

04;07;10

Исследование характеристик несамостоятельного разряда атмосферного давления в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ с примесями кислорода и воды

© М.Ф. Данилов, А.Н. Малинин

Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем
Всероссийский научный центр "ГОИ им. С.И. Вавилова"
188537 Сосновый Бор, Ленинградская область, Россия

(Поступило в Редакцию 12 ноября 1996 г.)

Приведены результаты экспериментальных и численных исследований несамостоятельного разряда в среде электроионизационного CO_2 лазера атмосферного давления. Основное внимание уделено численному анализу влияния примеси кислорода на характер ионно-молекулярных процессов, определяющих ионный состав плазмы разряда и ее проводимость.

Постановка задачи

Несамостоятельный разряд, поддерживаемый пучком быстрых электронов, широко используется для возбуждения лазерных сред при высоком давлении [1,2]. Электроионизационные CO_2 лазеры обычно работают на смесях $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$, для приготовления которых используются технические газы, содержащие в качестве примесей электроотрицательные компоненты (O_2 , H_2O). В результате разнообразных плазмохимических реакций в газовой смеси образуется много вторичных компонентов, оказывающих существенное влияние на рабочие характеристики активной среды лазера [2–4].

Исследованию влияния примесей и добавок на кинетику плазмохимических процессов и характеристик разряда CO_2 лазеров посвящено большое число работ [5–11]. В [5] было показано, что добавление H_2 и CO к первоначальной газовой смеси может привести к устойчивому равновесию химического состава смеси в отпаянных устройствах. Использование в лазерных смесях CO обычно связывают с попытками активизировать реакции восстановления CO_2 . При этом "выжигается" кислород, который может содержаться в исходных газах в виде примеси и уменьшать устойчивость плазмы [6]. Добавление H_2 и H_2O приводит к снижению степени диссоциации CO_2 в разряде. Главную роль в этом процессе авторы [7,8] отводят радикалу OH , восстанавливающему CO_2 .

Кроме влияния на химические процессы добавки воздействуют на колебательную кинетику, баланс заряженных частиц, устойчивость и предельные энергетические характеристики разряда [9–11]. Поведение заряженных частиц в плазме, в частности их участие в многочисленных реакциях, оказывает решающее влияние на ее проводимость. В электроионизационном CO_2 лазере баланс электронов определяется в основном процессами ионизации электронным пучком, прилипанием электронов к электроотрицательным молекулам, рекомбинацией электронов с положительными ионами и отрывом электронов от отрицательных ионов [12]. При существующих

в CO_2 лазерах рабочих напряженностях электрического поля E и плотностях N ($E/N \sim 2 \cdot 10^{-16} \text{ V/cm}^2$) ионизация электронами разряда не играет существенной роли. В [12] исследовано влияние примеси кислорода на энергетические характеристики электроионизационного разряда и найдены предельно допустимые концентрации O_2 в лазерных смесях. Показано, что эффективная скорость прилипания электронов к молекулам кислорода в диапазоне плотностей электронов $3 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ в 6.7 раз превосходит скорость прилипания к молекулам CO_2 .

Состав ионов и зависящие от него эффективные коэффициенты рекомбинации и отрыва электронов в значительной степени определяются процессами ионной конверсии [13]. Анализ состава плазмы в CO_2 лазерных смесях методами масс-спектрометрии показал [4], что в формировании ионной компоненты большую роль играют малые примеси. В частности, ионный состав существенно образом определяется кислородом, парами воды и окислами азота.

В большинстве опубликованных работ при обсуждении различных аспектов влияния добавок на характеристики разряда приводятся отдельные результаты, полученные при несопоставимых разрядных условиях. Опубликованных результатов недостаточно для понимания степени влияния примесей на характеристики и устойчивость разряда, усиление активной среды лазера [6]. Из-за сложного состава плазмы, большого числа реакций между ее компонентами при недостаточном объеме информации о скоростях реакций вопросы о механизмах влияния примесей на характеристики разряда остаются до конца нерешенными.

Целью данной работы является экспериментальное и численное исследование характеристик несамостоятельного разряда атмосферного давления в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ с примесями O_2 и H_2O . Основное внимание уделяется численному анализу влияния примеси кислорода на характер ионно-молекулярных процессов, определяющих ионный состав плазмы разряда и ее проводимость.

Описание эксперимента

Эксперименты проводились на установке, описанной в [14,15], позволяющей возбуждать электроионизационным способом до 101 рабочей газовой смеси. Ионизация газа осуществлялась с помощью электронного ускорителя с термоэмиссионным прямокальным катодом. Пучок выводился в разрядный промежуток высотой 10 см через разделительную фольгу толщиной 40 μm . Сечение пучка составляло $10 \times 100 \text{ cm}$, а энергия быстрых электронов на входе в разрядный промежуток — 180 keV. Регулировка накала позволила плавно менять плотность тока пучка от 5 до 70 mA/cm². Питание основного разряда осуществлялось от двойной формирующей линии, позволяющей подавать на разрядный промежуток импульс с переменной длительностью от 5 до 30 μm и удельным энерговыделением до 250 J/l. Объемный разряд создавался в смеси молекулярных газов с соотношением $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$. В ходе эксперимента измерялись напряжение и ток основного разряда, а также ток электронного пучка. Напряжение измерялось резистивно-емкостным делителем, ток — поясом Роговского.

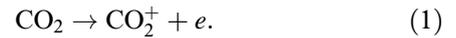
Для определения концентрации примесей O_2 , H_2O в рабочей смеси использовались серийно выпускаемые приборы: анализатор кислорода "Флюорит" и кулоновский измеритель влажности газов "Байкал". Относительная погрешность измерения для концентрации примесей в диапазоне от 10 до 1000 ppm составляет не более 5%.

Математическая модель разряда

Математическая модель процессов плазмохимической и зарядовой кинетики несамостоятельного разряда в лазерной смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ подробно описана в [15,16]. Всего в модели учитывалось ~ 300 реакций для 67 компонентов плазмы: e , CO_2 , N_2 , He , O_2 , H_2O , CO_2^+ , N_2^+ , He^+ , OH^- , H^- , O^- , CO^- , O_2^+ , $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$, $\text{N}_2(a^1\Sigma_u^-)$, $\text{N}_2(v)$, N , NO , H , O_2^- , H_2O^+ , C , NO^+ , CO^+ , N^+ , O^+ , H_2 , HO_2 , NO_2 , O_3 , $\text{O}_2(^1\Delta_g)$, O_3^- , N_2O , NO_2^- , C^+ , H_3O^+ , He_2^+ , N_4^+ , C_2O_4^+ , CO_4^- , CO_3^- , O_4^+ , H^+ , OH^+ , $\text{N}_2(C^3\Pi_u)$, $\text{N}_2(B^3\Pi_g)$, N_2O^+ , H_2^+ , NO_3 , NO_3^- , NH^+ , N_2H^+ , COH^+ , $\text{O}_2^+ \cdot \text{H}_2\text{O}$, H_3^+ , N_3^+ , $\text{NO}^+ \cdot \text{NO}$, $\text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{H}_2\text{O}$, $\text{NO}^+ \cdot \text{H}_2\text{O}$, $\text{NO}_2^- \cdot \text{H}_2\text{O}$, OH^- , $\text{CO}_3^- \cdot \text{H}_2\text{O}$, HNO , HO_2^+ , $\text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{OH}$.

Идентификатор $\text{N}_2(v)$ представляет суммарный резервуар колебательной энергии молекулы азота, определяющий участие колебательных процессов во взаимодействии с процессами электронного возбуждения молекулы азота, химической и зарядовой кинетики [17]. Список компонентов и реакций, учитываемых в модели, формируется в автоматическом режиме, обеспечивающем вычисление правых частей уравнений баланса плазмохимической кинетики. Он определяется исходным составом газовой смеси с добавлением новых продуктов реакций, включаемых в модель [16]. Ионизация нейтральных компонентов плазмы разряда CO_2 , N_2 , He , O_2 , H_2O ,

CO , O , N электронным пучком в модели представлена мономолекулярными реакциями типа



Константой этих реакций служит частота внешней ионизации ν_i , которая выбиралась таким образом, чтобы обеспечить соответствие расчетной концентрации электронов и полученной на основе экспериментально измеренного сопротивления разряда с учетом реальной геометрии разрядного промежутка. Оценки дают величину удельной проводимости $\approx 0.05 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, концентрация электронов $n_e \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, частоты ионизации $\nu_i \approx 0.09 \text{ s}^{-1}$. Увеличение частоты внешней ионизации в модели в два раза по сравнению с [15] обусловлено увеличением числа учитываемых в данной модели процессов рекомбинации.

Экспериментально контролируемая величина напряжения на электродах $U(t)$, задержка между временем включения электронной пушки и началом импульса напряжения, частота внешней ионизации ν_i , температура газа T_g являются параметрами модели и определяют внешние условия задачи. Начальные условия задаются исходным составом газовой смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$ с добавлением 0.005–0.25% O_2 и 0.005% H_2O , обычно присутствующих в газовой смеси, используемой в качестве рабочей среды CO_2 лазеров. Средняя плотность полного тока $\bar{j}_0(t)$ и средняя напряженность электрического поля $\bar{E}(t)$, используемая в модели для расчета скоростных коэффициентов реакций с участием электронов, определялись исходя из измерений импульса тока, напряжения и основных размеров разрядного промежутка $\bar{j}_0(t) = I_0(t)/S$; $\bar{E}(t) = U(t)/h$, где S — площадь поперечного сечения разряда; h — расстояние между электродами.

Для констант скорости плазмохимических реакций между компонентами плазмы использовались данные [3,13,18–31]. Сечения ионизации молекул CO_2 , He , N_2 , O_2 , CO , H_2 , NO электронным ударом и диссоциативного прилипания к молекулам O_2 , H_2O , CO , NO , CO_2 , N_2O , сечения возбуждения метастабильных уровней азота $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$, $\text{N}_2(a^1\Sigma_u^-)$ взяты из [21–24, 26]. Сечения прямой ионизации атомов H , N , O , C и ступенчатой ионизации с метастабильных уровней N_2 , He рассчитывались по формуле Томсона [25]. В модели использовались зависимости коэффициентов диссоциативной рекомбинации ионов O_2^+ , N_4^+ , C_2O_4^+ , O_4^+ , H_2O^+ , H_3O^+ , N_3^+ , N_2O^+ от температуры электронов, представленные в [25,28]. Всего учитывалось 30 процессов, скорости которых зависят от величины напряженности поля в разряде и температуры электронов. В соответствии с [13,28] было принято, что для ионных кластеров $\text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{H}_2\text{O}$, $\text{O}_2^+ \cdot \text{H}_2\text{O}$, $\text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{OH}$ скорости рекомбинации от температуры электронов не зависят и имеют значения $\sim 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Процессы с участием электронных уровней молекул азота $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$, $\text{N}_2(a^1\Sigma_u^-)$, $\text{N}_2(C^3\Pi_u)$, $\text{N}_2(B^3\Pi_g)$ были представлены набором реакций [29,30].

Сечение процесса возбуждения колебательных уровней $N_2(v)$ было взято из [26]. Для процесса релаксации энергии колебаний, представленного мономолекулярной реакцией



нами был задан коэффициент $\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$. Основное внимание при разработке модели было уделено описанию процессов химической и зарядовой кинетики, подробное рассмотрение процессов с участием колебательных уровней молекул выходит за рамки данной работы.

Система дифференциальных уравнений баланса для компонентов плазмы решалась методом Гира. Как показали оценки, используемый нами метод математического моделирования процессов плазмохимической и зарядовой кинетики обеспечивает в процессе счета баланс концентраций заряженных частиц с относительной ошибкой не более 10^{-4} , а элементный состав плазмы согласуется со стехиометрическими коэффициентами исходного химического состава газовой смеси с относительной погрешностью $\sim 10^{-2}$ [32].

Обсуждение результатов

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости средней напряженности поля (кривая 1), плотность тока (кривая 2) и расчетная зависимость плотности тока (кривая 3) разряда от времени. Длительность импульса накачки по уровню 0.7 составляет $25 \mu\text{s}$. При плотности электронного пучка 22 mA/cm^2 средняя напряженность поля в разрядном промежутке составляла 3.5 kV/cm , а плотность тока 1.4 A/cm^2 . Форма импульса тока электронного пучка представляет собой трапецию с длительностью по основанию на $8 \mu\text{s}$ больше импульса напряжения и тока основного разряда. Длительность переднего и заднего фронта импульса составляет величину $5 \mu\text{s}$. При этом скорость ионизации молекул газа электронным пучком линейно нарастает при увеличении переднего фронта импульса и линейно убывает

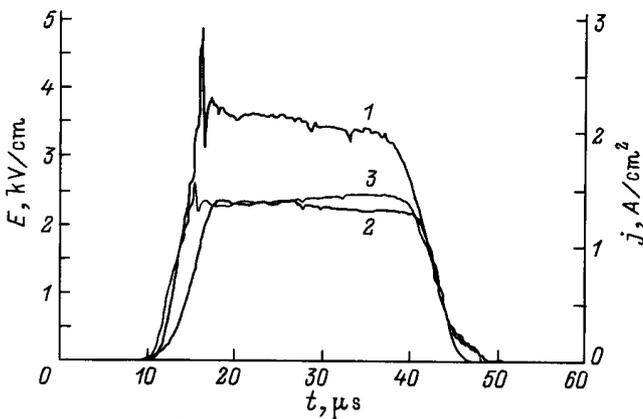


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные зависимости напряженности электрического поля и плотности тока в разряде от времени.

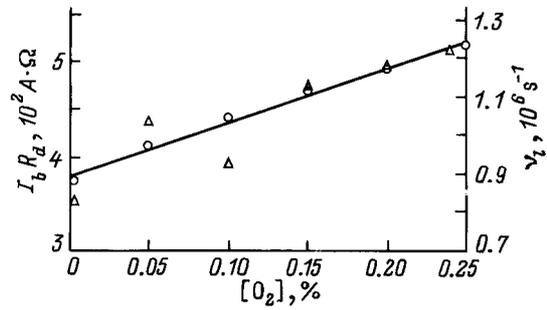


Рис. 2. Экспериментальная и расчетная зависимости характеристик разряда от концентрации кислорода. Δ — эксперимент, \circ — расчет.

при затухании заднего фронта. В расчетах скорость ионизации газовой смеси электронным пучком остается постоянной в течение всей длительности разряда. Это обстоятельство объясняет различия экспериментального и расчетного импульсов тока на переднем фронте. Пока скорость внешней ионизации не достигает своего максимума, величина экспериментального тока заметно меньше величины расчетного тока. Небольшие различия наблюдаются также на квазистационарном участке разряда. Это может быть вызвано тем, что снижение напряжения на этом участке приводит к уменьшению энергии электронов пучка и, следовательно, скорости внешней ионизации [33]. В модели при постоянной скорости внешней ионизации концентрация электронов нарастает, что приводит при небольшом снижении напряженности поля в разряде к росту тока по сравнению с экспериментальной величиной тока. На основании проведенного сравнения расчетных и экспериментальных временных зависимостей тока от времени можно сделать вывод, что в целом модель удовлетворительно описывает кинетику процессов с участием электронов, определяющих проводимость плазмы разряда.

В проведенных экспериментах концентрация кислорода в исходной газовой смеси изменялась в пределах от 0.0024 до 0.25%. При этом сопротивление разряда при постоянной скорости внешней ионизации и увеличении концентрации кислорода возрастало в среднем на величину $\approx 40\%$. В стационарных условиях несамостоятельного разряда выполняется условие

$$\nu_i N_0 / n_e = k_a N_a + k_r N^+ - k_d N^- \equiv \nu_l,$$

где N_0 — плотность нейтральных частиц в газе; N_a — плотность электроотрицательных молекул; n_e, N^+, N^- — плотность электронов, положительных и отрицательных ионов соответственно; k_a, k_r, k_d — коэффициенты прилипания, рекомбинации и отлипания соответственно; ν_l — эффективная частота гибели электронов в разряде.

Легко показать, что произведение тока электронного пучка I_b и сопротивления разряда R_d пропорционально эффективной частоте гибели электронов в разряде $I_b R_d \sim \nu_l N_0 / n_e = \nu_l$. На рис. 2 приведена зависимость

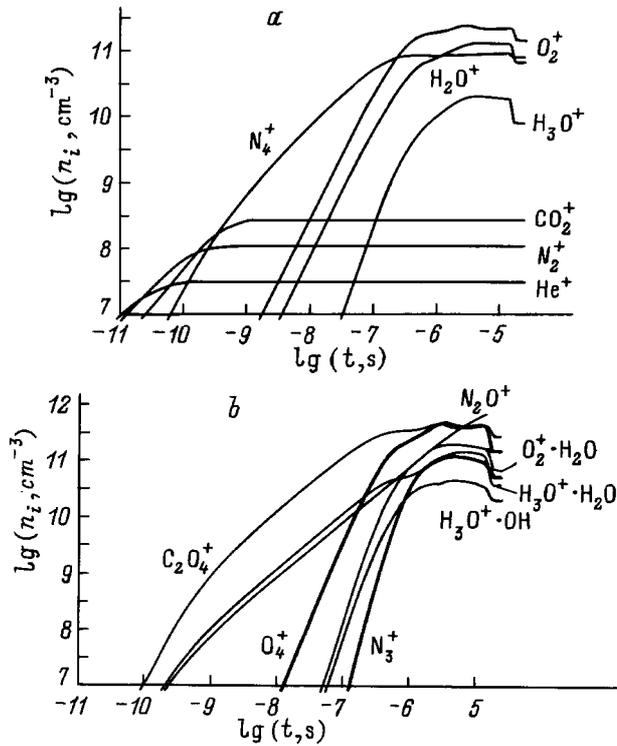
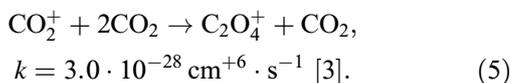
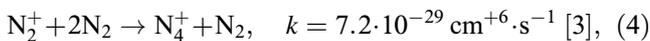
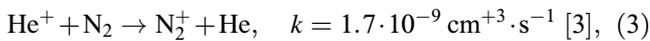


Рис. 3. Расчетные зависимости концентрации основных положительных ионов в разряде от времени.

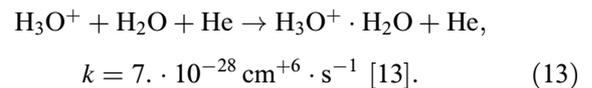
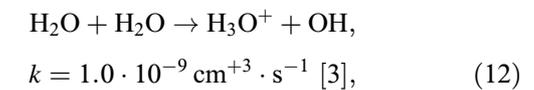
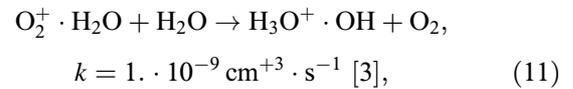
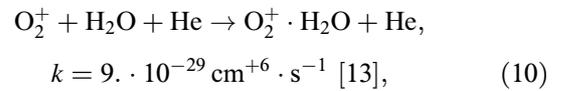
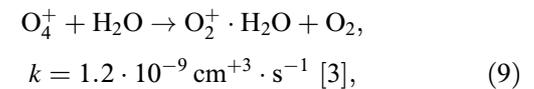
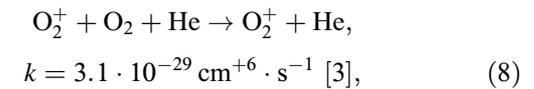
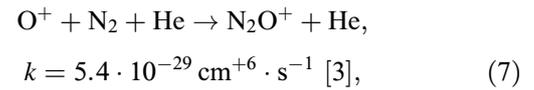
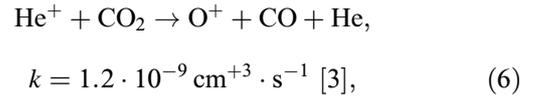
экспериментально определяемой величины $I_b R_d$ и расчетной величины эффективной частоты гибели электронов ν_l от относительной объемной концентрации кислорода в исходной газовой смеси. Сопоставление этих зависимостей показывает, что модель правильно предсказывает изменение условий в разряде, определяющих процессы зарядовой кинетики, при изменении концентрации кислорода.

Численный анализ показал следующие характерные особенности развития несамостоятельного разряда в смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ с примесями O_2 и H_2O . За время $t < 10^{-9}$ s происходит конверсия ионного состава, определяемого исходным составом газовой смеси. На этой начальной стадии ионы CO_2^+ , N_2^+ , He^+ заменяются вторичными ионами N_4^+ , C_2O_4^+ , образующимися в реакциях



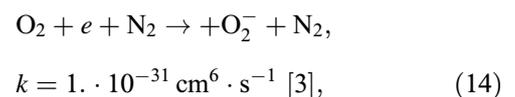
Их концентрация к концу первой наносекунды после начала разряда превышает суммарную концентрацию первичных ионов, которая остается стационарной на уровне 10^8 cm^{-3} в течение всего времени разряда (рис. 3, a, b). Через 10–100 ns этот уровень концентрации достигается ионами $\text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{H}_2\text{O}$, N_2O^+ , O_2^+ , H_2O^+ , O_4^+ , $\text{O}_2^+ \cdot \text{H}_2\text{O}$, $\text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{OH}$, H_3O^+ , N_3^+ , появление которых

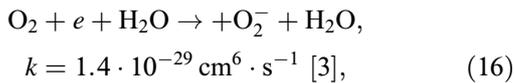
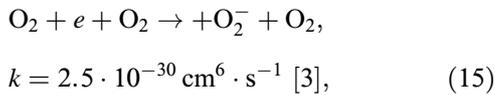
обусловлено как непосредственно ионизацией электронным пучком молекул O_2 , H_2O , так и цепочкой ионно-молекулярных реакций



Изменение ионного состава приводит к изменению эффективного коэффициента рекомбинации $\bar{k}_r = \sum_i n_i k_{ri} / \sum_i n_i$ (n_i , k_{ri} — концентрация и коэффициент рекомбинации ионов сорта i соответственно) от величины $1.7 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ при $t = 10^{-10}$ s до $1.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ при $t = 5 \cdot 10^{-7}$ s, что соответствует началу импульса напряжения, прикладываемого к разрядному промежутку. С ростом напряжения растет температура электронов, эффективный коэффициент рекомбинации начинает уменьшаться и при максимальной температуре электронов, которая в рассматриваемом случае составляет величину $T_e \approx 0.7 \text{ eV}$, становится приблизительно равным $4 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. При этом важным обстоятельством является то, что коэффициенты рекомбинации ионных кластеров $\text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{H}_2\text{O}$, $\text{O}_2^+ \cdot \text{H}_2\text{O}$, $\text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{OH}$, принятые в модели, от температуры электронов не зависят и имеют значения $\sim 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. С ростом концентрации кислорода в исходной газовой смеси растет доля комплексных ионов $\text{O}_2^+ \cdot \text{H}_2\text{O}$, $\text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{OH}$, O_4^+ и вместе с ней эффективный коэффициент рекомбинации.

Отрицательные ионы первоначально образуются в реакциях прилипания в тройных столкновениях

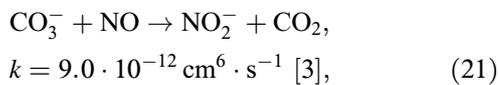
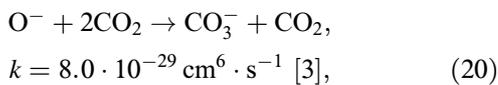
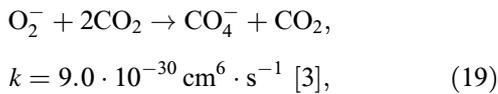




и процессах диссоциативного прилипания



Затем ионно-молекулярные процессы



приводят к конверсии состава отрицательных ионов с преобладанием сложных ионов CO_4^- , CO_3^- , NO_2^- . На рис. 4 видно, что динамика изменения концентрации ионов O^- и связанных с ними ионов CO_3^- , NO_2^- определяется сильной зависимостью коэффициента диссоциативного прилипания от приведенной напряженности поля в разряде. Коэффициент прилипания электронов в тройных столкновениях зависит от температуры электронов и напряженности поля намного слабее [25]. Он был принят в наших расчетах постоянной величиной, поэтому изменение концентрации ионов O_2^- и связанных с ними ионов CO_4^- определяется главным образом изменением концентрации электронов.

Анализ вкладов различных процессов в процесс гибели электронов в наших экспериментальных условиях ($E/N \approx 1.5 \cdot 10^{-16} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$, $[O_2] = 0.005\%$) показывает, что доля рекомбинации составляет $\approx 95\%$, а прилипания — $\approx 5\%$. Увеличение концентрации кислорода в исходной смеси от 0.005 до 0.25% вызывает увеличение

частоты гибели электронов на 40%. При этом суммарный коэффициент прилипания возрастает в 2 раза. Это обеспечивает увеличение частоты гибели электронов на 5%. Оставшиеся 35% роста этой частоты определяются увеличением эффективного коэффициента рекомбинации. Нарработка окислов азота за время $\sim 10^{-5} \text{ s}$ в нашем случае достигает величины $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, что не сказывается существенным образом на скорости прилипания.

Таким образом, увеличение сопротивления разряда с ростом концентрации кислорода при напряженности электрического поля $\approx 3.5 \text{ kV/cm}$ можно объяснить усилением процессов ионной конверсии с образованием ионных кластеров, имеющих по сравнению с другими типами ионов больший коэффициент рекомбинации. Ситуация существенно изменяется при повышении напряженности поля до 4–5 kV/cm. Рост напряженности поля вызывает уменьшение эффективного коэффициента диссоциативной рекомбинации вследствие увеличения температуры электронов. А экспоненциальный рост коэффициентов прилипания приводит к тому, что прилипания становится доминирующим процессом, вызывающим гибель электронов. Как показано в [15], при достижении критической величины напряженности поля $E_* \approx 4 \text{ kV/cm}$ в несамостоятельном разряде в смеси $CO_2:N_2$:He развивается неустойчивость, приводящая к образованию шнуров. В предложенном механизме неустойчивости основную роль играют процессы прилипания электронов к молекулам CO_2 , ступенчатой и ассоциативной ионизации с участием метастабильных состояний молекул азота. При постоянной скорости внешней ионизации критическая величина напряженности поля определяется соотношением процессов рекомбинации и прилипания. Расчет этой величины в диапазоне условий, необходимом для эффективной работы электроионизационного CO_2 лазера, требует дополнительных исследований с целью детального учета ионно-молекулярных реакций с участием малых примесей и образующихся при этом ионных кластеров.

В заключение авторы выражают благодарность И.В. Аркановой за помощь в обработке экспериментальных данных.

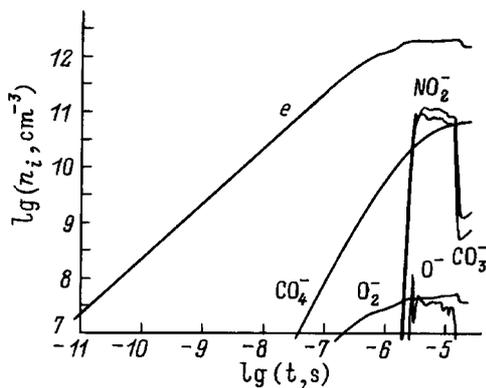


Рис. 4. Расчетные зависимости концентрации основных отрицательных ионов в разряде от времени.

Список литературы

- [1] Басов Н.Г., Беленов Э.М., Данильчев В.А., Сучков А.Ф. // УФН. 1974. Т. 114. № 2. С. 213–217.
- [2] Месяц Г.А., Осипов В.В., Тарасенко В.Ф. Импульсные газовые лазеры. М.: Наука, 1991. 272 с.
- [3] Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. М.: Мир, 1981. 516 с.
- [4] Голубев В.С., Пашкин С.В. Тлеющий разряд повышенного давления. М.: Наука, 1990. 335 с.
- [5] Stark D.S., Cross P.H., Foster H. // IEEE J. Quantum Electron. 1975. Vol. 11. P. 774.
- [6] Баранов Г.А., Бутаев Ю.Б., Воробьев А.П., Зинченко А.К. // ЖТФ. 1994. Т. 64. С. 49–61.
- [7] Witteman W. // Appl. Phys. Lett. 1967. Vol. 11. P. 337.

- [8] *Smith A.L.S., Brown P.G.* // J. Phys. D. 1974. Vol. 7. P. 1652–1659.
- [9] *Smith A.L.S., Bett T.H., Brown P.G.* // IEEE J. Quant. Electron. Vol. QE-11. 1975. N 7. P. 335–340.
- [10] *Виттеман В.* CO₂ лазер. Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 360 с.
- [11] *Месяц Г.А., Орловский В.М., Осипов В.В.* и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 303. С. 850–852.
- [12] *Глотов Е.П., Данилычев В.А., Холин И.В.* // Тр. ФИАН, 1980. Т. 116. С. 188–201.
- [13] *Виганд В.Дж.* // Газовые лазеры. Пер. с англ. / Под ред. И. Мак-Даниеля, У. Нигэна. М.: Мир, 552 с.
- [14] *Данилов М.Ф., Зобов Е.А., Малинин А.Н., Никоннов Ю.П.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 36–42.
- [15] *Данилов М.Ф., Малинин А.Н.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 2. С. 74–87.
- [16] *Данилов М.Ф.* Система программ подготовки данных и численного моделирования плазмохимических реакций. Деп. в ВИМИ. 1992. № До-8502.
- [17] *Акишев Ю.С., Дерюгин А.А., Каральник В.Б.* и др. // Физика плазмы, 1994. Т. 20. № 6. С. 571–584.
- [18] *Hokazono H., Fujimoto H.* // J. Appl. Phys., 1987. Vol. 62. P. 1585–1594.
- [19] *Кондратьев В.Н.* Константы скорости газозофазных реакций. М.: Наука, 1970. 351 с.
- [20] *Агафонов В.П., Вертушкин В.К., Гладков А.А., Полянский О.Ю.* Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972.
- [21] *Lovke J.J., Phelps A.V., Irwin B.W.* // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 10. P. 4664–4671.
- [22] *Rapp D., Englander-Golden P.J.* // Chem. Phys. 1965. Vol. 43. N 5. P. 1464–1479.
- [23] *Rapp D., Briglia D.D.* // J. Chem. Phys. 1965. Vol. 43. N 5. P. 1480–1489.
- [24] *Месси Г.* Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 756 с.
- [25] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [26] *Engelhardt A.G., Phelps A.V., Risk C.G.* // Phys. Rev. A. 1964. Vol. 135. N 6. P. 1566–1574.
- [27] *Бердышев А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 6. С. 741–744.
- [28] *Бионди М.А.* // Газовые лазеры. Пер. с англ. / Под ред. И. Мак-Даниеля, У. Нигэна. М.: Мир, 552 с.
- [29] *Бердышев А.В., Головин А.С., Гурашвили А.В.* и др. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 3. С. 335–341.
- [30] *Дерюгин А.А., Кочетов И.В., Паль А.Ф.* и др. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 9. С. 1138–1147.
- [31] *Kuttler R., Leffert C., Im K.* et al. // Phys. Chem. 1977. Vol. 81. N 25. P. 2451–2463.
- [32] *Данилов М.Ф., Калашиников Е.В.* // ТВТ. 1995. Т. 39. № 5. С. 663–668.
- [33] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.