 1$ , возрастают давление и температура на оси сопла и увеличивается зона дозвукового течения у стенки. Это приводит к снижению эффективности замораживания колебательной энергии.

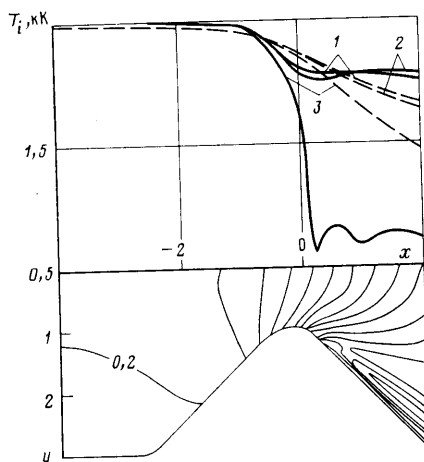
Заметим, что при  $l_p=1$  и 2 равновесие в сечении  $x=0$  даже при  $p_0 h_* = 4$  кПа·м не достигается. При этом в области стенки сопла отрыв колебательных температур от поступательной может достигать 500–750 К даже при  $p_0=10$  МПа. Поэтому часто применяемое при расчете инверсных характеристик предположение о наличии в критике равновесия между колебательными и поступательными степенями свободы является необоснованным.

При дальнейшем увеличении  $l_p$  течение в трансзвуковой части сопла становится близким к равновесному, поэтому использование сопел с  $l_p > 2$  при малых  $p_0 h_*$ , по-видимому, нецелесообразно.

Из изложенного следует, что основной причиной, приводящей к уменьшению эффективности замораживания колебательной энергии в до- и трансзвуковых частях сопла с участком постоянного сечения в горле, является наличие скачка уплотнения.



Фиг. 3

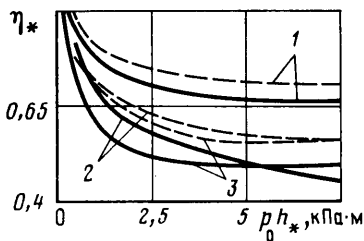


Фиг. 4

Течение без скачков реализуется в соплах, имеющих выполненный по радиусу участок, образующий трансзвуковую часть сопла. На фиг. 4 аналогично фиг. 1, 3 линиями  $M=\text{const}$  и кривыми 1–3 показано поле чисел Маха и изменение  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T$  по оси и стенке такого сопла с  $r=1$ . Из сравнения соответствующих распределений параметров, представленных на фиг. 1, 3, 4, видно, что в отличие от сопел с участком постоянного сечения в горле в сопле с трансзвуковой частью, выполненной по радиусу, колебательные температуры  $T_1$  и  $T_2$  на оси сопла выше, чем на стенке. При этом выше и степень неравновесности, а следовательно, и величина  $\eta_*$ . Интересной особенностью здесь является и более глубокое охлаждение газа в пристенной области, что также приводит к увеличению эффективности замораживания колебательной энергии.

Влияние параметра  $p_0 h_*$  на величину  $\eta_*$  для рассматриваемых сопел с  $\alpha=45^\circ$  при  $T_0=2500$  и 2000 К (штриховые и сплошные кривые соответственно) иллюстрирует фиг. 5. Здесь цифры 1–3 соответствуют соплам с трансзвуковой частью, сprofilированной по радиусу (см. фиг. 4), и с участком постоянного сечения  $l_p=1$  (см. фиг. 1) и  $l_p=2$  (см. фиг. 3).

Заметим, что уменьшение начальной температуры газа приводит к увеличению плотности частиц и, как следствие, к уменьшению эффективности замораживания колебательной энергии. Поэтому для всех сопел штриховые кривые лежат выше сплошных. Видно также, что сопла с трансзвуковой частью, выполненной по радиусу, во всей рассматриваемой



Фиг. 5

области изменения параметров дают более высокие значения  $\eta^* > 0,65$ . Для сопел с  $l_p = 1$  приемлемые значения  $\eta^* \geq 0,6$  реализуются только при  $p_0 h^* \leq 3$  кПа·м для  $T_0 = 2500$  К и при  $p_0 h^* \leq 2$  кПа·м для  $T_0 = 2000$  К. При  $l_p = 2$  значения  $\eta^* > 0,6$  реализуются только при  $p_0 h^* \leq 2,5$  кПа·м для  $T_0 = 2500$  К и при  $p_0 h^* < 1$  кПа·м для  $T_0 = 2000$  К.

Аналогичные зависимости  $\eta^* = f(T_0, p_0 h^*)$  имеют место и для других составов смеси, а полученные в работе выводы

справедливы и для других рабочих тел ГДЛ, состоящих как из двух-, так и из многоатомных молекул.

В заключение авторы выражают благодарность В. А. Левину и Р. К. Тагирову за полезное обсуждение материалов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ораевский А. Н., Родионов Н. Б., Щеглов В. А. Тепловые газодинамические лазеры на частичной инверсии // Журн. техн. физики. 1978. Т. 48. № 7. С. 1432–1441.
2. Howgate D. Advanced  $H_2$ -HCl gas-dynamic laser. Phase I, II. Final technical report. Atlantic Research. Corp. Alexandria. V. A. Report. № ARC-47-5655. 1976.
3. Игوشин В. И., Ораевский А. Н. Галогеноводородные лазеры с передачей колебательной энергии от метастабильных двухатомных молекул // Квант. электроника. 1978. Т. 5. № 5. С. 1048–1056.
4. Левин В. А., Старик А. М. Анализ лазеров на галогеноводородах // Квант. электроника. 1982. Т. 9. № 2. С. 315–322.
5. Кирмусов И. П., Левин В. А., Старик А. М. Теоретическое исследование характеристик газодинамического лазера на смеси  $H_2$ -HCl // Квант. электроника. 1981. Т. 8. № 5. С. 972–979.
6. Тагиров Р. К., Чефанов В. М. Расчетно экспериментальное исследование газодинамики плоских симметричных сопел, имеющих участок постоянной высоты и две точки излома контура в области критического сечения // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 4. С. 100–105.
7. Бирюков А. С., Сериков Р. И., Старик А. М., Шелепин Л. А. Влияние неоднородностей параметров потока на характеристики рабочих сред газодинамических  $CO_2$ - и  $N_2O$ -лазеров // Квант. электроника. 1977. Т. 4. № 4. С. 787–792.
8. Сальников В. А. Об особенностях течения колебательно-релаксирующего газа в соплах с участием постоянного сечения в области горла // ПМТФ. 1984. № 3. С. 61–66.
9. Greenberg R. A., Schneiderman A. M., Ahouse D. R., Parmentier E. M. Rapid Expansion Nozzles for gas dynamic lasers // AIAA Journal. 1972. V. 10. № 11. P. 1494–1498.
10. Wagner J. L., Anderson J. D., Jr. Effect of nozzle throat radius of curvature on gas-dynamic laser gain // J. Spac. and Rockets. 1972. V. 9. № 6. P. 471–473.
11. Иванов М. Я., Сальников В. А. К расчету течения газа в сопле Лавала при наличии неравновесных физико-химических процессов // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 4. С. 173–177.
12. Кирмусов И. П., Старик А. М. К вопросу об экспериментальной реализации генерации в газодинамическом лазере на смеси  $H_2$ -HCl // Неравновесные течения газа с физико-химическими превращениями. М.: Изд-во МГУ, 1985. С. 26–48.

Москва

Поступила в редакцию  
24.VII.1986.