

04:07

О ядерной накачке лазера на окиси углерода

© В.А. Жеребцов

Государственный научный центр Российской Федерации
Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского,
249020 Обнинск, Россия

(Потупило в Редакцию 13 марта 1997 г.)

Показано, что плазмохимические процессы с участием ионизированных и возбужденных частиц могут вносить основной вклад в накачку энергии в колебания молекул окиси углерода. Отмечается, что использование гелия в качестве буферного газа в активной среде лазера неоптимально. Использование аргона вместо гелия позволяет в полтора раза повысить эффективность накачки энергии молекул окиси углерода и на порядок снизить пороговую энергию накачки активной среды.

1. Ядерная накачка лазеров является одним из перспективных способов прямого преобразования ядерной энергии в энергию лазерного излучения. В настоящее время реализованы лазеры с ядерной накачкой (ЛЯН) на нескольких десятках переходов атомов, молекул, ионов. Достигнуты достаточно высокие (3–5%) эффективности преобразования энергии, вложенной в активную среду, в энергию лазерного излучения. Однако для расширения области возможного использования ЛЯН в направлениях технологии и энергетики необходимо значительное повышение их эффективности. В связи с этим одной из основных задач физики ЛЯН является поиск и изучение эффективных активных сред для таких лазеров.

Одной из перспективных для эффективной ядерной накачки активных сред является, как показывает анализ механизма работы СО лазера [1], среда на основе окиси углерода. Ее перспективность обусловлена в первую очередь тем, что в отличие от лазеров на электронных переходах активная среда СО лазера не требует высокой селективности накачки. Важно лишь, чтобы энергия попала в широкую полосу колебательных уровней основного электронного состояния. Далее вследствие автономности колебательной подсистемы и ангармонизма колебаний молекул окиси углерода эта энергия при достаточно низкой поступательной температуре перераспределяется в процессе обмена колебательными квантами между молекулами таким образом, что реализуется состояние с полной или частичной инверсией. Это свойство активной среды СО лазера в принципе позволяет направить значительную часть энергии, выделяемой в среде быстрыми ионами-продуктами ядерных реакций, к лазерным уровням. Экспериментальные результаты по объемной ядерной накачке СО лазера, полученные в работе [2], указывают на реальность решения этой задачи. Однако конкретное ее решение нельзя считать в настоящее время найденными.

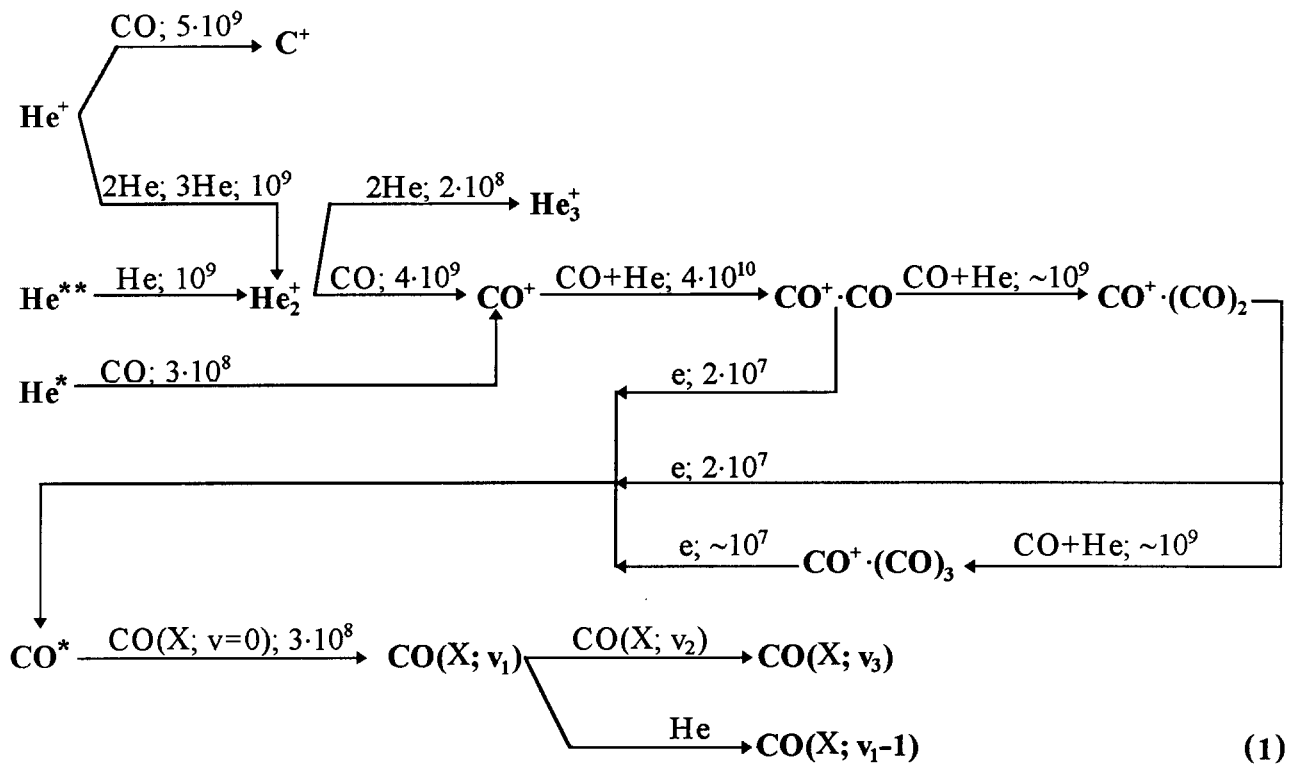
В [3] теоретически исследовалась накачка лазера на чистой окиси углерода при возбуждении его жестким источником (быстрые ионы, электроны). Полагалось, что в возбуждении колебаний молекул участвуют только электроны, образовавшиеся в результате ионизации молекул

окиси углерода. Большая же доля энергии, переданной быстрыми частицами среде, сосредоточенная в электронных возбужденных состояниях молекул и потенциальной энергии пар электрон–ион, считалась потерянной для возбуждения колебаний молекул. Однако при определенных условиях часть этой энергии может быть направлена в колебательные степени свободы молекул через плазмохимические процессы с участием ионизированных и возбужденных частиц. На такую возможность указывалось в работах [2,4]. Однако детально эти процессы в активной среде СО–ЛЯН не рассматривались.

2. Процесс ядерной накачки СО лазера можно разделить на три этапа: 1) ионизация и возбуждение буферного газа быстрыми ионами; 2) плазмохимическая релаксация, включающая ионно-молекулярные реакции, ион–электронную рекомбинацию, тушение электронно возбужденных частиц молекулами с передачей части энергии возбуждения в колебательные степени свободы молекул, возбуждение молекулярных колебаний электронами; 3) колебательная релаксация, приводящая к перераспределению энергии по колебательному спектру и формированию распределения молекул окиси углерода с полной или частичной инверсией.

Рассмотрим эти этапы, сосредоточив основное внимание на этапе плазмохимической релаксации. Вначале рассмотрим активную среду, содержащую гелий как буферный газ и окись углерода. Такая среда экспериментально исследовалась в [2]. Для оценок интенсивности процессов, протекающих в активной среде, выберем следующие параметры среды, близкие к оптимальным, найденным в [2]: температура газа (поступательная) $T_g = 200$ К, плотность гелия $n_{\text{He}} = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, плотность окиси углерода $n_{\text{CO}} = 2.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, удельный энерговклад в среду $W = 400 \text{ W/cm}^3$.

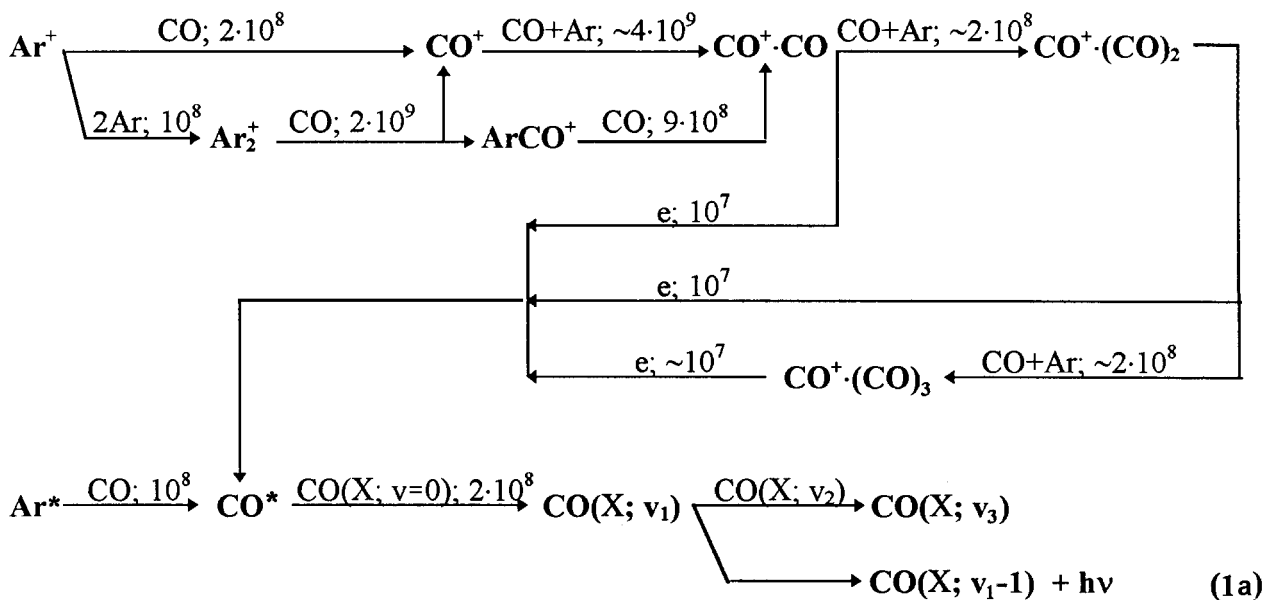
При пролете быстрого иона-продукта ядерной реакции через He–СО среду его энергия в основном расходуется на ионизацию и возбуждение атомов гелия. При этом на образование пары электрон–ион затрачивается энергия $E_p \approx 45 \text{ eV}$. Затратами энергии на ионизацию и возбуждение непосредственно окиси углерода пренебрежем ввиду малой его концентрации по сравнению с концентрацией



гелия. Образовавшиеся в результате пролета быстрого иона ионы гелия, возбужденные атомы гелия и электроны вступают в реакции с компонентами активной среды. В формуле (1) показаны основные цепочки этих реакций.

Над стрелками показаны партнеры по реакции и скорость реакции в s^{-1} для рассматриваемых условий. Для расчетов использовались константы скоростей реакций из [5–12].

Основным процессом с участием ионов He^+ является перезарядка на молекулах CO с диссоциацией их на C^+ и O. Далее ионы C^+ уже не участвуют в рассматриваемой среде в химических реакциях и рекомбинируют с электронами в объеме или на стенке кюветы. В результате основная часть энергии быстрых ионов, затраченной на ионизацию атомов гелия, не используется для возбуждения колебаний моле-



кул окиси углерода. С меньшей интенсивностью идут трех- и четырехчастичные реакции образования молекулярных ионов He_2^+ . Далее эти ионы перезаряжаются на молекулах CO с образованием иона CO^+ , часть энергии которого в процессе дальнейшей релаксации передается в колебательные степени свободы молекул CO . Роль этого канала в использовании энергии иона He^+ растет с уменьшением доли окиси углерода в смеси.

Возбужденные атомы гелия можно разделить на два вида: атомы He^{**} , возбужденные на высокие уровни, и атомы He^* , находящиеся в метастабильных состояниях. Основным процессом с участием атомов He^{**} является ассоциативная ионизация с образованием молекулярных ионов He_2^+ , которые далее перезаряжаются на молекулах CO с образованием ионов CO^+ . Метастабильные атомы He^* в основном генерируют ионы CO^+ вследствие эффекта Пеннинга. Заметим, что поскольку в рассматриваемых условиях основным продуктом реакций с участием как He^{**} , так и He^* являются ионы CO^+ , то можно, пренебрегая менее интенсивными реакциями (на рисунке не показаны), не разделять возбужденные атомы на два вида, а рассматривать их совместно.

Таким образом, учитывая, что в результате пролета быстрого иона на один ион He^+ генерируется приблизительно 0.5 возбужденного атома гелия, находим, что в результате ряда плазмохимических процессов на один ион He^+ получается около 0.5 иона CO^+ . При этом основная часть ионов He^+ генерирует ионы C^+ , что ведет к потере для накачки лазера энергии, затраченной быстрыми ионами на ионизацию гелия.

Образовавшиеся ионы CO^+ далее в результате трехчастичных реакций быстро конвертируются в кластерные ионы $\text{CO}^+(\text{CO})_n$, которые далее рекомбинируют с электронами. В рассматриваемых условиях основным процессом рекомбинации ионов является диссоциативная рекомбинация. Учитывая это, для плотности электронов имеем $\approx 1.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Температура электронов для оценок скоростей рекомбинации ионов полагалась равной 1000 К.

Рекомбинируя диссоциативно, кластерные ионы образуют электронно-возбужденные молекулы, которые в результате радиационных переходов оказываются в метастабильных состояниях. Такие метастабильные молекулы будем обозначать CO^* . Молекулы CO^* эффективно тушатся молекулами окиси углерода, находящимися в основном электронном состоянии [8,12]. При этом, как показано в [13], в колебательные степени свободы молекул окиси углерода передается 30–40% энергии CO^* и возбуждаются 5–13-й колебательные уровни. Таким образом, в результате плазмохимических процессов на один ион He^+ , образованный быстрым ионом, в колебательные степени свободы молекул CO поступает энергия

$$K_{\text{CO}^*} K_v E_{\text{CO}^*} \approx 1.2 \text{ eV}, \quad (2)$$

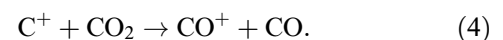
где E_{CO^*} — энергия электронного возбуждения молекулы CO^* ; K_{CO^*} — число молекул CO^* , образовавшихся

на один ион He^+ ; K_v — доля энергии E_{CO^*} , переданная в колебательные степени свободы при тушении молекулы CO^* .

Электроны, как генерируемые быстрыми ионами, так и образующиеся в процессе Пеннинга, имеют достаточно высокую энергию ($\sim 7 \text{ eV}$). В процессе термализации вследствие столкновений с атомами гелия они попадают в область эффективного возбуждения колебаний молекул (1.2–2.5 eV) и практически с вероятностью единицы передают часть своей энергии в колебательные степени свободы молекул, возбуждая 1–8-й колебательные уровни (VE -процесс). Полагая, что в среднем возбуждается четвертый уровень, находим, что на один ион He^+ в колебательные степени свободы молекул CO вследствие VE -процесса вносится энергия $1.5 \cdot 4E_v \approx 1.6 \text{ eV}$, где E_v — энергия колебательного кванта молекулы окиси углерода в основном электронном состоянии. В результате эффективность передачи в колебательные степени свободы молекул энергии, вносимой быстрыми ионами в активную среду,

$$\eta_v = \frac{6E_v + K_{\text{CO}^*} K_v E_{\text{CO}^*}}{E_p} \quad (3)$$

оказывается около 6%. Не очень высокая величина η_v обусловлена двумя причинами: во-первых, потерей энергии вследствие конверсии ионов He^+ в C^+ и, во-вторых, большой разницей между энергией, затрачиваемой быстрым ионом на образование пары электрон–ион He^+ , и энергией метастабильного уровня молекулы окиси углерода. Исключение первой причины повышает K_{CO^*} до 1.5 и соответственно η_v до 12%. Повысить K_{CO^*} можно путем добавления в активную среду небольшого количества углекислого газа ($\sim 10^{-2} n_{\text{CO}}$). В этом случае имеет место быстрая реакция конверсии ионов C^+ в CO^+



Добавление такого количества углекислого газа конвертирует ионы C^+ в ионы CO^+ , полезные для накачки энергии в колебания молекул окиси углерода, не создавая других каналов существенных потерь энергии. Конверсию ионов C^+ в CO^+ может обеспечить и небольшая добавка кислорода.

К снижению роли конверсии ионов He^+ в C^+ приводит и добавка азота. При плотности азота $n_{\text{N}_2} = n_{\text{CO}} = 2.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ происходит конверсия ионов He^+ в ионы N_2^+ , N^+ с интенсивностью, сопоставимой с интенсивностью конверсии в ионы C^+ . Далее ионы N_2^+ , N^+ частично конвертируются в ионы CO^+ , частично в кластеры N_4^+ , N_3^+ , которые в свою очередь (N_4^+) конвертируются в ионы CO^+ . Образовавшиеся ионы CO^+ далее конвертируются в метастабильные молекулы CO^* , которые тушатся как молекулами CO , так и N_2 с передачей части энергии E_{CO^*} в колебательные степени свободы молекул CO , N_2 .

Энергия, попадающая в колебательные степени свободы молекул окиси углерода вследствие тушения метаста-

бильных состояний молекул CO^* , квазирезонансной передачи энергии от $\text{N}_2(X, v')$ и VE -процесса перераспределяется далее по колебательному спектру. Для нахождения функции распределения молекул по колебательным уровням необходимо решать уравнения колебательной кинетики, что представляет самостоятельную задачу. Здесь же приведем характерные времена основных процессов в колебательной подсистеме окиси углерода в рассматриваемых условиях, используя константы скоростей процессов из [14]. Характерное время обмена колебательными квантами между молекулами CO оставляет $\approx 10^{-6}$ s для нижних уровней (0.1; 1.0) и $\approx 10^{-5}$ s для средних уровней (10.1; 11.0). В скобках указаны номера начальных и конечных колебательных уровней. Время дезактивации колебаний молекул вследствие столкновений с атомами гелия (VT -процесс) составляет для нижних уровней $\approx 6 \cdot 10^{-3}$ и $\approx 10^{-4}$ s для средних уровней. Время дезактивации колебаний молекул вследствие спонтанного излучения составляет $\approx 3 \cdot 10^{-2}$ s для нижних и $\approx 4 \cdot 10^{-3}$ s для средних уровней.

Таким образом, в рассматриваемых условиях лазера с ядерной накачкой, как и в условиях газоразрядного лазера, переходы между нижними и средними уровнями определяются обменом колебательными квантами между молекулами. Потери же энергии из колебательной подсистемы в основном определяются VT -процессом на атомах гелия. Роль спонтанного излучения невелика.

Атомы гелия вследствие их малой массы хорошо дезактивируют колебательно возбужденные молекулы. Поскольку плотность гелия в лазере с ядерной накачкой велика и на два-три порядка превышает плотность гелия в газоразрядном лазере, то во столько же раз возрастают и потери колебательной энергии вследствие VT -процесса. Это ведет к росту порога генерации и снижению эффективности лазера. Так, в работе [2] генерация He-CO ЛЯН наблюдалась при удельном энергокладе, превышающем 200 W/cm^2 .

Таким образом, плазмохимические процессы в активной среде He-CO ЛЯН могут вносить основной вклад в накачку энергии в колебательные степени свободы молекул окиси углерода, позволяя в случае использования добавок углекислого газа, азота и др. поднять эффективность накачки до $\eta_v \approx 10\%$. Однако использование гелия в качестве буферного газа в CO ЛЯН не является оптимальным, поскольку, во-первых, реакция перезарядки ионов He^+ на окиси углерода идет с большим выходом ионов C^+ , использование которых для накачки энергии в колебания молекул CO требует усложнения состава активной среды, во-вторых, генерация быстрым ионом пары электрон-ион гелия требует больших затрат энергии ($\approx 45 \text{ eV}$), значительно превышающих энергию, передаваемую в результате этого процесса в колебательные степени свободы молекул окиси углерода ($\approx 3-5 \text{ eV}$), в-третьих, атомы гелия интенсивно дезактивируют колебания молекул окиси углерода. Эти недостатки существенно снижаются при использовании в качестве буферного газа более тяжелых инертных газов.

3. Среди тяжелых инертных газов аргон представляется одним из перспективных для использования в качестве буферного газа в CO ЛЯН. В аргоне затраты энергии на образование быстрым ионом пары электрон-ион почти в два раза ниже, чем в гелии. Энергия ионизации аргона достаточна, чтобы имела место быстрая реакция перезарядки ионов аргона на молекулах окиси углерода. Возбужденные состояния аргона хорошо тушатся молекулами окиси углерода. Атомы аргона имеют достаточно большую массу, чтобы вероятность VT -процесса была невелика [15].

Рассмотрим более подробно процессы, определяющие накачку энергии колебательные степени свободы молекул окиси углерода в активной среде Ar-CO ЛЯН. Для оценок выберем следующие параметры активной среды:

$$\begin{aligned} \text{температура газа (поступательная)} \quad T_g &= 200 \text{ K}, \\ \text{плотность аргона} \quad n_{\text{Ar}} &= 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}, \\ \text{плотность окиси углерода} \quad n_{\text{CO}} &= 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}, \\ \text{удельный энергоклад в среду} \quad W &= 100 \text{ W/cm}^3. \end{aligned} \quad (5)$$

Давление аргона выбрано так, чтобы длина пробега осколка деления U^{235} была примерно в два раза меньше диаметра лазерно-активного элемента, используемого в энергетическом макете лазерной системы с накачкой от импульсного реактора [16].

В формуле (1а) показаны основные цепочки плазмохимических реакций в активной среде Ar-CO ЛЯН в условиях (5).

Над стрелками, как и в формуле (1), показаны партнеры по реакции и скорость реакции в s^{-1} . Для вычисления скоростей реакций использовались константы из указанной выше литературы. Для оценок скоростей рекомбинации ионов плотность электронов полагалась равной 10^{13} cm^{-3} , а температура тепловых электронов — 1000 K .

Энергия, внесенная в Ar-CO среду быстрым ионом, после первого этапа релаксации сосредоточена в основном в виде потенциальной энергии пар ион Ar^+ электрон и в электронно-возбужденных атомах аргона. Как и выше, электронно-возбужденные атомы, которые в основном находятся в метастабильных или в расположенных близко к ним резонансных состояниях, будем обозначать Ar^* . Дальнейшая конверсия ионов Ar^+ происходит по двум каналам. При взаимодействии ионов Ar^+ с молекулами окиси углерода идет быстрая реакция перезарядки с образованием ионов CO^+ , которые далее конвертируются в кластерные ионы $\text{CO}^+ \cdot \text{CO}$. По второму каналу происходит конверсия ионов Ar^+ в ионы Ar_2^+ , которые в свою очередь при взаимодействии с молекулами окиси углерода конвертируются в ионы CO^+ или ArCO^+ , а эти ионы далее конвертируются в кластерные ионы $\text{CO}^+ \cdot \text{CO}$ [17]. Дальнейшая судьба кластеров $\text{CO}^+ \cdot \text{CO}$ в Ar-CO активной среде аналогична их судьбе в He-CO среде и завершается образованием молекул CO^* .

Возбужденные атомы Ar^* эффективно тушатся молекулами окиси углерода. Детальные исследования продуктов этой реакции автору неизвестны. Однако вследствие наличия у молекул окиси углерода ряда электронных уровней с энергией возбуждения, близкой к энергии возбуждения атомов Ar^* , можно полагать, что при тушении энергии возбуждения атомов аргона переходит в электронное возбуждение молекул окиси углерода, которые далее образуют молекулы CO^* .

Таким образом, в результате ряда плазмохимических процессов энергия, запасенная в ионах и возбужденных атомах аргона, переходит в энергию электронного возбуждения молекул окиси углерода и на один ион Ar^+ образуется полторы молекулы CO^* . Далее эти молекулы, как и в He-CO среде, тушатся молекулами CO с переходом 30–40% энергии электронного возбуждения в колебательные степени свободы молекул окиси углерода. В результате, учитывая, что при взаимодействии Ar^* с молекулами CO отсутствует эффект Пеннинга, аналогично (3) получаем, что эффективность передачи в колебательные степени свободы молекул окиси углерода энергии, вносимой в Ar-CO среду быстрыми ионами, составляет 18%, что в полтора раза больше, чем в He-CO среде с добавкой углекислого газа.

В рассмотренных механизмах плазмохимической накачки CO ЛЯН опущены некоторые важные детали. Известно, что продукты ряда реакций, имеющих место в активной среде CO ЛЯН, оказываются с большой вероятностью в электронно- и колебательно-возбужденных состояниях. В частности, это имеет место в реакциях перезарядки He_2^+ на азоте, пеннинговской ионизации молекул окиси углерода и азота атомами He^* и др. Тушение этих возбужденных состояний молекулами CO или N_2 может увеличить поток энергии в колебательные степени свободы молекул окиси углерода и соответственно повысить η_p . Характерные сечения процессов тушения молекулами электронно-возбужденных состояний частиц близки газокинетическим, а доля энергии, поступающая в колебательные степени свободы молекул, составляет значительную долю энергии электронного перехода. Однако дополнительная детализация механизма плазмохимической накачки CO ЛЯН с включением этих процессов в настоящее время вряд ли целесообразна вследствие отсутствия достоверных данных о вероятностях различных каналов реакций дезактивации возбужденных частиц молекулами, а в ряде случаев и о суммарных константах скоростей реакций тушения возбужденных состояний.

В колебательной подсистеме молекул окиси углерода в Ar-CO активной среде в условиях (5), так же как в He-CO среде в условиях (1), переходы между нижними и средними колебательными уровнями определяются обменом колебательными квантами. Однако в отличие от He-CO среды в Ar-CO среде роль VT -процесса в потерях энергии из колебательной подсистемы значительно ниже. Этот факт не менее важен для эффективности Ar-CO ЛЯН, чем меньшие затраты энергии на образо-

вание быстрым ионом пары Ar^+ -электрон по сравнению с He^+ -электрон.

В настоящее время в литературе нет сведений о надежных измерениях при низких температурах газа константы скорости VT -процесса для молекул окиси углерода вследствие их столкновений с атомами аргона [15]. Для ее оценки воспользуемся формулой, приведенной в [18], из которой следует, что

$$k_{VT;CO-Ar}^{(1;0)} = 4.0 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3/\text{s}. \quad (6)$$

Используя (6), получим, что время дезактивации первого колебательного уровня молекул окиси углерода вследствие их столкновений с атомами аргона равно 120 с. Полагая для оценки зависимость $k_{VT;CO-Ar}^{(v;v-1)}$ от номера уровня аналогичной $k_{VT;CO-CO}^{(v;v-1)}$ и используя $k_{VT;CO-CO}^{(v;v-1)}$ из [14], для средних колебательных уровней имеем $k_{VT;CO-Ar}^{(10;9)} = 3 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3/\text{s}$ и время дезактивации 1.7 с.

Поскольку концентрация молекул окиси углерода в рассматриваемых условиях на порядок ниже концентрации атомов аргона, а $k_{VT;CO-CO}^{(v;v-1)}$ на порядок больше $k_{VT;CO-Ar}^{(v;v-1)}$, то интенсивность VT -процесса вследствие столкновений молекул между собой сопоставима с интенсивностью VT -процесса вследствие столкновений молекул с атомами аргона.

Из приведенных оценок видно, что интенсивность дезактивации нижних и средних колебательных уровней молекул окиси углерода вследствие их столкновений между собой и с атомами аргона значительно ниже интенсивности их дезактивации вследствие спонтанного излучения, так что потери энергии из колебательной подсистемы в отсутствие генерации определяются спонтанным излучением. Оценим эти потери. В области нижних и средних колебательных уровней вероятность их спонтанного радиационного девозбуждения можно аппроксимировать линейной зависимостью от номера уровня v

$$\left(\tau_{\text{rad}}^{(v;v-1)}\right)^{-1} = \left(\tau_{\text{rad}}^{(1;0)}\right)^{-1} v. \quad (7)$$

Поскольку вероятность радиационного девозбуждения не сильно растет с номером уровня, то основной вклад в потери энергии будут вносить нижние уровни вследствие их большей заселенности и для оценки этих потерь можно ограничиться гармоническим приближением, полагая заселенность колебательных уровней больцмановской с колебательной температурой T_v . В результате для радиационных потерь энергии имеем

$$Q_{\text{rad}} = \frac{E_v \varepsilon_v n_{\text{CO}}}{\tau_{\text{rad}}^{(1;0)}}, \quad (8)$$

где

$$\varepsilon_v = \left[\exp(E_v/T_v) - 1 \right]^{-1} \quad (9)$$

— среднее число квантов на молекулу при колебательной температуре T_v .

Используя (8), оценим удельную энергию накачки W_{th} , соответствующую порогу генерации Ar-CO ЛЯН. Поскольку генерация CO лазера наблюдается при колебательной температуре $T_v^{(0)} \approx 3000$ К [19], то у порога генерации поступление энергии в колебательную подсистему молекул окиси углерода должно равняться Q_{rad} при $T_v = T_v^{(0)}$ и

$$W_{th} = \frac{1}{\eta_v} Q_{rad}(T_v = T_v^{(0)}). \quad (10)$$

В условиях (5) при $\eta_v = 18\%$ имеем $W_{th} \approx 10$ W/cm³. Эта величина на порядок ниже W_{th} для He-CO ЛЯН.

4. Таким образом, плазмохимические процессы в активной среде CO ЛЯН могут вносить существенный вклад в накачку энергии в колебательные степени свободы молекул окиси углерода, позволяя достичь эффективности их накачки 18%. Использование в активной среде CO ЛЯН гелия в качестве буферного газа не оптимально вследствие больших затрат энергии быстрых ионов — продуктов ядерных реакций на генерацию пар электрон-ион гелия и высокой скорости VT-процесса на атомах гелия. Использование в качестве буферного газа аргона вместо гелия позволяет в полтора раза повысить эффективность накачки энергии в колебательные степени свободы молекул окиси углерода и на порядок снизить пороговую энергию накачки активной среды.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность П.П. Дьяченко и А.П. Буднику за внимание к работе и обсуждение ее результатов.

Список литературы

- [1] Жеребцов В.А. СО лазер с ядерной накачкой. 1. Плазмохимический механизм ядерной накачки He-CO-N₂ лазера. Препринт ФЭИ. Обнинск, 1996. № 2548. 22 с.
- [2] Jalufka N.W., Hohl F. // Appl. Phys. Lett. 1981. Vol. 39. N 2. P. 139–142.
- [3] Гудзенко Л.И., Малышевский В.С., Яковленко С.И. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 10. С. 2150–2156.
- [4] Schneider R.T., Hohl F. // Advances in Nuclear Science and Technology. Vol. 16. New York, 1984. P. 123–287.
- [5] Вирин Л.И., Джагацян Р.В., Караченцев Г.В. и др. Ионно-молекулярные реакции в газах. М.: Наука, 1979. 548 с.
- [6] Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968. 363 с.
- [7] Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. 456 с.
- [8] Смирнов Б.М. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982. 232 с.
- [9] Смирнов Б.М. Комплексные ионы. М.: Наука, 1983. 150 с.
- [10] Елецкий А.В., Смирнов Б.М. // УФН. 1982. Т. 136. № 1. С. 25–59.
- [11] Виганд В.Дж. // Газовые лазеры. М.: Мир, 1986. С. 95–123.
- [12] Young R.A., Volkenburgh G.V. // J. Chem. Phys. 1971. Vol. 55. N 6. P. 2990–2993.
- [13] Ионих Ю.З., Куранов А.Л., Лобанов А.Н. и др. // ОПТ и спектр. 1986. Т. 60. Вып. 4. С. 727–731.
- [14] Биллинг Г. // Неравновесная колебательная кинетика. М.: Мир, 1989. С. 104–136.
- [15] Никитин Е.Е., Осипов А.И., Уманский С.Я. // Химия плазмы. Вып. 15. М.: Энергоатомиздат, 1989. С. 3–44.
- [16] Гулевич А.В., Дьяченко П.П., Зродников А.В. и др. // Атомная энергия. 1996. Т. 80. Вып. 5. С. 361–365.
- [17] Bohme D.K., Adams N.G., Mosesman M. et al. // J. Chem. Phys. 1970. Vol. 52. N 10. P. 5094–5101.
- [18] Аблоков В.К., Денисов Ю.Н., Любченко Ф.Н. Справочник по газодинамическим лазерам. М.: Машиностроение, 1982. 162 с.
- [19] Соболев Н.Н., Соколов В.В. // УФН. 1973. Т. 110. № 2. С. 191–212.