

03; 04

ИССЛЕДОВАНИЕ НАГРЕВА В ЕМКОСТНОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ С ПОПЕРЕЧНЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

*И. А. Алексеев, Г. А. Баранов, А. К. Зинченко,
А. С. Смирнов, Ю. И. Шевченко*

Экспериментально и теоретически исследован нагрев газа в емкостном высокочастотном разряде с поперечным потоком смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$. Газовая температура рассчитывалась в рамках четырехтемпературной модели колебательной кинетики и одномерных уравнений газодинамики. Методом голографической интерферометрии измерены температурные поля в разряде. Отмечен более сильный нагрев газа вблизи электродов по сравнению с ядром течения. Установлено, что отвод тепла из приэлектродных частей разряда осуществляется преимущественно за счет теплопроводности, в то время как центральная область потока охлаждается конвективно. Оценена эффективность возбуждения антисимметричной моды CO_2 и колебаний азота, которая составила 80—85 %. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментами. Обсуждается оптическая неоднородность разряда, связанная с пространственным изменением плотности среды.

В настоящее время установлено, что емкостной высокочастотный разряд обладает повышенной устойчивостью по отношению к контракции в сравнении с разрядом постоянного тока [1, 2]. Это позволило успешно использовать емкостной ВЧ разряд в лазерных устройствах [1, 3]. Однако процессы, происходящие в плазме ВЧ разряда, изучены недостаточно полно, что затрудняет оптимизацию его параметров. В данной работе приводятся результаты исследования температурных полей и оптических неоднородностей в емкостном высокочастотном разряде с поперечным потоком газа.

1. Измерения нагрева газа проводились методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Использовалась смесь $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 12 : 8$ с удельным массовым расходом 0.4 г/с·см². Скорость газа на входе в разрядную камеру изменялась от 30 до 80 м/с, а статическое давление от 40 до 105 Тор. Более подробно газовый тракт экспериментальной установки описан в работе [4]. Разряд зажигался между двумя электродами, отделенными от плазмы слоем диэлектрика с удельной емкостью 0.1—0.4 пФ/см². Величина межэлектродного промежутка равнялась 31 мм, длина разряда вдоль потока газа составляла 80—100 мм, а частота напряжения питания — 1.76 МГц. Напряжение на разряде измерялось емкостным делителем, а ток — одновитковым трансформатором. Сдвиг фаз φ между током и напряжением определялся с помощью измерителя разности фаз Ф2-16, мощность вычислялась как $P = UI \cos \varphi$. Из-за емкостного характера тока сдвиг фаз близок к $\pi/2$, и поэтому вкладываемая в разряд мощность измерялась этим способом недостаточно точно. Более надежным представляются величины энергокладов, которые находились по нагреву газа, измеренному с помощью двух термопар, одна из которых расположена до разряда, другая — после него на расстоянии, достаточном для релаксации энергии колебательных степеней свободы молекул. Разница в величине мощности, определенной этими способами, не превышала 25 %. В дальнейшем приводятся значения энергокладов, вычисленные по нагреву газа. Диапазон изменения массовых энергокладов W_g составил 40—160 Дж/г, что соответствует удельным объемным мощностям 1.7—7 Вт/см³.

Схема голографической установки представлена на рис. 1. Луч рубинового лазера 1 с помощью коллиматора 2 расширялся до 140 мм в диаметре и полупрозрачным зеркалом 3 делился на два: предметный и опорный. Предметный пучок через кварцевые смотровые окна 10 разрядной камеры направлялся к зеркалу 4, отражался обратно и, пройдя через фокусирующую линзу 7, попадал на голограмму 6, куда приходил и опорный пучок, отраженный от зеркала 5. Схема с двойным прохождением луча через разряд (11) применялась для увеличения чувствительности установки при малых энерговкладах и давлениях, когда градиенты показателя преломления невелики. При значительных изменениях показателя преломления, наблюдаемых при больших энерговкладах, применялась схема с однократным прохождением предметного луча через разряд. Часть излучения рубинового лазера отводилась на фотоэлемент ФК-9 8 для регистрации на осциллографе 9 формы импульса. Лазер работал в режиме

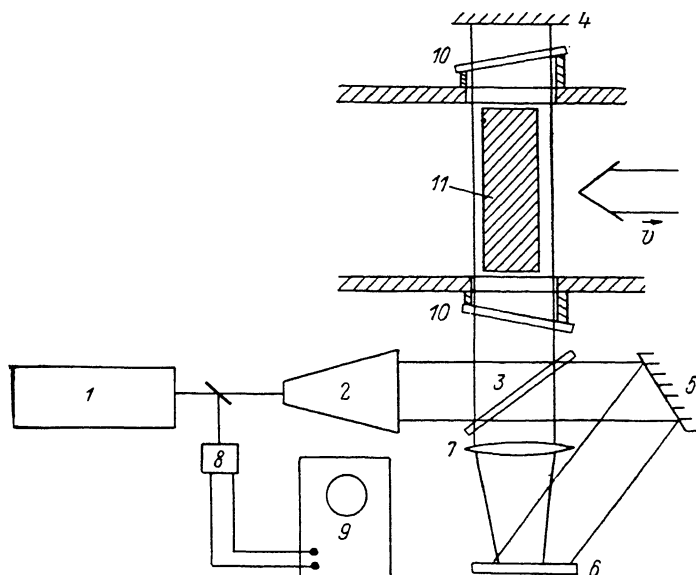


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной голографической установки.

свободной генерации и его излучение представляло собой пачку импульсов общей длительностью 100—200 мкс. При увеличении длительности импульсов генерации контрастность интерферограмм ухудшалась. Измерения проводились методом двух экспозиций, одна из которых фиксировалась без разряда, а вторая — приблизительно через 10 с после его включения.

При восстановлении воспроизведенные предметные пучки обеих голограмм интерферируют, а сдвиг полос на интерференционной картине пропорционален изменению показателя преломления газа

$$\Delta n(x, y) = n(x, y) - n_0(x, y) = \frac{\lambda}{l} k(x, y), \quad (1)$$

где $n_0(x, y)$, $n(x, y)$ — показатель преломления среды до и после включения разряда соответственно; l — размер разряда в направлении предметного луча; $\lambda = 0.694$ мкм; $k(x, y)$ — сдвиг полос на интерферограмме.

Координата x направлена вдоль потока газа, y ориентирована вдоль электрического тока. Плоскость x, y расположена перпендикулярно зондирующему лучу. В условиях настоящих экспериментов концентрация электронов изменялась в пределах 10^9 — 10^{11} см⁻³ [5], поэтому вклад электронов в рефракцию пренебрежимо мал и последняя описывается формулой Коши

$$n - 1 = \left(A + \frac{B}{\lambda^2} \right) \frac{N}{N_L},$$

где N_L — число Лшмидта, N — концентрация молекул, A и B — постоянные коэффициенты [6]. В видимой области спектра $B/\lambda^2 \ll A$. Используя, как это сделано в [7], формулу Коши, уравнения газовой динамики, уравнение состояния газа, соотношение (1) и предполагая, что за время между экспозициями давление газа не меняется, связь между сдвигом полос на интерферограмме с концентрацией молекул и газовой температурой T имеет вид

$$\frac{\Delta N(x, y)}{N_0} = \frac{k(x, y) \lambda N_L}{N_0 l A} \equiv \alpha. \quad (2)$$

$$\frac{\Delta T(x, y)}{T_0} = \frac{\alpha}{(1 + \alpha)^2} \frac{m v_0^2}{k T_0} - \frac{\alpha}{1 + \alpha}. \quad (3)$$

Уравнения (2), (3) получены для смеси газов с относительной концентрацией молекул $\delta_i = N_i/N$, где $A = \sum \delta_i A_i$; T_0 , N_0 , v_0 — температура, концентрация и скорость потока на входе в разрядную камеру. Первое слагаемое в уравнении (3) пропорционально отношению энергии поступательного движения газа как целого к энергии его теплового движения. При скоростях и температурах потока, реализованных в экспериментах ($v_0 = 30-80$ м/с, $T_0 = 300$ К), $(v_0/v_T)^2 \ll \ll 1$, где v_T — тепловая скорость молекул, первым слагаемым в (3) можно пренебречь. Тогда (3) принимает простой вид

$$\frac{\Delta T(x, y)}{T_0} = - \frac{\alpha}{1 + \alpha}. \quad (4)$$

В расчете градиентов показателя преломления, плотности и температуры газа использовались выражения (1), (2), (4). Для вычисления абсолютной величины параметров потока интерферограммы разрядного промежутка снимались таким образом, чтобы, кроме разрядной зоны, фиксировалась область с невозмущенным течением, для которой известны значения N_0 , P_0 , v_0 , T_0 . Максимальные ошибки определения градиентов показателя преломления и температуры при точности измерения сдвига полос вблизи ядра потока в четверть полосы составляли $\pm 15\%$. Относительное изменение температуры по высоте разрядной камеры измерялось с большей точностью.

2. Основная часть вводимой в разряд энергии (до 90 %) идет на возбуждение колебательных уровней молекул N_2 и CO_2 , энергия которых при отсутствии вынужденного излучения полностью переходит в тепловую. В настоящее время механизм колебательной релаксации в смесях CO_2 и N_2 с гелием достаточно изучен (см., например, [8]), что позволяет решать уравнение баланса энергии газа, привлекая уравнения колебательной кинетики и одномерные соотношения газовой динамики. Расчет колебательной кинетики в молекулах N_2 и CO_2 проводился по четырехтемпературной модели [8] без учета ударов 2-го рода и ангармонизма колебательных уровней, так как эти эффекты важны лишь при больших степенях колебательного возбуждения, характерных для импульсных лазеров. В этом приближении система уравнений для расчета температуры газа имела вид

$$\rho v = g, \quad (5)$$

$$v \rho \frac{dv}{dx} = - \frac{dp}{dx}, \quad (6)$$

$$p = NkT, \quad (7)$$

$$\frac{dn_4}{dx} = \left\{ \frac{\alpha_4 W(x)}{E_4 N_2} - k_{43} N_1 \left[n_4 (1 + n_3) - n_3 (1 + n_4) e^{\frac{E_3 - E_4}{kT}} \right] \right\} \frac{1}{v}, \quad (8)$$

$$\frac{dn_3}{dx} = \left\{ \frac{\alpha_3 W(x)}{E_3 N_1} + k_{43} N_2 \left[n_4 (1 + n_3) - n_3 (1 + n_4) e^{\frac{E_3 - E_4}{kT}} \right] - \frac{\left(1 - e^{-\frac{E_2}{kT}} \right)^3}{8 \left(1 - e^{-\frac{E_3}{kT}} \right)} \times \right. \\ \left. \times \sum_M N_M k_{32M} \left[n_3 (2 + n_2)^3 - n_2^3 (1 + n_3) e^{\frac{E_3 - 3E_2}{kT}} \right] \right\} \frac{1}{v}, \quad (9)$$

$$\frac{dn_2}{dx} \frac{3n_3^2 + 6n_2 + 2}{2(1+n_2)^2} = \left\{ \frac{2\alpha_2 W(x)}{E_2 N_1} + \frac{\alpha_1 W(x)}{E_1 N_1} + \frac{3 \left(1 - e^{-\frac{E_2}{kT}}\right)^3}{8 \left(1 - e^{-\frac{E_3}{kT}}\right)} \sum_M N_M k_{32M} \times \right. \\ \left. \times \left[n_3 (2 + n_2)^3 - n_3^2 (1 + n_3) e^{\frac{E_3 - 3E_2}{kT}} \right] - \sum_M N_M k_{20M} (n_2 - n_{20}) \right\} \frac{1}{v}, \quad (10)$$

$$\frac{dT}{dx} = \left\{ \alpha_5 W(x) - N_1 N_2 k_{43} \left[n_4 (1 + n_3) - n_3 (1 + n_4) e^{\frac{E_3 - E_4}{kT}} \right] (E_3 - E_4) + N_1 \times \right. \\ \times \sum_M N_M k_{32M} (E_3 - 3E_2) \frac{\left(1 - e^{-\frac{E_2}{kT}}\right)^3}{8 \left(1 - e^{-\frac{E_3}{kT}}\right)} \left[n_3 (2 + n_2)^3 - n_3^2 (1 + n_3) e^{\frac{E_3 - 3E_2}{kT}} \right] + \\ \left. + N_1 \sum_M N_M k_{20M} (n_2 - n_{20}) E_2 \right\} \frac{1}{c_p \nu \rho}. \quad (11)$$

Здесь номер моды $i=2, 3, 4$ соответствует деформационной и антисимметричной модам CO_2 и колебаниям молекулы N_2 ; n_i — среднее число квантов в i -й моде, приходящихся на одну молекулу; $W(x)$ — распределение объемного энерговклада вдоль координаты x ; N_1 и N_2 — соответственно концентрации молекул CO_2 и азота; E_i — энергия нижнего уровня i -й моды; k_{43} — константа обмена энергией между колебаниями молекул азота и антисимметричной модой CO_2 [9]; k_{32M} и k_{20M} — константы релаксации антисимметричной и деформационной мод CO_2 при столкновениях с молекулами сорта M : $M=\text{CO}_2, \text{N}_2, \text{He}$ [10]; $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5$ — доли энергии, идущие на возбуждение мод $n00, 0k0, 00m$ молекулы CO_2 , колебательных уровней азота и на нагрев газа за счет упругих столкновений и возбуждения вращений; g, N, ρ, c_p, v — удельный расход через единицу сечения, концентрация молекул, плотность, теплоемкость и скорость газа.

Для расчетов использовались теоретические зависимости α_i от E/N [11], которые усреднялись по периоду высокочастотного поля. Возможность такого усреднения основана на большом различии между характерным временем колебательной релаксации ($T=10^{-3}$ с), периодом ВЧ поля ($T=10^{-6}$ с) и временем установления функции распределения. Заселенность колебательных уровней в этом случае практически не меняется за время изменения поля. При усреднении полагалось, что функция распределения электронов по энергиям устанавливается за время, меньшее периода поля [12]. Уравнение баланса энергии газа (11) справедливо, когда изменение давления в разряде мало, а нагрев газа осуществляется за счет колебательной релаксации в молекулах CO_2 , упругих соударений электронов с тяжелыми частицами и возбуждений вращательных степеней свободы молекул. Отвод тепла носит конвективный характер, так как время пролета газа через разряд ($\sim 10^{-3}$ с) гораздо меньше времени как молекулярной ($\sim 10^{-1}$ с), так и турбулентной теплопроводности ($\sim 10^{-2}$ с), рассчитанной по рекомендациям [13].

В условиях данных экспериментов разряд был неоднороден вдоль направления потока газа. После пробоя межэлектродного промежутка разряд загорался в центральной части газоразрядной камеры. С повышением напряжения увеличивалась яркость свечения, а также размеры плазмы вверх и вниз по потоку. Для оценки распределения энерговклада были проведены измерения интенсивности свечения в продольном направлении x . При этом предполагалось, что размер разряда совпадал с размером светящейся области, а распределение свечения повторяло распределение энерговклада. Измерения проводились с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-28. Типичный вид зависимости удельного объемного энерговклада от координаты x приведен на рис. 2, б. Распределение

энерговклада по объему слабо влияет на зависимость температуры от координаты, поскольку основная часть нагрева происходила при переходе в тепло колебательной энергии молекул на длине релаксации L , которая, как правило, больше характерной длины изменения энерговклада.

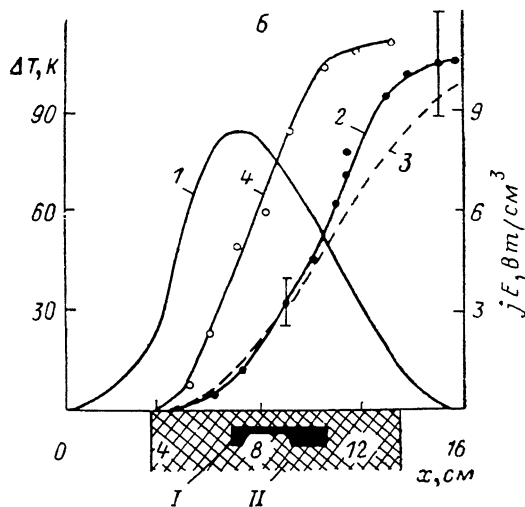
3. На интерферограммах разряда (рис. 2, а) можно выделить область ядра потока с относительно слабым разогревом и приэлектродные области с большим нагревом и значительными градиентами температуры. Типичные зависимости нагрева газа от координаты x приведены на рис. 2, б. Электрическая энергия преобразуется в тепловую по нескольким каналам, которые различаются временами преобразования энергии. Так называемый «быстрый» нагрев осуществляется благодаря упругим соударениям электронов с тяжелыми частицами, возбуждением вращений молекул и VT -релаксацией энергии колебательных мод $n00$ и $0k0$ молекул CO_2 . «Медленный» нагрев обусловлен релаксацией колебаний моды $00m$ CO_2 и азота. «Быстрый» механизм в чистом виде наблюдается при x , много меньших длины релаксации колебательной энергии мод $00m$ CO_2 и азота,

а



Рис. 2.

а — интерферограмма разрядного промежутка при $P=80$ Тор, $W_g=150$ Дж/г, $v=38$ м/с, $g=0.4$ г/см²·с, $L=5$ см; б — зависимости энерговклада и температуры газа от продольной координаты. 1 — распределение энерговклада; 2, 3 — нагрев газа в ядре потока (2 — эксперимент, 3 — расчет), 4 — нагрев газа вблизи электрода (эксперимент). I — электрод, II — диэлектрик. Температура газа за зоной разряда, измеренная термопарой, составляет 107 К.



которая зависит от разрядных условий, в первую очередь от давления. Область «быстрого» нагрева в нашем случае изменялась от 0.3 до 2 см. Нагрев в этой области не существен, так как объемный энерговклад не превышает 1 Вт/см³, а доля энергии, идущей на прямой нагрев, невелика [14]. При $x \sim L$ крутизна кривой $\Delta T(x)$ увеличивается особенно сильно при больших давлениях. Нагрев в этой области происходит в основном за счет релаксации колебательной энергии, запасенной в азоте и моде $00m$ CO_2 . Область максимальной температуры смещена вниз по потоку относительно максимума энерговклада, так как часть колебательной энергии выносится потоком и релаксирует за зоной разряда. Наибольшая температура, измеренная интерферометрически, с точностью в 10 % совпадала с показаниями термопары, установленной в 40 см от электрода. На рис. 2, б представлены результаты расчета, которые удовлетворительно совпали с экспериментом. Некоторые различия в нижней части потока, видимо, связаны с дополнительным притоком тепла из приэлектродных зон, который в расчете не учтен. Для приэлектродных областей (рис. 2, б) характерен более интенсивный нагрев, чем в ядре потока. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, в очень тонких приэлектродных слоях существует дополнительное энерговыделение из-за падения напряжения в катодный полупериод [2, 5]. Во-вторых, в пограничных слоях, которые включают в себя области катодного падения потенциала, скорость потока падает до нуля и конвективный механизм охлаждения газа становится неэффективным. Приэлектродные процессы в высокочастотном разряде недостаточно изучены, поэтому сегодня трудно провести количественный анализ тепловыделения вблизи электродов. В то же время оценки показали, что здесь выделяется не более 10 % от общей мощности

разряда, которая может подогревать ядро течения, например, благодаря турбулентной теплопроводности.

На рис. 3, а представлена зависимость нагрева в ядре потока от удельной мощности для трех фиксированных значений координаты x . Видно, что ΔT

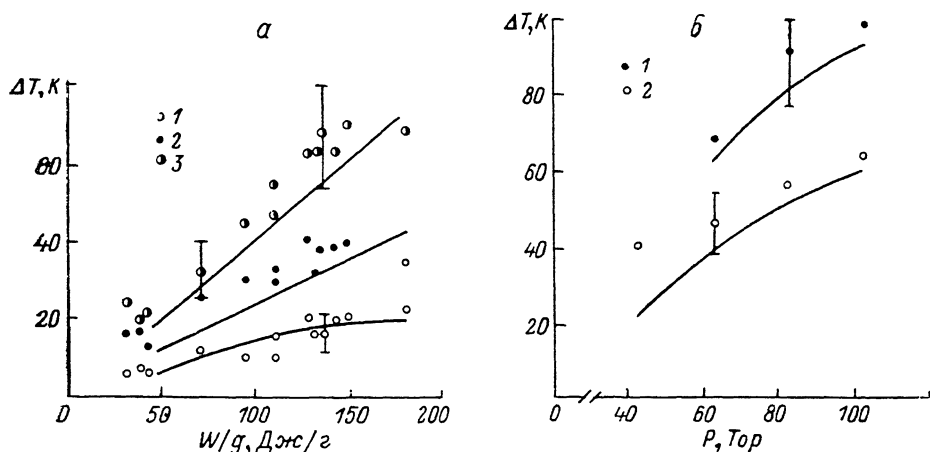


Рис. 3. Нагрев газа в ядре потока при фиксированных расстояниях от начала разряда. а — в зависимости от энерговыклада ($P=62$ Тор, $g=0.4$ г/см²·с): x , см: 1 — 8, 2 — 10, 3 — 13; сплошная линия — расчет; б — в зависимости от давления ($x=13$ см, $g=0.4$ г/см²·с): 1 — 150, 2 — 100 Дж/г; сплошная линия — расчет.

увеличивается с ростом энерговыклада практически линейно. Крутизна кривых растет по мере увеличения x . Экспериментальные и расчетные зависимости нагрева газа от давления при $x=13$ см представлены на рис. 3, б. Можно отметить удовлетворительное совпадение эксперимента и расчета. Ход кривых можно понять, воспользовавшись выражением для длины колебательной релаксации в виде

$$L = \frac{\delta_{\text{CO}_2} + \delta_{\text{N}_2}}{\delta_{\text{CO}_2}} \frac{g}{\mu} \frac{1}{N^2 k_{32}(T)}, \quad (12)$$

где $\mu = \sum \delta_i m_i$, а m_i — масса молекул CO_2 , N_2 , He.

В условиях данных экспериментов давление варьировалось при постоянном массовом расходе, тогда $L \sim 1/N^2 k_{32}$ и изменялась от 24 до 3 см в диапазоне давлений 42—105 Тор. Квадратичное уменьшение длины релаксации с ростом

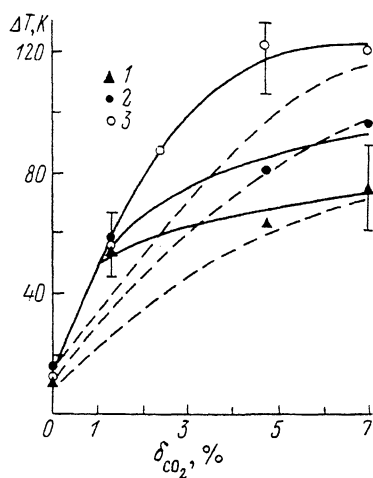


Рис. 4. Зависимость нагрева газа от концентрации CO_2 . Смесь N_2 : He = 3 : 2, $P=80$ Тор, $v=38$ м/с, $x=13$ см. W_g , Дж/г: 1 — 110, 2 — 150, 3 — 180; сплошная линия — эксперимент, штриховая — расчет.

давления обуславливает более сильный нагрев газа при большем давлении, когда постоянны расстояние от начала разряда и энерговыклад. Расчет, проведенный для гипотетического случая, в котором сохраняется скорость потока, а массовый расход пропорционален давлению, выявил более слабое изменение ΔT с давлением. Это, видимо, связано с гиперболической зависимостью длины релаксации от давления ($L \sim 1/Nk_{32}$).

На рис. 4 даны экспериментальные и расчетные кривые нагрева газа в зависимости от концентрации CO_2 для различных энерговыкладов. В отсутствие CO_2 нагрев газа очень мал, что обусловлено медленной VT-релаксацией в азоте и малой долей энергии, идущей на вращательное возбуждение и упругие соударения. Совпадение экспериментальных и расчетных температур при $\delta_{\text{CO}_2}=0$

подтверждает справедливость пренебрежения нагревом за счет VT -релаксации в молекулах азота. При добавлении CO_2 энергия колебательного возбуждения азота передается в антисимметричную моду CO_2 и далее благодаря VV -обмену и VT -релаксации в деформационной моде CO_2 переходит в поступательную. По мере увеличения количества молекул CO_2 нагрев в фиксированной точке увеличивается, так как длина релаксации $L \sim (1/\delta_{\text{CO}_2}) (1/k_{32}(T))$ и большая часть энергии колебательного возбуждения на пути к точке измерения переходит в тепловую. В пределе L станет гораздо меньше x и практически вся энергия, полученная молекулами на участке от начала разряда до точки измерения, успеет перейти в тепло, а зависимость $T(x)$ стремится к насыщению, как это видно из экспериментальных данных при $\delta_{\text{CO}_2} > 5\%$ (рис. 4). Оценки предельной концентрации CO_2 , полученные из условия $L \ll x$, и выражения (12) для $x=13$ см и разрядных условий, соответствующих рис. 4, дали значение $\delta_{\text{CO}_2}^{\text{пр}} \geq 4\%$.

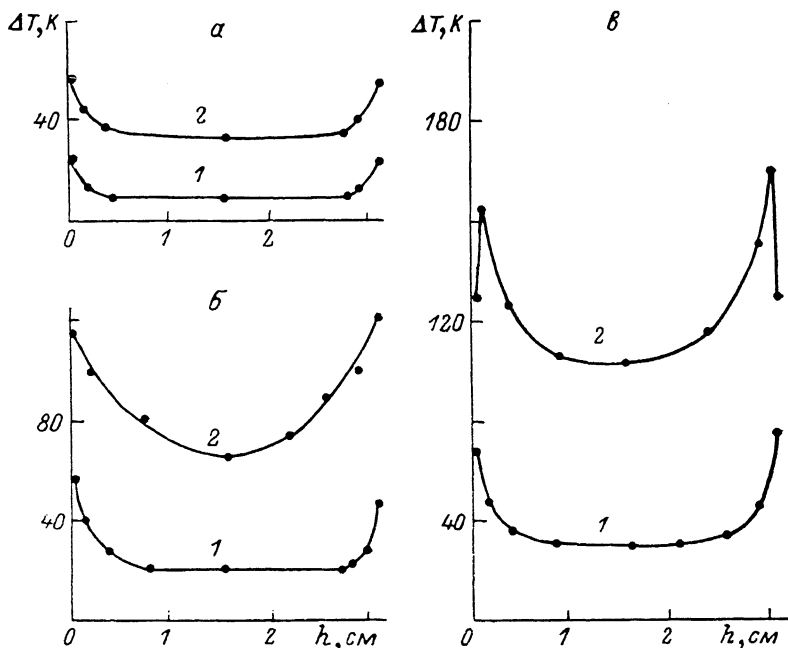


Рис. 5. Распределение температуры газа между электродами.

l_2 , ° — расстояние от начала-разряда 8 и 13 см соответственно. P , Тор: а, б — 62; в — 102; г — 160; W_g , Дж/г: а — 60; б, в — 160; г, м/с: а, б — 51, в — 30.

Некоторые различия расчетных и экспериментальных величин нагрева при малых концентрациях CO_2 , вероятно, обусловлены наличием тепловых потоков из приэлектродных областей, которые сильно сказываются при слабых нагревах ядра течения, соответствующих малым концентрациями CO_2 . Из рис. 4 видно, что по каналам «быстрого» нагрева (в смеси без CO_2) в тепло переходит 10—15 % вложенной в разряд энергии. Остальные 85—90 % направлены на возбуждение колебательных уровней азота и CO_2 , а также на ионизацию и возбуждение электронных уровней. Доля энергии, идущая на два последних процесса, составляет ~5 %. Энергия, сосредоточенная в колебательных модах $00m \text{ CO}_2 + \text{N}_2$, вычисленная по данным [11] усреднением по периоду высокочастотного поля и использованная для расчетов нагрева, изменялась в пределах 85—90 %. Эти результаты демонстрируют высокую эффективность колебательного возбуждения в высокочастотном разряде в диапазоне давлений 40—100 Тор.

Типичные профили температуры в направлении электрического тока показаны на рис. 5. При малом давлении (62 Тор) и небольшом энерго вклада в ядре потока имеются незначительные градиенты температуры, направленные вдоль потока. У электродов наблюдаются области с повышенной температурой и размерами порядка толщины пограничного слоя, который для этих услови

оценивается в 7—8 мм. Перегретые приэлектродные слои расширяются вниз по потоку и ширина их при постоянном x изменяется обратно пропорционально средней скорости газа. При увеличении энерговклада (рис. 5, б, в) температура растет как в середине межэлектродного промежутка, так и у электродов. В случае небольших скоростей потока (рис. 5, в) профили температуры имели М-образный профиль, обусловленный отводом тепла через диэлектрические пластины к охлаждаемым металлическим электродам. При энерговкладах, превышающих 120—130 Дж/г, область перегретого газа распространялась вплоть до ядра потока. Транспортировка тепла в центр потока за время пролета газа через разрядную камеру (порядка 10^{-8} с) может осуществляться благодаря турбулентной теплопроводности (молекулярная теплопроводность, имеющая место в ламинарном течении, из-за медленности процесса не обеспечивает передачу тепла к ядру течения). Несмотря на то, что число Рейнольдса для потока, набегающего на гладкую пластину, $\sim 5 \cdot 10^4$ соответствует ламинарному пограничному слою [15], возмущающее действие нагретой стенки канала с несколькими фланцевыми соединениями, образующими шероховатости высотой ≈ 1 мм, и турбулентный характер ядра течения [4] способствуют формированию турбулентного пограничного слоя. Отличия нагрева газа в ядре потока и у электродов вызваны прежде всего различными механизмами отвода тепла (конвективным в ядре течения и теплопроводным у стенок). Разумеется, в этом случае нельзя пользоваться одномерными газодинамическими соотношениями и количественное описание полученных в эксперименте профилей температуры возможно в рамках двумерной тепловой задачи с привлечением данных о распределении источников тепла.

Неоднородный разогрев газа приводит к оптической неоднородности среды тем большей, чем значительнее градиенты температуры. Так, для $P=105$ Тор, $W_g=160$ Дж/г изменение показателя преломления на ширине приэлектродных слоев достигает величины $2.7 \cdot 10^{-6}$ и одинаково у обоих электродов. В середине межэлектродного промежутка градиент показателя преломления направлен вдоль течения газа и неоднородность имеет характер слабонервномерного оптического клина с максимальным изменением показателя преломления 1×10^{-6} см $^{-1}$. При меньших давлениях и энерговкладах среда оптически более однородна.

Выводы

1. В высокочастотном разряде методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии измерены распределения температуры газа вдоль и поперек потока в диапазоне скоростей 30—80 м/с и давлений 40—105 Тор при различных энерговкладах.

2. Расчеты распределения нагрева газа вдоль потока, выполненные в рамках четырехтемпературной модели колебательной кинетики и одномерных соотношений газовой динамики, показали удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными.

3. Установлено, что отвод тепла из приэлектродных частей разряда осуществляется преимущественно за счет теплопроводности, в то время как ядро течения охлаждается конвективно.

4. На основании анализа зависимости нагрева газа от концентрации CO_2 оценена эффективность возбуждения антисимметричной моды CO_2 и колебаний азота, которая составила 80—85 %.

5. Градиент показателя преломления в ядре потока направлен вдоль течения газа и не превышает $1 \cdot 10^{-6}$ см $^{-1}$. В поперечном направлении изменение показателя преломления на порядок больше и сосредоточено в узких приэлектродных частях разряда.

Литература

- [1] Eckbreth A. C., Davis J. W. // Appl. Phys. Lett. 1972. Vol. 21. N 1. P. 25—27.
 [2] Алексеев И. А., Баранов Г. А., Бутаев Ю. Б. и др. // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983. Т. II. С. 141—143.

- [3] Акиртава О. С., Джикия В. Л., Квития З. А., Шенгелия Н. А. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 20. С. 1231—1234.
- [4] Астахов А. В., Баранов Г. А., Бутаев Ю. Б. и др. Препринт НИИЭФА. № П-А-0494. Л., 1980. 24 с.
- [5] Alekseev I. A., Baranov G. A., Frolov K. S. et al. // ICPiG XVII. Budapest, 1985. P. 646—648.
- [6] Васильев Л. А. Теневые методы. М.: Наука. 1968. 400 с.
- [7] Воронцов С. С., Иванченко А. И., Солоухин Р. И., Якоби Ю. А. // Газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1977. С. 341—346.
- [8] Гордицец Б. Ф., Осипов А. И., Шеленин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. 512 с.
- [9] Davies A. R., Smith K., Thomson R. M. // Comp. Phys. Commun. 1975. Vol. 10. N 2. P. 117—132.
- [10] Попонин В. П., Шанский В. Ф. Препринт НИИЭФА. № ОК-9. Л., 1976. 100 с.
- [11] Карлов Н. В., Конев Ю. Б., Кочетов И. В., Певгов В. Г. Препринт ФИАН. № 91. М., 1976. 44 с.
- [12] Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. М.: Мир, 1981. 515 с.
- [13] Ибрагимов М. Х., Субботин В. Н., Бобков В. П. и др. Структура турбулентного потока и механизма теплообмена в каналах. М.: Атомиздат, 1978. 296 с.
- [14] Кочетов И. В., Наумов В. Г., Певгов В. Г., Шашков В. М. // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 7. С. 1446—1451.
- [15] Шляхтин Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.

Поступило в Редакцию
23 марта 1988 г.
