

**ПРИМЕНЕНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ
В ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКЕ**

В. Н. Карнюшин, Р. И. Солоухин
(Новосибирск)

Идея использования газодинамических течений для улучшения свойств лазерных систем возникла почти одновременно с созданием первых газовых лазеров на смеси He — Ne. Первоначальный интерес к проблеме был связан с возможностью получения лазерно-активных сред при быстром расширении газа (за счет различия радиационных времен жизни верхнего и нижнего уровней лазерного перехода) или при смешивании двух газовых потоков, один из которых содержит возбужденные метастабильные атомы или молекулы [1]. В ходе последующего развития исследований по созданию лазерно-активных сред были обнаружены также и другие возможности использования газодинамических течений. Создание мощных непрерывных электроразрядных лазеров с поперечной прокачкой и газодинамических лазеров с тепловым возбуждением молекул стимулировало значительное повышение общего интереса к проблеме применения методов газодинамики в лазерной технике и непрерывный рост потока публикаций, затрагивающих различные стороны этой проблемы. Поэтому в настоящее время существует определенная необходимость в предварительном обобщении и систематизации имеющихся сведений о применении газодинамических течений в лазерных системах. Попытка проведения такого предварительного анализа сделана в настоящем обзоре.

Распределение рассматриваемых работ по отдельным разделам обзора проводится в соответствии с теми основными задачами, которые решаются в них методами газовой динамики. Детальный анализ физических явлений, лежащих в основе работы газовых лазеров различных типов, не приводится, так как к настоящему времени соответствующие данные достаточно полно освещены в обзорной литературе [2—7].

Мы не стремились включить в обзор максимальное число публикаций, имеющих то или иное отношение к теме. Основное внимание уделено работам, в которых применение газодинамических течений существенным образом сказывается на свойствах лазерных систем. Список цитированной литературы охватывает практически все исследования в этой области, опубликованные к концу 1971 года.

I. ПОЛУЧЕНИЕ ЛАЗЕРНО-АКТИВНЫХ СРЕД ПРИ СМЕШИВАНИИ ПОТОКОВ ХИМИЧЕСКИ НЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЗОВ

1.1. Общая характеристика метода

Идея получения инверсии в смеси двух газов, реализованная в первой конструкции гелий-неонового лазера [8], оказалась одной из наиболее плодотворных в исследованиях по созданию лазерно-активных сред. Сущность этой идеи состоит в том, что возбуждение верхнего уровня лазерного перехода, выбранного в системе энергетических уровней одного из газов, осуществляется посредством резонансной столкновительной передачи энергии с возбужденных метастабильных уровней другого газа, эффективно заселяемых с помощью внешнего источника накачки. Другими словами, одна из компонент газовой смеси играет роль промежуточного энергетического резервуара, который отбирает энергию от источника накачки и передает ее на верхний уровень лазерного перехода. Типичной иллюстрацией сказанного является известная схема взаимодействия рабочих уровней гелий-неонового лазера, представленная на рис. 1.

Указанная особенность работы двухкомпонентных газовых лазеров позволяет осуществить конструкцию лазера с независимым возбуждением метастабильных атомов в потоке вспомогательного газа и последующим смешиванием рабочего и вспомогательного газа в области резонатора [1]. Область накачки и лазерный резонатор оказываются при этом пространственно разделенными.

Во второй работе тех же авторов [9] содержится более подробное обсуждение конструкции и параметров лазера с отдельными газовыми потоками. Здесь в общей форме высказано замечание о возможности использования неравновесных газодинамических течений для получения лазерно-активных сред посредством как резонансной передачи энергии на верхний уровень лазерного перехода, так и резонансного опустошения нижнего уровня. В качестве конкретного примера анализируется возможность создания He—Ne-лазера с отдельным возбуждением атомов гелия на метастабильный уровень $He2^3S$ с помощью электрического разряда в потоке гелия.

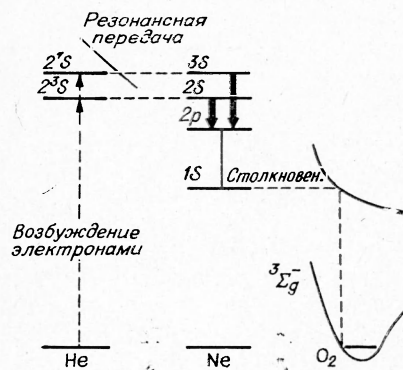


Рис. 1. Схема рабочих уровней He—Ne-лазера. Жирными стрелками обозначены лазерные переходы на 1,15 и 0,63 мк. (Обозначение уровней неона следует считать Пашеновскими.)

Резонансная передача энергии на верхний лазерный уровень $He2^3S \rightarrow Ne2^3S$ (рис. 1) должна происходить при смешивании потоков гелия и неона в резонаторе. Отмечается, что предлагаемый способ создания инверсии дает ряд преимуществ по сравнению с обычной конструкцией He—Ne-лазера, в которой используется электрический разряд в заранее приготовленной смеси газов. Эти преимущества заключаются в следующем:

- 1) отсутствует электронное возбуждение нижних энергетических уровней неона в разряде, препятствующее получению инверсной заселенности верхнего лазерного уровня;
- 2) условия разряда можно выбрать оптимальными для эффектив-

ного возбуждения нужного метастабильного уровня атомов He;

3) можно использовать добавку третьего газа для эффективного опустошения нижних уровней He, заселяемых при генерации. В качестве примера предлагается использовать резонансную диссоциацию молекул O_2 , добавляемых в поток атомов He, для опустошения уровня HeI^S (соответствующие переходы указаны пунктиром в правой части рис. 1). В обычной схеме He — He-лазера этот способ не дает нужного эффекта из-за быстрой диссоциации молекул O_2 при столкновениях с электронами в области разряда;

4) появляется возможность проведения более корректных экспериментальных исследований роли различных процессов в создании инверсной населенности.

Приведенные авторами оценки показывают, что при скорости потока He $\sim 5 \cdot 10^4$ см/сек возможно создание лазерно-активной среды с инверсией на два порядка большей, чем в обычных He — He-лазерах. Существенным условием возможности осуществления предлагаемой схемы является то, что время жизни возбужденного метастабильного состояния атома He ($\sim 10^{-3}$ сек) значительно больше времени остывания электронов до низких значений поступательной температуры газа ($\sim 10^{-6}$ сек).

Особого внимания в предложенной авторами конструкции лазера заслуживает поперечное расположение оптической оси резонатора по отношению к направлениям газовых потоков. Такая схема обеспечивает максимальную скорость прокачки рабочей смеси через объем резонатора и поэтому является стандартной для всех построенных позднее мощных лазеров с газовыми потоками.

К моменту написания анализируемой статьи публикации по созданию газовых лазеров на молекулярных колебательно-вращательных переходах практически отсутствовали. Этим, по-видимому, объясняется тот факт, что рассмотренные выше первые предложения по использованию методов газодинамики для создания инверсной населенности относились к лазерам на электронных переходах. В действительности, как показало дальнейшее развитие лазерной техники, основные успехи в использовании неравновесных газодинамических потоков для получения лазерно-активных сред были достигнуты при создании лазеров инфракрасного диапазона, работающих на колебательных уровнях молекулярных газов.

Конструкция гелий-неонового лазера с отдельным возбуждением метастабильных уровней 2^3S гелия и последующим смешиванием газовых потоков реализована пока в единственной работе [10]. Создаваемый поток смеси He+Ne был ориентирован вдоль оптической оси резонатора. Для получения возбужденных метастабильных атомов $He2^3S$ использовался высокочастотный разряд в потоке гелия. Продольный размер лазерно-активной среды составлял ~ 30 см. При скорости потока $\sim 10^4$ см/сек и статическом давлении в смеси $\sim 0,6$ мм рт. ст. была получена генерация на длине волны $\lambda = 1,15$ мк. Мощность генерации росла линейно при увеличении.

Мощности накачки в пределах энергетических возможностей используемого источника питания высокочастотного разряда. Максимальное значение полученной лазерной мощности составило $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ вт.

Попытки получить генерацию на длине волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ окончились неудачей. Предполагается, что причиной этого является малое время жизни метастабильного уровня 2^1S атомов гелия.

1.2. Молекулярные лазеры со смешиванием потоков и накачкой электрическим разрядом

Перейдем теперь к рассмотрению систем, в которых метод смешивания потоков использовался для получения инверсной населенности колебательных уровней молекулярных газов. Неослабевающий интерес многочисленных исследователей к проблеме реализации молекулярных лазеров на колебательных переходах в значительной мере обусловлен принципиальной возможностью получения высоких значений лазерного к. п. д. и мощности непрерывной генерации [4, 5]. Наряду с этим большие времена жизни метастабильных колебательных уровней многих двухатомных молекул обеспечивают возможность широкого использования свойств неравновесных газодинамических течений для создания инверсной населенности.

Первая экспериментальная работа в этом направлении была сделана Пателом, осуществившим конструкцию лазера на смеси N_2+CO_2 , с раздельным возбуждением азота [11]. Схема нижних колебательных уровней молекул N_2 и CO_2 , связанных с рабочими уровнями лазерного перехода, представлена на рис. 2. Отметим кратко ряд основных моментов, существенных для получения генерации на этой смеси (подробный анализ различных физических процессов, определяющих особенности работы CO_2+N_2 -лазеров, и необходимые сведения о колебательных спектрах указанных молекул содержатся в упоминавшихся выше обзорных работах [4, 5], а также в [12]).

1. Молекула N_2 не имеет дипольного момента, поэтому радиационные переходы с возбужденных колебательных уровней в основное состояние запрещены. Чрезвычайно мала также вероятность дезактивации колебательных уровней за счет перехода энергии возбуждения в кинетическую при столкновениях молекул между собой (соответствующее сечение меньше 10^{-23} см^2 [13]). Поэтому при характерных для газовых лазеров размерах системы и давлениях $\sim 1 \text{ мм рт. ст.}$ релаксация в чистом N_2 обусловлена в основном столкновениями со стенками.

2. Электрический разряд в азоте при низких давлениях сопровождается эффективным электронным возбуждением колебательных уровней молекулы N_2 с колебательными квантовыми числами от $v=1$ до $v \sim 4$.

3. Первый колебательный уровень N_2 близко совпадает с уровнем (00^01) молекулы CO_2 ($\Delta E = 18 \text{ см}^{-1}$). Энергетические интервалы между последующими уровнями N_2 , постепенно уменьшающиеся вследствие ангармоничности молекулы, также совпадают в пределах kT (T —

ступательная температура смеси) с колебательным квантом уровня (00^01) CO_2 вплоть до $v(N_2) = 4$. Перечисленные особенности определяют высокую скорость заселения уровня (00^01) CO_2 при столкновениях с колебательно возбужденными молекулами азота. Создаваемая при этом инверсия обеспечивает возможность получения генерации на колебательно-вращательных переходах $(00^01) \rightarrow (10^00)$ ($\lambda \approx 10,6 \text{ мк}$) и $(00^01) \rightarrow (02^00)$ ($\lambda \approx 9,6 \text{ мк}$).

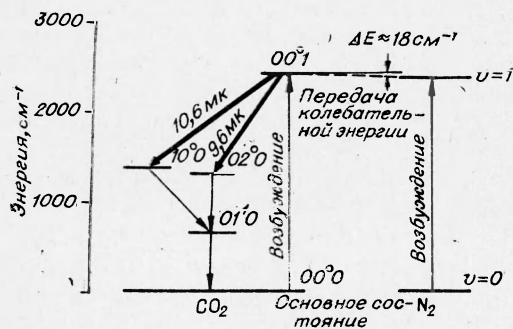


Рис. 2. Схема колебательных уровней CO_2 и N_2 .

4. В принципе инверсная населенность и лазерная генерация в смеси $N_2 + CO_2$ может быть получена при радиационном опустошении нижних уровней CO_2 (излучение сильного перехода $(00^01) \rightarrow (00^00)$ CO_2 при обычно используемых давлениях пленено). Однако более существенную роль в опустошении нижнего лазерного уровня играют процессы столкновительной релаксации.

5. Скорость дезактивации нижних уровней, определяющая величину мощности генерации, может быть значительно увеличена путем введения в смесь различных добавок. Добавление He приводит к более эффективному возбуждению колебательных уровней N_2 (за счет энергетического дрейфа электронной компоненты разряда в область более высоких энергий) и увеличению скорости столкновительной релаксации уровня (01^10) CO_2 . Добавка дипольных молекул H_2O существенно ускоряет дезактивацию нижнего лазерного уровня за счет прямой передачи энергии на первый колебательный уровень H_2O ($\nu = 1596 \text{ см}^{-1}$), совпадающий в пределах kT с термом (10^00) CO_2 . (Для колебательно-поступательной релаксации возбужденной молекулы H_2O требуется всего около 10 столкновений с другими молекулами воды). Большое влияние на скорость заселения верхнего лазерного уровня и опустошения нижних уровней оказывают также столкновения с молекулами CO , образующимися при диссоциации CO_2 в разряде.

Схема конструкции лазера, описанной в упомянутой выше первой работе Патела [11], представлена на рис. 3, а. Для накачки использовался высокочастотный разряд в потоке N_2 , локализованный на расстоянии $\sim 20 \text{ см}$ от области смешивания. Внутренний диаметр лазерной трубки составлял $2,5 \text{ см}$, длина $\sim 1,3 \text{ м}$. При скорости потока $\sim 5 \cdot 10^2 \text{ см/сек}$ и давлении в смеси равнокомпонентного состава $\sim 0,8 \text{ мм рт. ст.}$ наблюдалась генерация на семи колебательно-вращательных переходах вблизи $\lambda = 10,6 \text{ мк}$. Измеренная мощность генерации в наиболее сильных переходах превышала 10^{-3} вт .

Аналогичная конструкция лазера с накачкой постоянным разрядом использовалась в работе [14], где исследовалась генерация на колебательных уровнях $(001) \rightarrow (10^00)$ молекулы N_2O . Парциальные давления компонент в смеси составляли $0,4 \text{ тор}$ (N_2) и $0,1 \text{ тор}$ (N_2O). Была обнаружена генерация на тринадцати колебательно-вращательных переходах указанной пары уровней ($\lambda \approx 10,9 \text{ мк}$). Контрольные эксперименты с разрядом в потоке создаваемой смеси показали, что раздельное возбуждение азота не приводит к улучшению пороговых условий генерации. В работе [15] приведены результаты экспериментов по получению генерации на колебательных переходах молекул CO_2 , N_2O и CO при использовании конструкции лазера, заимствованной из первой работы Патела [11]. Характерная величина полученной мощности генерации составляла примерно $0,2 \text{ вт}$ для смеси $N_2 + CO_2$, $0,02 \text{ вт}$ для смеси $N_2 + N_2O$ и $0,4 \text{ вт}$ для смеси $N_2 + CO$.

Значительное улучшение генерационных характеристик ОКГ рассматриваемого типа было достигнуто в последующих работах [16—19] за счет усовершенствования техники смешивания газовых потоков, увеличения скорости прокачки и реализации схемы с поперечным расположением резонатора по отношению к направлению потока смеси. В [16] проводились измерения коэффициента усиления излучения на длине волны $\lambda = 10,6 \text{ мк}$ в смеси, создаваемой при подмешивании CO_2 к потоку $N_2 + He$ с помощью системы инжекторов, равномерно распределенных по сечению потока. Предварительное возбуждение колебательных уровней азота осуществлялось высокочастотным разрядом. Скорость потока — около $2 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$, дав-

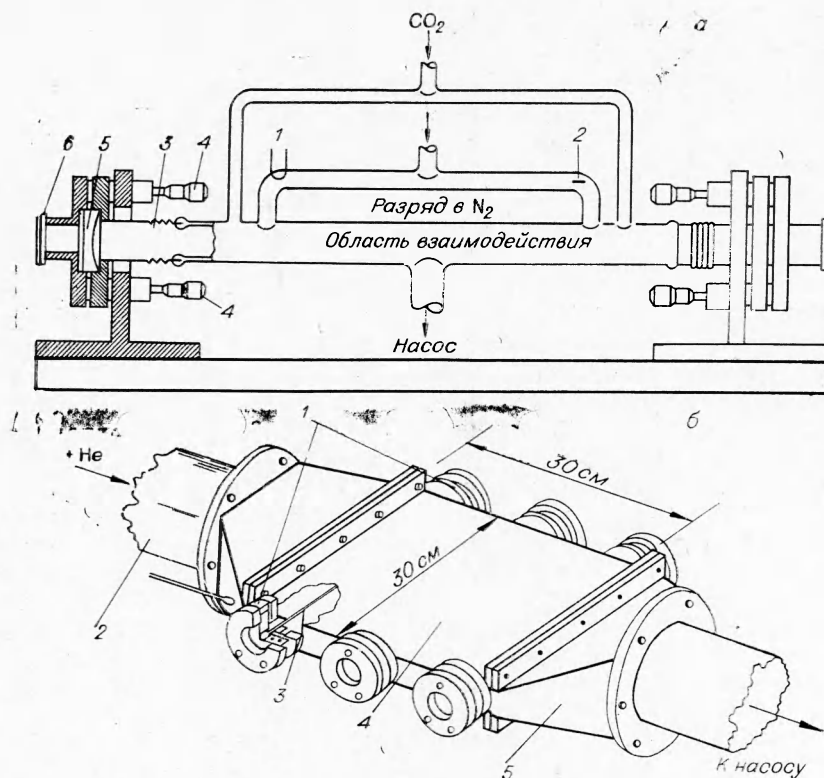


Рис. 3. Установки для получения генерации на $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ с разделным возбуждением азота, использованные в работах [11] (а) и [17] (б). а) 1 — катод; 2 — анод; 3 — сильфон; 4 — юстировочные винты; 5 — зеркало. б) 1 — лазерный резонатор (3 шт.); 2 — разрядная камера; 3 — инжектор CO_2 ; 4 — канал резонатора; 5 — переходная секция.

ление в смеси — 5,6 тор. Время полного перемешивания компонент ($\leq 10^{-4}$ сек) было меньше характерного времени столкновительной релаксации верхнего лазерного уровня, что является одним из важнейших условий для получения инверсии при смешивании потоков. Результаты экспериментов показали принципиальную возможность создания лазерно-активных газовых сред с большим коэффициентом усиления ($\alpha \geq 4\% \text{ см}^{-1}$), не зависящим от поперечных размеров потока. Это является дополнительным преимуществом систем с потоками по сравнению с обычными газовыми лазерами, в которых коэффициент усиления связан с диаметром разрядной трубки d зависимостью $\alpha \sim 1/d$, обусловленной диффузионным характером процесса охлаждения разряда на стенках. Измерения зависимости коэффициента усиления от координаты вдоль потока показали, что степень создаваемой инверсии максимальна в области смешивания и постепенно убывает вдоль потока. (Очевидной причиной такой зависимости является столкновительная релаксация возбужденных уровней системы $\text{N}_2 + \text{CO}_2$.) Это означает, что более выгодным является вариант конструкции лазера с поперечным расположением оптической оси резонатора по отношению к направлению движения потока смеси.

Такая система была реализована в работе Брауна [17] (рис. 3, б). Внешним источником накачки служил высоковольтный электрический разряд в потоке $\text{N}_2 + \text{He}$ при давлениях $20 \div 100$ мм рт. ст. Для подме-

шивания CO_2 -компоненты использовался многодырочный инжектор, установленный в потоке непосредственно перед резонатором. Размеры сечения газодинамического канала в области резонатора составляли $1,2 \times 30$ см, скорость потока $\sim 1,5 \cdot 10^4$ м/сек. Поперечная прокачка обеспечивала быструю смену активной среды в объеме резонатора, что позволило значительно повысить рабочее давление и более чем на порядок увеличить снимаемую с единицы объема мощность генерации (~ 12 Вт/см³) по сравнению с отпаянными лазерами. Основные эксперименты проводились при компонентном составе смеси $\text{N}_2 : \text{He} : \text{CO}_2 = 40 : 39 : 21$ (мол. %) и давлении 48 мм рт. ст. Было установлено, что при постоянном расходе смеси (~ 20 г/сек) мощность генерации практически линейно возрастает с увеличением мощности накачки. Максимальная мощность генерации в этих условиях составляла ~ 750 Вт при лазерном к. п. д. $\approx 13\%$. В отдельных экспериментах была достигнута выходная мощность генерации ~ 900 Вт при к. п. д. 11%. Измеренное максимальное значение коэффициента усиления оказалось равным $4,3\%$ см⁻¹.

Еще более высокие значения мощности генерации, снимаемой с единицы объема активной среды, были достигнуты при работе со сверхзвуковыми потоками [18]. Однородное по объему возбуждение N_2 при давлении (100–250) тор осуществлялось электрическим разрядом в системе параллельных капиллярных трубок, каждая из которых оканчивалась сверхзвуковым соплом. Дальнейшее расширение и охлаждение потока происходило в двумерном сопле, боковые стенки которого содержали поперечные каналы для введения добавки $\text{CO}_2 + \text{He}$. Комбинированная система сопел обеспечивала общее ускорение газа до $M = 2$. Оптический резонатор устанавливался в области двумерного расширения потока. Параметры потока и разряда оптимизировались на максимальную выходную мощность генерации. При расходе газа ~ 80 г/сек была достигнута мощность генерации ~ 700 Вт при эффективности преобразования энергии разряда в лазерное излучение $\sim 17\%$. Удельная объемная мощность генерации составляла при этом около 16 Вт/см³. Интересной особенностью работы описанной конструкции лазера является то, что адиабатическое охлаждение потока смеси в объеме резонатора ограничивает рост температуры газа при колебательно-поступательной релаксации нижних уровней CO_2 , заселяемых в процессе генерации. Поэтому роль добавки He в опустошении нижних уровней становится незначительной. В обсуждаемой работе мощность генерации в смеси без He уменьшалась всего на 10%.

В работе [19] проводились исследования возможности применения системы со смешиванием потоков и быстрой прокачкой для усиления последовательности импульсов CO_2 лазера с высокой частотой повторения. Оптический резонатор при этом заменяется системой зеркал, обеспечивающих заполнение внешним излучением нужного объема лазерно-активной среды при малых поперечных размерах внешнего лазерного пучка. Поперечная прокачка обеспечивает быструю смену рабочей среды усилителя за время между двумя последовательными лазерными импульсами. При коротких длительностях импульсов столкновительная релаксация нижнего лазерного уровня не успевает произойти за время импульса и процесс усиления прекращается в момент выравнивания населенностей обоих лазерных уровней за счет быстрых вынужденных переходов. Поэтому при работе такого усилителя в излучение переходит только около половины энергии, соответствующей первоначальной инверсии верхнего уровня.

Отличительной особенностью разработанной в [19] конструкции является наличие секции диффузора между областью разряда, осуществ-

влявшего колебательное возбуждение азота в потоке $N_2 + He$, и газодинамическим каналом резонатора. Это давало возможность повысить плотность газа в объеме резонатора за счет частичного торможения потока. Рабочее давление в области резонатора составляло 30 мм рт. ст., скорость потока (3÷4) 10^4 см/сек, весовой состав смеси — $CO_2 : N_2 : He = 57:40:3$, расход ~ 35 г/сек. Для подмешивания CO_2 использовался щелевой или многодырочный инжектор, располагавшийся в начальной части канала резонатора, имевшего сечение $1,27 \times 20$ см². Максимальное значение измеренного в этой работе коэффициента усиления для слабого сигнала оказалось равным 6% см⁻¹. Исследовалась работа усилителя в непрерывном режиме и в режиме усиления последовательности импульсов длительностью 10 мксек и частотой повторения $5 \cdot 10^3$ и 10^4 сек⁻¹. Предельные значения выходной мощности для указанных трех режимов оказались соответственно равными 525, 125 и 200 вт. Сообщается также, что в отдельных экспериментах удалось получить выходную мощность генерации 1,2 квт при эффективности преобразования электрической энергии в лазерное излучение $\sim 9\%$.

Результаты рассмотренных работ показывают, что метод смешивания газовых потоков при электрическом возбуждении вспомогательного газа позволяет реализовать мощные непрерывные лазеры с высоким к. п. д. В таких системах получены рекордные значения коэффициента усиления и мощности, снимаемой с единицы объема и единицы массы рабочей среды. Некоторым недостатком этих систем является относительная сложность конструкции и невозможность осуществления замкнутого цикла. Более совершенными в этом отношении являются однопотоковые электроразрядные лазеры с конвективным охлаждением рабочей смеси, рассматриваемые во втором разделе настоящего обзора.

1.3. Молекулярные лазеры с тепловой накачкой и резонансной передачей колебательной энергии в области смешивания газовых потоков

В этом параграфе обсуждаются работы, в которых для создания неравновесной населенности метастабильных колебательных уровней вспомогательного газа используется метод тепловой накачки. Сущность метода заключается в том, что газ предварительно нагревается до температуры, обеспечивающей достаточно высокое больцмановское заселение колебательных уровней, а затем быстро адиабатически расширяется при движении через сверхзвуковое сопло. Такое расширение сопровождается быстрым уменьшением поступательной и вращательной температуры и одновременным «замораживанием» населенности метастабильных колебательных уровней, столкновительная дезактивация которых происходит существенно медленнее, чем падение поступательной температуры в потоке. На выходе из сопла к полученному потоку с неравновесной заселенностью колебательных уровней молекул подмешивается поток холодного рабочего газа. Перемешивание потоков сопровождается резонансной столкновительной передачей колебательной энергии к молекулам рабочего газа, приводящей к инверсной заселенности верхнего лазерного уровня. В качестве рабочего и вспомогательного газа обычно используются соответственно CO_2 (или N_2O) и N_2 . Охлаждение азота при адиабатическом расширении в сопле устраняет возможность быстрого теплового возбуждения нижних колебательных уровней CO_2 . Как и в случае электроразрядных лазеров, для эффективного опустошения заселяемых при генерации промежуточных уровней CO_2 применяются различные добавки.

Сделаем оценку параметров газодинамических потоков, используемых при осуществлении описанного способа создания лазерно-активных сред. Температура газа в форкамере T_0 , при которой колебательная энергия молекул N_2 будет составлять $\sim 10\%$ от общей тепловой энергии, равна примерно $2100^\circ K$. Температура и скорость потока на выходе из сопла связаны с T_0 известным соотношением

$$T_0/T = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2,$$

где M — число Маха; γ — показатель адиабаты используемого газа. Для двухатомных газов при сравнительно невысоких температурах $\gamma = 1,4$. Задаваясь значением температуры в области резонатора $T = 500^\circ K$, получим для требуемого значения M величину ≈ 4 . Соответствующий перепад статических давлений в форкамере и резонаторе будет составлять

$$P_0/P = \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \approx 150.$$

Таким образом, для создания потока активной среды со статическим давлением $\sim 10 \div 100 \text{ тор}$ необходимо поддерживать давление в форкамере на уровне $2 \div 20 \text{ атм}$.

Очевидно, что мощность генерации лазеров рассматриваемого типа будет определяться прежде всего скоростью прокачки смеси через объем резонатора и максимально достижимой плотностью активных частиц. Реальные значения скоростей потоков могут составлять $\sim 10^5 \text{ см/сек}$. Оценить возможную величину инверсии довольно трудно из-за турбулентного характера перемешивания сверхзвуковых потоков, а также вследствие значительной сложности системы уравнений, описывающих кинетику заселения рабочих колебательных уровней в смеси $N_2 + CO_2$. Теоретический анализ указанной системы уравнений для случая мгновенно создаваемой однородной смеси проводился в [20]. Полученные результаты показывают, что при начальной колебательной температуре азота порядка $2100^\circ K$ и оптимальном соотношении компонент $N_2 : CO_2 = 60 : 40$ (мол. %) может быть получена плотность активных частиц $\Delta N \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, если поступательная температура и давление создаваемой смеси будут составлять $\sim 300^\circ K$ и 10 тор соответственно. При этом величина ΔN почти линейно возрастает с увеличением начальной температуры азота и с уменьшением поступательной температуры в области смешивания. Проведенные расчеты лазерного к. п. д. показывают, что эффективность преобразования тепловой энергии в лазерное излучение может достигать $\approx 1,4\%$.

Первые конструкции $CO_2 + N_2$ -лазеров с тепловым возбуждением азота [21, 22] были внешне во многом аналогичны системе, применявшейся в рассмотренных выше работах Патела [11, 14]. Все элементы газодинамического тракта были изготовлены из кварцевых трубок, поток создаваемой смеси $CO_2 + N_2$ проходил вдоль оптической оси резонатора. Азот нагревался до температуры $\leq 1500^\circ K$ (дальнейший нагрев приводил к размягчению кварца). Последующее охлаждение N_2 достигалось за счет адиабатического расширения в комбинации с диффузионным отводом тепла к охлаждаемым водой стенкам; CO_2 подмешивался к потоку N_2 в канале резонатора при комнатной температуре. Измеренная в [22] максимальная мощность генерации на длине волны $10,6 \text{ мк}$ составляла $2 \cdot 10^{-2} \text{ вт}$. Было установлено, что мощность генерации растет при увеличении начальной температуры азота и скорости прокачки.

Более совершенная лазерная система с поперечным расположением резонатора по отношению к потоку была реализована в [23]. Нагрев N_2 в форкамере осуществлялся электродуговым источником мощностью в несколько киловатт. Между форкамерой и прямоугольным каналом смесителя располагалось двухмерное сверхзвуковое сопло с размерами критического сечения $0,1 \times 5$ см. Металлические стенки форкамеры и сопла охлаждались водой. Скорость потока на выходе из сопла составляла 10^5 см/сек, $M=3,4$. Смесь CO_2+He вводилась в поток азота с двух сторон с помощью двухщелевого инжектора. Поперечное сечение потока смеси в области резонатора составляло $0,6 \times 5$ см. Эксперименты проводились при давлении в форкамере $p_0 \approx 1$ атм и температуре $T_0=2000^\circ$ К. Статическое давление в потоке на выходе из объема резонатора было порядка 50 тор.

В первой серии экспериментов проводились измерения коэффициента усиления a в потоке создаваемой смеси на длине волны 10,6 мк. Максимальное значение $a \approx 0,8\%$ см⁻¹ было получено при составе смеси $N_2 : CO_2 : He = 40 : 20 : 40$ (мол. %) и полном расходе газа 9,3 г/сек. В последующих экспериментах измерялась мощность генерации, возникающей при установке оптического резонатора, образованного двумя медными зеркалами. Объем активной среды в резонаторе составлял при этом 6 см³. Лазерное излучение выводилось через систему отверстий в одном из зеркал. Максимальное значение отбираемой мощности излучения w (с учетом доли, поглощенной зеркалами) составляло 45 вт при расходе газа 10,7 г/сек. Увеличение температуры азота в форкамере до 2600° К приводило к возрастанию w до 60 вт. Простые расчеты показывают, что достигнутая при этом эффективность преобразования тепловой энергии в лазерное излучение составляет $\approx 0,6\%$.

Сопоставление результатов работ, рассмотренных в данном и предыдущем параграфе, показывает, что использование тепловой накачки в системах с отдельным возбуждением приводит к более низким значениям коэффициента усиления активной среды и меньшей степени инверсии, чем в аналогичных системах с электрической накачкой. Это означает, что электронное возбуждение колебательных уровней позволяет реализовать существенно более неравновесные газодинамические потоки и поэтому является более выгодным для создания мощных лазерных систем на смешивающихся потоках. Тем не менее, работы с тепловым возбуждением вспомогательного газа представляют самостоятельный интерес, особенно для изучения роли различных столкновительных процессов в создании инверсной населенности, так как при такой постановке экспериментов из рассмотрения исключается целый ряд дополнительных процессов, имеющих место при электрическом разряде в газах.

II. ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С КОНВЕКТИВНЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ РАБОЧЕЙ СМЕСИ

2.1. Общая характеристика метода потокового охлаждения

В обычных электроразрядных газовых лазерах «закрытого» типа снимаемая с единицы объема мощность излучения ограничивается скоростью опустошения нижних уровней рабочего газа, заселяемых в процессе генерации. Увеличение вкладываемой в разряд мощности и столкновительная дезактивация колебательных уровней приводят

к росту температуры газа, в результате чего равновесная термическая заселенность нижних уровней возрастает и степень инверсии уменьшается. Медленное диффузионное охлаждение рабочей среды на стенках разрядной трубки не позволяет осуществить требуемую скорость отвода тепла из области разряда в этих условиях.

Указанное ограничение снимается при быстрой прокачке газа через объем разряда и резонатора. В случае использования дозвуковых потоков высокая скорость охлаждения достигается за счет непрерывной смены рабочей среды. При работе со сверхзвуковыми потоками может быть использовано дополнительное адиабатическое охлаждение газа в расширяющейся части сопла. В CO_2 -лазерах с конвективным охлаждением потоковое движение среды приводит одновременно к резкому уменьшению концентрации молекул CO , образующихся за счет диссоциации CO_2 в разряде, что способствует дополнительному улучшению условий накачки [24]. Характерной особенностью большинства систем с потоковым охлаждением является поперечное расположение полости разряда и резонатора по отношению к потоку, обеспечивающее быструю смену рабочей среды даже при умеренных скоростях потока.

Для сравнения эффективности конвекционного и диффузионного механизмов охлаждения приведем следующие простые оценки. Характерное время диффузионного отвода тепла из системы с поперечными размерами d составляет $\tau_d \sim d^2/lc$, где l — средняя длина свободного пробега, c — средняя тепловая скорость молекул газа. Для конвекционного охлаждения соответствующее время равно $\tau_c \sim d/u$, где u — скорость потока. При $u \sim c$ будем иметь $\tau_d/\tau_c \sim d/l \gg 1$. Таким образом, использование газодинамических потоков дает возможность существенно увеличить скорость охлаждения рабочей среды в газовых ОКГ. В случае столкновительных лазеров типа ОКГ на смеси $\text{N}_2 + \text{CO}_2$ это приводит к непосредственному увеличению мощности непрерывной генерации, снимаемой с единицы объема резонатора.

Для создания компактных CO_2 -лазеров с умеренными значениями выходной мощности (~ 100 вт) может быть использован комбинированный способ охлаждения, сочетающий диффузионное охлаждение смеси на стенках разрядной трубки с достаточно быстрой продольной прокачкой. Такая система была реализована в работе [25]. Схема устройства и геометрические размеры основных узлов разработанной конструкции лазерной трубки приведены на рис. 4. Рабочее давление смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ в области разряда составляло $10 \div 120$ мм рт. ст., скорость потока $\sim 10^4$ см/сек, расход газа $\sim (0,3 \div 1,5)$ г/сек. Было установлено, что изменение длины разрядного промежутка и переходной секции слабо влияет на величину максимальной мощности генерации. При указанных на рис. 4 размерах лазерной трубки и разрядного промежутка была получена выходная мощность генерации 140 вт при лазерном к. п. д. 12%.

Кроме указанного увеличения лазерной мощности в непрерывном режиме, метод потокового охлаждения может быть успешно использован для увеличения частоты следования импульсов генера-

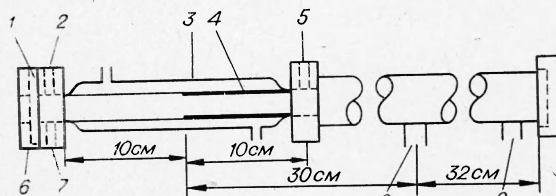


Рис. 4. Схема лазера с комбинированным охлаждением [25].

1 — зеркало резонатора; 2 — анод и система выпуска газовой смеси; 3 — охлаждаемая водой разрядная трубка; 4 — катод; 5 — канал для раздельного подмешивания CO_2 ; 6 — оправа зеркала; 7, 9 — датчики давления; 8 — откачка газа.

ции в импульсных газовых лазерах. Частично этот вопрос обсуждался в предыдущей главе при анализе результатов работы [19]. Более подробное рассмотрение результатов, полученных при использовании метода конвективного охлаждения в импульсных лазерных системах, приводится в следующем параграфе.

2.2. Импульсные лазеры с потоковым охлаждением

Первая конструкция импульсного лазера с поперечным разрядом и конвективным охлаждением была реализована в работе [26]. Накачка осуществлялась серией последовательных импульсных разрядов в сверхзвуковом потоке азота при $M=2$ и статическом давлении 20 тор. Была получена последовательность коротких (~ 20 нсек) импульсов генерации на электронных переходах молекулы N_2 ($\lambda=3371 \text{ \AA}$) с частотой повторения ~ 13 кГц. Предполагается, что существенное значение в условиях эксперимента имело адиабатическое охлаждение азота до поступления в объем разряда, так как в статических условиях при тех же значениях давления и параметрах разряда получить генерацию не удалось.

В [27] исследовалась зависимость средней мощности генерации CO_2 -лазера от частоты повторения импульсов и скорости прокачки смеси N_2+CO_2+He через объем резонатора. Эксперименты проводились с «квазипоперечной» системой, представляющей собой метровую разрядную трубку с большим числом боковых каналов для прокачки газа. Было установлено, что увеличение скорости прокачки позволяет увеличить рабочее давление смеси и частоту следования импульсов. При максимальной скорости прокачки $\sim 0,1 \text{ м}^3/\text{сек}$ была получена последовательность импульсов с частотой 230 сек^{-1} и энергией $\sim 4 \text{ дж}$ в каждом. Средняя удельная мощность генерации достигала 80 вт/г/сек .

Следует заметить, что при быстром импульсном возбуждении, когда длительность импульса накачки сравнима с временем релаксации верхнего лазерного уровня, может быть достигнута существенно более высокая степень инверсии, чем в условиях стационарного разряда [28]. С этой точки зрения значительный интерес представляет работа [29], в которой быстрое движение смеси N_2+CO_2+He через область разряда использовалось для осуществления режима длительной генерации при «квазиимпульсном» характере возбуждения. Газодинамическая система (рис. 5) состояла из форкамеры, быстродействующего клапана, сопла Лавалья и бустерного объема, игравшего роль насоса большой производительности. Истечение рабочей смеси через сопло начиналось после открывания импульсного клапана и длилось в течение $0,02 \text{ сек}$. На выходе из сопла перпендикулярно к потоку устанавливались две сетки, между которыми зажигался разряд длительностью около $0,02 \text{ сек}$. Расстояние между сетками вдоль потока было равно 2 см , скорость потока и плотность смеси в области разряда составляли соответственно $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$ и $4 \cdot 10^{17} \div 1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях время пребывания отдельных молекул смеси в области разряда не превышает времени релаксации уровня (00^0_1) молекулы CO_2 , что определяет фактиче-

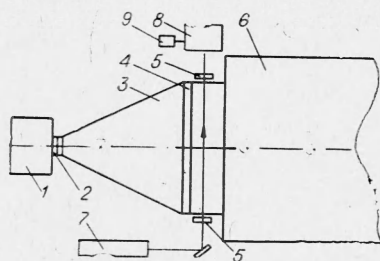


Рис. 5. Схема эксперимента с квазиимпульсным возбуждением [29].

1 — форкамера; 2 — быстродействующий клапан; 3 — сопло Лавалья; 4 — область разряда; 5 — зеркала резонатора; 6 — бустерный объем; 7 — пробный CO_2 -лазер; 8 — монохроматор ИКМ-1; 9 — приемник.

ски импульсный характер возбуждения при квазистационарном режиме работы лазера. Генерация осуществлялась в объеме поперечного резонатора, установленного на расстоянии ~ 10 см от области разряда. Длительность импульса генерации определялась длительностью существования разряда и составляла $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ сек. Увеличение концентрации рабочей смеси в области разряда приводило к возрастанию мощности генерации. При плотности смеси $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$ выходная мощность генерации составляла ~ 1 квт.

В последнее время ведутся интенсивные исследования возможности применения быстрого поперечного разряда для создания мощных импульсных газовых лазеров, работающих при давлениях ≥ 1 атм [30, 31]. Повышение давления рабочей смеси приводит к возрастанию пиковой мощности и сокращению длительности лазерного импульса. В условиях, когда длительность разряда существенно меньше характерного времени жизни верхнего лазерного уровня, может быть достигнута чрезвычайно высокая степень инверсии, приводящая к образованию «гигантского» импульса излучения без модуляции добротности резонатора. Кроме того, столкновительное уширение линии излучения при высоких давлениях обеспечивает возможность возникновения режима самосинхронизации мод с последующей генерацией серии ультракоротких импульсов. Полученные к настоящему времени пиковые мощности излучения в поперечных электроразрядных лазерах с высоким давлением газа составляют $\sim 10^6$ вт. Проблема повышения частоты следования лазерных импульсов в таких системах становится поэтому особенно актуальной. Возможность повышения частоты следования импульсов генерации CO $_2$ -лазеров с высоким (~ 1 атм) давлением рабочей смеси за счет быстрой поперечной прокачки исследовалась в работах [31, 32]. В [31] при длине резонатора лазера 1,5 м были получены импульсы излучения с энергией до 0,5 дж и частотой повторения 1200 гц. Длительность работы системы составляла лишь несколько секунд, после чего наблюдалось значительное ухудшение условий генерации, обусловленное изменением параметров электрического разряда в газовой смеси за счет образования интенсивных локальных дуговых разрядов, которые снижают эффективность накачки и вызывают быстрое разложение газовой смеси. Более устойчивая работа аналогичной лазерной системы была достигнута в [32] за счет значительного увеличения содержания буферного газа (He) в смеси. Длина разрядного промежутка и расстояние между электродами составляли соответственно 1 м и 2,5 см, скорость прокачки — около 1,6 м/сек, состав смеси He : N $_2$: CO $_2$ = 90 : 4 : 6. Средняя мощность генерации достигала 65 вт при частоте повторения импульсов 1000 гц. Было установлено, что увеличение скорости прокачки значительно улучшает временную стабильность работы лазерной системы.

2.3. Стационарные электроразрядные лазеры с потоковым охлаждением рабочей среды

Одной из главных трудностей при разработке конвективных электроразрядных лазеров является задача осуществления однородного стационарного разряда в достаточно большом объеме, локализованном в нужной области потока. Расположение электродов, типичное для отпаянных лазерных трубок или систем с медленной продольной прокачкой, неприменимо в конструкциях с поперечной прокачкой, так как боковое потоковое движение среды будет сопровождаться искривлением разрядного столба в направлении потока. Более выгодным является вариант корот-

кого поперечного разряда между длинными электродами, ориентированными перпендикулярно к потоку. Такая схема была реализована в работе [33]. В качестве электродов использовались тщательно отполированные медные трубки, охлаждаемые водой. Было установлено, что материал, состояние поверхности и температура электродов, а также величина расстояния между ними сильно влияют на устойчивость горения разряда. В оптимальном режиме высота разрядного промежутка составляла 6 см, длина электродов — 80 см, давление смеси — 7 тор He + 4 тор N₂ + 3,5 тор CO₂, скорость потока — до 40 м/сек. Устойчивое горение разряда по всей длине разрядного промежутка наблюдалось при напряжении между электродами 700 ÷ 900 в и токе до 12 а. Максимальная мощность генерации в этих условиях составляла 700 вт при лазерном к. п. д. 6,3%.

В ряде случаев для получения однородного разряда в достаточно большом объеме применялись многоэлектродные системы, образующие в совокупности структуру типа двух решеток, установленных поперек потока на некотором расстоянии друг от друга. Область накачки при этом локализована в объеме между решетками и представляет собой систему ориентированных вдоль потока разрядов, равномерно распределенных по сечению. При малых скоростях потока введение электродов не приводит к сколько-нибудь существенным изменениям характера течения.

Особенностью описанного способа осуществления разряда является сложное взаимодействие движения заряженных частиц под действием электрического поля с общим потоковым движением среды. Результатом этого взаимодействия определяется место положения области, в которой энергия электронов соответствует максимальному сечению возбуждения нужных уровней. Величина инверсии оказывается при этом существенно неодинаковой вдоль потока в области разряда [34, 35]. Проведенные в этих работах измерения коэффициента усиления показали, что при скорости потока 5—10 м/сек характер пространственного профиля инверсии определяется не только параметрами разряда и потока, но и поляристостью электродов. Поэтому выбор места расположения поперечного резонатора производится, как правило, на основании результатов предварительных измерений коэффициента усиления в разных сечениях потока в области разряда.

Степень пространственной однородности разряда определяется в основном конструкцией первой решетки электродов. В качестве второго электрода может использоваться корпус переходной секции, устанавливаемой на выходе канала резонатора. Такая схема была использована в конструкции стационарного CO₂-усилителя, описанной в работе [36]. Катодная система, состоявшая из 28 вольфрамовых стержней, присоединенных к общему выводу источника питания через развязывающие сопротивления, устанавливалась на входе прямоугольного канала резонатора сечением 60 × 2,5 см² и длиной 37 см. Анодом служил металлический фланец переходной секции, соединявший канал резонатора с системой откачки. Скорость потока в области разряда составляла ~ 10⁴ см/сек, давление ~ 50 тор, соотношение объемных концентраций CO₂ : N₂ : He = 1 : 7 : 12, расход газа ~ 40 г/сек. Было замечено, что принудительное создание слабой турбулентности в потоке перед катодной решеткой приводит к улучшению стабильности и однородности разряда. Для заполнения излучением канала резонатора использовалась система зеркал, обеспечивавшая 11-кратное прохождение луча поперек потока. В проведенных экспериментах была достигнута выходная мощность генерации ~ 2 · 10³ вт при мощности входного пучка 225 вт. Эффективность преоб-

разования электрической энергии в лазерное излучение составляла при этом около 10%.

Интересный вариант рассмотренного способа осуществления разряда в газовых потоках использован в конструкции CO_2 -усилителя с проектной мощностью 20 кВт [37]. Схема расположения основных элементов этой конструкции представлена на рис. 6. Поперечное сечение канала

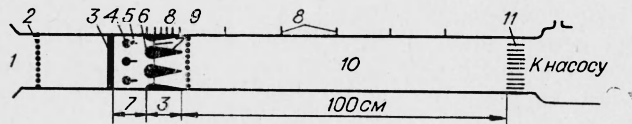


Рис. 6. Газодинамическая схема области разряда мощного CO_2 -усилителя [37].

1 — область форкамеры; 2, 9 — выравнивающие сетки; 3, 4 — система горизонтальных и вертикальных стержней для создания предварительной слабой турбулентности; 5 — анодная система; 6 — решетка сверхзвуковых сопел; 7 — газодинамический скачок; 8 — датчики давления; 10 — канал разряда; 11 — катод.

разряда и резонатора составляет $5,6 \times 76$ см, длина ~ 1 м. В верхней части потока установлена решетка из омически развязанных электродов 5, образующих многоэлементный анод. Общий сеточный катод 11 располагается в выходном сечении канала резонатора. Система вертикальных и горизонтальных стержней 3, 4 используется для создания предварительной слабой турбулентности потока, обеспечивающей подавление перегретой неустойчивости вблизи анода. Осуществление однородного разряда в большом объеме и при высокой скорости потока достигается за счет использования системы сверхзвуковых сопел 6. В начальной части сопел поток ускоряется до $M=1,7$, затем тормозится в прямых скачках 7 до $M=0,4$. Расширяющаяся часть каждого сопла за скачком работает как дозвуковой диффузор. В области скачков осуществляется интенсивное перемешивание газа, обеспечивающее высокую степень однородности разряда в канале резонатора 10. Устойчивость и однородность разряда сохранялись при удельной мощности разряда до $0,6$ кВт/г/сек в диапазоне давлений от 30 до 150 тор и скоростях потока от 20 до 600 м/сек. В условиях предварительных экспериментов по исследованию величины создаваемой инверсии вкладываемая в разряд мощность составляла 100 кВт, давление в канале резонатора ~ 50 тор, состав смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:7:25$, расход газа до 270 г/сек. Измеренное значение коэффициента усиления оказалось близким к $1,9\%$ см $^{-1}$ во всем объеме резонатора.

В принципе возможны и другие способы создания стабильного разряда в потоке. С этой точки зрения значительный интерес представляет работа [38], в которой для создания CO_2 -лазера с конвективным охлаждением использовался длинный поперечный разряд, стабилизированный внешним магнитным полем, ориентированным перпендикулярно к направлениям потока и разряда (рис. 7). В этом случае, как и в [33], реализуется наиболее удачная схема конвективного лазера,

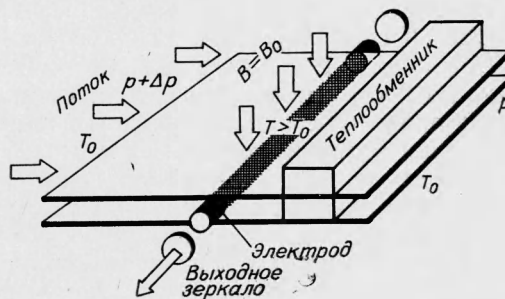


Рис. 7. Схема стабилизации положения разрядного шнура в проточном лазере магнитным полем [38—40].

в котором разряд и оптический резонатор ориентированы перпендикулярно к потоку. Стабилизация положения разрядного шнура достигается за счет дрейфа заряженных частиц в скрещенных $E \perp B$ полях, компенсирующего влияние потокового движения. Результаты проведенных экспериментов показали, что такой метод стабилизации хорошо работает в широком интервале параметров потока и размеров разрядного шнура. Были измерены рекордные для электроразрядных конвекционных CO_2 -лазеров значения коэффициента усиления $\sim 5\% \text{ см}^{-1}$. Максимальная выходная мощность генерации достигала 540 вт, лазерный к. п. д. составлял от 10 до 18%. Основные результаты измерений приведены для скорости потока 23 м/сек, давления смеси $\approx 15 \text{ тор}$, состава смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 2,4$ $E/p \approx 9 \text{ в/см} \cdot \text{тор}$. Оптимальное значение магнитного поля в этих условиях составляло 275 гс.

В несколько более поздней работе тех же авторов описанный метод стабилизации разряда магнитным полем был использован для создания проточного химического лазера на смеси $\text{H}_2(\text{D}_2) + \text{SF}_6 + \text{He}$ [39]. (Содержание двух названных работ в несколько более расширенном объеме опубликовано в [40].) Электрический разряд при этом служит для диссоциации молекул SF_6 с образованием атомарного фтора. Последующая реакция $\text{F} + \text{H}_2 \rightarrow \text{HF}^* + \text{H}$ приводит к образованию колебательно возбужденных молекул HF, в результате чего реализуются стандартные условия для работы химических HF-лазеров. Поперечное сечение потока в области разряда составляло $1,6 \times 30 \text{ см}^2$, направленная скорость — до 60 м/сек. Оптимальное давление смеси оказалось равным 8,45 мм рт. ст., при соотношении объемных концентраций $\text{H}_2(\text{D}_2) : \text{SF}_6 : \text{He} = 1 : 3,3 : 52$. Было установлено, что выходная мощность лазера сильно зависит от скорости потока: увеличение скорости от 30 до $\sim 60 \text{ м/сек}$ приводило к возрастанию мощности генерации почти от нуля до 0,8 вт.

Значительный расход газа в мощных стационарных лазерах с конвективным охлаждением обуславливает необходимость использования систем с замкнутым циклом прокачки рабочей смеси. Основными узлами замкнутого контура являются компрессор, канал разряда и резонатора и теплообменник, в котором отработанная смесь охлаждается до начальной температуры. Скорость прокачки определяется производительностью компрессора и полными потерями давления в контуре. Ко всем узлам контура предъявляются довольно жесткие требования, основанные на необходимости сохранения высокой степени чистоты рабочей смеси в процессе длительной эксплуатации.

Первая конструкция электроразрядного CO_2 -лазера с конвективным охлаждением и замкнутым циклом прокачки описана в работе [41]. Скорость потока в канале резонатора составляла $\sim 35 \text{ м/сек}$, давление смеси $\text{CO}_2 + \text{He} + \text{N}_2 \sim 20 \text{ тор}$, компонентный состав $\text{CO}_2 : \text{He} : \text{N}_2 = 10 : 30 : 60$ (мол. %), скорость прокачки $\sim 70 \text{ г/сек}$. Поперечный резонатор имел длину $\sim 1 \text{ м}$. Максимальная выходная мощность генерации составляла до 1 кВт при полном к. п. д. (включая затраты на работу компрессора) около 6%. Измерения коэффициента усиления в области резонатора дали величину $\alpha \approx 1,85 \text{ см}^{-1}$ [42]. Замкнутый цикл прокачки осуществлен также в рассмотренной выше конструкции мощного лазерного усилителя с большим объемом резонатора [37]. В работе [43] сообщается, что освоен коммерческий выпуск компактных CO_2 -лазеров с выходной мощностью $\sim 1 \text{ кВт}$ и замкнутым циклом прокачки рабочей смеси.

Нетрудно заметить, что разработанные к настоящему времени конструкции конвекционных электроразрядных лазеров характеризуются значительным разнообразием как геометрических размеров, так и внешних параметров разряда и потока. Такое разнообразие обусловлено не

только новизной проблемы, но и отсутствием достаточно общего метода теоретического анализа физических процессов в электрическом разряде, который позволял бы прогнозировать основные свойства создаваемых лазерных систем. С этой точки зрения определенный интерес представляет работа [44], в которой дан анализ процессов в газовом разряде CO_2 -лазера с применением методов теории подобия, учитывающей тепловые эффекты в разряде и распределение частиц по энергетическим уровням. Найденные соотношения позволяют по внешним параметрам выделить совокупность разрядов, в которых процессы возбуждения и дезактивации молекул протекают одинаковым образом. Дальнейшие исследования в этом направлении, учитывающие особенности разряда в быстрых потоках, могли бы существенно ускорить прогресс в создании мощных газовых лазеров.

Очевидно, что конвективный метод охлаждения может быть использован не только для лазеров на CO_2 . В качестве примера можно указать работу [45], в которой описана конструкция ОКГ со сверхзвуковым потоком смеси $\text{CO} + \text{He}$. Возбуждение колебательных уровней молекул CO осуществлялось продольным разрядом в форкамере, резонатор располагался поперек потока в расширяющейся части сверхзвукового сопла. Полученная мощность генерации на длине волны порядка 5 мк составила около 7 вт . Несомненный интерес представляла бы попытка создания конвекционного электроразрядного CO -лазера на смеси $(\text{CO} + \text{He} + \text{N}_2 + \text{O}_2) + \text{Hg}$ или $(\text{CO} + \text{He} + \text{N}_2 + \text{O}_2) + \text{Hg} + \text{Xe}$. Добавка Hg и Xe стабилизирует разряд и существенно повышает эффективность возбуждения колебательных уровней CO и N_2 за счет изменения энергетического распределения электронов в разряде, в результате чего становится возможной работа CO -лазера при комнатной температуре [46, 47]. Применение указанных добавок дало возможность получить в условиях диффузионного охлаждения смеси выходную мощность генерации $\sim 25 \text{ вт}$ при длине разрядной трубки $\sim 1,2 \text{ м}$ и диаметре 2 см [47]. Эффективность преобразования энергии разряда в лазерное излучение достигала при этом 17% .

Результаты рассмотренных работ показывают, что использование конвекционного охлаждения позволяет без особых трудностей осуществить стационарные лазеры с выходной мощностью $\geq 1 \text{ кВт}$. Имеются также сообщения о создании конвекционных электроразрядных лазеров с выходной мощностью в 11 и 18 кВт [48, 49]. Все это дает возможность утверждать, что конструкция лазера, сочетающая электрический разряд с потоковым охлаждением рабочей смеси, является одним из наиболее перспективных вариантов при разработке практических систем мощных ОКГ непрерывного действия.

III. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ (ГДЛ)

3. 1. Принцип работы ГДЛ. Краткий теоретический анализ метода создания инверсии при быстром охлаждении газовой смеси

В газодинамических квантовых генераторах неравновесное состояние рабочей среды возникает в результате быстрого изменения поступательной температуры частиц газовой смеси. Последующая релаксация системы к состоянию термодинамического равновесия может в известных условиях сопровождаться возникновением инверсной заселенности энергетических уровней лазерного перехода. В общетеоретическом плане этот вопрос впервые обсуждался в работе [50]. Были получены общие соотношения, которым должны удовлетворять релаксационные времена

трехуровневой системы, чтобы обеспечить возможность возникновения инверсии при заданной скорости изменения температуры в случае нагрева и охлаждения системы. В реальных условиях наиболее высокие скорости изменения температуры могут быть достигнуты при адиабатическом охлаждении в процессе истечения газа через щель или сопло в вакуум [51].

В принципе возникновение инверсии при быстром расширении газа может быть обусловлено различием в радиационных временах жизни верхнего и нижнего уровней лазерного перехода. Такая возможность рассматривалась в обсуждавшейся выше статье Герцберга и Герла [9], а также в работах [52, 53]. В [9] была также предпринята попытка получить инверсную населенность электронных уровней ксенона при истечении нагретого ударной волной газа через щель в вакуум. В пределах 5%-ной точности измерений обнаружить эффект усиления внешнего излучения в создаваемом потоке не удалось.

Практическая разработка газодинамических лазерных систем началась после опубликования предложения использовать в качестве рабочей среды ГДЛ смесь молекулярных газов $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ [54]. Столкновительная релаксация колебательных уровней молекул CO_2 к состоянию термодинамического равновесия происходит существенно быстрее, чем релаксация метастабильных колебательных уровней N_2 . Поэтому адиабатическое охлаждение указанной смеси сопровождается быстрым опустошением нижних уровней CO_2 , в то время как населенность уровня (00^01) остается существенно неравновесной вследствие резонансной столкновительной передачи энергии от возбужденных молекул азота. В результате возникает обычное для CO_2 -лазеров состояние с инверсной заселенностью между (00^01) и (10^00). Как и в рассмотренных выше типах CO_2 -лазеров, азот выполняет роль резервуара колебательной энергии для верхнего уровня лазерного перехода, поэтому относительная концентрация N_2 в смеси должна быть достаточно высокой. Для увеличения скорости дезактивации нижних уровней молекул CO_2 применяют стандартные добавки He или H_2O . Большое время жизни колебательно-возбужденных состояний молекул азота существенно облегчает задачу получения инверсной населенности методом охлаждения системы. Скорость охлаждения, достигаемая при истечении газовой смеси через сверхзвуковое сопло, оказывается вполне достаточной для практического решения этой задачи.

Необходимым условием возникновения инверсии при быстром охлаждении газовой смеси является малость времени изменения поступательной температуры по сравнению с временем релаксации верхнего лазерного уровня. Для сверхзвуковых течений это условие может быть записано в виде:

$$\frac{d^*}{u^*} < \frac{(p\tau_r)_{T=T^*}}{p^*} \approx \frac{(p\tau_r)_{T=T^*}}{0,5p_0},$$

где d^* , u^* , T^* , p^* — соответственно размер сопла, скорость, температура и статическое давление в критическом сечении; τ_r и p — время релаксации верхнего лазерного уровня и статическое давление на выходе из сопла; p_0 — давление в форкамере. Предельная величина мощности генерации при заданном расходе смеси $\text{N}_2 + \text{CO}_2$ определяется соотношением

$$W_{\max} \approx \frac{\dot{N}_a}{\mu} \frac{h\nu m}{e^{3380/kT_0} - 1},$$

где N_a — число Авогадро; μ — средний молекулярный вес смеси; $h\nu \approx 2 \cdot 10^{-20}$ Дж — энергия кванта CO_2 -лазера; m — расход газа, г/сек; T_0 — температура газа в форкамере. При соотношении объемных concentra-

ций $N_2 : CO_2 = 90 : 10$, $T_0 = 1800^\circ \text{K}$ и $m = 11 \text{ г/сек}$ получим $W_{\text{max}} \approx 60 \text{ вт}$. Реальные значения выходной мощности генерации созданных к настоящему времени ГДЛ не превышают $0,1 W_{\text{max}}$.

Детальный теоретический анализ колебательно-неравновесных сверхзвуковых течений смеси $N_2 + CO_2 + (H_2O, He)$ проводился в ряде работ [28, 55—58]. Общий метод анализа одинаков во всех случаях. Исходная система уравнений получается при записи основных уравнений газовой динамики в квазиодномерном приближении совместно с кинетическими уравнениями для колебательных степеней свободы молекул используемой смеси. При записи кинетических релаксационных уравнений для колебательных степеней свободы каждая мода интерпретируется как гармонический осциллятор с термодинамически равновесным заселением уровней, определяющим собственно значение колебательной температуры T_α внутри данной моды [59; 60]. Энергия, запасенная в каждом типе колебаний и отнесенная к 1 г соответствующего вещества, определяется:

$$E_\alpha = g_\alpha R \frac{\theta_\alpha}{\mu_i} \left[\exp\left(\frac{\theta_\alpha}{T_\alpha}\right) - 1 \right]^{-1},$$

где θ_α и g_α — соответственно характеристическая температура и кратность вырождения данного типа колебаний. Такой подход дает возможность записать систему кинетических уравнений в виде системы дифференциальных уравнений для $E_\alpha(x)$, в которых должны быть учтены все существенные для колебательно-колебательной и колебательно-поступательной релаксации переходы. Для описания температурной зависимости вероятностей различных переходов используются, как правило, эмпирические соотношения, значительная часть которых приведена в обзорной статье [61]. Интегрирование полной системы исходных уравнений выполняется на электронно-вычислительных машинах.

Результаты расчета в значительной степени зависят от используемых соотношений для вероятностей различных переходов. Наиболее детальный учет различных релаксационных процессов в смеси $N_2 + CO_2 + He$, H_2O проведен в [56]. На рис. 8 а, б приведены полученные в этой работе кривые изменения колебательной и поступательной температуры и плотности инверсии вдоль оси сопла.

Немонотонный ход кривых $\Delta N(x)$ в начальной части связан с переходом гиперболического сопла в цилиндрическую трубу. Было установлено, что наиболее высокая степень инверсии реализуется при начальном давлении $\sim 15 \text{ атм}$ и соотношении объемных концентраций $CO_2 : N_2 : He = 10 : 40 : 50$ или $CO_2 : N_2 : H_2O = 10 : 89,5 : 0,5$. В этих условиях плотность активных центров достигает $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при температуре торможения $\sim 2 \cdot 10^3 \text{ }^\circ \text{K}$ (см. рис. 8).

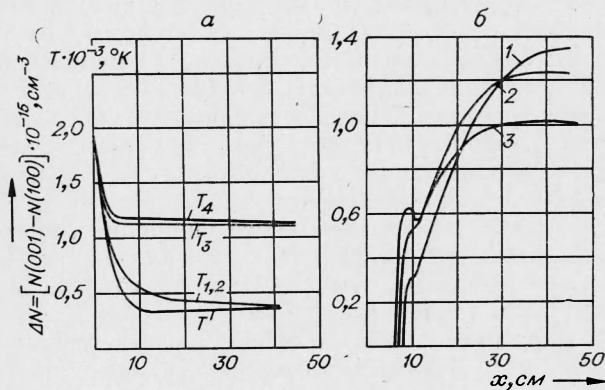


Рис. 8. Кривые изменения колебательной (T_1, T_2, T_3, T_4) и поступательной (T) температуры и плотности инверсии (ΔN) вдоль оси сопла [56]. Индексы 1—4 относятся соответственно к уровням $(10^0 0)$, $(02^0 0)$, $(00^0 1)$ CO_2 и $V=1$ (N_2). Смесь 10% $CO_2 + 40\% N_2 + 50\% He$, $p_0 = 15 \text{ атм}$.

а) $T_0 = 2000^\circ \text{K}$; б) T_0 равно: 2250 (1), 2000 (2) и 1750°K (3).

Простой и удобный для использования вычислительной техники метод расчета колебательно-неравновесного течения смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$, He развит в [57]. Для отыскания истинного характера изменения параметров рабочей среды по длине сопла решается формальная задача о временном ходе начального распределения, задаваемого в аналитическом виде для $t=0$. Учет колебательной релаксации проводится

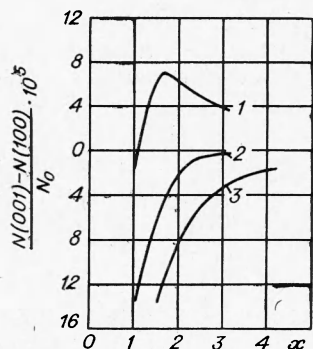


Рис. 9. Результаты расчетов величины относительной инверсии, полученные в работах [55] (1), [57] (2) и [56] (3).

в рамках упрощенной двухмодовой модели с термодинамически равновесным распределением энергии в пределах каждой моды. Одна из мод объединяет уровни (00^01) CO_2 и $(v=1)\text{N}_2$, к другой относятся лежащие ниже уровни CO_2 . Возможность использования такой модели обусловлена наличием резонанса Ферми между уровнями (10^00) и (020) и квазиэквидистантным расположением первых трех уровней изгибного колебания CO_2 . Проведенные в этой работе расчеты для температуры торможения 1500°K дают несколько более высокую степень инверсии, чем вычисления [56] (рис. 9).

В [28] проводился расчет колебательной релаксации смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ при свободном разлете. В этом случае скорость охлаждения несколько выше, чем для сопла Лавалья, и максимальная величина инверсии может быть более высокой. В работе [58] рассматривается колебательно-неравновесное истечение через сопло Лавалья смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$, образующейся при сгорании ацетилена (C_2H_2) или пропана (C_3H_8) в воздухе. Образующаяся смесь содержит большое количество паров воды ($\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{H}_2\text{O} = 2 : 10 : 1$ для ацетилена и $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1,5 : 10 : 2$ для пропана), вследствие чего максимальная плотность инверсии в соответствии с результатами расчетов не превышает 10^{14} см^{-3} . Соотношение концентраций компонент в смеси имеет также существенное значение для работы ГДЛ при высоких давлениях [62]. Повышение давления в форкамере сопровождается увеличением скорости колебательной релаксации, что обуславливает необходимость использования сопла с меньшими размерами критического сечения. Уменьшение скорости релаксации смеси может быть достигнуто за счет понижения концентраций CO_2 , так как время релаксации τ связано с отношением концентраций $\psi(\text{N}_2)$ и $\psi(\text{CO}_2)$ зависимостью $\tau \approx \tau_2 \psi(\text{N}_2) / \psi(\text{CO}_2)$, где τ_2 — время дезактивации уровня $(00^01)\text{CO}_2$. Существенное повышение рабочего давления ограничено, однако, уменьшением коэффициента усиления вследствие столкновительного уширения линии лазерного перехода при давлениях $\geq 50 \text{ мм рт. ст.}$ Авторами работы [62] в опытах на лазерной установке, использующей ударную трубку, была предпринята попытка увеличить давление в форкамере до 150 атм. При таких плотностях для сопла с $M=4$ был измерен коэффициент усиления порядка $0,1 - 0,2\% \text{ см}^{-1}$, причем для сохранения инверсии использовалась смесь с существенно пониженным процентным содержанием двуокиси углерода ($2,5\%$).

В условиях работы ГДЛ колебательная энергия смеси составляет малую величину по сравнению с общей тепловой энергией газа. Этим определяется сравнительно низкая плотность активных центров на выходе из сопла и малая величина лазерного к. п. д. Эффективность преобразования тепловой энергии в лазерное излучение может быть существ-

венно увеличена за счет регенерации тепла в условиях замкнутого цикла. В [58] обсуждается такая возможность повышения к. п. д. газодинамического CO_2 -лазера для случая идеального сопла и диффузора, когда единственной причиной необратимости процесса является колебательно-неравновесный характер течения. Проведенный теоретический анализ показывает, что эффективность преобразования тепловой энергии в лазерное излучение в этом случае может достигать 25%.

В реальных условиях замкнутого цикла нужно учитывать потери давления в системе скачков в диффузоре и затраты энергии на привод компрессора. Учитывая важность затронутой проблемы, обсудим несколько более подробно особенности работы контура замкнутого ГДЛ с регенерацией тепла. Общая схема контура представлена на рис. 10. Нагретый в зоне нагревателя R газ отдает часть энергии в лазерное излучение в узле L , после чего поступает на турбину T , приводящую в действие компрессор K . (В принципе вместо турбины T может использоваться теплообменник вторичного контура электростанции, питающей компрессор.) После турбины (или теплообменника) поток газа поступает в регенератор N , обеспечивающий предварительный подогрев газа в участке контура с высоким давлением. Холодильник H обеспечивает окончательное охлаждение газового потока на входе в компрессор K . Необходимость установки холодильника H обусловлена низкой эффективностью регенерации тепла в узле N при малых перепадах температуры между соприкасающимися контурами регенератора и прямо пропорциональной зависимостью мощности компрессора W_k от температуры

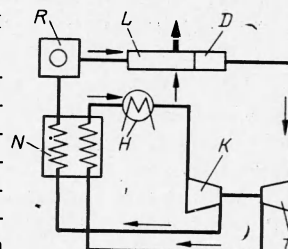


Рис. 10. Тепловая схема контура ГДЛ с замкнутым циклом прокачки рабочей смеси.

газа T_k на входе в компрессор: $W_k \sim T_k (\kappa^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1)$, где κ — степень сжатия газа в компрессоре. Устанавливать в качестве холодильника H контур тепловой электростанции, питающей все узлы устройства, невыгодно, так как к. п. д. тепловых станций падает при уменьшении температуры нагревателя. В этих условиях предельное значение лазерного к. п. д. η_L будет определяться степенью регенерации ϵ : $\eta_L \sim \frac{\eta}{1 + \delta - \epsilon}$, где η — лазерный к. п. д. ГЭЛ открытого цикла, δ — доля тепловой энергии газа, идущая на привод компрессора. Реальное значение ϵ может достигать величины $\epsilon = (0,8 \div 0,9)$. (При значениях $\epsilon \geq 0,75$ резко возрастает требуемая площадь поверхности и габариты регенератора, вследствие чего дальнейшее использование принципа регенерации становится практически невыгодным [63].) Полагая $\epsilon = 0,9$, $\delta \sim 0,1$, получим, что метод регенерации тепла приводит к увеличению лазерного к. п. д. примерно в 5 раз по сравнению с открытым циклом, лазерная эффективность которого не превышает 1% [20, 55]. Несомненно, что детальный теоретический анализ возможности повышения к. п. д. ГДЛ методом регенерации тепла в реальном замкнутом контуре представляет значительный интерес. Этот пробел в теоретических исследованиях работы ГДЛ будет, по-видимому, заполнен в ближайшее время.

В заключение этого параграфа отметим работу [64], в которой обсуждается оригинальная возможность создания газодинамического квантового генератора с использованием сверхзвуковых потоков смеси газ — аэрозоль. Инверсная населенность колебательных уровней анизотропных молекул в этом случае может возникнуть в результате колебательной ре-

лаксации молекул в адсорбированном состоянии на поверхности частиц аэрозоля. Для возникновения инверсии необходимо, чтобы 1) вероятность дезактивации молекулы за время однократного пребывания в адсорбированном состоянии была малой и 2) вероятность релаксации нижнего лазерного уровня адсорбированной молекулы превышала аналогичную вероятность для верхнего уровня. Последнее условие выполняется автоматически для анизотропных молекул типа CO_2 , если в процессе адсорбции реализуется соответственно перпендикулярная и параллельная ориентация молекул (относительно адсорбирующей поверхности) для продольного и изгибного типов колебаний. При этом естественно предполагается, что основным процессом колебательной релаксации молекул газа является дезактивация в адсорбированном состоянии.

Экспериментальным исследованиям ГДЛ посвящено уже достаточно большое число публикаций. Для нагрева рабочей смеси в форкамере использовались стационарные тепловые источники, реакция горения CO в воздухе, ударные волны и химические взрывные реакции. Последовательный обзор этих работ приведен в последующих параграфах этого раздела.

3. 2. Стационарные газодинамические CO_2 -лазеры

Стационарный газодинамический CO_2 -лазер с внешним подогревом смеси $\text{N}_2 + \text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O}$ был описан в работах [65, 66]. Температура и давление смеси в форкамере составляли соответственно 10^3 °К и 5 атм. Расширение газа происходило в клиновом сопле с углом раскрытия 13° и длиной сверхзвуковой части 5 см. Размеры критического сечения сопла $0,5 \times 100$ мм, число Маха на выходе — 4÷5. Рабочая смесь состояла из 14% $\text{CO}_2 + 85\% \text{N}_2 + (1 \div 3)\% \text{H}_2\text{O}$. Выходная мощность генерации в этих условиях составляла несколько ватт.

В работе [67] проводились измерения коэффициента усиления на длине волны 10,6 мк в сверхзвуковом потоке смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ при различных параметрах торможения и соотношениях концентраций компонент. Газодинамическая установка состояла из дугового нагревателя, осуществлявшего нагрев N_2 , смесительной камеры, в которой горячий азот смешивался с потоком $\text{N}_2 + \text{CO}_2 + \text{He}$, и сверхзвукового сопла, обеспечивавшего ускорение потока образующейся смеси до $M=4$. Давление и температура смеси в форкамере варьировались в пределах $p_0 = (2 \div 15)$ атм и $T_0 = (800 \div 2000)$ °К. Максимальный коэффициент усиления ($\sim 0,6\%$ см⁻¹) был измерен при $T_0 \approx 1500$ °К и соотношении объемных концентраций $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 2 : 4 : 4$. Аналогичная конструкция ГДЛ на смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$ описана в работе [68]. Для нагрева рабочей смеси использовался дуговой источник мощностью до $3 \cdot 10^6$ вт. Размеры критического и выходного сечения двумерного сопла составляли соответственно 1×585 мм² и 20×585 мм², рабочее давление в форкамере ~ 10 атм, температура — $(1200 \div 2500)$ °К. Проводились измерения коэффициента усиления в различных участках потока и для разных параметров торможения. В оптимальных условиях величина коэффициента усиления достигала $0,7\%$ см⁻¹. Отмечается хорошее согласие результатов измерений с предсказаниями теории, развитой в [57].

Значительный интерес представляет вариант стационарных ГДЛ, в которых рабочая смесь образуется при сгорании в форкамере CO в атмосфере $\text{O}_2 + \text{N}_2$. Детальные экспериментальные исследования лазерных возможностей таких систем в широком диапазоне соотношений концент-

раций компонент смеси и параметров потока проводились в [69]. Независимая подача CO , H_2 , O_2 и N_2 в камеру сгорания обеспечивала возможность изменения компонентного состава образующейся смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$ в широких пределах, что позволило провести детальное измерения зависимости коэффициента усиления среды от соотношения концентраций компонент. Максимальная лазерная мощность, полученная в этих экспериментах, составляла ~ 20 вт при расходе газа ~ 25 г/сек.

Наибольшие успехи в создании мощных стационарных газодинамических лазеров, работающих на сжигании окиси углерода, достигнуты к настоящему времени в исследовательской лаборатории фирмы «Авко» в США. Подробное описание проводившихся исследований приведено в [70]. На построенных установках были получены рекордные уровни мощности непрерывной генерации, составлявшие ~ 6 кВт при расходе газа $1,35$ кг/сек и ~ 60 кВт при расходе $13,5$ кг/сек. Приведенные цифры говорят о том, что, несмотря на малую величину к. п. д., газодинамические лазерные системы являются конкурентноспособными с рассмотренными выше конвекционными электроразрядными лазерами. Одна из возможностей дальнейшего прогресса в развитии ГДЛ заключается в реализации систем с замкнутым циклом движения рабочей смеси, лазерный к. п. д. которых может быть существенно выше, чем в системах с открытым циклом.

3.3. Квазистационарные системы с использованием ударных волн для тепловой накачки

Богатый опыт применения техники ударных труб в газодинамике высоких температур и в химической физике послужил основой для разработки импульсных газодинамических лазерных систем, практически полностью моделирующих режимы в стационарных установках с тепловой накачкой и с последующим быстрым адиабатическим расширением рабочей смеси в сопле Лавала. В самом деле, с помощью ударной волны можно достаточно быстро и однородно по объему нагреть заранее приготовленную смесь газов до температур в несколько тысяч (или даже десятков тысяч) градусов. Используя отражение ударной волны от закрытого конца трубки, удается легко моделировать нужное статическое состояние газа в форкамере стационарной установки. Конечное состояние газа после двукратного ударного сжатия однозначно задается скоростью ударной волны и начальным давлением газа в секции низкого давления. Вообще говоря, для той же цели могли бы быть использованы также импульсные газодинамические установки адиабатического сжатия (трубки с «протреливающим» легким или останавливающимся тяжелым поршнем) или электроразрядные импульсные азродинамические трубы. Исторически первые квазистационарные газодинамические установки, использующие для получения инверсной населенности истечение через сверхзвуковое сопло, были созданы на основе ударных труб [71—73]. Сводные данные о наиболее важных параметрах и рабочих режимах ряда таких систем приведены в таблице. Для сравнения там же приведены данные о газодинамическом CO_2 -лазере, работающем при истечении смеси через узкую щель в торце ударной трубы [73].

На примере газодинамической лазерной установки ИТПМ СО АН СССР (1971 г.) рассмотрим принципиальную схему устройства квазистационарного газодинамического лазера и некоторые особенности его работы (рис. 11). Ударная волна создается при разрыве лавсановой диафрагмы в ударной трубке прямоугольного сечения (3×12 см). Тол-

Основные параметры газодинамических CO₂-лазеров квазинепрерывного действия

Наименование параметра, характеризующего рабочий режим	Ссылка 71	72	73	69	ИТПМ	83	84	85	82
Состав рабочей смеси CO ₂ : N ₂ : He (H ₂ O)	1: 4: 5 до 1: 1,5: 7,5	0,75: 9, 13: : 0, 12 (H ₂ O)	1, 8: 0, 9: : 7, 3	1: 4, 2: 4, 8 и 2, 5: 36, 7: : 60, 8	1, 5: 4: 4, 5	1, 5: 8, 35: : 1, 5 (H ₂ O)	1, 5: 8, 3: : 0, 2 (H ₂ O)	HN ₃ : CO ₂ (3: 2)	CO: Ar (1: 4)
Температура в форкамере, °К	1200—3400	1000—2000	1600—2000	2000	1000—2100	1000—1500	1400—1700	2000—3000	1750—4500
Давление торможения, атм	13—18	15—45	25	15—150	3—8	2, 5—10	5—7	10—20	30—170
Оптимальные параметры	2000°К, 14 атм, 60% He	1400°, 17 атм	1800°, 25 атм		1500°, 10 атм	1500°, 10 атм	1% H ₂ O	2500°, Xe	2000°, 80 атм
Отношение выходного сечения сопла к критическому	16	14; 56	щель 0, 7 × 60	10	50—15	16	30; 15	щель 0, 4 × 200	512
Высота (диаметр) критического сечения сопла, мм	1, 27	0, 8	0, 7	2	0, 6—2, 0	1, 3	0, 75; 1, 5	0, 4	9, 5(диам)
Расстояние между критическим сечением и резонатором, см	6	15, 6	1, 5—5, 5		10	3, 5		3	
Длина резонатора, см	14—20	15	9	17, 5	12	20	20	20	20
Пронусание выходного зеркала, %	7—22		0, 1	—	0, 5	2	2	1	3
Энергия светового импульса, Дж	10			—	0, 5	25	5	1	0, 04
Продолжительность излучения, мсек	30—70		2, 5	5	0, 7—1, 5	300	100	1, 5	2
Коэффициент усиления, % см ⁻¹		0, 5—0, 8	0, 5—1	0, 23	0, 4	0, 4	0, 25	Взрыв ВВ	0, 2
Примечания						Взрыв газа	Взрыв газа	Взрыв ВВ	СО-лазер

кающий газ — гелий (водород), давление — до 20 атм. Начальное давление смеси ($\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 4 : 4,5$) изменяется от 0,08 до 0,2 атм. Используется двумерное сопло с углом раствора 30° . Отношение выходного и критического сечений может изменяться от 15 до 50 (ширина критического сечения 0,6—2,0 мм). Расстояние между критическим сечением сопла и осью резонатора лазера — 10 см. Резонатор состоит из полированных зеркал (Ст. 45, без покрытий), радиус зеркал 0,25—1 м, диаметр 4 см.

Основываясь на некоторых общих закономерностях течений идеального газа в ударных волнах (см., например, [74]), сделаем несколько полезных оценок параметров среды в форкамере газодинамического лазера. На рис. 12 показана диаграмма путь — время для процесса сжатия газа в ударной трубе. Давление и температура однозначно определяются начальными условиями в секции низкого давления ударной трубы и числом Маха ударной волны $M_1 = D_1/c_1$. Для сильных падающих ударных волн и при достаточно больших расстояниях от диафрагмы L длину области дважды сжатого заторможенного газа у «закрытого» конца ударной трубы X можно считать близкой к

$$X = \frac{\rho_1}{\rho_3} L \approx \frac{(\gamma - 1)L}{(\gamma + 1)^2} \left[\gamma - 1 + \frac{4\gamma(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \right] = 0,048L \text{ (для } \gamma = 1,4\text{)}.$$

Для характерного размера $L \sim 10$ м получим $X \sim 5$ см. При этом не учитываются такие факторы, как 1) влияние пограничного слоя и связанное с этим эффектом ускорение контактной поверхности, сокращающее длину «горячей пробки» за падающей волной, 2) взаимодействие отраженной ударной волны с пограничным слоем, 3) неидеальные свойства газа, изменяющие γ и степень сжатия в ударной волне, 4) истечение сжатого газа через сопло, установленное в конце канала.

При оценке эффективного времени существования горячего газа в форкамере ГДЛ кроме влияния истечения через сопло следует принять во внимание эффект взаимодействия отраженной ударной волны с контактной поверхностью, разделяющей толкающий газ (гелий, водород, продукты взрыва) и рабочую смесь. Отношение акустических сопротивлений толкающего и работающего газа обычно меньше единицы, поэтому после преломления отраженной ударной волны на контактной поверхности в сторону «горячего» газа будет распространяться волна разрежения, способная существенно охладить газ в форкамере, что может привести к срыву генерации. В соответствии с рис. 12 время «невозмущенного» состояния нагретого газа τ можно оценить следующим образом:

$$\tau = t_2 + t_3 = X \left(\frac{1}{D'} + \frac{1}{c_3} \right) \approx 4,5 \frac{X}{c_1 M_1} \text{ (для } \gamma = 1,4\text{)},$$

поскольку для сильных волн существуют предельные соотношения типа

$$D' = D_2 - u_2 \sim \frac{\gamma - 1}{2}; \quad \left(\frac{u_2}{c_2} \right)^2 \sim \frac{2}{\gamma(\gamma - 1)}$$

и

$$\left(\frac{D_2}{c_2} \right)^2 \sim \frac{(\gamma + 1)^2}{2\gamma(\gamma - 1)} = 2,65 \text{ (для } \gamma = 1,4\text{)}.$$

Так, например, для $M_1 = 6$, $c_1 = 300$ м/сек и $L = 10$ м получим $\tau = 1,2 \cdot 10^{-3}$ сек. Некоторые экспериментальные данные о зависимости τ от M_1 для смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 4 : 5$, полученные в экспериментах на ударной трубе длиной 13 м, приведены в работе [75].

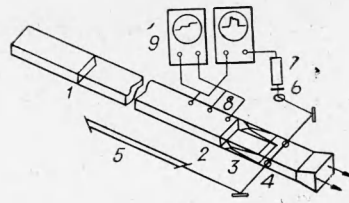


Рис. 11. Схема лазера с использованием ударной трубы.

1, 2 — диафрагмы; 3 — сопло; 4 — резонатор лазера; 5 — разрядный CO_2 -лазер; 6 — интерференционный светофильтр на 10,6 мк; 7 — фотоприемник; 8 — датчики давления для измерения скорости ударной волны; 9 — импульсные осциллографы.

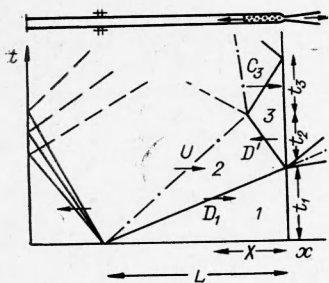


Рис. 12. Диаграмма путь — время для волновых процессов в лазере на ударной трубе: 1 — состояние газа перед приходом ударной волны (УВ); 2 — состояние за фронтом падающей УВ; 3 — состояние в «форкамере» (за отраженной УВ).

Там же проводится сравнение между расчетными и измеренными температурами газа у торца ударной трубы в течение первых 40 мсек после отражения ударной волны.

Интересно отметить, что адиабатическое охлаждение газа в отраженной от контактной поверхности волне разрежения было использовано авторами [76] для создания инверсии в CO_2 . В этих экспериментах газ нагревался в отраженной ударной волне до 3400°K и затем охлаждался в волне разрежения примерно на 1000° за время порядка 200 мсек. Результаты измерений указывают на существование эффекта усиления на длине волны 10,6 мк.

Существуют различные варианты оценок положения области «замораживания» в потоке за критическим сечением сопла [77—79]. Несмотря на то, что это положение в общем случае зависит как от кинетики соответствующих релаксационных процессов, так и от геометрии сопла и условий в форкамере, в реальных соплах после перехода через сечение «замораживания» поток быстро становится неравновесным. Характерное время «замораживания» определяется размером критического сечения сопла d^* , скоростью потока в этой области $u^* \sim c^*$ и быстротой изменения сечения канала $\Delta d/\Delta l$. При разумных с точки зрения регулярностей течения значениях $\Delta d/\Delta l \sim 1$ и для характерных давлений и времен релаксации верхнего уровня системы $\text{CO}_2\text{—N}_2$ имеем $d^* \sim 1$ мм, а соответствующее числу Маха потока $M \sim 4$ отношение выходного и критического сечений двумерного сопла $d_b/d^* \approx 16$. Если при этом существует необходимость предельно использовать «высоту» оптического резонатора, выгоднее поставить решетку сопел, как это показано на рис. 13 [72, 80]. «Вертикальное» расположение сопел целесообразно также и с точки зрения уменьшения роли шлирен-эффекта и дифракционных потерь в пограничном слое, в спутных струях, в режимах течений с отрывом или при развитой турбулентности.

Типичная осциллограмма выходной мощности газодинамического лазера, работающего по указанной на рис. 11 схеме, представлена на рис. 14. Как и в установке, описанной в [71], здесь также наблюдаются вариации выходной мощности лазера во времени. Средний уровень мощности 50—100 вт. Регистрация интенсивности выходящего пучка производилась с помощью охлаждаемого приемника (германий — золото) с использованием интерференционного фильтра на 10,6 мкм и рассеивающего экрана. Измерения без светофильтра показали, что началу генерации предшествует излучение углекислого газа ($\lambda = 4,3$ мкм) со сдвигом $\sim 50\text{—}100$ мсек. Та же установка использовалась для измерения коэффициента усиления в потоке расширяющегося газа с применением стационарного лазера на CO_2 в качестве источника света. Проведенные измерения показывают, что после установления стационарного режима истечения уровень усиления составляет около $0,4\%$ см $^{-1}$.

Опыт использования течений в ударных трубах для выбора оптимальных режимов работы газодинамических лазеров позволяет уже сейчас сделать ряд полезных рекомендаций. Ряд оптимальных характеристик установок и рабочих процессов приведен в таблице. Состав газа в случае, если объемная концентрация двуокиси углерода в смеси составляет примерно 15—20%, на величину выходной мощности влияет слабо. Отно-

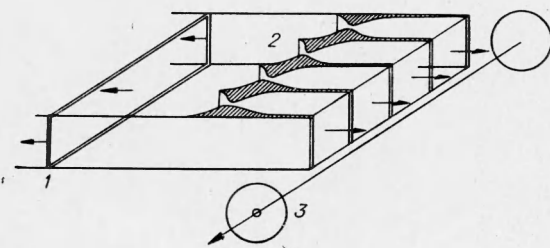


Рис. 13. Решетка сопел в ГДЛ на ударной трубе [72].
1 — фронт отраженной ударной волны; 2 — блок вставок; 3 — резонатор лазера.

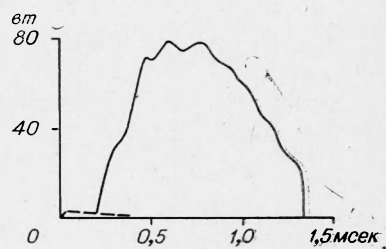


Рис. 14. Осциллограмма выходного сигнала ГДЛ. Пунктиром показан сигнал собственного ИК-свечения CO_2 .

сительное увеличение концентрации гелия несколько смещает оптимум по температуре торможения в сторону более низких температур. Существование максимума по температуре (обычно 1500—2000° К при давлениях 10—15 атм) объясняется конкуренцией между ростом колебательной энергии молекул с температурой и разрушением инверсии из-за сокращения периода колебательной релаксации молекул CO₂. Параметры лазерного резонатора также необходимо оптимизировать по уровню выходной мощности. При величине потерь за счет неидеальности отражающей поверхности зеркал резонатора ~1—2% наибольший уровень выходной мощности наблюдается при коэффициентах пропускания выходного зеркала около 10—15% [71]. Наконец, положение резонатора в области за соплом также влияет на величину мощности генерации. Обычно располагают резонатор на расстояниях от критического сечения $L \geq 20d^*$, когда «разделение» колебательной и поступательной температур в потоке практически завершается.

Разумеется, к настоящему времени получены лишь первые принципиальные результаты в области квазинепрерывных ГДЛ на ударных трубах. В дальнейшем предстоит более тщательно проанализировать газодинамику течения как в предсопловом объеме, так и в сопле и резонаторе с учетом неравновесных эффектов и влияния пограничного слоя. Ударные трубы позволяют также исследовать системы с заведомо неравновесными условиями в форкамере, например с реакциями горения, электрическим возбуждением и т. п. Уже сейчас поиск рабочих сред не ограничился системой N₂—CO₂. Была получена генерация на колебательно-вращательных переходах окиси углерода (5,04—5,7 мк) в смеси CO+N₂+Ar [81], а затем и в системе CO+Ar (без азота), где при большой разнице колебательной и поступательной температур инверсия может быть получена при колебательно-колебательном обмене в системе ангармоничных осцилляторов [82]. При истечении из конического сопла (угол раствора 15°) смеси аргона и окиси углерода, нагретой в отраженной волне до температуры 1500—2500° К при давлениях в форкамере около 80 атм, удалось получить выходную мощность лазера около 20 вт. Следует отметить, что в этой работе наблюдался переход уровня мощности излучения лазера через максимум при изменении начального давления газа в пределах от 30 до 170 атм (отношение $d_b/d^* = 512$ при $d^* = 9,5$ мм).

3.4. Системы с использованием тепловой энергии взрыва

Принцип действия таких систем отличается от ГДЛ на ударных трубах лишь тем, что для тепловой накачки молекулярной смеси в форкамере перед ее истечением через сопло используется химическая энергия взрывных реакций. Типичные конструкции лазерных установок показаны на рис. 15 [83—85]. В первом из этих устройств используется вариант одноразового действия. Состав исходной смеси (CO, O₂, N₂, N₂) подбирается таким образом, чтобы продукты горения образовали смесь CO₂+N₂+H₂O с оптимальным соотношением компонент. При температуре продуктов взрыва 1400° К, объеме камеры 30 л, давлении 10 атм и общепринятой теперь газодинамике канала адиабатического расширения ($d_b/d^* = 16$, $M = 4,5$) удастся получить энергию в пучке порядка 20 дж за время около 0,2 сек. Представляют также интерес выполненные в этой работе измерения коэффициентов усиления в зависимости

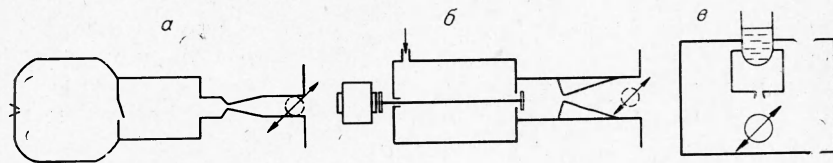


Рис. 15. Некоторые схемы импульсных ГДЛ с использованием взрывных процессов.

а) схема установки [83]; б) взрывной лазер периодического действия [84]; в) использование детонации азотистоводородной кислоты, вымораживаемой на стенке холодильника с жидким азотом [85].

от процентного содержания паров воды в продуктах горения. Эти данные приведены на рис. 16. Оригинальность второй из конструкций, показанных на рис. 15, заключается в том, что устройство работает в режиме периодически повторяющихся циклов (2 раза в минуту). В качестве топлива в системе используется окись углерода, ацетилен, пропан или природный газ. Продукты взрыва поступают через электромагнитный клапан в форкамеру, откуда затем расширяются через двумерное сопло. Наблюдалась генерация на $10,6 \text{ мк}$ с энергией выходного пучка около 5 дж при длительности импульсов около $0,1 \text{ сек}$. В этой системе также исследовалось влияние концентрации паров воды, образующихся в продуктах взрыва, на коэффициент усиления и характер генерации. Показано, в частности, что при сравнительно медленном «замораживании» ($d^* = 1,5 \text{ мм}$) после достижения оптимума по концентрации ($\sim 1\% \text{ H}_2\text{O}$) коэффициент усиления быстро падает. При $d^* = 0,75 \text{ мм}$ коэффициент усиления уменьшается незначительно с ростом концентрации H_2O вплоть до 10% .

В третьем варианте (см. рис. 15) для термической накачки используется детонация конденсированной азотистоводородной кислоты (HN_3) в смеси с углекислым газом и ксеноном [85]. Детонирующий состав вымораживался на стенку взрывной камеры и затем инициировался электроискрой. Продукты взрыва истекали через щелевое сопло. При заряде в $0,5 \text{ г}$ HN_3 энергия выходного пучка составляла около 1 дж , время импульса — порядка 1 мсек . По оценкам авторов, давление и температура продуктов детонации перед расширением составляли соответственно $10\text{—}20 \text{ атм}$ и $2000^\circ\text{—}3000^\circ \text{ К}$.

Интересная разновидность детонационного лазера была предложена в работе [86]. Для замораживания верхнего уровня предлагается использовать зону «разлета» продуктов детонации цилиндрического «заряда» горючей газовой смеси, например смеси ацетилена с воздухом.

Оценки показывают, что при детонации такой смеси, заключенной в трубку с легко разрушаемыми стенками (диаметр 2 см) при начальном давлении $0,5 \text{ атм}$, в зоне разлета через 650 мсек должна наблюдаться инверсия населенности в CO_2 .

В описанных выше системах химическая энергия горючей смеси или заряда ВВ использовалась лишь в качестве источника тепловой энергии для нагрева излучающего газа перед его адиабатическим расширением в сопле. Следует также упомянуть и другую возможность

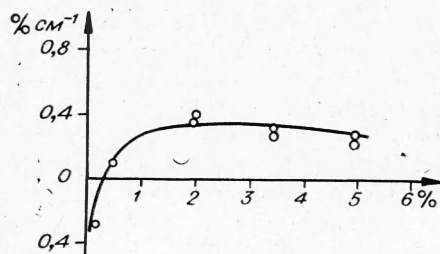


Рис. 16. Сравнение расчетной и экспериментальной зависимостей коэффициента усиления в ГДЛ от содержания паров воды в смеси [83].

создания инверсии и получения лазерного эффекта при взрыве — путем гомогенной «химической» накачки излучающей системы (например, «холодных» молекул углекислого газа) за счет резонансного обмена с образующимися в ходе химической реакции «горячими» молекулами или промежуточными продуктами. Таким источником накачки могут быть, например, колебательно возбужденные молекулы азота, образующиеся при экзотермической реакции распада азотистоводородной кислоты [87]. Для наблюдения генерации в такой системе использовалась смесь $\text{HN}_3 + \text{CO}_2$, в которой реакция разложения HN_3 инициировалась светом импульсной лампы. В связи с перспективностью использования азотистоводородной кислоты в таких системах отметим также возможность ее сжигания в бомбе постоянного давления [88] и детонации [89]. В первом случае «стабилизация» ВВ осуществляется путем добавления азота (давление газовой смеси может быть увеличено от 8,5 до 101,8 мм рт. ст. при изменении концентрации N_2 от 0 до 75%), а во втором — растворением в воде.

Некоторые итоги исследований возможности получения инверсной заселенности в процессе развития и протекания химических цепных реакций взрыва различных газовых систем были подведены в обзорах [6, 7]. Был также подробно рассмотрен и случай теплового самовоспламенения с инверсным возбуждением продуктов [90]. В том и другом случае предполагается, что скорость заселения верхнего уровня определяется экспоненциальной аррениусовской зависимостью скорости контролирующей стадии химической реакции от температуры, а температурная зависимость изменения заселенности нижнего уровня в основном определяется механизмом колебательной релаксации. Пользуясь методами теории цепного или теплового взрыва, можно определить зависящую целиком от кинетики реакции область существования инверсии (в координатах давление — температура) — аналогично определению взрывных пределов в кинетике химических газовых реакций.

IV. СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ ИНВЕРСИИ В УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ

В зоне колебательной релаксации молекул или химической реакции за фронтом ударной волны в газе существует сложная последовательность взаимосвязанных неравновесных элементарных процессов молекулярного обмена, протекающих с различными скоростями. В связи с этим появляется возможность непосредственного получения инверсной заселенности колебательных уровней в неравновесной зоне за фронтом бегущей плоской ударной волны. Вообще говоря, с точки зрения постановки эксперимента, наблюдение инверсии и лазерного излучения в такой системе будет затруднено, поскольку в наиболее интересных случаях, т. е. при не слишком низких плотностях газа, характерная ширина зоны колебательной релаксации или химической реакции за ударным фронтом составляет величину порядка или меньше 1 мм [91]. Это должно вызвать соответствующие трудности из-за дифракционных потерь в резонаторе. Следует также иметь в виду, что в сильно экзотермичных газовых смесях зона химической реакции за «плоским» ударным фронтом гидродинамически неустойчива и имеет сложную нестационарную трехмерную структуру.

Расчетная модель инверсной релаксационной зоны за фронтом стационарной плоской ударной волны, распространяющейся в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$, была рассмотрена в работе [92]. Интересно заметить, что

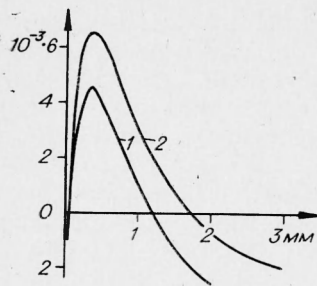


Рис. 17. Результаты расчета инверсной заселенности молекул углекислого газа в релаксационной зоне за фронтом плоской ударной волны [92].

1 — относительная концентрация $\frac{N_{200} - N_{001}}{N_{CO_2}}$, 2 — то же, для $\frac{N_{040} - N_{001}}{N_{CO_2}}$.

го ударной волной [93], или экзотермические химические реакции [94]. В последнем случае удалось наблюдать лазерное излучение за фронтом проходящей перешагнутой детонационной волны, распространяющейся в смеси $F_2O + H_2$, разбавленной аргоном. За фронтом ударной волны, имеющей число Маха порядка 6 и распространяющейся при начальном давлении смеси 5 мм рт. ст. (90% Ar), в течение нескольких микросекунд наблюдается лазерное ИК-излучение возбужденных молекул HF. Диаметр ударной трубы в этих опытах был около 17 см.

В области изучения течений инверсных сред, создаваемых собственно распространением ударных и детонационных волн в газах, пока еще рано подводить итоги — исследования только начинаются. Здесь предполагается предельно использовать весь арсенал возможностей, представленных техникой ударных волн: инициирование химических реакций за ударным фронтом, термическую ионизацию газа, собственное и опережающее световое излучение нагретого газа [95] и т. п. Кроме того, для получения инверсных состояний пока еще не в полной мере используются нестационарные газодинамические течения — такие, например, как техника получения отрицательных температурных градиентов с помощью специально формируемых волновых процессов в ударных трубах. Такие методы позволяют осуществлять «замораживание» в волнах разрежения со скоростями изменения температуры до $10^8 \text{ }^\circ K/\text{сек}$ [96, 97].

V. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ХИМИЧЕСКИХ ЛАЗЕРАХ

5.1. Проточные лазеры с чисто химическим возбуждением

Начатые примерно десять лет назад исследования в области химических лазеров привели к разработке как основных принципов, так и ряда эффективных систем преобразования энергии химических связей молекул в энергию когерентного светового излучения. Энергия, выделяющаяся в процессе химической реакции в некоторых неравновесных мо-

в этих расчетах корректировка численных значений констант исходной системы кинетических уравнений, описывающих динамику заселения колебательных уровней молекул CO_2 и N_2 производилась на основе сопоставлений между расчетными данными и результатами экспериментальных исследований в соплах действующих газодинамических лазеров. Результаты расчета приведены на рис. 17. За фронтом ударной волны, распространяющейся в смеси при начальном давлении 0,1 атм, в зоне шириной 1—3 см существует инверсия для двух лазерных переходов молекулы CO_2 в ИК-области спектра, а именно: а) 040—001 (50 мк) и б) 200—001 (22 мк).

Для получения инверсии в неравновесной зоне за фронтом плоской ударной волны можно было бы использовать также химические реакции диссоциации газа, нагрето-

лекулярных системах, может иметь преимущественное накопление в верхних энергетических состояниях. Возникающая при этом инверсия используется для получения стимулированного излучения как на соответствующих переходах продуктов реакции, так и на «резонансно» накачиваемых излучающих примесях. К. п. д. преобразования химической энергии в световую для существующих систем составляет до 12% при уровне мощности в непрерывном режиме до 0,5 квт.

К настоящей времени времени проделана большая работа по а) выбору наиболее эффективных молекулярных систем с химической накачкой, б) определению режимов и пределов существования инверсии для различного рода механизмов химических реакций и условий развития самовоспламенения, в) анализу механизма и определению скоростей колебательной релаксации и перераспределения энергии по уровням используемых многоуровневых молекулярных систем, г) уточнению кинетики химических реакций и колебательного обмена в конкретных системах галогеноводородов, наиболее широко используемых в химических лазерных системах и, наконец, д) разработке действующих вариантов молекулярных химических лазеров. Основные итоги исследований подведены в обзорах [6, 7], где дан подробный анализ процессов химической и колебательной релаксации в химически неравновесных лазерных системах. Имея в виду важность количественных данных о химической кинетике реакций галогеноводородов, укажем здесь также несколько оригинальных и обобщающих работ по кинетике реакций водорода с хлором и фтором, диссоциации галогенов и колебательной релаксации молекул HF [98—104].

Подробная физико-химическая схема проточного химического лазера с колебательно-вращательными переходами между двумя уровнями модельной двухатомной молекулы типа HCl или HF рассмотрена в работе [105]. Одновременный учет газодинамических, химических и радиационных факторов выявил сильную взаимосвязь между химическими и радиационными процессами в оптическом лазерном резонаторе. Построенная модель лазерной системы позволяет наметить пути повышения ее к. п. д. и предсказать оптимальные режимы рабочих процессов в химических ГДЛ.

Необходимо отметить принципиальную разницу между химическим и газодинамическим лазерами: несмотря на то, что энергия химической реакции часто используется в газодинамических лазерных системах для их «тепловой» накачки, только в химических лазерах образование инверсии реализуется путем непосредственного преобразования химической энергии в энергию колебательного возбуждения в заведомо неравновесной ситуации.

В первых лазерах с чисто химическим возбуждением, т. е. не использующих внешних электрических, тепловых или инициирующих световых источников энергии [106] смешение реагирующих газов осуществлялось в проточной системе, ориентированной вдоль оси резонатора (рис. 18). Реакция осуществлялась в околосзвуковом потоке смеси (400 м/сек), где исходные компоненты смеси перемешивались и реагировали в течение примерно 100—200 мксек. Для химической накачки углекислого газа, вводимого в реагирующую систему в качестве излучающей среды, исходными компонентами

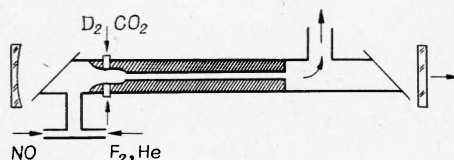
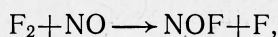
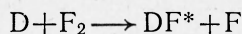
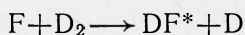


Рис. 18. Проточный химический лазер с продольной прокачкой [106].

оказалось удобным выбрать фтор и окись азота, реагирующие при комнатной температуре по схеме



с последующим добавлением водорода или дейтерия, сопровождающимся реакциями



и аналогично для HF. Колебательно возбужденные продукты реакции (HF*, DF*), вообще говоря, могут обеспечить генерацию на собственных переходах в области трех микрон, однако более эффективно их использование для околорезонансной накачки молекул углекислого газа. Схема возбуждения колебательных уровней в этом случае показана на рис. 19. Из этой схемы видно, что к верхнему уровню лазерного перехода CO₂ (00⁰1) наиболее близко подходит серия уровней молекулы DF, хотя разница в энергиях этих уровней остается выше средней тепловой энергии. Предполагается [106, 107], что передача энергии CO₂ происходит соответственно через DF ($v=n$) + CO₂ (000) → DF ($v=n-1$) + CO₂ (001) или HF ($v=n$) + CO₂ (000) → HF ($v=n-1$) + CO₂ (101) и далее CO₂ (101) + CO₂ (000) → CO₂ (100) + CO₂ (001). В трубке длиной 21 см с внутренним диаметром 0,9 см при среднем давлении смеси в реакторе около 10 тор уровень непрерывной мощности лазера составлял около 0,2—0,8 вт. На аналогичной установке авторами работы [108] была получена выходная мощность 2,1 вт.

При параллельном расположении оптического резонатора и потока в реакторе коэффициент усиления реагирующей среды изменяется вдоль потока и может переменить знак. Кроме того, достаточно существенными становятся эффекты рассеяния на гидродинамических и оптических неоднородностях как при смешении различных газов, так и при их течении в длинной трубке. Следует также иметь в виду и ограничения в скорости прокачки. Поэтому для создания мощных химических лазерных систем авторы упоминавшейся работы [106] разработали конструкцию с поперечным расположением резонатора по отношению к потоку [109] (рис. 20). В такой системе удалось примерно в 30 раз увеличить расход смеси и получить выходную мощность 162 вт. Измеренный коэффициент усиления для системы DF — CO₂ оказался равным 3,5% см⁻¹. На той же установке была получена генерация на собственных переходах возбужденных молекул HF и DF. Химический к. п. д. такой системы (0,3—0,6%) несколько ниже, чем для околорезонансной системы DF — CO₂ (1,7%).

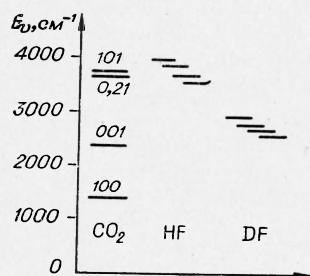


Рис. 19. Схема колебательных уровней молекул.

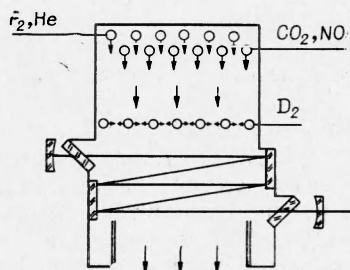
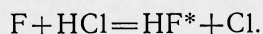


Рис. 20. Схема проточного химического лазера с поперечным потоком [109].

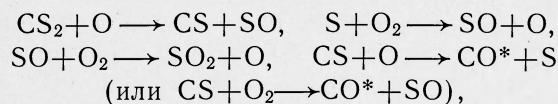
Следует отметить также еще один вариант лазера на DF с поперечным потоком [110]: в сверхзвуковое сопло с шириной выходного сечения 10 см и числом Маха 4,5 поступают продукты горения смеси фтора и водорода с избытком фтора. Горение этой смеси используется для ее нагрева (1100° К) и диссоциации несгоревшего фтора. В расширяющейся части сверхзвукового сопла в поток инжектируется дейтерий, который затем реагирует с атомарным фтором, образуя возбужденные молекулы DF*. При расходе 0,4 г смеси в секунду была получена мощность непрерывной генерации около 0,03 вт.

Для получения возбужденных молекул галогеноводородов могут быть использованы также и реакции замещения, например,



На основе этой реакции была получена инверсия в потоке, создаваемом в импульсной газодинамической установке (ударной трубке) с использованием смешения двух спутных потоков реагирующих компонент в сверхзвуковом сопле (рис. 21), в режиме квазистационарного истечения [111]. Атомарный фтор создается в результате термической диссоциации молекул фтора за отраженной ударной волной. Одновременно с началом истечения фтора после разрыва диафрагмы в другую половину сопла начинает поступать HCl. Ширина канала трубки 15 см, температура фтора в форкамере 1020° К, давление 1,8 атм, уровень выходной мощности 3 вт·см⁻², длительность светового импульса лазерного излучения 1—2 мсек.

С точки зрения задач разработки чисто химических лазерных систем представляет также интерес использование реакции горения смеси сероуглерода с кислородом. В первых химических лазерах, использующих эту реакцию, инициирование осуществлялось с применением импульсной лампы или электрического разряда, и некоторые данные о проточных системах этого типа будут рассмотрены отдельно. В данном случае отметим возможность получения инверсии в свободногорящем пламени [112, 113]. Инверсия возникает на колебательно-вращательных переходах молекулы окиси углерода (5,2—5,4 мк), образующейся в возбужденном состоянии при реакции замещения серы атомарным или молекулярным кислородом в CS₂ или в промежуточном продукте CS. Разветвленная цепная реакция самовоспламенения смеси поддерживает высокие квазистационарные концентрации промежуточных продуктов в зоне горения [114, 116]. Развитие реакции воспламенения и возбуждение CO происходит, по-видимому, по следующей кинетической схеме [113, 115]:



причем энергия активации основной разветвляющей стадии (первая из написанных реакций), приводящей к образованию достаточно устойчивых промежуточных продуктов, сравнительно низка (600—1050 ккал/моль), что расширяет пределы горения без стадии взрывного самоускорения реакции.

Первые попытки наблюдения инверсии в «низкотемпературном» пламени смеси CS₂:O₂:N₂ (1:4:2) были проведены при пониженных дав-

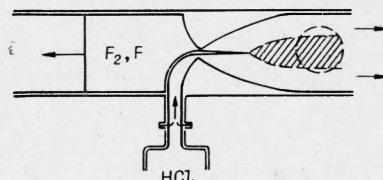


Рис. 21. Схема проточного химического лазера с термической диссоциацией молекул фтора в отраженной ударной волне [111].

лениях (1 тор). Основываясь на спектральном анализе хемилюминесценции пламени и качественном эффекте влияния «тушащих» добавок, авторы пришли к заключению о существовании инверсности в распределении колебательной энергии СО. Попытки прямых измерений коэффициента усиления в аналогичной ситуации, сделанные в работе [113], не дали положительного результата, однако при более высоких давлениях (15 тор) на горелке длиной 60 см, помещенной внутрь резонатора СО-лазера, удалось измерить коэффициент усиления среды в зоне горения (около 2%). Скорость пламени в опытах составляла 1,5 м/сек. Использовалась горелка с «плоским» пламенем, с отдельной подачей горючего и окислителя. Высота пламени была более 50 см, инверсия наблюдалась выше уровня 12—15 см от среза горелки вплоть до области, расположенной над контуром пламени. В этой же системе наблюдалась генерация на колебательно-вращательных переходах СО с уровнем выходной мощности порядка 10^{-3} вт в непрерывном режиме.

В связи с необходимостью развития точных методов измерения малых коэффициентов усиления (или потерь) в слабо инверсных средах следует обратить внимание на эффективность использованной в [113] методики измерений с размещением исследуемой среды внутри резонатора обычного разрядного лазера. Аналогичный метод «активной ячейки» был развит для обнаружения усиления слабо усиливающих инверсных сред, создаваемых с помощью импульсного разряда в углекислом газе внутри резонатора СО₂-лазера [117].

5.2. Проточные химические лазеры с использованием электрического разряда

В большинстве химических лазерных систем использование электрического разряда играет вспомогательную роль: с помощью дугового нагрева или СВЧ-разряда осуществляется предварительное разложение одного из исходных веществ, чем достигается и поддерживается необходимая концентрация одного из нестойких продуктов основной реакции, вызывающей инверсию (например, атомов кислорода или фтора). При этом основным механизмом создания инверсии является именно химическая реакция, а не электрическое возбуждение. К настоящему времени уровень мощности химических ГДЛ, использующих электродуговую подогрев, приблизился к 10^3 вт с к. п. д. преобразования химической энергии в световую выше 10%. Поэтому несмотря на явную необратимость рабочего режима, исключающую использование систем замкнутого цикла, мощные химические ГДЛ непрерывного действия могут найти ряд технических приложений, что и определяет большой интерес к их разработке.

Одной из возможных химических лазерных систем с электрическим возбуждением является упоминавшаяся выше система сероуглерод — кислород. Первые качественные наблюдения лазерного эффекта были проведены в разрядной трубке с продольным протоком заранее подготовленной смеси CS₂+O₂ и различных разбавителей [118]. Авторами работы [119] быстрая прокачка (120 м/сек) смеси в расположенной вдоль оси резонатора трубке осуществлялась в режиме реагирующего потока с непосредственным перемешиванием в реакторе исходных компонент — атомарного кислорода, образованного в серии импульсных разрядов (50 гц), и CS₂. В такой системе удается получить в трубке длиной 30 см с диаметром 1 см выходную мощность 0,1 вт в импульсе длительностью порядка 4 мсек. В аналогичной установке с диаметром

проточной трубки (реактора) 3,75 см и длиной 60 см выходная мощность лазера была увеличена до 0,25 вт. Добавление в разрядную трубку гелия оказалось очень существенным: без стабилизации процесса гелием наблюдались лишь спорадические слабые импульсы генерации. Авторы считают, что положительная роль добавки гелия заключается а) в понижении поступательной температуры газа, б) в ограничении диффузии и гибели активных частиц на стенке и в) в интенсификации процесса диссоциации кислорода в разряде. Отмечается также, что лазерная система очень чувствительна к геометрии смешивания реагирующих компонент, что указывает на важность учета конечного времени перемешивания.

Поперечное размещение резонатора по отношению к направлению потока в реакторе было осуществлено в работе [120]. На рис. 22 показана принципиальная схема этого эксперимента. Реактор состоит из трех параллельных трубопроводов с несовпадающими осями. Из внутренней камеры через узкую щель (0,75×12 см) истекает диссоциированный в разряде кислород (10^{-2} г/сек), который затем перемешивается с сероуглеродом (расстояние между стенками трубопроводов 1,2 мм) и образует пламя (1—3 см при давлении 10—40 тор). Ось резонатора расположена на расстоянии 1 см от среза «горелки». Скорость потока в зоне реакции составляла около 100 м/сек. Максимальная мощность генерации была получена при расходе $O_2 : CS_2 : He = (1,8 : 0,18 : 21) \times 10^{-3}$ моль/сек и составляла около 0,07 вт, что примерно на порядок выше мощности, полученной в проводившихся ранее аналогичных экспериментах с продольной прокачкой.

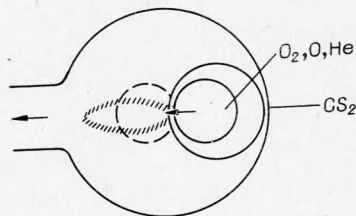


Рис. 22. Схема эксперимента по получению инверсии при химической реакции в поперечном потоке смеси сероуглерода с кислородом [120].

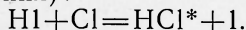
В работе [121] описан импульсный химический СО-лазер с многоканальным электрическим разрядом в потоке $CS_2 + O_2$, локализованным в полости поперечного лазерного резонатора. Поток CS_2 поступает в объем резонатора через систему параллельных стеклянных трубок, чередуясь с латунными трубками для подачи O_2 . Латунные трубки одновременно использовались в качестве многоэлементного электрода для иницирующего импульсного разряда. Длительность и частота импульсов генерации составляли соответственно ~ 50 мксек и 100 гц, рабочее давление в зоне химической реакции было ~ 70 мм рт. ст., расход газа $CS_2 : O_2 \sim 10^{-5} : 10^{-3}$ моль/сек. Средняя за импульс мощность генерации в этих условиях составляла ~ 1 вт.

В [122] сообщается о создании стационарного лазера на СО с продольной прокачкой смеси $He + \text{воздух} + C_2N_2$ через разрядную трубку с охлаждаемыми жидким азотом стенками. Возбужденные молекулы СО образуются в области разряда в результате реакции $C_2N_2 + O_2 \rightarrow 2CO + N_2 + 127$ ккал/моль. Измеренная мощность генерации на $\lambda \approx 5,5$ мк составила ~ 2 вт.

В работах [123—127] проводились исследования параметров двухпоточковых химических электроразрядных лазеров на молекулах галогеноводородов. (В большинстве случаев электрический разряд используется для диссоциации SF_6 по схеме $SF_6 \rightarrow SF_4 + 2F$). Фтор реагирует далее с водородом, давая возбужденные молекулы HF: $F + H_2 \rightarrow HF^*$ ($v=2, 1, 0$) + Н.) В [123] реализован компактный импульсный лазер на HF с частотой повторения ~ 100 гц и средней мощностью 20 мвт. Ини-

цирование химической реакции осуществлялось последовательностью импульсных разрядов в потоке $SF_6 + H_2$, обеспечивавшем скорость прокачки $\sim 0,35$ л/сек. При замене смеси $SF_6 + H_2$ на $CS_2 + O_2$ была получена генерация на колебательных переходах CO.

Стационарные электроразрядные химические лазеры на галогеноводородах с поперечной прокачкой рабочей смеси осуществлены в [124—127]. Авторами работы [124] для получения генерации на колебательных переходах молекулы HCl использовалась химическая реакция при смешивании потока атомарного хлора (диссоциация в ВЧ-разряде) с HI (реакция замещения):



Используя перемешивание атомарного фтора с водородом или дейтерием, в той же установке удастся повысить уровень выходной мощности (генерация соответственно на HF или DF) до 0,3 вт [125]. При разложении в разрядной трубке шестифтористой серы (разряд постоянного тока) уровень выходной мощности в системе с поперечной прокачкой может быть увеличен до нескольких ватт [126, 127]. В [126] для получения атомарного фтора использовался электрический разряд в потоке смеси $N_2 + He + SF_6$. Добавка азота позволяет увеличить напряжение на разрядном промежутке, что обеспечивает более высокую эффективность диссоциации SF_6 . Гелий стабилизирует разряд и уменьшает температуру смеси. Содержащий атомы фтора поток поступает в прямоугольный канал резонатора сечением $1,25 \times 30$ см, на входе которого установлен многодырочный инжектор для подмешивания H_2 или D_2 . Скорость потока в канале резонатора составляла $\sim 4 \cdot 10^3$ см/сек. При расходе смеси $N_2 : N_2 : He : SF_6 = 3 : 20 : 10 : 3$ моль/сек выходная мощность генерации на $\lambda = 2,6$ мк составляла 5,5 вт в пучке диаметром ~ 1 мм, что соответствует плотности потока излучения ~ 700 вт/см².

Наиболее мощные химические лазеры (до 0,5 кВт) были созданы на основе использования электродугового подогрева вспомогательного газа (азота) атмосферной плотности в комбинации с расширением рабочей среды в сверхзвуковом сопле. Газодинамическая схема такой установки показана на рис. 23 [128]. В поток азота, нагретого в дуге (расход 6,9 г/сек, мощность 30 кВт), подмешивается SF_6 , являющаяся источником атомарного фтора (температура смеси 2500° К). Смесь заполняет форкамеру (температура 2300° К) и истекает через решетку сверхзвуковых сопел, рассчитанных на число $M = 4,5$ (отношение сечений 15,3). В сверхзвуковой поток за решеткой сопел ($T = 439^\circ$ К, $p = 3,75$ тор, $u = 1930$ м/сек) через трубку с серией мелких отверстий поступает водород (дейтерий), образующий после реакции с атомарным

фтором колебательно возбужденные молекулы HF* (DF*). Оценка коэффициента усиления в такой системе дает величину порядка 8% см⁻¹. Резонатор установлен параллельно краю решетки сопел, расстояние до оптической оси составляет 2,2 см. Мощность и химический к. п. д. установки при работе на HF и DF равны соответственно 475 вт (12%) и 340 вт (8%). Интересно отметить, что в отличие от рассмотренных выше чисто химических систем, использующих HF и DF для накачки молекул CO₂, в данном случае эффективность преобразования химической энергии в лазерное излучение в системе

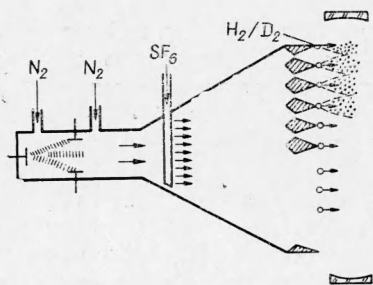


Рис. 23. Газодинамическая схема мощного химического лазера [128].

НФ выше, чем в DF. Обращает на себя внимание достаточно высокий к. п. д. преобразования, полученный в этом сложном с гидродинамической точки зрения устройстве, использующем диффузионное перемешивание реагирующих компонент на конечной стадии процесса и, вообще говоря не оптимизированном в смысле энергетических и оптических потерь.

Заключение

Даже при кратком рассмотрении большой серии работ, в которых делаются попытки увеличения мощности газовых лазерных систем, становится очевидной существенная роль правильного выбора газодинамической схемы процесса. Стремление использовать потоки с большими расходами газа и сверхзвуковые течения связано не только с увеличением скорости обмена рабочей смеси в резонаторе. Быстрое адиабатическое расширение и охлаждение среды в соплах эффективно используется для получения инверсии, а конвективное перемешивание в высокоскоростных спутных потоках «накачивающей» и излучающей компонент рабочей смеси позволяет сохранить высокий к. п. д. преобразования в системах с высокими плотностями инверсной газовой среды.

Ясно, что мы имеем дело с новым и интенсивно развивающимся направлением молекулярной физики и физической газодинамики. Пионерные и одновременно основополагающие работы, появившиеся здесь в течение последних лет, были выполнены в разных лабораториях и на различных установках, что несколько затрудняло анализ и обобщение полученных результатов. Именно поэтому нам в ряде случаев не удалось избежать более подробного, чем это бывает принято в обзорах, описания конструкций серии устройств, близких по своему назначению, что придает некоторую пестроту изложению материала. Однако мы считаем вопрос настолько важным, а положенное этими исследованиями начало столь многообещающим, что описание тех или иных деталей работ и экспериментальных установок может оказаться полезным в процессе продолжения и развития начатых исследований.

Как показывает проведенный анализ, использование газодинамических течений в различных лазерных системах привело к созданию мощных стационарных лазеров, а также импульсных ОКГ с высоким уровнем пиковой мощности и большой частотой повторения. В настоящее время не видно принципиальных ограничений на пути создания проточных электроразрядных, газодинамических и химических лазеров с выходной мощностью порядка и даже больше 10^6 вт. Некоторые возможные применения таких лазерных систем в различных областях науки и техники (получение высокотемпературной плазмы, стимулирование химических процессов, резка и сварка металлов, разрушение горных пород, сверхчистая металлургия, локация и связь) широко обсуждаются уже сейчас. Действительная область применений, которая откроется после практической реализации таких систем, будет, несомненно, намного богаче и разнообразней, чем перечисленная совокупность существующих предположений. (Добавление к статье см. на стр. 326).

*Поступила в редакцию
2/III 1972*

ЛИТЕРАТУРА

1. Hertzberg, I. R. Hurler. Bull. Am. Phys. Soc., 1964, 9, 582.
2. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров. УФН, 1967, 93, 572.
3. В. Р. Беннетт. УФН, 1963, 81, 119; W. R. Bennet. "Chemical Lasers" (Appl. Opt. Suppl., 2), p. 3, 1965. Пер. в сб. «Газовые лазеры». Под ред. Н. Н. Соболева. «Мир», 1968.
4. В. П. Тычинский. УФН, 1967, 91, 389.
5. Н. Н. Соболев, В. В. Соколов. УФН, 1967, 91, 425.
6. М. С. Джиджоев, В. Т. Платоненко, Р. В. Хохлов. УФН, 1970, 100, 641.
7. Н. Г. Басов, В. И. Игошин и др. В сб. «Квантовая электроника», № 2, стр. 3, 1971.
8. A. Javan, W. R. Bennet, D. R. Herriot. Phys. Rev. Lett. 1961, 6, 107.
9. I. R. Hurler, A. Hertzberg. Phys. Fluids, 1965, 8, 1601.
10. T. A. Cool. Appl. Phys. Lett., 1966, 9, 418.
11. C. K. N. Patel. Phys. Rev. Lett., 1964, 13, 617.
12. Г. Герцберг. Спектры и строение двухатомных молекул М., ИИЛ 1949; Г. Герцберг. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. ИИЛ, М., 1949.
13. J. E. Morgan, H. J. Shiff. Canad. J. Chem., 1969, 41, 903.
14. C. K. N. Patel. Appl. Phys. Lett., 1965, 6, 12.
15. N. Legay-Sommaire, L. Henry, F. Legay. Compt. Rend, 1965, 260, 3339.
16. T. A. Cool, J. A. Shirley. Appl. Phys. Lett., 1969, 14, 70.
17. C. O. Brown. Appl. Phys. Lett., 1970, 17, 388.
18. Lavarini, J. Bettini a. o. Compt. Rend., 1971, 272, 335. Перевод и экспр.-инф. «Квантовая радиотехника», № 27, 27, 1971.
19. A. C. Eckbreth, J. W. Davis, E. A. Pinsley. Appl. Phys. Lett., 1971, 18, 73.
20. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. ЖТФ, 1970, 40, 173.
21. E. E. Wisniewski, M. E. Fein, J. T. Verdeyen, B. E. Cherrington. Appl. Phys. Lett. 1968, 12, 257.
22. M. E. Fein, J. T. Verdeyen, B. E. Cherrington. Appl. Phys. Lett., 1969, 14, 337.
23. B. R. Bronfin, L. R. Boedeker, J. P. Cheyer. Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 214.
24. W. J. Wiegand, M. C. Fowler, J. A. Benda. Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 237.
25. T. F. Deutsch, F. A. Horrigan, R. I. Rudko. Appl. Phys. Lett., 1969, 15, 88.
26. J. Wilson. Appl. Phys. Lett., 1966, 8, 159.
27. A. E. Hill. Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 423.
28. А. С. Бирюков, Б. Ф. Горднец, Л. А. Шелепин. ЖЭТФ, 1969, 57, 585.
29. И. Ф. Канаев, Э. П. Кругляков, В. К. Малиновский. ПМТФ, 1971, 5, 171.
30. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов и др. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, 421.
31. A. J. Beaulieu. Proc. IEEE, 1971, 59, 667; ТИИЭР, 1971, 59, 252.
32. M. F. Turgeon. IEEE J. of Quant. El., 1971, QE — 7, 495.
33. N. Ben-Yosef, E. Bin-Nun, F. Dothan-Deutsch, S. Yatsiv. J. of Phys. E. Sci. Instr., 1971, 4, 708.
34. A. K. McQuillan, A. I. Carswell. Appl. Phys. Lett., 1970, 17, 158.
35. R. J. Freiberg, P. O. Clark. IEEE J. of Quant. El., 1970, QE — 6, 105.
36. A. C. Eckbreth, J. W. Davis. Appl. Phys. Lett., 1971, 19, 101.
37. A. E. Hill. Appl. Phys. Lett., 1971, 18, 194.
38. C. J. Buczek, R. J. Wayne, a. o. Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 321.
39. C. J. Buczek, R. J. Freiberg, a. o., Appl. Phys. Lett., 1970, 17, 514.
40. C. J. Buczek, R. J. Freiberg, a. o. Proc. IEEE, 1971, 59, 659; ТИИЭР, 1971, 59, 243.
41. W. B. Tiffany, R. Targ, J. D. Foster. Appl. Phys. Lett., 1969, 15, 91.
42. R. Targ, B. Tiffany. Appl. Phys. Lett., 1969, 15, 302.
43. Laser Focus. 1971, 7, 47.
44. В. К. Конюхов. ЖТФ, 1970, 40, 1949.
45. J. W. Rich, H. M. Thomson. a. o. Appl. Phys. Lett., 1971, 19, 230.
46. M. M. Mann, M. L. Bhaumik. W. B. Lacina. Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 430.
47. M. L. Bhaumik. Appl. Phys. Lett., 1970, 17, 188.
48. Phys. Today. 1970, 23, 55; УФН, 1971, 104, 160.
49. Aviation week and space technology. 1970, 93, 49. Зарубежная радиоэлектроника, 1971, № 4, 123.
50. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, ЖЭТФ, 1963, 44, 1742.
51. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. ЖТФ, 1947, 37, 339.

52. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. Письма в ЖЭТФ, 1966, 4, 61.
53. Л. И. Гудзенко, С. С. Филиппов, Л. А. Шелепин. ЖЭТФ, 1966, 51, 1115.
54. В. К. Конюхов, А. М. Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 1966, 3, 436.
55. Н. Г. Басов, В. Г. Михайлов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. ЖТФ, 1968, 38, 2031.
56. Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, И. К. Селезнева. ПМТФ, 1971, 5, 24.
57. J. D. Anderson. Phys. Fluids., 1970, 13, 1983; AIAA J. 1970, 8, 2280; AIAA J. 1970, 8, 545.
58. J. Tulip, H. Seguin. J. Appl. Phys., 1971, 42, 3393.
59. Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.
60. Б. Ф. Гордиец, Н. Н. Соболев, Л. А. Шелепин. ЖЭТФ, 1967, 53, 1822.
61. R. L. Taylor, S. Bitterman. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, 1.
62. W. H. Christiansen, G. A. Tsongas. Phys. of Fluids, 1971, 14, 2611.
63. А. И. Михайлов, В. В. Борисов, Э. К. Калинин. Газотурбинные установки замкнутого цикла. М., Изд. АН СССР, 1962.
64. В. К. Конюхов, И. В. Матросов и др. Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, 461.
65. В. К. Конюхов, И. В. Матросов и др. Письма в ЖЭТФ, 1969, 10, 84.
66. В. К. Конюхов, И. В. Матросов и др. Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, 461.
67. G. Lee, F. F. Gowen. Appl. Phys. Lett., 1971, 18, 237.
68. J. D. Anderson, R. L. Humphrey, а. о. Phys. Fluids, 1971, 14, 2620; J. D. Anderson, E. M. Winkler. Proc. IEEE, 1971, 59, 651.
69. R. A. Meinzer. Experimental GDL investigation. AIAA 9-th Aerospace Sciences Meeting, Paper N 71—25, New York, 1971.
70. E. T. Gerry. Gasdynamic lasers. AIAA 9-th Aerospace Sciences Meeting, Paper N 71—23, New York, 1971.
71. D. M. Kuehn, D. J. Monson. Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 48.
72. E. T. Gerry. IEEE Spectrum, Nov, 1970, 51; Laster Focus, Dec. 1970, 27; AIAA Paper, No. 71—23, 1971.
73. А. П. Дронов, А. С. Дьяков и др. Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, 516.
74. Ю. Е. Нестерехин, Р. И. Солоухин. Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы. М., «Наука», 1967.
75. D. J. Monson, AIAA J, 1971, 9, 1872.
76. А. П. Дронов, Е. В. Кудрявкин, Е. М. Кудрявцев. Препринт ФИАН им. П. Н. Лебедева, № 103, 1967.
77. K. N. C. Bray, J. Fluid Mech., 1959, 6, 1.
78. Дж. Кларк, М. Макчесни. Динамика реальных газов, «Мир», 1967, стр. 331.
79. C. J. Shih, P. A. Blythe. Proc. VIII Shock Tube Symp. (Preprints), Paper 38. London, 1970.
80. В. К. Конюхов, А. М. Прохоров. Авторское свидетельство № 223954. Б. И. 1968, № 25.
81. R. L. McKenzie. Appl. Phys. Lett. 1970, 17, 462.
82. W. S. Watt. Appl. Phys. Lett. 1971, 18, 487.
83. S. Yatsiv, E. Greenfield, а. о. Appl. Phys. Lett. 1971, 19, 65.
84. J. Tulip, H. Seguin, Appl. Phys. Lett., 1971, 19, 263.
85. М. С. Джиджоев, В. В. Королев, и др. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 73.
86. В. М. Марченко, А. М. Прохоров. Письмо в ЖЭТФ, 1971, 13, 116.
87. Н. Г. Басов, В. В. Громов, и др. Письмо в ЖЭТФ, 1969, 10, 5; М. С. Джиджоев, М. И. Пименов, и др. ЖЭТФ, 1969, 57, 411.
88. I. Najal, J. Comboufieu, H. Guenebaut. Compt. Rend. Acad. Sci. Paris 1960, 250, 1043; J. de Chimie Physique 1960, 2392, 941.
89. Р. Х. Курбангалина, Е. А. Пацков, и др. ПМТФ, 1970, 4, 160.
90. В. И. Игошин, А. Н. Ораевский. ЖЭТФ, 1970, 59, 1240.
91. D. R. White, R. C. Millikan, J. Chem. Phys. 1963, 39, 1803, 39, 3209.
92. J. D. Anderson, M. T. Madden, AIAA J. 1971, 9, 1630.
93. А. Н. Ораевский. ЖЭТФ, 1935, 21, 768.
94. R. W. F. Gross, R. R. Ciedt, T. A. Jacobs, J. Chem. Phys., 1969, 51, 1250.
95. W. Byzowski, M. Dembinski. Fluid Dynamics. Transactions. vol. 6. Part II, p. 87, Warsaw, 1971.
96. E. L. Resler, "Dynamics of Fluids and Plasmas", p. 135, Acad. Press. New York, 1966.
97. Р. И. Солоухин, ФГВ, 1967, 3, 3, 402.
98. N. Cohen, T. A. Jacobs, а. о. Intern. J. Chem. Kinetics, 1969, 1, 551.
99. A. C. Loyd. Intern. J. Chem., Kinetics 1971, 3, 39.
100. Hao-Lin Chen, C. B. Moore. J. Chem. Phys., 1971, 54, 4072.
101. S. J. Wiersma, E. A. Fletcher. J. Phys., Chem., 1971, 75, 867.
102. V. D. Hess, J. Chem. Phys., 1971, 55, 2466.
103. J. F. Bott, N. Cohen. J. Chem. Phys., 1971, 55, 3698; J. Chem. Phys., 1971, 55, 5124.
104. W. C. Solomon, J. A. Blauner, а. о. Intern. J. Chem. Kinetics, 1971, 3, 215.

105. G. Emanuel. J. Quant. Spectr. Rad. Transfer, 1971, 11, 1481.
 106. T. A. Cool, R. R. Stephens. J. Chem. Phys., 1969, 51, 5175; Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 55.
 107. Г. К. Васильев, Е. Ф. Макаров, и др. ЖЭТФ, 1971, 61, 97.
 108. Н. Г. Басов, В. В. Громов, и др. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 496.
 109. T. A. Cool, J. A. Shirley, R. R. Stephens. Appl. Phys. Lett. 1970, 17, 278; также: AIAA Paper N 71—27 (1971), перевод ЭИ «Квантовая радиотехника», 1971, 30, 1.
 110. R. A. Meinzer. Intern. J. Chem. Kinetics, 1970, 2, 335.
 111. J. R. Airey, S. F. McKay. Appl. Phys. Lett., 1969, 15, 401.
 112. K. D. Foster, G. H. Kimbell. J. Chem. Phys., 1970, 53, 2539.
 113. N. Djeu, H. S. Pilloff, S. K. Searles. Appl. Phys. Lett., 1971, 18, 538; 1971, 19, 9.
 114. Н. Н. Семенов. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. М., Изд. АН СССР, 1958.
 115. W. P. Wood, J. Heicklen. J. Phys. Chem., 1971, 75, 861.
 116. D. B. Sheen. J. Chem. Phys., 1970, 52, 648.
 117. Р. И. Солоухин, Ю. А. Якоби. ПМТФ, 1972, 2.
 118. S. J. Arnold, G. H. Kimbell. Appl. Phys. Lett., 1969, 15, 351.
 119. C. Wittig, J. C. Hassler, P. D. Coleman. Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 117; Nature, 1970, 226, 845; J. Chem. Phys., 1971, 55, 5523.
 120. W. G. Jeffers, C. E. Wiswall. Appl. Phys. Lett., 1970, 17, 67.
 121. B. Ahlborn. Pulsed chemical CO laser with transverse flow. Preprint IPP IV/13, 1971.
 122. J. E. Brandelik, J. D. Barry, W. E. Boney. Appl. Phys. Lett., 1971, 19, 141.
 123. C. J. Ultee. Rev. Sci. Instr., 1971, 42, 1174.
 124. J. A. Glaze, J. Finzi, W. F. Krupke. Appl. Phys. Lett., 1971, 18, 173.
 125. J. A. Glaze. Appl. Phys. Lett., 1971, 19, 135.
 126. J. J. Hinchey, C. M. Banas. Appl. Phys. Lett., 1970, 17, 386; Microwaves, 1971, 10, 18.
 127. R. R. Stephens, T. A. Cool. Rev. Scient. Instr., 1971, 42, 1489.
 128. D. J. Spencer, T. A. Jacobs, a. o. Intern. J. Chem. Kinetics, 1969, 1, 493; Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 235, 16, 384.

УДК 536.46+541.124

√ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФРОНТА ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СМЕСЯХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОМПОНЕНТ ЧЕРЕЗ СЛОЙ ТУГОПЛАВКОГО ПРОДУКТА

*А. П. Алдушин, Т. М. Мартемьянова, А. Г. Мержанов,
 Б. И. Хайкин, К. Г. Шкадинский*
 (Москва)

В работах [1—3] было показано, что закономерности распространения фронта экзотермической реакции в гомогенной конденсированной среде соответствуют основным положениям тепловой теории горения Я. Б. Зельдовича — Д. А. Франк-Каменецкого [4, 5]. При этом предполагалось, что кинетика реакции в конденсированных системах может быть представлена в виде:

$$W = k_0 \cdot \exp(-E/RT) (1 - \eta)^n, \quad (1)$$

где W — скорость реакции; k_0 — предэкспонент; E — энергия активации; T — температура; η — глубина превращения; n — порядок реакции ($n=0, 1, 2$).

Применительно к конденсированным смесям выражение (1) для скорости реакции имеет смысл лишь в том случае, если все компоненты