

Колебательный механизм реакции диссоциации, рассмотренный в настоящем обзоре, не ограничивается рамками только реакции диссоциации. В той или иной мере он присущ всем процессам химической кинетики, где существенна стадия колебательной активации. В этом смысле изучение процессов колебательной кинетики представляет собой изучение одного из наиболее фундаментальных звеньев химической кинетики.

Поступила в редакцию  
14/I 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Осипов, Е. В. Ступоченко, ФГВ, 1974, 10, 3.
2. Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.
3. А. И. Осипов. Докл. АН СССР, 1961, 137, 833.
4. Н. М. Кузнецов. Докл. АН СССР, 1965, 164, 1097.
5. А. И. Осипов. ТЭХ, 1966, 2, 649.
6. J. H. Kiefer. J. Chem. Phys., 1972, 57, 1938.
7. Б. Ф. Гордиец, А. И. Осипов, Л. А. Шелепин. ЖЭТФ, 1970, 60, 616; препринт ФИАН, № 63, 1970.
8. C. E. Tgeapog, J. W. Rich, R. G. Rehm. J. Chem. Phys., 1968, 48, 1798.
9. Н. Т. Кузнецов. ТЭХ, 1971, 7, 22.
10. Б. Ф. Гордиец, А. И. Осипов, Л. А. Шелепин. ЖЭТФ, 1971, 61, 562; препринт ФИАН, № 19, 1971.
11. Т. С. Яловик, С. А. Лосев. Научн. тр. Ин-та механики Моск. ун-та, № 18, 1972.
12. Б. Ф. Гордиец, А. И. Осипов, Л. А. Шелепин. УФН, 1972, 108, 655; препринт ФИАН, № 135, 136, 1972.
13. Н. Д. Артамонова, В. Т. Платоненко, Р. В. Хохлов. ЖЭТФ, 1970, 58, 2195.
14. В. С. Летохов, А. А. Макаров. ЖЭТФ, 1972, 63, 2964.
15. Б. Ф. Гордиец, А. И. Осипов, В. П. Панченко. Препринт ФИАН, № 28, 1973.
16. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов и др. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 462.
17. Б. Ф. Гордиец, А. И. Осипов, В. П. Панченко. ЖЭТФ, 1973, 64.
18. Е. В. Ступоченко. Докл. АН СССР, 1948, 67, 447, 635; ЖЭТФ, 1949, 19, 493.
19. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский и др. ЖЭТФ, 1973, 64.
20. М. Н. Сафарян. ТЭХ, 1972, 8, 445.
21. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов и др. ЖЭТФ, 1973, 64, 485.
22. Ю. В. Афанасьев, Э. В. Беленов, И. А. Полуэктов. Квантовая электроника, 1973, 2, 46.
23. В. Л. Тальрозе, П. П. Барашев. Ж. Всесоюзн. химич. общества. 1973, XVIII, 1, 15.
24. М. Н. Сафарян. ТЭХ, 1972, 8, 322.

УДК 533.6.011+621.375.826

#### ВЛИЯНИЕ СОСТАВА И ТЕМПЕРАТУРЫ СРЕДЫ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕРМИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ИНВЕРСИИ СМЕШЕНИЕМ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

В. Н. Крошки, Р. И. Соловьев, Н. А. Фомин  
(Новосибирск)

В развитии газодинамических методов получения инверсных молекулярных газовых систем в последнее время наметились две тенденции: наряду с получившим широкое распространение методом «замораживания» колебательных состояний молекул заранее перемешанной многокомпонентной смеси термически возбужденных газов при ее быстром

расширении в сверхзвуковом сопле [1, 2] успешно реализованы в эксперименте и более эффективные схемы получения высокоскоростного потока активной среды в газодинамическом лазере — путем быстрого турбулентного перемешивания возбуждающего и излучающего газов в условиях сверхзвукового потока [3—8]. Эффективность преобразования запасенной в газе тепловой энергии в световую (лазерный к. п. д.) в схеме обычного ГДЛ на углекислом газе составляет обычно 0,1—1%, тогда как эффективность молекулярных лазеров на  $\text{CO}_2$  с электрическим возбуждением достигает 20% (обзор и сопоставление этих систем даны в [9]). Газодинамические системы с селективным термическим возбуждением занимают промежуточное положение, являясь, по крайней мере, в 5—10 раз более эффективными преобразователями по сравнению с обычными газодинамическими лазерами [7, 8]. Принцип работы газодинамического лазера с селективным возбуждением основан на быстром перемешивании двух потоков-компонент неравновесной молекулярной системы: азота, термически возбужденного до температуры 1000—5000° К и затем охлажденного за счет быстрого расширения в сверхзвуковом сопле (колебательное состояние «замораживается»), и углекислого газа обычно в смеси с гелием или водяным паром. Гелий выполняет двоякую роль: он не только способствует термализации нижних лазерных уровней (100) и (020) молекул  $\text{CO}_2$ , но также играет положительную роль при перемешивании и даже в молекулярном возбуждении и обмене. Для уменьшения роли столкновительной диссипации возбуждение путем перемешивания комбинируется с дальнейшим адиабатическим охлаждением неравновесной смеси в сверхзвуковом сопле, примыкающем к оптическому резонатору.

Высокая эффективность систем, использующих селективное термическое возбуждение, определяется рядом их очевидных достоинств, среди которых прежде всего следует отметить:

- а) отсутствие ненужных затрат энергии на предварительный нагрев  $\text{CO}_2$  и гелия;
- б) возможность повышения температуры торможения «возбуждающего» газа — азота до  $T_0 = 3000—5000^\circ \text{K}$ , не опасаясь потерь энергии на диссоциацию  $\text{CO}_2$  и отрицательного влияния этого процесса на работу лазера;
- в) из-за большого времени колебательной релаксации чистого азота, условия его газодинамического «замораживания» при расширении не так критичны, как в случае смесей азота и углекислого газа, поэтому отрицательная роль эффектов пограничного слоя снижается вместе с допустимым в данном случае увеличением ширины критического сечения сопла  $h_* \geqslant 1 \text{ mm}$ ;
- г) эффект снижения поступательной температуры азота в результате его смешения с холодным газом приводит к уменьшению заселенности нижнего лазерного уровня, что позволяет работать при больших плотностях смеси в резонаторе. Следует также иметь в виду, что возможность использования замкнутого цикла не является, вообще говоря, явным преимуществом обычных ГДЛ, так как углекислый газ легко вымораживается, и системы с селективным возбуждением также могут быть использованы при работе в режиме замкнутого цикла.

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований влияния газодинамических условий смешения, а также температуры и состава рабочей среды на величину показателя усиления и мощности генерации лазерной системы, в которой для получения инверсии используется перемешивание сверхзвукового потока азота, нагретого в ударной волне и «замороженного» при расширении в сопле, со струей холодной смеси углекислого газа и гелия. Поскольку в ряде практических устройств с «открытым» циклом, в частности, в лазерах на смешении с электродуговым подогревом, предполагается использо-

вать в качестве возбуждающего газа не азот, а воздух, то было проведено сравнение эффективностей использования в качестве термической «накачки» как чистого азота, так и воздуха. Показано, что добавление кислорода не оказывает значительного влияния на эффективность работы системы.

### Описание установки

Для подмешивания углекислого газа в сверхзвуковой поток горячего азота используют несколько различных схем, условно изображенных на рис. 1. Эксперимент и численное моделирование смешения в параллельных спутных сверхзвуковых струях или в «скрещенных» сформированных потоках указывают на их меньшую эффективность по сравнению с инжекцией в окколокритическую центральную область сопла или в заkritическую область через поперечную щель в стенке сопла с последующим расширением. Степень «чувствительности» системы к выбору той или иной газодинамической схемы течения наглядно иллюстрируют результаты численного моделирования процесса турбулентного перемешивания, выполненного в [10] для модели Прандтля — Патанкара — Спaldinga. Предельные значения показателя усиления среды в модели без расширения газа после смешения ( $A$ ) составляют около  $0,5 \text{ м}^{-1}$  (в экспериментах [5], схема В, получено  $0,8 \text{ м}^{-1}$ ), тогда как из расчета следует, что в схемах с дополнительным расширением после смешения могут быть достигнуты показатели усиления до  $5 \text{ м}^{-1}$ . Возможность достижения именно столь высоких уровней показателя усиления подтверждают также эксперименты [8], выполненные с электродуговым источником подогрева азота, и результаты данной работы, в которых возбуждение азота осуществлялось чисто термическим способом — путем нагрева в отраженной волне в ударной трубе.

Принципиальная схема эксперимента и методов измерений показана на рис. 2. Опыты проводились на импульсной газодинамической установке (ударная труба) с прямоугольным сечением канала  $3 \times 12 \text{ см}^2$ , давлениями в отраженной волне  $5—40 \text{ atm}$ , температурами торможения  $800—7000^\circ\text{K}$  и диапазоном расхода газа  $0,1—0,3 \text{ кг/с}$ . Для получения сверхзвуковых потоков «замороженного» азота использовалось профилированное двумерное сопло с предельным углом раскрытия (угол Прандтля — Майера) и острой кромкой в критическом сечении. Такое сопло обеспечивает наиболее быстрое падение поступательной температуры потока вблизи горловины сопла и, следовательно, обладает наибольшей эффективностью «замораживания». При неизменной высоте выходного сечения  $20 \text{ mm}$  высоту критического сечения сопла можно было изменять от  $0,1$  до  $2 \text{ mm}$ . В большинстве опытов она составляла  $1 \text{ mm}$ . Сопловая секция соединялась с вакуумным рецессивером, отделяясь от основного канала ударной трубы тонкой медной диафрагмой с насечка-

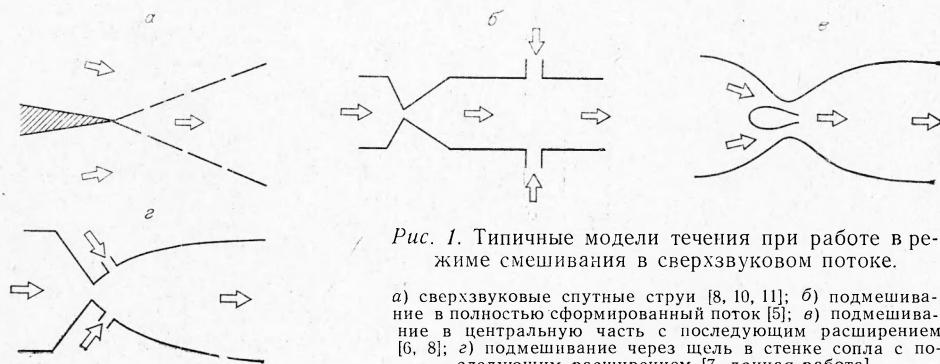


Рис. 1. Типичные модели течения при работе в режиме смешивания в сверхзвуковом потоке.

а) сверхзвуковые спутные струи [8, 10, 11]; б) подмешивание в полностью сформированный поток [5]; в) подмешивание в центральную часть с последующим расширением [6, 8]; г) подмешивание через щель в стенке сопла с последующим расширением [7, данная работа].

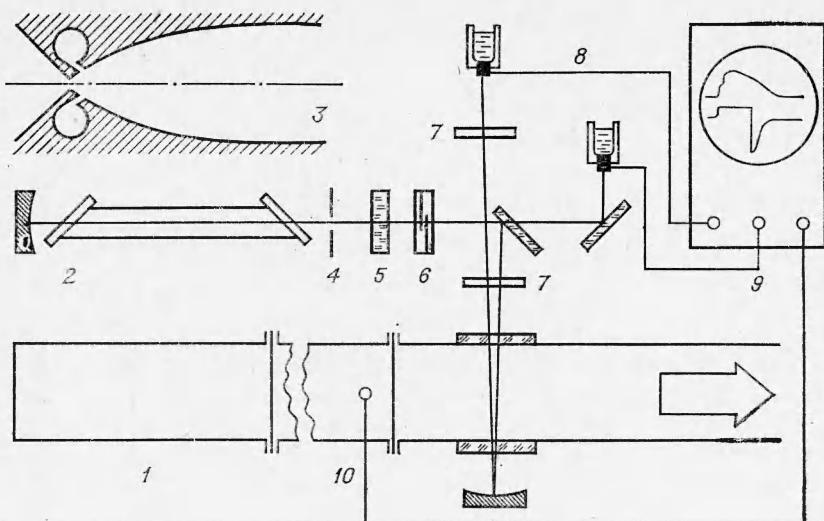


Рис. 2. Принципиальная схема установки и геометрия системы смешения.  
1 — ударная труба, используемая для нагрева азота; 2 — электроразрядный CO<sub>2</sub>-лазер;  
3 — геометрия сопла и системы инъекций смеси углекислого газа с гелием; 4 — диафрагма;  
5 — германиевое зеркало; 6 — модулятор; 7 — ИК-фильтры; 8 — Ge — Au-фотоприемник;  
9 — двухлучевой осциллограф с трубкой памяти; 10 — импульсный пьезо-датчик давления.

ми и откачивалась. Это обеспечивало быстрое формирование потока и существенно увеличивало «полезное» время истечения. В режиме смешения смесь CO<sub>2</sub> и гелия вводилась в закритическую часть сопла, т. е. в частично расширявшийся и охлажденный поток азота, со звуковой скоростью — через две щели в стенке сопла (ширина 0,3 мм), расположенные на расстоянии 4 мм от критического сечения.

Начало формирования потока углекислого газа синхронизировалось с началом истечения азота с помощью быстродействующего магнитного клапана, управляемого высоковольтным сильноточным импульсом (3 кВ, 300 мкФ). Конструкция клапана схематически показана на рис. 3. Время срабатывания клапана составляет менее 0,5 мс; максимально возможный расход газа, обеспечиваемый клапаном, — до 16 кг/с, т. е. существенно перекрывает диапазон изменения используемых в опытах расходов смеси CO<sub>2</sub> и гелия (50—200 г/с). Использование механического клапана позволило избавиться от нежелательного дополнительного нагрева углекислого газа в ранее разработанном методе напуска газа путем разрыва тонкой лавсановой диафрагмы с помощью взрыва проволочки [6] и улучшило стабильность и оперативность работы установки.

Температура и давление нагретого азота перед истечением определялись по равновесной ударной адабате: скорость падающей ударной волны регистрировалась цифровым частотометром, с помощью измерения интервала времени между сигналами с двух пьезоэлектрических датчиков давления. При использовании вспомогатель-

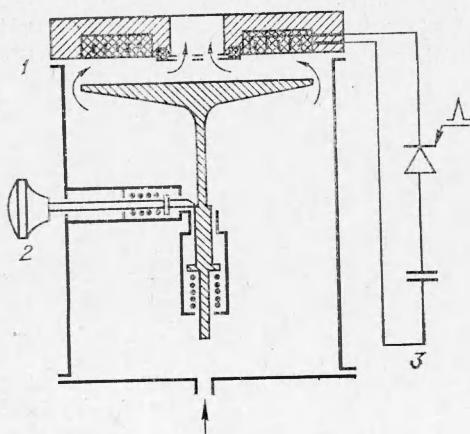


Рис. 3. Схема быстродействующего магнитного клапана.  
1 — контейнер ( $V=0,16 \text{ м}^3$ ); 2 — фиксатор; 3 — схема питания и запуска.

ных электронных схем формирования импульсов, обеспечивающих фронт нарастания сигнала порядка 0,1 мкс, погрешность при измерении скорости составляла около 0,1%. Давление сжатого газа в процессе истечения измерялось непосредственно на входе сопла с помощью импульсного пьезоэлектрического датчика (см. рис. 2).

В измерениях показателя усиления инверсной среды использовалась схема с двойным прохождением луча через активную среду,  $L=2 \times 12$  см (см. рис. 2). В качестве зондирующего лазера использовался одномодовый электроразрядный  $\text{CO}_2$ -лазер с выходной мощностью порядка 1 Вт. Одномодовость режима генерации обеспечивалась и контролировалась путем соответствующего подбора зеркал резонатора (одно сферическое,  $R=5$  м, другое плоское германиевое) и внесением дополнительных потерь путем изменения диаметра ирисовой диафрагмы, помещенной в резонатор. Область разряда отделялась от зеркал резонатора окнами из каменной соли, расположенными под углом Брюстера. Спектральный состав регистрируемого излучения ограничивался дисперсионными фильтрами на 10,6 мк, с помощью которых также подавлялось собственное свечение  $\text{CO}_2$ , а уровень этого свечения контролировался в рабочих режимах с выключенным зондирующим лазером.

Вся оптическая часть установки и зондирующий лазер были смонтированы на единой основе, акустически развязанной от пола с помощью надувных (теннисных) шариков. Принятые меры значительно снизили уровень внешних помех (колебания зеркал резонатора), оказывающих существенное влияние на стабильность работы зондирующего лазера. Для отсчета и контроля уровня выходной мощности пучка зондирующего лазера использовался инфракрасный модулятор, рабочий кристалл которого «просветляется» при подаче импульса высокого напряжения (3 кВ). Использовалась импульсная тиратронная схема, позволявшая «сбрасывать» напряжение с кристалла на время порядка 50 мкс, что обеспечивало практически полную «модуляцию», т. е. запирание зондирующего лазерного пучка. В каждом эксперименте осуществлялся независимый контроль уровня интенсивности зондирующего лазера с помощью вспомогательного германиевого приемника и импульсного осциллографа (см. рис. 2).

Кроме того, в экспериментах с измерениями малых коэффициентов усиления ( $\alpha < 1 \text{ м}^{-1}$ ) использовалась система с двойной регистрацией уровня опорного сигнала [12], при которой полезный сигнал сравнивался с многократно ослабленным сигналом зондирующего лазера. По мере увеличения полезного сигнала соотношение между чувствительностями каналов уменьшалось, и при  $\alpha > 1 \text{ м}^{-1}$  сигнал отсчитывался непосредственно по осциллограмме, на которой одновременно записывается также и полный уровень зондирующего пучка, так как полное усиление при этом достигает 24%. Обработка результатов измерений показателя усиления проводилась по формуле

$$\alpha = \frac{1}{2L} \ln \frac{I}{I_0} = \frac{1}{2L} \ln \left( 1 + \frac{\Delta I}{I_0} \right),$$

где  $L$  — длина активной среды;  $I_0$  — начальный уровень интенсивности зондирующего лазера;  $I$  — усиленный сигнал;  $\Delta I$  — приращение сигнала. Типичные осциллограммы процесса показаны на рис. 4.

В данной работе не рассматривался вопрос о влиянии неидентичности спектров зондирующего лазера и усиливающей среды: этот эффект может быть довольно существенным, однако его возможная роль сводится лишь к занижению измеренной величины показателя усиления [13].

При работе в режиме генерации на выходе сопла на расстоянии 5 см от критического сечения устанавливался оптический резонатор,

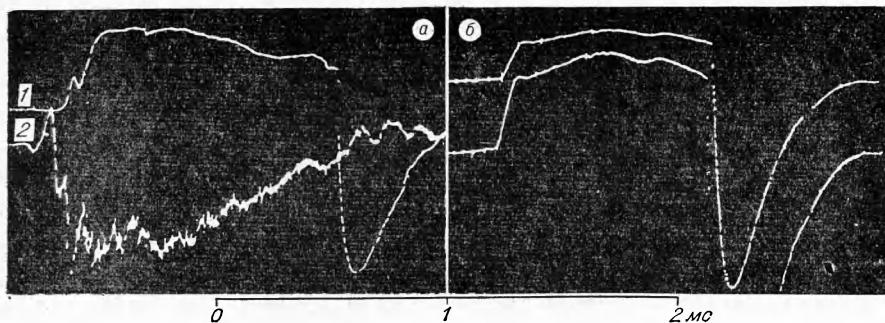


Рис. 4. Типичные осциллограммы при измерениях показателя усиления.

а) изменение величины усиления (1) и давления (2) в форкамере в режиме смещения (условия в форкамере:  $p_0=8$  атм,  $T_0=3000^\circ$  К,  $h_*=1,2$  мм,  $A/A_*=16,7$ ,  $p_{cm}=8$  атм,  $\alpha=1,75$  м $^{-1}$ );  
б) осциллограмма с двойной регистрацией усиления при соотношении чувствительностей каналов 1:2,5, режим ГДЛ (условия в форкамере: смесь:  $\text{CO}_2+4\text{N}_2+5\text{He}$ ,  $p_0=8$  атм,  $T_0=1500^\circ$  К,  $h_*=1$  мм,  $A/A_*=20$ ,  $\alpha=0,8$  м $^{-1}$ ).

который состоял из двух зеркал, напыленных серебром. Одно из зеркал сферическое, с радиусом кривизны 5 м; выходное зеркало плоское, с отверстием в центре диаметром 6 мм. Для защиты от загрязнений зеркала были удалены от границы потока на 10 см. Для регистрации интенсивности и полной энергии светового пучка генерации использовалась измерительная система, состоящая из охлаждаемого Ge—Au-фотоприемника, калориметра полной энергии лазерного импульса и импульсного осциллографа с электростатической системой памяти.

На рис. 5 приведена типичная осциллограмма записи изменения во времени выходной мощности лазерного пучка, зарегистрированная одновременно с записью давления на входе сопла. Хорошо видно, что уровень выходной мощности и длительность генерации в значительной мере определяются газодинамическими условиями истечения. В частности, генерация прекращается после значительного падения давления в форкамере по истечении 1,5—2 мс после отражения ударной волны, после прихода в форкамеру волны разрежения, отраженной от контактной области азот — толкающий гелий.

Следует отметить, что использование в качестве источника термического возбуждения азота сжатие и нагрев в ударных волнах дает ряд существенных преимуществ перед другими методами тепловой накачки, поскольку отсутствуют какие-либо другие виды возбуждения (электрическое, химическое и т. п.), кроме чисто термического; в условиях предельной простоты эксперимента обеспечивается чрезвычайно широкий диапазон температур, давлений и расходов нагреваемого газа и, наконец, импульсный, но квазистационарный режим работы системы позволяет избежать применения мощных стационарных нагревателей и устройств для охлаждения установки. Ряд особенностей работы ударных труб в режиме газодинамического лазера, в частности, вопросы длительности установления и существования квазистационарного режима течения в сопле, а также его характеристики были рассмотрены ранее в [14].

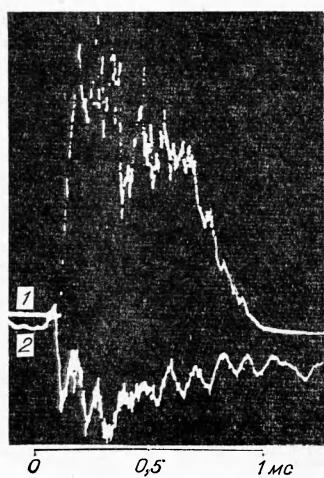


Рис. 5. Типичные осциллограммы изменения интенсивности генерации (1) и давления (2) при работе в режиме перемешивания потоков азота и смеси  $\text{CO}_2+10\text{He}$  ( $p_0=8$  атм,  $p_{cm}=9$  атм,  $T_0=2500^\circ$  К,  $h_*=1,2$  мм,  $W=250$  Вт).

## Оценка предельных значений показателя усиления

При анализе экспериментальных данных о зависимости мощности выходного пучка генерации и величины показателя усиления инверсной среды от температуры, плотности или режима работы того или иного газодинамического лазерного устройства будут полезны проводимые ниже оценки предельных значений показателя усиления неравновесной молекулярной системы. В общем случае для расчета величины показателя усиления в сопле газодинамического лазера необходимо совместно решить систему газодинамических и релаксационных уравнений. Решение такой задачи обычно проводится с использованием ЭВМ и сводится к отысканию распределения поступательной и всех колебательных температур по длине сопла с последующим определением заселенностей лазерных уровней и показателя усиления [8, 12–15].

Оценку максимально возможных значений показателя усиления в той или иной модели ГДЛ можно провести проще, если задать распределение колебательных температур априори. При этом предельное значение показателя усиления будет соответствовать максимально допустимой разности колебательных температур верхнего и нижнего лазерных уровней, совместимой с принятой для анализа газодинамической моделью процесса.

При расчете максимальных значений показателя усиления в ГДЛ с заранее перемешанной смесью  $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ , под предельной температурой верхнего лазерного уровня молекул  $\text{CO}_2$  принято принимать [16, 17] температуру газа в горловине сопла, так как «замораживание» колебательной энергии в такой системе происходит несколько ниже критического сечения. В отличие от этого в ГДЛ с селективным возбуждением при подмешивании в сверхзвуковой поток «замороженного» азота холодного газа (смесь  $\text{CO}_2$  и гелия) отрыв колебательной температуры азота от поступательной может происходить выше по течению от критического сечения. Поэтому в расчетах величины максимально возможного показателя усиления в качестве колебательной температуры для верхнего лазерного уровня принималась исходная температура возбуждающего газа (температура торможения азота в форкамере). Температуру нижнего лазерного уровня можно принять равной поступательной температуре газа в резонаторе, которая считается равной температуре газа на срезе сопла (условия «мгновенной» термализации).

Численные оценки проводились для двух случаев. В первом из них температура смеси на срезе сопла считалась равной поступательной температуре расширявшегося азота, которая рассчитывалась на основании квазиодномерных уравнений движения для адиабатического расширения совершенного газа с показателем адиабаты  $\gamma = 1,4$ . При этом конечная температура газа может оказаться завышенной, так как вдув газа в сопло (с температурой торможения порядка комнатной) должен привести к дополнительному охлаждению. Для учета такого охлаждения (второй случай) в плоскости вдува в поток «вводятся» скачки температуры, давления и состава, которые рассчитываются по балансу энтальпий и расходов вдуваемого и основного потоков, с учетом последующего расширения перемешанных газов (рис. 6).

Ниже по течению от точки вдува расчет параметров потока производится по уравнениям движения для совершенного газа — с эффективным показателем адиабаты для конечной смеси. Рассчитанная таким образом поступательная температура газа на срезе сопла сравнительно невелика (она не превышает  $350^\circ\text{K}$  даже при исходной температуре торможения в форкамере порядка  $7000^\circ\text{K}$ , при фиксированной степени расширения потока, определяемой отношением площадей конечного и критического сечений сопла  $A/A_* = 16,7$ ). Эта температура может служить нижней границей для истинной поступательной температуры газа,

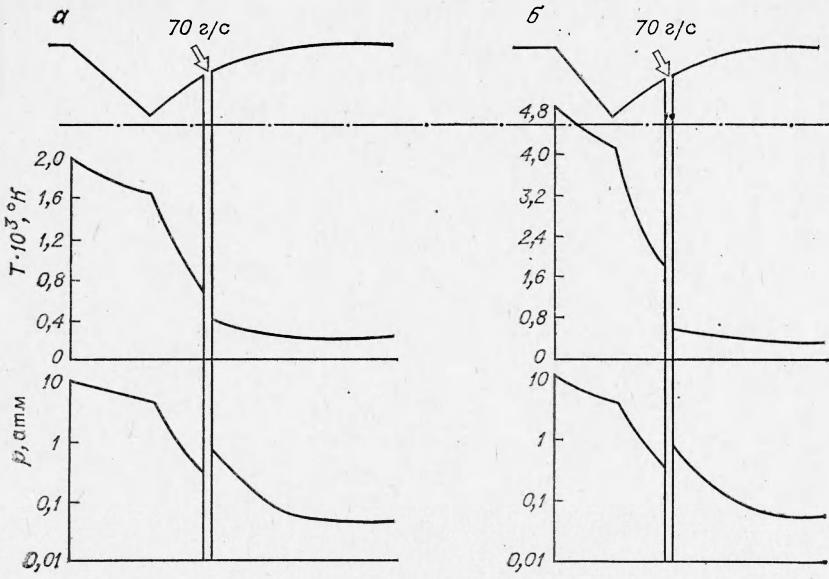


Рис. 6. Распределение поступательной температуры газа и давления вдоль сопла с учетом перемешивания при температуре в форкамере 2000° (а) и 5000° К (б),  $h_s = 1,2$  мм,  $p_0 = 10$  атм,  $M = 4,7$ .

которая должна быть выше за счет неполного перемешивания и частичного торможения потока азота при смешении.

Для оценки величины максимально возможного показателя усиления использовалось следующее выражение [18]:

$$\alpha = \frac{\lambda^2 a H(a, 0)}{4\pi V \tau_s v_c c} \left( \frac{n_2 B_2 (2J_2 + 1)}{T} \exp \left( - \frac{B_2 J_2 (J_2 + 1)}{T} \right) - \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \left[ \frac{n_1 B_1 (2J_1 + 1)}{T} \exp \left( - \frac{B_1 J_1 (J_1 + 1)}{T} \right) \right] \right).$$

где  $\lambda$  — длина волны перехода;  $\tau_s$  — время спонтанного перехода молекулы CO<sub>2</sub> (001) — (100, 020),  $v_c$ ,  $v_D$  — эффективные ширины линий для столкновительного и доплеровского контуров соответственно;  $J_{1,2}$  — вращательные квантовые числа ( $J_1 = 19$ ,  $J_2 = 20$ );  $B_{1,2}$  — характеристические вращательные температуры;  $n_{1,2}$  — плотности населеностей колебательных уровней:  $n_{1,2} = n_0 \exp - \frac{\theta_{1,2}}{T_{1,2}}$ , где  $\theta_{1,2}$  — характеристические колебательные температуры,  $T_{1,2}$  — колебательные температуры;  $H(a, 0)$  — значение функции Фойхта в центре линии;  $a = \frac{v_c}{v_D} \sqrt{1 \ln 2}$ .

Как уже отмечалось, оценка  $\alpha$  для режима обычного ГДЛ сводится к условию  $T_2 = 0,8 T_0$  и  $T_1 = T$ , где  $T_0$  — температура торможения. Аналогичные оценочные расчеты были проведены ранее в [16] для смеси с относительно небольшим содержанием CO<sub>2</sub>. Результаты расчетов, выполненных для смеси (CO<sub>2</sub>+4N<sub>2</sub>+5He) при ее расширении в том же сопле, которое использовалось при работе ГДЛ со смешением, приведены на рис. 7, а, из которого видна, в частности, степень влияния диссоциации молекул CO<sub>2</sub> на значения предельного показателя усиления при  $T_0 > 2000^\circ \text{K}$ . На том же графике для сравнения (кривая 4) нанесены

<sup>1</sup> Индексы 1, 2 относятся к нижнему и верхнему лазерному уровню соответственно.

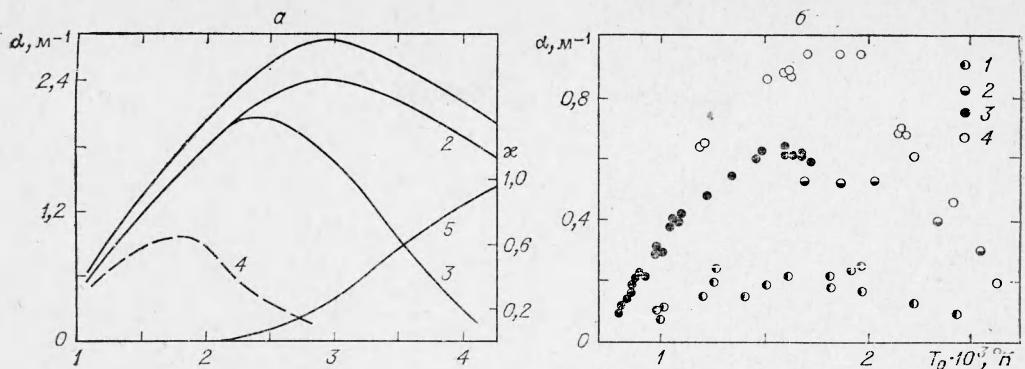


Рис. 7. Расчетные и экспериментальные зависимости показателя усиления от температуры для обычного режима ГДЛ (без смешения).

а) расчетная зависимость максимального показателя усиления от температуры для давлений в резонаторе 0,05 (1) и 0,025 атм (2); оценка влияния диссоциации  $\text{CO}_2$  на зависимость предельного показателя усиления для давления 0,025 атм (3); экспериментальная зависимость коэффициента усиления от температуры (см. рис. 7, б) (4); степень диссоциации  $\text{CO}_2$  (5); б) сравнение экспериментальных значений показателя усиления по данным различных авторов (1 — из работы [19], 2 — данные [20], 3 — из [16]; 4 — измерения в данной работе, смесь  $\text{CO}_2+4\text{N}_2+5\text{He}$ , давление в форкамере 7 атм).

данные измерений показателя усиления, полученные при работе в режиме обычного ГДЛ для различных температур торможения смеси при фиксированном начальном давлении в форкамере  $p_0=10$  атм. Наблюдаемый здесь ранний «отрыв» экспериментально измеренных значений показателя усиления от их предельных оценок обусловлен, разумеется, реальными кинетическими процессами при «замораживании» смеси в сопле (релаксация верхнего лазерного уровня), которые очень чувствительны к повышению температуры.

Более подробно экспериментальные данные для  $\alpha$  представлены на отдельном графике (рис. 7, б). Сопоставляя их с результатами измерений, проведенных рядом других авторов [16, 19, 20] в условиях, несколько отличающихся по составу и давлению смеси, убеждаемся в том, что в данной работе геометрия устройства, состав смеси газа и ее начальное давление были выбраны довольно удачно, что позволило достигнуть сравнительно высоких (для режима обычного ГДЛ) удельных показателей усиления  $\alpha \approx 0,9 \text{ M}^{-1}$  при  $T_0=1800^\circ\text{K}$ . Аналогичный характер зависимости мощности генерации лазера от начальной температуры смеси был отмечен в работе [14].

### Режимы усиления и генерации в системе со смешением

Перейдем к описанию результатов опытов, проведенных с применением режима смешения. Цель этого исследования — проверка эффективности выбранного режима работы ГДЛ, измерения величины  $\alpha$  в различных термических условиях и его распределения по сечению сопла, а также поиск оптимальных режимов генерации. Уровень перемешивания и распределение относительных концентраций компонент смеси достаточно хорошо характеризуют данные о распределении показателя усиления по сечению сопла, полученные на расстоянии 4,6 см от начала перемешивания (рис. 8). Хорошо видно, что величина  $\alpha$  максимальна вблизи стенки и испытывает значительные изменения по сечению. Измерений  $\alpha$  на расстояниях от стенки, меньших 1 мм, не проводилось, так как диаметр зондирующего пучка также имеет величину порядка 1 мм. Показатель усиления в центральной части потока равен примерно половине максимальной величины  $\alpha$  у стенки. Обращает на себя внимание большая абсолютная величина предельных значений показателя

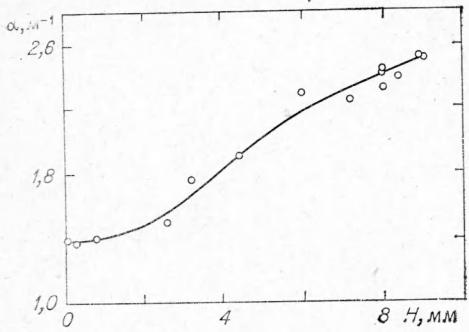


Рис. 8. Распределение величины показателя усиления в режиме смешения по сечению сопла, измеренное на расстоянии 4,6 см от начала перемешивания;  $H=0$  — центр сопла,  $H=10$  мм — стенка сопла. Температура азота  $T_0=2200^\circ\text{K}$ ,  $p_0=p_{\text{см}}=8$  атм,  $h_*=1,2$  мм.

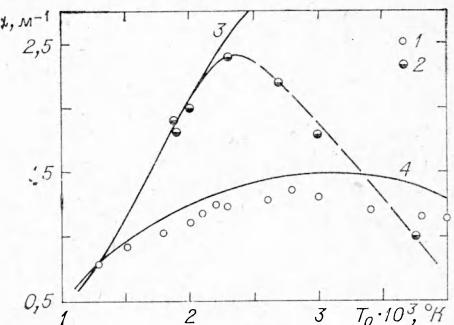


Рис. 9. Экспериментальные и расчетные данные о зависимости показателя усиления от температуры азота в форкамере; режим смешения.

1 — экспериментальные данные для центра сопла ( $H=0$ ); 2 — экспериментальные данные для точки  $H=8$  мм; 3 — расчетная зависимость предельного показателя усиления, полученная в предположении о «полном» охлаждении смеси; 4 — расчетная зависимость предельного показателя усиления без учета дополнительного охлаждения газа в результате вдува «холодной» смеси  $\text{CO}_2$  и гелия ( $p_0=8$  атм,  $h_*=1,2$  мм,  $A/A_*=16,7$ ,  $p_{\text{см}}=9$  атм).

усиления, которые в режиме смешения могут превышать  $\alpha$  для обычных ГДЛ-режимов при аналогичных температурах и газодинамических условиях, например, в оптимуме при  $T_0=2000^\circ\text{K}$  в 2,5 раза (ср. рис. 7).

На рис. 9 приведены данные о зависимости величины показателя усиления от температуры азота, полученные для двух различных расположений зондирующего пучка по сечению сопла: в центре потока и на расстоянии 2 мм от стенки. Различный характер поведения этих зависимостей следует, по-видимому, объяснить эффектами смешения максимума  $\alpha$  в области больших градиентов концентрации (т. е. ближе к стенке), поэтому основная серия опытов по определению влияния температуры и состава возбуждающего газа на величину  $\alpha$  была проведена с измерениями в центральной части потока, где эти эффекты должны быть выражены слабее.

Из данных, приведенных на рис. 9, следует важный результат о сохранении высокой возбуждающей способности азота при температурах  $3000^\circ\text{K}$  и выше. Сравнивая эти данные с результатами измерений для режима обычного ГДЛ (см. рис. 7), видим, что столкновительная дезактивация верхнего уровня и диссоциация  $\text{CO}_2$  существенно сокращают интервал температуры, в котором возможна эффективная работа обычного газодинамического лазера. Температурный диапазон работы лазера с селективным возбуждением существенно шире. Однако и здесь существуют оптимальные условия по температуре главным образом из-за влияния столкновительной диссипации при высоких температурах и плотностях. Результаты оценочных расчетов максимально возможных значений  $\alpha$  при различных предположениях относительно колебательной температуры и заселенности нижнего лазерного уровня представлены на рис. 9, 3, 4. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о том, что эффективность газодинамической системы с селективным возбуждением может быть очень высокой. Достигаемые здесь значения показателей усиления  $\alpha > 2 \text{ m}^{-1}$  являются, по существу, рекордными для газодинамических лазерных систем с термическим возбуждением, приближаясь по величине к уровню  $\alpha$  для молекулярных лазеров с электрическим возбуждением. Следует отметить, что в условиях стационарной системы со смешением, при электродуговом подогреве азота [8] также были получены высокие значения  $\alpha \approx 3 \text{ m}^{-1}$  при лазерном к. п. д. системы порядка 1,6%.

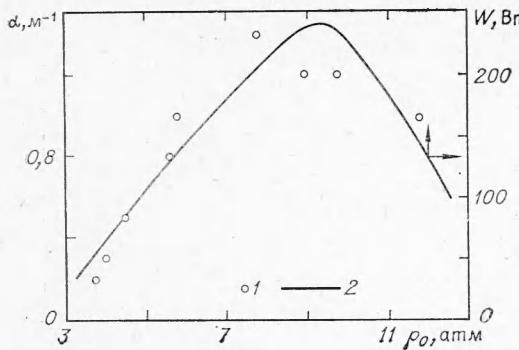


Рис. 10. Сравнение экспериментальных данных о зависимости показателя усиления (1) и мощности генерации (2) от концентрации  $\text{CO}_2$  в режиме смешения ( $T_0=2250^\circ\text{K}$ ,  $p_0=8$  атм,  $h_*=1$  мм). Сплошная линия аппроксимирует экспериментальные точки, приведенные в [7].

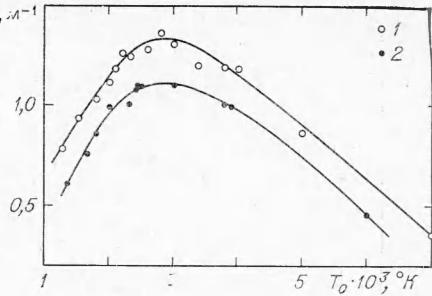


Рис. 11. Зависимость величины показателя усиления среды, измеренного в режиме смещения, от температуры. 1 — накачивающий газ — чистый азот; 2 — азот заменен воздухом ( $p_0=8$  атм,  $p_{\text{см}}=9$  атм,  $h_*=1,2$  мм).

Данные о найденной в эксперименте [7] зависимости мощности генерации, снимаемой с ГДЛ на смешении с использованием простейшего однопроходного резонатора, от концентрации  $\text{CO}_2$  (при фиксированной температуре азота  $1675^\circ\text{K}$ ) приведены в виде сплошной линии на рис. 10. Характер этой кривой вполне согласуется с результатами измерений показателя усиления, приведенными в виде аналогичной зависимости. Если сравнить максимальное значение выходной мощности, полученной с использованием данного резонатора в системе со смешением ( $W_i=200$  Вт), с мощностью выходного пучка, полученной для той же исходной температуры смеси в системе обычного ГДЛ ( $W=40$  Вт), то наблюдаемая здесь разница явно свидетельствует о преимуществе систем со смешением. При этом все же следует иметь в виду, что несовершенство оптической схемы вывода всей неравновесной доли колебательной энергии, запасенной в резонаторе в виде энергии лазерного пучка, все еще остается значительным: предельная мощность пучка в данном случае при полном выводе в принципе могла бы доходить до 6 кВт.

Отметим, что наблюдения за особенностями режима генерации указывают на несущественную роль повышения концентрации гелия в смеси с углекислым газом, начиная с его относительной концентрации порядка 0,1. Генерация при смешивании азота и  $\text{CO}_2$  без гелия существует, однако уровень ее интенсивности в этом случае в несколько раз ниже, чем при работе со смесью  $\text{CO}_2$  с гелием.

#### Влияние состава возбуждающего газа

В некоторых практических системах, работающих в режиме незамкнутого цикла, может представить интерес возможность замены «оптимального» возбуждающего газа (чистого азота) воздухом. Следует иметь в виду, что при температуре воздуха  $3000^\circ\text{K}$  в нем содержится около 4,5% оксида азота и около 1,5% атомарного кислорода, а при  $T_0=5000^\circ\text{K}$  концентрации этих компонент возрастают соответственно до 7,5 и 28%. С аналогичной проблемой — появлением той или иной молекулярной примеси к азоту — придется столкнуться и при попытках использовать в системах на смешении термическое возбуждение за счет выделения теплоты химических реакций. В связи с этим возникает необходимость выяснения роли примесей при возбуждении инверсии в системе ГДЛ с селективным возбуждением. В данном разделе представлены результаты экспериментальных исследований влияния на режимы генерации и на величину показателя усиления среды кислорода, оксида углерода и продуктов термического разложения окиси азота.

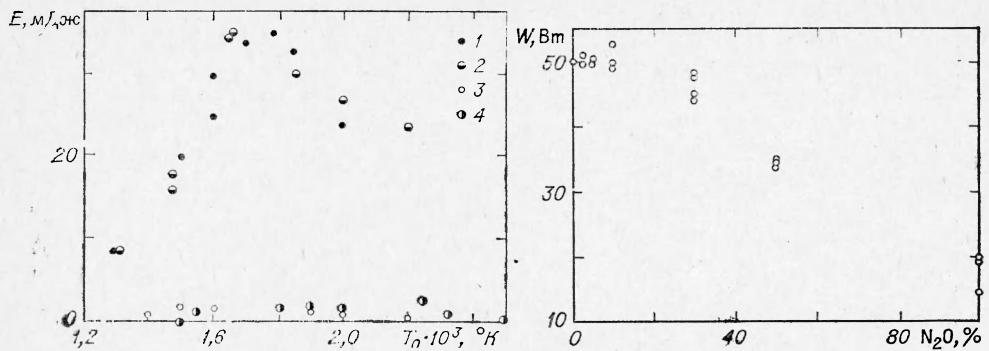


Рис. 12. Экспериментальные данные о зависимости полной энергии импульса генерации от температуры для разных «накачивающих» газов.

1 — чистый азот; 2 — азот, разбавленный закисью азота (1/20 объемной доли); 3 — кислород; 4 — NO ( $p_0=8$  атм,  $p_{cm}=8$  атм,  $h_*=1$  мм,  $A/A_*=20$ ).

Рис. 13. Экспериментальные данные о зависимости мощности генерации от добавок закиси азота  $N_2O$  к азоту (условия в форкамере:  $p_0=8$  атм,  $T_0=1750$  К,  $h_*=1$  мм,  $A/A_*=20$ ,  $p_{cm}=8$  атм).

Результаты опытов по измерению показателя усиления в режиме возбуждения воздухом приведены на рис. 11. Сопоставление этих данных с аналогичными измерениями для опытов с чистым азотом показывает, что степень отрицательного влияния добавления кислорода невелика. Более того, в интервале 1400—2500° К система устойчиво работает в режиме генерации при полной замене азота технически чистым кислородом или окисью азота (NO). Уровень генерации в таком режиме составляет примерно 5% от энергии и мощности пучка при накачке чистым азотом. Специальной очистки газов от примесей азота в этих опытах не проводилось, поэтому точный анализ природы возбуждения здесь практически исключается, однако сам факт существования генерации явно свидетельствует, по крайней мере, о нейтральных функциях этих молекулярных добавок.

Результаты соответствующих измерений приведены на рис. 12 в виде зависимости полной энергии импульса генерации от температуры. На том же рисунке нанесены экспериментальные точки, иллюстрирующие зависимость от температуры полной энергии импульса генерации при накачке чистым азотом и азотом с добавлением 1/20 объемной доли закиси азота. Более наглядно влияние добавления к азоту закиси азота иллюстрируют данные, приведенные на рис. 13. Резкое снижение уровня мощности генерации при замене части азота на закись азота при концентрациях  $N_2O$  выше 30% — это не только эффект изменения состава возбуждающего газа, но, главным образом, влияние повышения температуры в форкамере вследствие сильного экзотермического эффекта реакции термического разложения закиси азота, эффективно протекающей при температурах выше 1600° К [21].

Аналогичное объяснение следует дать и зависимости энергии импульса генерации от процентного содержания окиси углерода — при использовании вместо азота продуктов химической реакции горения, возбуждаемой при адиабатическом сжатии в ударной трубе смеси окиси углерода с закисью азота (рис. 14). Интересно отметить невысокую эффе-

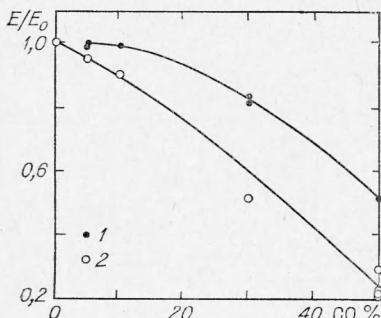


Рис. 14. Экспериментальные данные о зависимости безразмерной энергии импульса генерации ( $E/E_0$ ) от добавок окиси углерода в смесь  $N_2+5\%$   $N_2O$  (1) и в чистую  $N_2O$  (2) (условия в форкамере:  $p_0=8$  атм,  $T_0=1700$  К,  $p_{cm}=10$  атм,  $h_*=1$  мм,  $A/A_*=20$ ).

тивность окиси углерода при ее использовании в качестве возбуждающего газа в смеси с азотом: из данных рис. 14 (для смеси 1  $E_0=50$  мДж, для чистой закиси азота  $E_0=10$  мДж) следует, что эффективность работы системы на смешении падает примерно вдвое при замене половины азота на CO.

Таким образом, приведенные выше экспериментальные данные наглядно иллюстрируют степень влияния различных молекулярных добавок на эффективность работы газодинамического лазера с селективным возбуждением. Вместе с приведенной ранее сравнительной оценкой эффективности газодинамической модели, в которой для получения инверсии используется турбулентное смешение сверхзвукового потока нагретого и затем «замороженного» азота со звуковой струей смеси углекислого газа и гелия в условиях непрерывного расширения и дальнейшего «замораживания». Эти данные подтверждают высокую степень устойчивости и эффективности выбранной схемы работы газодинамического лазера.

Авторы глубоко признательны П. И. Беломестнову за помощь в подготовке эксперимента и Ю. А. Якоби за полезные обсуждения и рекомендации.

Поступила в редакцию  
18/III 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Конюхов, А. М. Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 1966, 3, 436.
2. Е. Т. Геггу. IEEE Spectrum, 1970, 7, 51.
3. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. ЖТФ, 1967, 37, 339.
4. Е. Е. Wisniewski, M. E. Fein, a. o. Appl. Phys. Lett., 1968, 12, 257; 1969, 14, 337.
5. R. Bronfin, L. R. Boedeker, J. P. Cheyeg. Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 214.
6. V. N. Croshhk, R. I. Soloukhin, P. Wolanski. Optics Communications, 1972, 6, 275; Proc. Ninth Intern. Shock Tube Symp., Ed. D. Bershad, W. Griffith, p. 167, Stanford, 1973.
7. В. Н. Крошко, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1973, 211, 829.
8. J. P. E. Tagap, M. Charpenel, R. Borgihi. Proc. AIAA Specialist Meeting on GDL, p. 1, Palm Springs, 1973; AIAA Paper № 70—622.
9. В. Н. Карюшин, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1972, 8, 2, 163.
10. R. Borgihi, M. Charpenel Astron. Acta, 1972, 17, 833.
11. J. Milewski, M. Buijne, a. o. Bull. Acad. Polon. Sci., 1972, 20, 73.
12. J. D. Anderson. Phys. Fluids, 1970, 13, 1983; 1971, 14, 2620; Proc. IEEE, 1971, 59, 651.
13. Р. И. Солоухин, Ю. А. Якоби. ПМТФ, 1974, 3.
14. В. Н. Крошко, Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин, ФГВ, 1973, 9, 3, 352.
15. Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, И. К. Селезнева. ПМТФ, 1971, 5, 24.
16. G. Lee, F. E. Gowen. Appl. Phys. Lett., 1971, 18, 237; AIAA J., 1972, 10, 65.
17. P. V. Avizonis, D. R. Dean, R. Grotbeck. Appl. Phys. Lett., 1973, 23, 375.
18. С. А. Лосев, В. Н. Макаров, и др., ФГВ, 1973, 9, 4.
19. Г. В. Гембаревский, Н. А. Генералов, Г. И. Козлов. ПМТФ, 1973, 4.
20. V. B. Biopadonna, W. H. Christiansen. Proc. Ninth Intern. Shock Tube Symp., Ed. D. Bershad, W. Griffith, p. 173, Stanford, 1973.
21. Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1972, 207, 912.

УДК 536.46

#### О ДЛИНЕ ДИФФУЗИОННЫХ ПЛАМЕН

В. К. Баев, П. П. Кузнецов, И. А. Могильный,  
П. К. Третьяков, В. А. Ясаков

(Новосибирск — Подольск)

Вопрос о длине диффузионных пламен вследствие его практической важности является предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Приводимая в статье библиография не претендует на полноту.