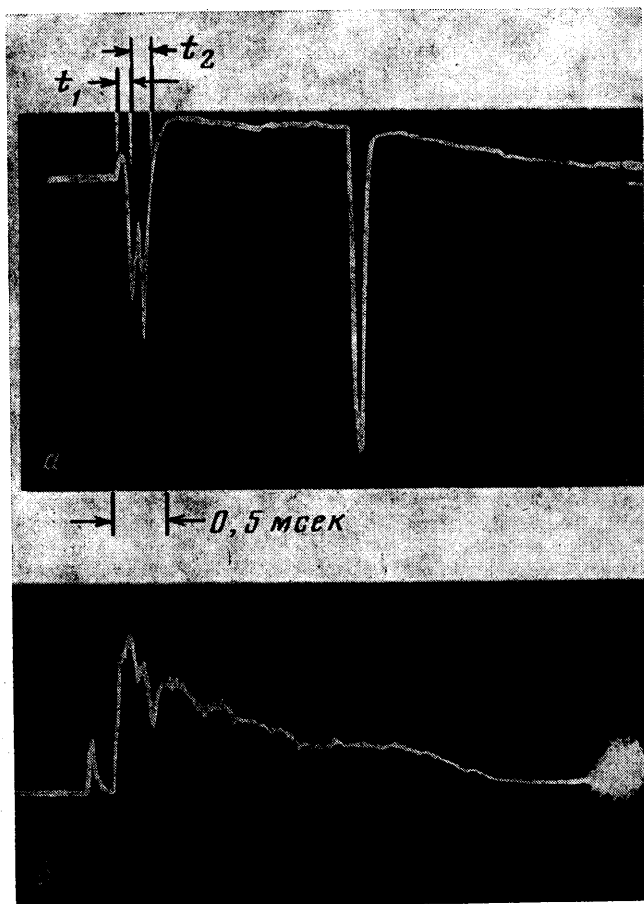


ИССЛЕДОВАНИЕ НАСЕЛЕННОСТЕЙ ЛАЗЕРНЫХ УРОВНЕЙ ($00^{\circ}1-10^{\circ}0$) В НЕСТАЦИОНАРНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ N_2O -СТРУЕ

ГОЛУБ В. В., ГРИНЬ Ю. И., ИСАКОВ С. Н., НАВОКО И. М.,
ПЕТРОВ Р. Л., ТЕСТОВ В. Г.

В последние годы широко используется моделирование газодинамических и физико-химических процессов, происходящих в стационарных сверхзвуковых потоках на установках, сочетающих ударную трубу с сопловым блоком. В практике реализации инверсной населенности в расширяющемся потоке используются щелевые и плоские сверхзвуковые сопла. Применение течений такой геометрии оправдывается и теоретическим анализом. На ударных трубах в реальных условиях время, в течение

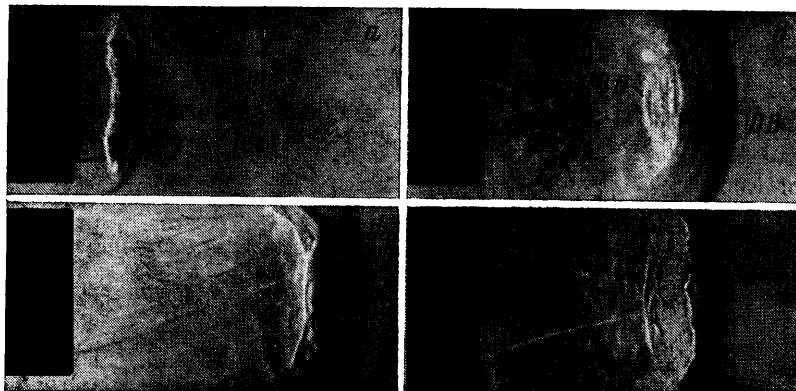


Фиг. 1

которого параметры торможения p_1 и T_1 постоянны, как правило, невелико, поэтому необходимо знать длительность и особенности процесса формирования стационарного значения инверсной населенности.

Как показали экспериментальные исследования усиления слабого сигнала в свободной струе за звуковыми щелевыми соплами со смесями, содержащими молекулы CO_2 или N_2O [1, 2], при появлении струи в зоне прохождения луча зондирующего лазера вначале возникает зона поглощения, т. е. отсутствия инверсии, длительность которой составляла порядка 100 мкс. В дальнейшем зона поглощения сменялась областью усиления.

Эксперименты, выполненные в потоках смесей, содержащих N_2O , выявили заметное отличие во временном изменении интенсивности зондирующего излучения при работе в струях за сверхзвуковыми соплами по сравнению со звуковыми. На фиг. 1, а представлена типичная осциллограмма изменения интенсивности излучения зондирующего N_2O -лазера, дважды прошедшего через сверхзвуковую струю смеси $0,1 N_2O - 0,2 N_2 - 0,7 He$ на 15,5 мм от среза по оси сопла. Видно, что зоне поглощения t_2 пред-



Фиг. 2

шествует зона усиления t_1 . Таким образом, при вхождении струи в зону лазерного луча отмечается инверсная населенность, которая исчезает, а затем вновь возникает, нарастая до стационарного значения.

Для исследования закономерностей изменения указанных характеристик были проведены измерения в смеси $0,1 \text{ N}_2\text{O} - 0,2 \text{ N}_2 - 0,7 \text{ He}$, в которой реализуется максимальная инверсная населенность в следующих режимах: $p_1 = 19 \text{ кПа}$, $v_1 = 1,0 - 1,85 \text{ км/с}$, противодавление в барокамере $p_\infty = 12,9 - 3810 \text{ Па}$, зондирование струи проводилось на расстояниях от среза сопла 12–74 калибра.

Было установлено, что при смещении вниз по потоку при p_∞ и $v_1 = \text{const}$ размеры зоны поглощения увеличиваются ($t_2 = 150 - 400 \text{ мкс}$), при этом длительность существования инверсии перед ней практически остается постоянной ($t_1 \sim 100 \text{ мкс}$) и усиление $\alpha(t_1)$ достигает 10%. Измерения на расстоянии 12 калибров от среза сопла при изменении нерасчетности $n = p_a/p_\infty$ за счет варьирования противодавления p_∞ показали, что с ростом противодавления увеличивалась зона поглощения и сокращалась область существования предварительной инверсии до 25 мкс (p_a — давление на срезе сопла). Измерения в режиме генерации, результаты которых приведены на фиг. 1, б, указывают на полную корреляцию генерации с поведением усиления. Так, первый всплеск генерации соответствует предварительной зоне инверсии. Область же отсутствия генерации соответствует зоне поглощения, т. е. отсутствию инверсии.

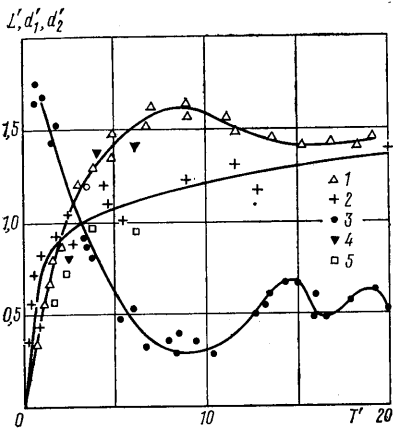
При исследовании усиления в смеси $\text{N}_2\text{O} - \text{CO} - \text{N}_2 - \text{He}$ реализовались режимы частичной и полной диссоциации. В первом случае в струе присутствовали две рабочие молекулы: N_2O и химически образовавшееся CO_2 . Во втором случае рабочей молекулой была только CO_2 . Исследования показали, что при измерениях усиления на длине волны 10,6 мкм, соответствующей переходу между уровнями $00^0_1 - 10^0_0$ молекулы CO_2 , усиление перед зоной поглощения отсутствовало, в то время как для молекулы N_2O ($\lambda = 10,9 \text{ мкм}$) оно имело место. Выявленные особенности коррелируют с данными, полученными для квазистационарного режима. В исследованиях квазистационарной струи с рабочими молекулами N_2O [3] вследствие различия времен релаксации и более низких характеристических температур удается реализовать большую инверсную населенность, чем в случаях с CO_2 , при одинаковых параметрах торможения.

При нагружении сопла каналом прямоугольного сечения, размер которого равен выходному сечению сопла, характер поведения усиления на смесях с N_2O сохранялся.

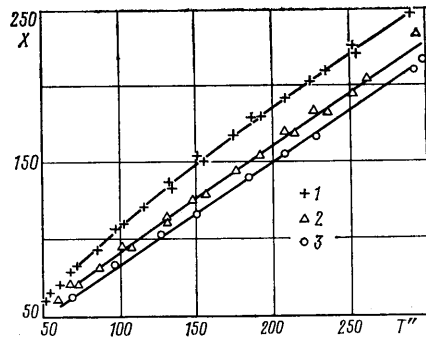
Таким образом, при расширении нагретых смесей, содержащих молекулы N_2O , через клиновидное сопло зоне стационарного усиления предшествует зона с нестационарным изменением распределения населенностей уровней 00^0_1 и 10^0_0 . Вначале возникает область, в которой существует инверсная населенность, за счет того, что падение температуры и плотности вверх по течению от вторичной волны обеспечивает условия, когда время релаксации энергии верхнего лазерного уровня τ (00^0_1) больше, чем время релаксации уровня τ (10^0_0) и газовой температуры τ_T . Дальнейшее уменьшение T и ρ приводит к исчезновению инверсии и появлению зоны поглощения, аналогичной случаю течения за звуковым соплом. Последующее повышение плотности и температуры обуславливает уменьшение поглощения и смену его усилением, которое достигает квазистационарного значения.

Для установления причин такого поведения усиления необходимо знать характер закономерности изменения газодинамических параметров в струе в процессе ее формирования.

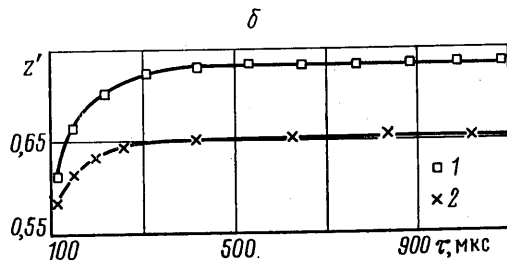
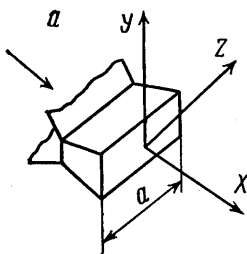
Экспериментальные исследования струйного течения за осесимметричными звуковыми и коническими сверхзвуковыми соплами в Ar , N_2 и CO_2 [4] показали, что для



Фиг. 3



Фиг. 5



Фиг. 4

движения фронта истекающего газа отсутствует закономерность, позволившая бы устранить влияние сорта газа и конфигурации сопла.

Поэтому были проведены тепловские съемки волновой картины и измерения времени установления геометрии течения в пространственной струе лазерной смеси $0,1 \text{ N}_2\text{O} - 0,2 \text{ N}_2 - 0,7 \text{ He}$ с клиновидным соплом с углом раствора 30° , отношением площадей $F_a/F_* = 15$ и высотой критического течения $h = 1,3 \text{ мм}$. Исследования проводились при изменении $v_1 = 1,3 - 2,4 \text{ км/с}$ и $n \sim 30$. На фиг. 2, а, б представлены теплепрограммы свободной струи смеси $0,1 \text{ N}_2\text{O} - 0,2 \text{ N}_2 - 0,7 \text{ He}$ в плоскости большой оси сопла ($t = 40$ и 93 мкс). Видно, что на первой стадии (фиг. 2, а), через данную пространственную координату ($X = x/h = 12$) проходят все возмущения — первичная ударная волна, фронт истекающего газа (контактная поверхность) и вторичная ударная волна. Вторая стадия охватывает интервал времени, в течение которого в истекающем газе формируется установившееся течение, фиксировавшееся по времени установления квазистационарного положения висячих скачков и границы струи.

Таким образом, при выходе из сопла в свободное пространство форма фронта истекающего газа и волновая картина потока претерпевают изменения. В истекающем газе формируется одна или несколько вторичных ударных волн. Кроме этих волн на начальной стадии истечения наблюдается волновая картина, похожая на геометрическую структуру стационарной недорасширенной струи. Эта волновая картина изменяется со временем: «диск Маха» или «волна Римана» по мере перемещения по потоку уменьшаются и вырождаются в X-образное пересечение, а затем исчезают.

Наличие такой сложной картины течения обуславливает пульсации плотности (волны сжатия) и вызывает пульсации проходящего сигнала в зоне поглощений.

В связи с тем что качество тепловских снимков ограничивается допустимым давлением порядка сотен Па, нижнее противодавление в барокамере составляло $0,5 \text{ кПа}$, а изменение нерасчетности осуществлялось варьированием начального давления p_1 в канале ударной трубы. Из фиг. 2, а, б видно, что расстояние между фронтом истекающего газа и обращенной ударной волной достаточно мало. Длительность пребывания этой зоны в месте прохождения луча зондирующего лазера не превышает 10 мкс . Следовательно, первичная зона возникновения усиления связана не с ударным нагревом истекающего газа за фронтом вторичной ударной волны [5], а с нестационарным расширением вверх по потоку от обращенной волны.

Как показали исследования струйных течений осесимметричных и плоских сопел, после первой стадии нестационарная волновая структура импульсной струи характеризуется присутствием аналогов диска Маха [4] и волны Римана [6], являющихся волнами сжатия. На фиг. 3 представлены зависимости безразмерной высоты $d_1' = 2d_1/nh$ (2), ширины $d_2' = 2d_2/nh$ (3) и положения $L' = 2L/nh$ (1) аналога волны Римана от безразмерного времени $T' = 2\tau c_*/nh$ для пространственной струи звукового щелевого сопла по данным тепловых измерений (τ — время от начала истечения, c_* — критическая скорость звука). На фиг. 3 также приведены безразмерные положение L' и высота d' волны Римана для плоской струи за звуковым щелевым соплом по данным интерферометрических измерений. Исследования проводились с соплами размером $1,5 \times 40$ и $2,5 \times 70$ мм² ($a/h = 27$ и $28,5$) при $M_1 = 2,0 - 3,5$ и $n = 8 - 42$, при этом в качестве истекающего газа использовались N_2 и воздух. Видно, что нестационарная картина трансформируется к стационарному истечению.

На фиг. 4, б представлено изменение положения границы пространственной струи в плоскости большой оси для лазерной смеси при $n = 70$ ($Z' = Z/a$). Спустя ~ 300 мкс от начала истечения геометрические характеристики струи остаются практически постоянными. При этом в воздухе и азоте (1) расширение происходит под большим углом, чем в лазерной смеси (2).

К настоящему времени исследования установления поля плотности крайне мало численны [7, 8]. В нестационарной струе между фронтом истекающего газа и вторичной ударной волной расположена область повышенной плотности, за которой происходит падение плотности с последующим ее нарастанием во времени и выходом на стационарное значение. Применение для исследования измерения поля плотности широко используемых для этих целей интерферометрических методов в условиях работы газодинамического лазера ограничено следующими факторами: для смесей со значительным содержанием He или N_2 смещение полос незначительное (порядка 2); использование многокомпонентных смесей требует знания постоянной Гладстона — Дейли для них.

В связи со сложностью интерферометрических измерений в условиях работы газодинамического лазера для качественного описания явлений, возникающих в распределении населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней, исследование изменения газодинамических характеристик проводилось в азоте или воздухе.

Возможность качественного анализа результатов интерферометрических исследований истечения N_2 подтверждалась сопоставлением результатов анализа теплерограмм, полученных как в N_2 , так и в лазерной смеси.

Измерения при $M_a = 4,35$ и $p_a = 52$ кПа показали, что вблизи среза клиновидного сопла при $n \sim 70$ время установления составляло ~ 250 мкс. В случае с щелевым соплом плотность падает значительно более резко, чем в случае клиновидного, не обеспечивая условия существования инверсии $\tau(E_{10^0}, 02^0) > \tau(E_{10^0}, 02^0)$; τ_T .

Наряду с недорасширенным режимом часто, в частности при нагружении сопла на канал, реализуются условия, когда нерасчетность $n \leq 1$. На фиг. 2, в, г представлены теплерограммы течения азота в плоскости малой (фиг. 2, в) и большой осей (фиг. 2, г) при $n = 0,8$ и $0,2$. Как видно, происходит отрыв течения от расширяющихся стенок сопла, который наступает выше по течению с уменьшением нерасчетности. На фиг. 2, г отчетливо наблюдается след проекции пересечения цилиндрического висящего скачка, сходящегося к фронту вторичной ударной волны. Поскольку закрытие сопла эквивалентно уменьшению выходного сечения, это вызывает уменьшение инверсной населенности.

На фиг. 5 представлены графики движения фронта первичной ударной волны (1), фронта истекающего газа (2) и вторичной ударной волны (3) от $T'' = \tau c_*/h$ в режиме перерасширенного истечения. Как и в случае недорасширенного истечения, расстояние между фронтом истекающего газа и вторичной ударной волны достаточно мало и инверсная населенность возникает в нестационарной волне разрежения.

Таким образом, увеличение зоны отсутствия инверсии при истечении лазерной смеси в режиме нерасчетности $n \leq 1$ обусловлено, в частности, отрывом течения в сопле, которое сопровождается возникновением нестационарного скачка перерасширения, замедляющего установление квазистационарного истечения.

Анализ теплерограмм показывает, что на кромке клиновидных сопел в истекающем газе образуются вихревые кольца, число которых меньше, чем в случае истечения из звукового щелевого сопла. В процессе развития течения кольца увеличиваются в размерах, распадаются и струя турбулизуется. Однако степень турбулизации заметно меньше, чем в случае щелевого сопла, а следовательно, фазовые искажения лазерного луча в струе за сверхзвуковым соплом меньше.

Таким образом, на начальной нестационарной стадии истечения за срезом сверхзвукового сопла наблюдается зона нестационарного усиления, коррелирующая с сигналом генерации, за которой следует область нестационарного поглощения с последующим установлением стационарного уровня усиления и генерации. Указанный характер изменения регистрируемых сигналов и соответствующее им изменение инверсной населенности обусловлено особенностью градиентной области течения формирующейся импульсной струи, а именно фронта струи (контактной области), вторичных волн в газе струи и нестационарностью прилегающей к ним области течения газа. В области нестационарного поглощения имеет место флуктуационное измене-

чение интенсивности зондирующего сигнала. Немонотонность изменения прошедшего зондирующего сигнала находится в соответствии с колебательным характером формирования волновой структуры струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дронов А. П., Дьяков А. С., Кудрявцев Е. М., Соболев Н. Н. Газодинамический CO_2 -лазер с истечением нагретой в ударной трубе рабочей смеси через щель.— Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, вып. 1, с. 516—519.
2. Бирюков А. С., Волков А. Ю., Демин А. И., Кудрявцев Е. М., Кулагин Ю. А., Соболев Н. Н., Шелепин Л. А. Исследование газодинамического N_2O -лазера.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, № 5, с. 1664—1677.
3. Гринь Ю. И., Поляков В. М., Тестов В. Г. Экспериментальное исследование газодинамического усиления лазерного излучения на смеси $\text{N}_2\text{O}-\text{N}_2-\text{He}$.— Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 260—263, № 4.
4. Белавин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М. Структура импульсных струй газов, истекающих через сверхзвуковые сопла.— ПМТФ, 1979, № 1, с. 56—65.
5. Козлов Г. И., Ступицкий Е. Л. Изменение коэффициента усиления в ударной волне, распространяющейся по инверсной среде.— ЖТФ, 1975, т. 45, № 2, с. 359—367.
6. Голуб В. В., Набоко И. М., Куликовский А. А. Исследование трехмерной волновой структуры нестационарного истечения газа из плоского звукового сопла.— ПМТФ, 1976, № 1, с. 41—45.
7. Еремин А. В., Кочнев В. А., Куликовский А. А., Набоко И. М. Нестационарные процессы при запуске сильно недорасширенных струй.— ПМТФ, 1978, № 1, с. 34—40.
8. Масленников В. Г., Добрынин Б. М. Процесс установления начального участка плоских сверхзвуковых струй азота при различных значениях пересчетности истечения.— ЖТФ, 1981, т. 51, № 6, с. 1229—1236.

Москва

Поступила в редакцию
23.XI.1982

УДК 533.6.011.8

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ИСПАРЕНИЯ (РОСТА) СФЕРИЧЕСКИХ КАПЕЛЬ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЧИСЛАХ КНУДСЕНА

ИВЧЕНКО И. Н.

При рассмотрении конденсационного роста (испарения) сферических частиц в промежуточной области чисел Кнудсена теоретически предсказана возможность наличия максимума величины приведенного числового потока молекул пара на поверхность капли.

Исследование поведения дисперсных систем в атмосфере базируется на теории конденсационного роста и испарения капель воды. В последнее время наибольшее распространение получила теория испарения сферических капель при произвольных числах Кнудсена, развитая в [1, 2]. Однако содержащийся в [1, 2] анализ, основанный на эмпирическом методе «сшивания», не может дать строгих количественных результатов в промежуточной области чисел Кнудсена. Теория тепломассопереноса при произвольных числах Кнудсена должна быть основана на решении уравнений Больцмана для бинарной смеси [3, 4]. В данной работе приведены основанные на [3, 4] результаты, касающиеся скорости роста (испарения) водяных капель в воздухе и полученные при более общих предположениях. В частности, результаты [3, 4] обобщены с учетом поправок первого порядка по величине отношения концентрации пара и газа.

Выражение для потока числа молекул пара через поверхность капли радиуса R имеет вид [3]

$$N_1 = N_1^* (K^2 + \Delta_1 K) / (K^2 + \Delta_2 K + \Delta_3) \quad (1)$$

$$N_1^* = -\alpha_m n_{10} v_0 R^2 (8\pi k T_0 / m_1)^{1/2} \xi, \quad \xi = 2(\alpha_{1T} + \alpha_{2T} \mu) \delta^{-1}$$

$$\delta = \alpha_m (\zeta^2 - 1/2 \xi) + \alpha_{1T} (2\xi + 1) + 2\alpha_{2T} \mu, \quad \mu = (n_{20} / n_{10}) (m_1 / m_2)^{1/2}$$