

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ**



*имени  
П. Н. Лебедева*

**Ф И А Н**

А.А.ИОНИН, И.В.КОЧЕТОВ\*,  
А.П.НАПАРТОВИЧ\*, Ю.В.ТЕРЕХОВ  
Д.В.СИНИЦЫН, С.А.СТАРОСТИН\*\*,

ПРЕПРИНТ

**38**

**МОДЕЛЬ ВЧ РАЗРЯДА: ВЛИЯНИЕ  
КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ  
МОЛЕКУЛ СО НА ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ВЧ РАЗРЯДА**

МОСКВА 2003

# RF DISCHARGE MODEL: INFLUENCE OF CO MOLECULES VIBRATIONAL EXCITATION ON THE DISCHARGE PROPERTIES

A.A.Ionin, I.V.Kochetov\*, A.P.Napartovich\*, D.V.Sinitsyn,  
S.A.Starostin\*\*, Yu.V.Terekhov

*P.N.Lebedev Physical Institute  
Leninsky pr., 53, Moscow, 119991, Russia*

*\* Troitsk Institute for Innovation and Thermonuclear Research  
Troitsk, Moscow region, 142190, Russia*

*\*\* Twente University  
Enschede, 7500 AE, The Netherlands*

## ABSTRACT

1D theoretical model of RF discharge in gas mixtures containing carbon monoxide molecules was developed taking into account the influence of CO molecules vibrational excitation degree on discharge structure and its characteristics. Experimentally measured data on voltage-power characteristics of RF discharge in gas mixtures of different CO content were presented for gas pressure range 10-100 Torr. Obtained dependencies were simulated numerically using the model developed. The comparative analysis showed a satisfactory agreement between measured and calculated data on voltage-power characteristics for gas pressure ~100 Torr optimal to slab CO laser operation. The influence of vibrationally excited CO molecules on RF discharge space structure and electrical characteristics was studied theoretically.

Физический Институт им. П.Н.Лебедева РАН  
Россия, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

\* ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”  
Россия, 142190, Московская обл., г. Троицк

\*\* *Twente University*  
*Enschede, 7500 AE, The Netherlands*

## АННОТАЦИЯ

Разработана одномерная модель ВЧ разряда для СО содержащих газовых смесей, учитывающая влияние степени колебательного возбуждения молекул СО на структуру разряда и его характеристики. Приведены данные экспериментальных измерений вольт-мощностных характеристик (ВМХ) ВЧ разряда для смесей с различным содержанием СО в диапазоне давлений  $10 \div 100$  Тор. Получаемые экспериментальные зависимости приложенного среднеквадратичного напряжения от вкладываемой в ВЧ разряд удельной мощности рассчитываются в рамках созданной модели. Данные экспериментов сравниваются с результатами численного расчета. Для давлений газовых смесей  $\sim 100$  Тор, соответствующих оптимальной работе щелевых СО лазеров, получено согласие экспериментальных и расчетных данных по ВМХ разряда. Теоретически исследовано влияние колебательно-возбужденных молекул СО на пространственную структуру и характеристики ВЧ разряда.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие достигнут значительный прогресс в разработке капиллярных и щелевых  $\text{CO}_2$  и  $\text{CO}$  лазеров, возбуждаемых емкостным поперечным высокочастотным (ВЧ) разрядом (диапазон частот 1-200 МГц). В этих лазерах отвод тепла из газовой смеси производится через охлаждаемые электроды, к которым прикладывается возбуждающее ВЧ напряжение (см., например [1-3]). ВЧ разряд обладает рядом преимуществ по сравнению с разрядом постоянного тока (РПТ). К ним, прежде всего, относятся: уменьшение напряжения источников питания, повышение энергетической эффективности, простота модуляции и управления выходной мощностью лазеров. ВЧ разряд позволяет возбуждать достаточно большие объемы активной среды (для планарной геометрии) без использования источников внешней ионизации. По сравнению с РПТ, ВЧ разряд оказывается более устойчивым. Дело в том, что для обеспечения протекания тока через разрядный промежуток в ВЧ разряде (так называемая  $\alpha$ -форма разряда) не требуется формирования катодного слоя, обеспечивающего замыкание тока на электрод. В ВЧ разряде катод и анод меняются местами в зависимости от фазы быстропеременного поля и замыкание тока вблизи электрода, который в данный момент времени играет роль катода, обеспечивает ток смещения.

Экспериментальные работы по исследованию свойств ВЧ разряда, используемого для возбуждения щелевых  $\text{CO}$  лазеров, практически отсутствуют. Нам известны лишь две работы [4-5], в которых исследования свойств ВЧ разряда проводились на разрядных камерах, разработанных для  $\text{CO}$  лазеров. Использование “лазерных камер”, не предназначенных для исследования свойств разряда,

заметно усложняет изучение разряда. Из-за присутствия краевых эффектов и неоднородностей вдоль разрядного промежутка, вносящих заметные погрешности в методику экспериментальных измерений, в таких установках может наблюдаться значительное расхождение между результатами эксперимента и теоретическими расчетами. В работах [6-7] исследование свойств ВЧ разряда в  $\text{CO}_2$  содержащих смесях производилось на специально созданной для этих целей установке. Сопоставление ВМХ разряда в  $\text{CO}_2$  содержащих смесях с расчетными продемонстрировало их хорошее согласие [8]. Известно, что распределение молекул  $\text{CO}$  по колебательным уровням в активной среде  $\text{CO}$  лазера характеризуется колебательной температурой нижних уровней  $\sim 3000$  К и протяженным “плато” в области колебательных уровней, расположенных выше Триноровского [9]. В связи с этим увеличивается доля высокоэнергетичных электронов за счет их столкновений с колебательно-возбужденными молекулами и открываются новые каналы ионизации, связанные с элементарными процессами на высоких колебательных уровнях. Влияние этих процессов на характеристики разряда в  $\text{CO}$  содержащих смесях рассматривалось для плазмы продольного РПТ в работе [10].

В настоящей работе разработана одномерная модель ВЧ разряда, учитывающая влияние на его характеристики степени колебательного возбуждения молекул  $\text{CO}$ . На специально созданной установке выполнены экспериментальные исследования ВМХ разряда в смесях с разным содержанием  $\text{CO}$  при различных давлениях. Проведено сравнение расчетных данных с экспериментом. Кроме того, теоретически исследовано влияние механизмов, увеличивающих скорость ионизации с ростом колебательного возбуждения молекул  $\text{CO}$ , на пространственную структуру и характеристики ВЧ разряда.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В модели ВЧ разряда учитывался один сорт положительных ионов. Концентрацией отрицательных ионов пренебрегалось вследствие быстрого процесса разрушения ионов  $O^-$  при столкновении с молекулами  $CO$ . Уравнение непрерывности для концентрации положительных ионов решалось по пространству и времени совместно с уравнением непрерывности для концентрации электронов и уравнением Пуассона для электрического поля. В уравнениях непрерывности учитывались дрейф и диффузия. Температура газа определялась стационарным уравнением теплопроводности.

Коэффициент теплопроводности газовой смеси определялся нами по коэффициентам теплопроводности отдельных компонент с использованием процедуры, описанной в [11]. Величины коэффициентов теплопроводности отдельных компонент и их зависимости от температуры брались из справочника [12].

Последовательный учет влияния эффектов, связанных с нестационарностью и нелокальностью кинетических коэффициентов требует решения нестационарного уравнения Больцмана с учетом пространственных переменных, что представляет собой сложную задачу (для чистого  $He$  такая задача решалась в [13]). Хотя энергетическое распределение электронов не близко к Максвелловскому, можно ввести среднюю энергию электронов как основную характеристику функции распределения и считать все коэффициенты зависящими только от этой средней энергии, как это сделано в [14]. В этом случае, для определения средней энергии электронов решается нестационарное уравнение для средней энергии

электронов с учетом электронной теплопроводности. В каждый момент времени вычислялась средняя энергия электронов во всех точках межэлектродного пространства. По значению средней энергии электронов вычислялись константы ионизации и прилипания, найденные заранее как функции средней энергии электронов путем численного решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям. Затабулированы были также коэффициенты переноса, которые использовались при решении нестационарного уравнения для средней энергии электронов и уравнений непрерывности. Влиянием колебательного возбуждения на среднюю энергию электронов и коэффициенты переноса пренебрегалось. Это предположение оправдывается специально выполненными расчетами для типичных условий исследуемых разрядов.

Учет увеличения константы ионизации за счет роста доли высокоэнергетичных электронов при столкновении их с колебательно возбужденными молекулами проводился в рамках модели, предложенной в [15], где показано, что зависимость констант скоростей процессов с порогом, значительно превышающим среднюю энергию электронов, хорошо аппроксимируется формулой

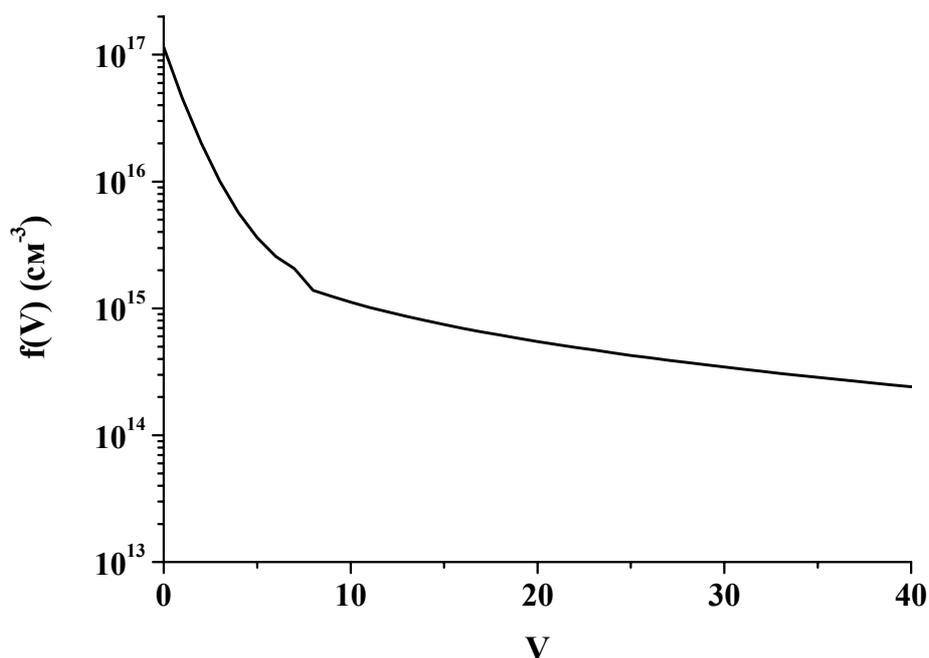
$$\lg \left[ \frac{K(z)}{K(0)} \right] = \frac{Cz}{\left( \frac{E}{N} \right)^2}, \quad (1)$$

где  $K$  – константа скорости соответствующего процесса;  $E$  – напряженность электрического поля;  $N$  – плотность нейтральных частиц;  $z = \exp(-h\omega/T_v)$ ;  $\hbar\omega$  – колебательный квант молекулы;  $T_v$  – колебательная температура. Константа  $C$  находится обработкой

результатов численного решения уравнения Больцмана для ФРЭЭ с учетом столкновений с колебательно возбужденными молекулами. Оказалось, что для СО она одинакова для всех электронных процессов с высоким порогом [16]. В отличие от других констант, изменение константы скорости, связанное с колебательной температурой нижних уровней, определяется локальным значением  $E/N$ .

Колебательная температура  $T_v$  нижних уровней молекулы СО в каждой ячейке пространственной сетки вычислялась по процедуре, описанной, например, в работе [9], путем сшивки Триноровской функции распределения молекул по колебательным уровням и функции  $f_v = \frac{c}{V+1}$ , где  $V$  – номер колебательного уровня; параметр  $c = (w/\nu)^{0.5}$ ,  $w$  – частота возбуждения колебательных уровней ( $w = \frac{W_v}{N_{CO}\hbar\omega}$ ),  $W_v$  средняя по периоду ВЧ поля удельная мощность возбуждения колебательных уровней молекулы СО,  $\nu$  – эффективная частота VV-обмена, зависящая от температуры и плотности газа. Выражение для частоты VV-обмена было взято из [17]. Типичный вид функции распределения молекул по колебательным уровням, полученный таким образом, приведен на **Рис. 1**.

Описанное приближение позволяет учитывать изменение колебательной температуры нижних уровней с изменением мощности возбуждения и поступательной температуры газа. Так как частота VV-обмена значительно ниже частоты возбуждающего поля, то для вычисления частоты возбуждения использовалось среднее по периоду значение мощности возбуждения  $W_v$ .



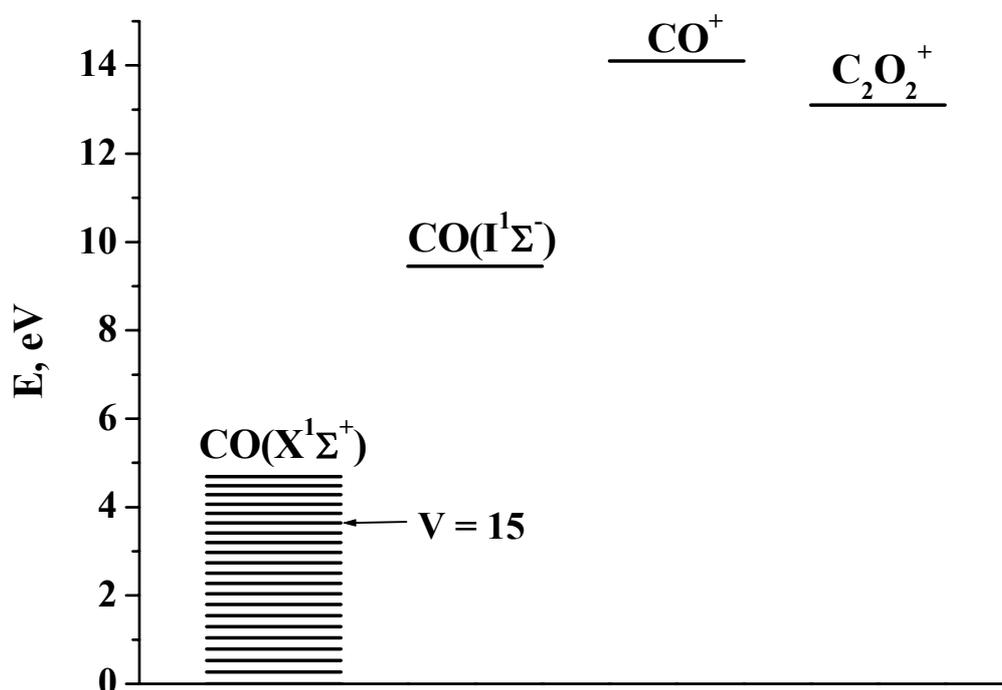
**Рис. 1.** Типичный вид функции распределения молекул CO по колебательным уровням, рассчитанной по аналитическим формулам.

В работе [10] было показано, что в условиях, типичных для работы CO лазера, существует дополнительный механизм ионизации, связанный с ассоциативной ионизацией при столкновении колебательно- и электронно-возбужденных молекул:



Следуя работе [10], в модель разряда были добавлены процессы возбуждения электронного состояния  $\text{CO}(\Gamma^1\Sigma^-)$ , его тушения молекулами CO и ассоциативная ионизация (2). При этом основной механизм заселения  $\text{CO}(\Gamma^1\Sigma^-)$  – возбуждение электронами из основного состояния, а гибель - при столкновении с молекулами CO. Схема электронных термов участвующих в дополнительных каналах ионизации приведена на **Рис. 2**. Сечение электронного возбуждения состояния  $\text{CO}(\Gamma^1\Sigma^-)$  и величины констант реакций были взяты в

соответствии с рекомендациями работы [10]. При вычислении величины константы скорости возбуждения состояния  $\text{CO}(1^1\Sigma^-)$ , как и для процесса ионизации из основного состояния, учитывалось влияние колебательной температуры в рамках приближения на основе формулы (1). Частота релаксации уровня  $\text{CO}(1^1\Sigma^-)$  в рассматриваемых условиях соответствует временам в микросекундном диапазоне, что меньше частоты возбуждающего поля. Поэтому в уравнении баланса для  $\text{CO}(1^1\Sigma^-)$  использовалась усредненная по периоду частота его возбуждения. Населенности колебательных уровней молекулы  $\text{CO}$  с  $V > 15$ , которые необходимы для вычисления скорости ассоциативной ионизации по реакции (2), определялись по аналитическим формулам, описанным выше.



**Рис. 2.** Схема электронных термов молекулы  $\text{CO}$ , участвующих в дополнительных каналах ионизации.

Уравнения дополнялись очевидными граничными и начальными условиями. Напряжение на разряде находилось из условия заданной мощности ВЧ поля. Использовалась численная разностная схема, предложенная в [18-19].

При численном решении использовалась сетка с неравномерным пространственным шагом, уменьшающимся к электродам. Для типичного варианта расчета число шагов по пространству составляло около 100. Для выхода на установившееся решение требовалось просчитать несколько тысяч циклов ВЧ поля.

### **3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ**

Для детального исследования свойств ВЧ разряда в газовых смесях, содержащих молекулы CO, была разработана специальная ВЧ разрядная камера, подробно описанная в [20]. Электродная система камеры состояла из двух диффузионно охлаждаемых цилиндрических электродов диаметром 10 мм, расположенных соосно на расстоянии 1.9 мм друг от друга. Объем зоны ВЧ разряда при этом составлял  $0.15 \text{ см}^3$ . Напряжение к электродной системе подавалось от ВЧ генератора с рабочей частотой 81.36 МГц через индикатор отношения отраженной и прошедшей ВЧ мощности и цепь согласования полного импеданса нагрузки и выходного сопротивления ВЧ генератора (50 Ом). Охлаждение электродов осуществлялось водой комнатной температуры.

Для измерения ВМХ разряда использовались высокочастотный вольтметр ВЗ-53/1 и термпарная калориметрическая система.

Подробное описание схем и методик измерений, и процедуры калибровок также можно найти в [20].

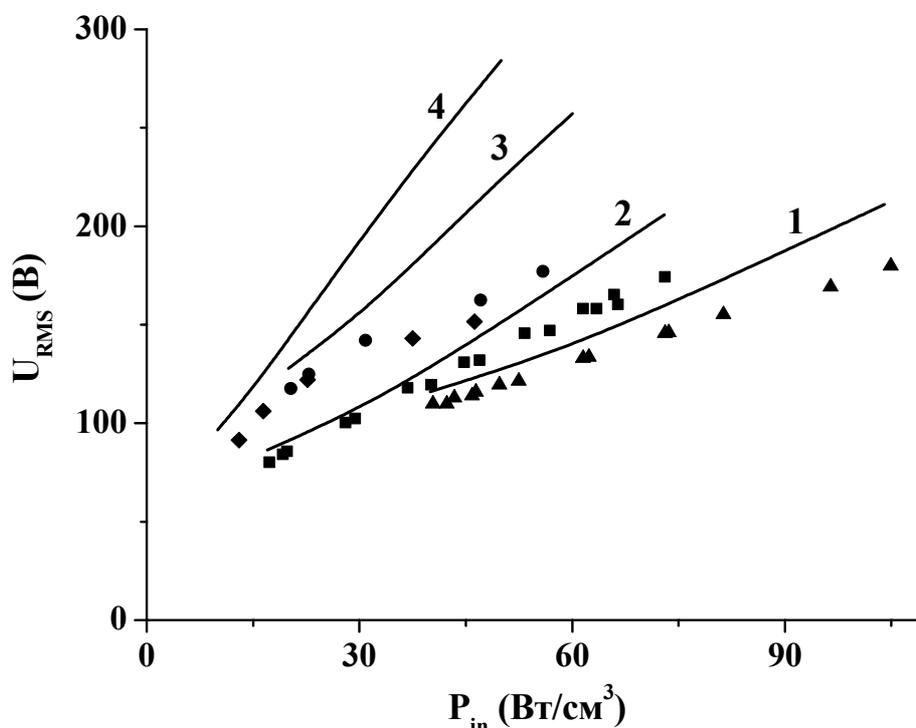
#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При моделировании ВЧ разряда считалось, что температура стенок разрядной камеры и электродов не зависит от вкладываемой в разряд мощности и составляет величину 293 К (повышение температуры стенки, измеренной в экспериментах составляло ~5-10 К при максимальных энергокладах). В работе [8] было выполнено детальное сопоставление экспериментальных ВМХ в  $\text{CO}_2$  содержащих смесях [7] с расчетными. Предложенная модель ВЧ разряда хорошо описывала экспериментальные данные [7], где давление в разрядной камере менялось от 20 до 130 Тор. Поэтому нами был проведен ряд измерений ВМХ в  $\text{CO}_2$  содержащих смесях.

На **Рис. 3** показаны ВМХ разряда, измеренные в работе [7] и в настоящей работе, на этом же графике приведены результаты численного моделирования.

При невысоких мощностях возбуждения разряда в обоих случаях модель хорошо описывает экспериментальные данные. По мере увеличения мощности возбуждения согласие теории с экспериментом настоящей работы становится хуже, в то время как согласие с экспериментом [7] остается вполне удовлетворительным. По-видимому, это связано с тем, что в эксперименте [7] частота возбуждающего поля в 1.5 раз выше, чем в настоящей работе. Толщина приэлектродных слоев растет с понижением частоты и увеличением мощности возбуждения. Как отмечается в [21], могут

возникнуть условия, когда горение разряда в самом промежутке может быть затруднено, и разряд начинает гореть в окружающем объеме.



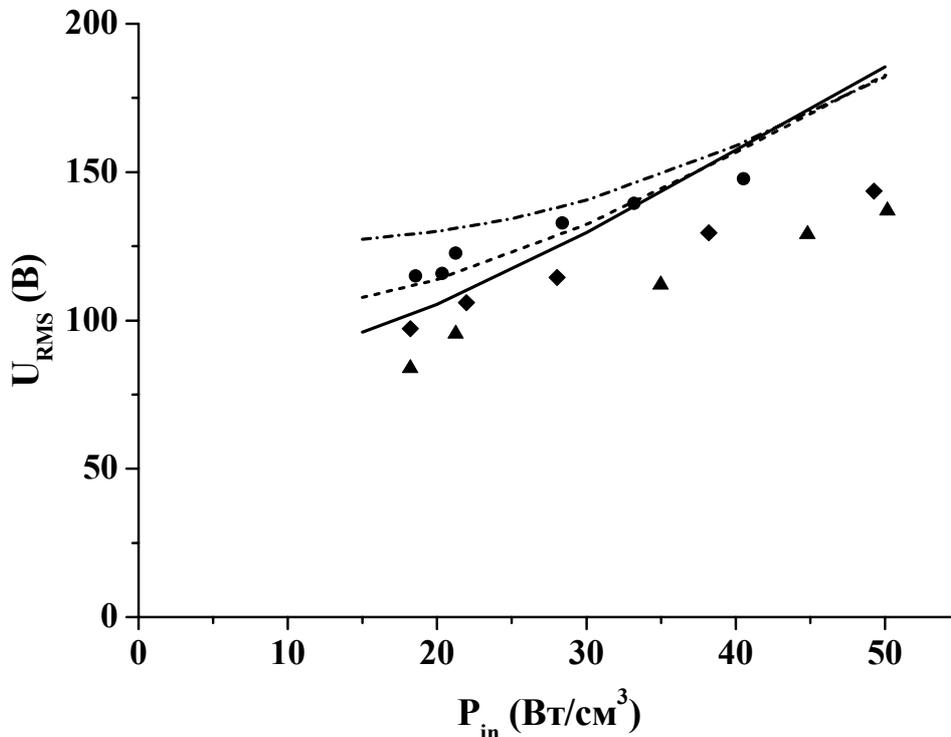
**Рис. 3.** Зависимость среднеквадратичного напряжения на разряде от вкладываемой мощности. Сплошные кривые – результат численного моделирования. Маркеры – эксперимент.

1, ▲ -  $P = 70$  Тор; 2, ■ -  $P = 40$  Тор; 3, ● -  $P = 60$  Тор; 4, ◆ -  $P = 30$  Тор.  
 1, ▲, 2, ■ -  $f = 125$  МГц,  $d = 1.75$  мм. 3, ●, 4, ◆ -  $f = 81.3$  МГц,  $d = 1.9$  мм.  
 ▲, ■ – Экспериментальные данные [7], ◆, ■ – настоящая работа.  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{Xe} = 19:19:57:5$ .

На **Рис. 4** показано сопоставление расчетных и экспериментальных ВМХ для смесей  $\text{CO}:\text{He}$  с различным содержанием  $\text{CO}$  для давления 100 Тор. В целом наблюдается разумное согласие теории и эксперимента.

В моделировании воспроизводится экспериментальный факт, что при невысоких мощностях возбуждения по мере увеличения содержания молекулярной компоненты в смеси среднеквадратичное напряжение на разряде увеличивается (см. **Рис. 4**). Как и в случае  $\text{CO}_2$

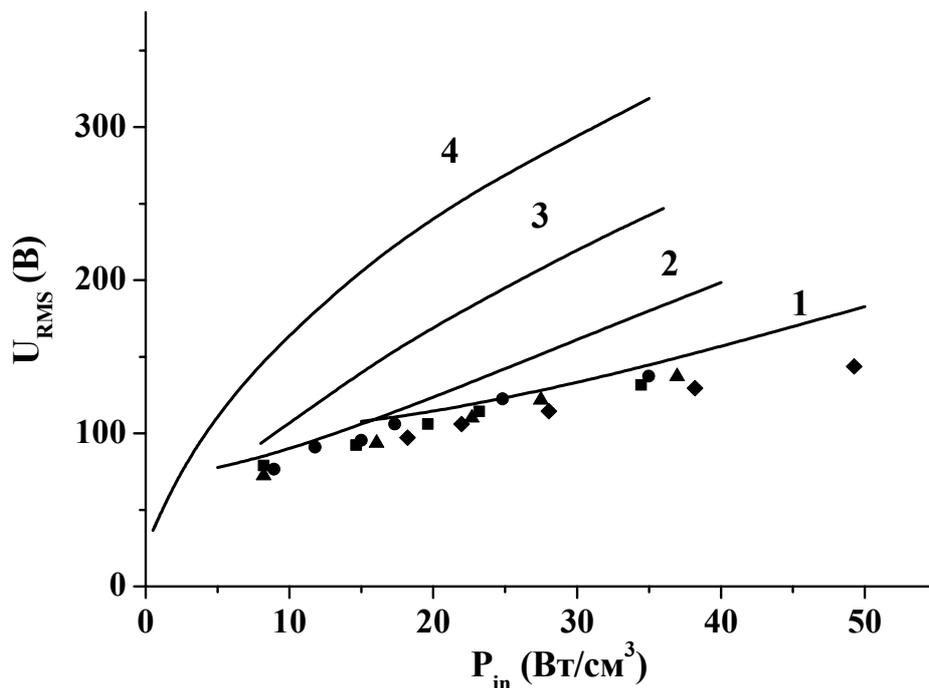
содержащих смесей, согласие несколько ухудшается при увеличении мощности возбуждения.



**Рис.4.** Зависимость среднеквадратичного напряжения на разряде от вкладываемой мощности. Кривые – результат численного моделирования. Маркеры – эксперимент. Штрих-пунктир,  $\blacktriangle$  – CO:He = 1:5; пунктир,  $\blacklozenge$  – CO:He = 1:10; сплошная,  $\bullet$  – CO:He = 1:20.  $P = 100$  Тор,  $f = 81.3$  МГц,  $d = 1.9$  мм.

**Рис. 5** показывает влияние давления на среднеквадратичное напряжение на разрядном промежутке для смеси CO:He=1:10. В эксперименте зависимость от давления при заданной мощности возбуждения практически отсутствует, а в теории для мощности возбуждения  $35 \text{ Вт/см}^3$  наблюдается рост среднеквадратичного напряжения на разрядном промежутке более чем в два раза при уменьшении давления рабочей смеси со 100 до 30 Тор. Причины такого сильного расхождения в настоящее время не ясны. Одно из

предположений заключается в том, что, как отмечалось выше, при низких давлениях разряд в самом разрядном промежутке при уменьшении давления может быть затруднен из-за низкого значения параметра  $pd$ , и тогда может пробиваться газовая смесь в балластном объеме. Заметим, что согласно работе [22] оптимальные давления газовой смеси, при которых достигается максимальная мощность излучения СО лазера – это 80 – 100 Тор.

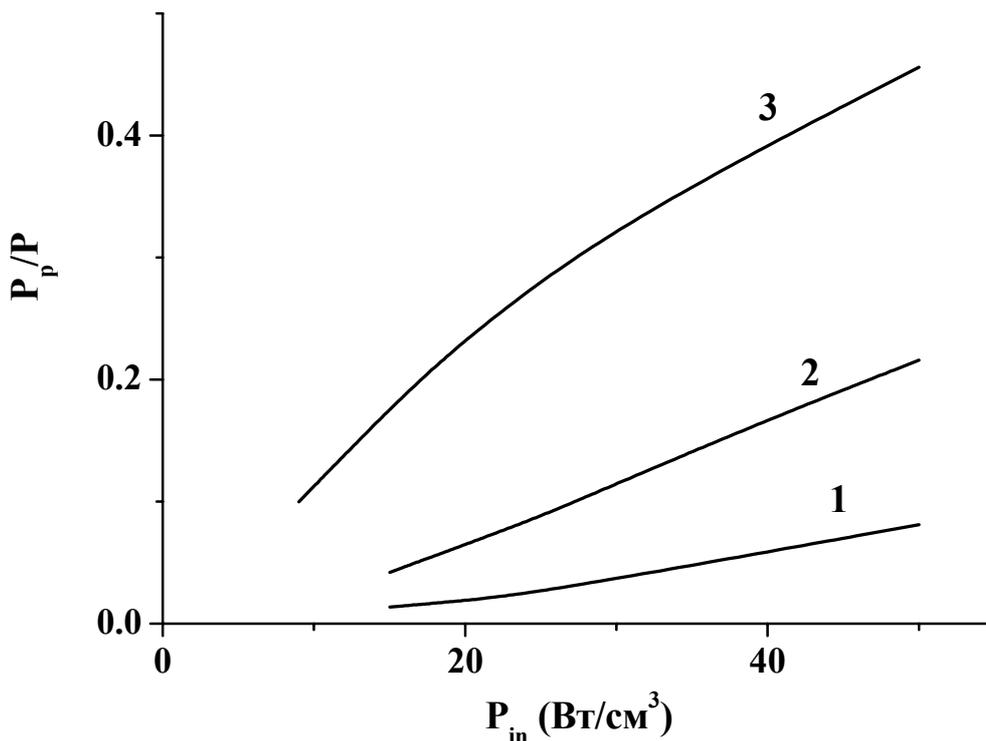


**Рис. 5.** Зависимость среднеквадратичного напряжения на разряде от вкладываемой мощности. Кривые - результат численного моделирования. Маркеры – эксперимент.

1,  $\diamond$  –  $P = 100$  Тор; 2,  $\blacktriangle$  –  $P = 60$  Тор; 3,  $\bullet$  –  $P = 30$  Тор; 4,  $\blacksquare$  –  $P = 10$  Тор;  $f = 81.3$  МГц,  $d = 1.9$  мм,  $\text{CO}:\text{He} = 1:10$ .

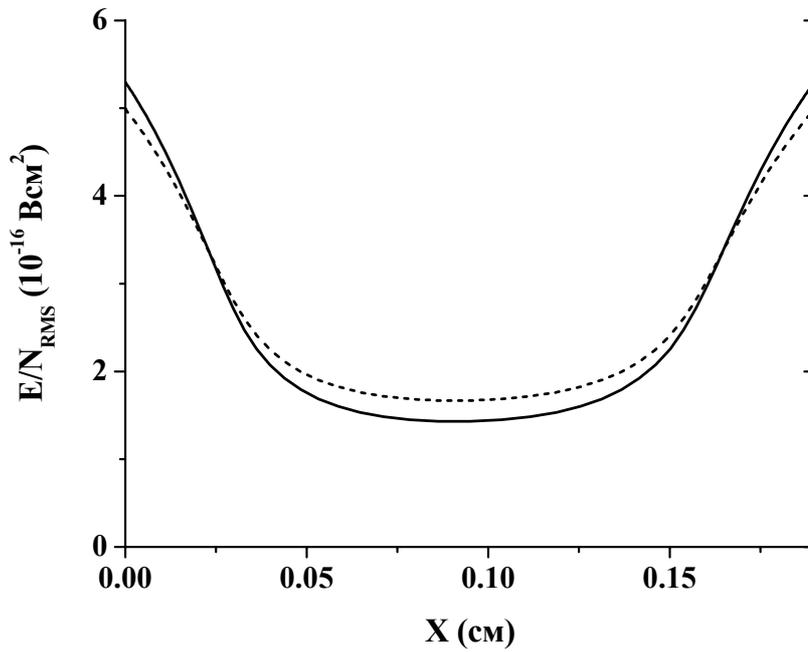
Важной характеристикой для эффективной работы лазера является отношение мощности, идущей на нагрев ионной компоненты плазмы, к общей мощности, вкладываемой в разряд. На **Рис. 6** приведено отношение мощности, идущей на нагрев положительных ионов, к суммарной мощности, вкладываемой в разряд. Как показал

анализ результатов численного моделирования, практически вся мощность нагрева положительных ионов сосредоточена вблизи электродов. Величина доли мощности нагрева положительных ионов растет с увеличением мощности возбуждения. **Рис. 6** показывает, что в ВЧ разряде при давлении 30 Тор и мощности возбуждения  $40 \text{ Вт/см}^3$  в нагрев ионов идет 40% от мощности возбуждения.

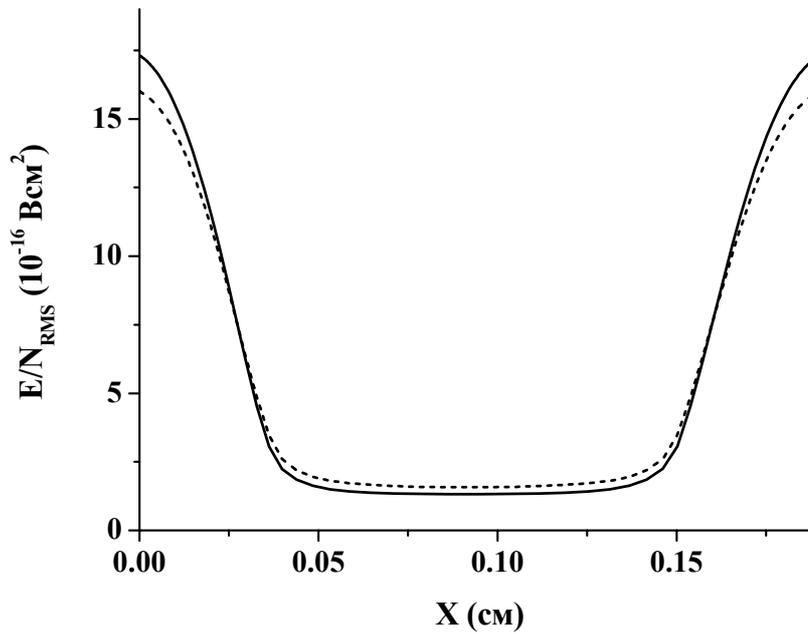


**Рис. 6.** Отношение мощности идущей на нагрев положительных ионов  $P_p$  к полной мощности вкладываемой в разряд от величины последней. 1 –  $P = 100$  Тор; 2 –  $P = 60$  Тор; 3, –  $P = 30$  Тор;  $f = 81.3$  МГц,  $d = 1.9$  мм,  $\text{CO:He:Xe:O}_2 = 50:500:15:2$ .

На **Рис. 7** представлено распределение среднеквадратичного значения приведенного электрического поля вдоль разрядного промежутка для случая расчета по полной модели и в приближении, когда не учитывается влияние на процессы ионизации колебательно-возбужденных молекул CO.



**а**

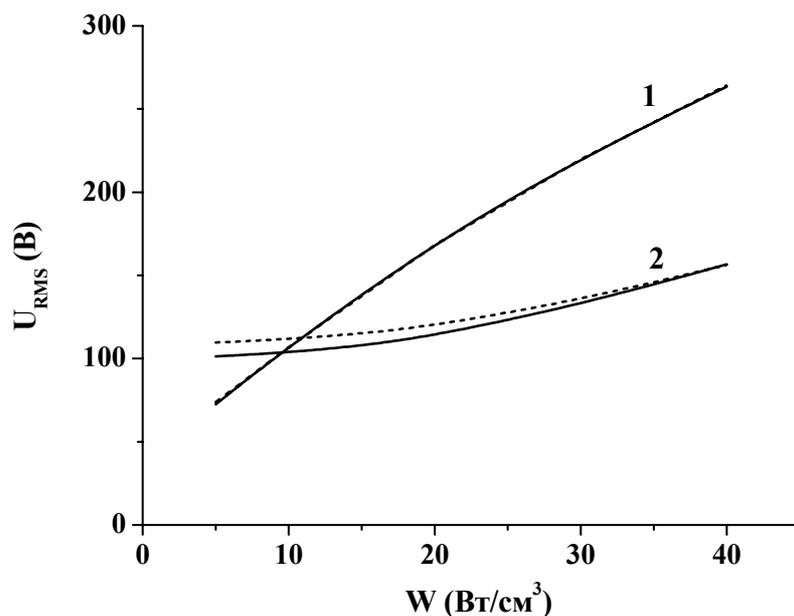


**б**

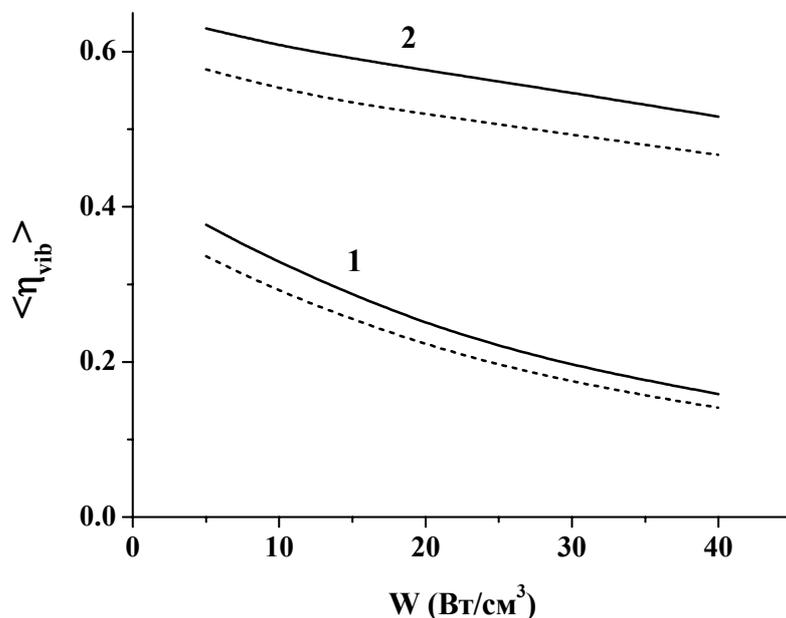
**Рис. 7.** Распределение величины среднеквадратичного значения поля  $E/N_{\text{RMS}}$  вдоль разрядного промежутка. Сплошная линия – по полной модели, пунктирная – не учитывается влияние колебательной температуры молекул CO.  $P = 100$  Тор;  $f = 81.3$  МГц,  $d = 1.9$  мм, CO:He = 1:10. а)  $W = 15$  Вт/см<sup>3</sup>, б)  $W = 50$  Вт/см<sup>3</sup>.

Наличие дополнительных каналов ионизации, связанных с колебательно-возбужденными молекулами CO, приводит к уменьшению  $E/N_{RMS}$  в центре разрядного промежутка на 10-20%, причем канал обусловленный ассоциативной ионизацией (2) больше связанного с влиянием колебательного возбуждения на константу ионизации (1). Уменьшение  $E/N_{RMS}$  в центре разрядного промежутка при заданной мощности разряда приводит к увеличению  $E/N_{RMS}$  вблизи электродов. Это происходит из-за того, что увеличивается ток проводимости в центре разряда и для его замыкания вблизи катода требуется увеличение тока смещения, что происходит за счет увеличения поля вблизи электродов. Такое поведение  $E/N_{RMS}$  вдоль разрядного промежутка приводит к менее заметному влиянию учета колебательного возбуждения на ВМХ разряда. Сказанное иллюстрирует **Рис. 8**, где приведены ВМХ для различных давлений газовой смеси.

Учет зависимости скорости ионизации от степени колебательного возбуждения молекул CO приводит к увеличению мощности разряда, идущей на возбуждение колебательных уровней (**Рис. 9**). Действительно основной вклад мощности разряда в колебательные уровни осуществляется в центральной зоне разряда, где  $E/N_{RMS}$  падает, что приводит к увеличению доли идущей на возбуждение колебательных уровней.



**Рис. 8.** Расчетные зависимости среднеквадратичного напряжения на разряде от вкладываемой мощности. Сплошная линия – по полной модели, пунктирная – не учитывается влияние колебательной температуры молекул CO.  $f = 81.3$  МГц,  $d = 1.9$  мм, CO:He = 1:10; 1 -  $P = 30$  Тор; 2 -  $P = 100$  Тор.



**Рис. 9.** Зависимости доли мощности разряда идущей на возбуждение колебательных уровней молекулы CO. Сплошная линия – по полной модели, пунктирная – не учитывается влияние колебательной температуры молекул CO.  $f = 81.3$  МГц,  $d = 1.9$  мм, CO:He = 1:10; 1 -  $P = 30$  Тор; 2 -  $P = 100$  Тор.

Другой важной характеристикой является нагрев газа в разрядном промежутке. В нашей модели полагалось, что вся мощность возбуждения идет на нагрев газа. Анализ результатов численного моделирования, показал, что распределение поступательной температуры в разрядном промежутке близко к параболическому с максимумом в центре межэлектродного промежутка. Разбавление СО гелием приводит к уменьшению  $(E/N)_{RMS}$  и температуры газовой смеси в центре. Увеличение давления приводит к незначительному уменьшению  $(E/N)_{RMS}$  и росту температуры газовой смеси в центре. Последнее объясняется тем, что с ростом давления уменьшается нагрев газа вблизи электродов, связанный с нагревом электрическим полем положительных ионов (см. Рис. 6).

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создание специальной камеры для исследований свойств ВЧ разряда, ориентированной на измерение вольт-мощностных характеристик, позволило более точно, по сравнению с “лазерной” камерой [5], провести измерение среднеквадратичного напряжения на разрядном промежутке в зависимости от вкладываемой в разряд мощности для различных СО содержащих смесей и их давлений. В рамках одномерной модели проведены расчеты ВМХ и других характеристик ВЧ разряда для экспериментальных условий. Для давлений газовых смесей  $\sim 100$  Тор, соответствующих оптимальной работе щелевых СО лазеров, получено согласие экспериментальных и расчетных данных по ВМХ разряда. При уменьшении давления смеси

до 30 Тор расчетное значение среднеквадратичного напряжения на разрядном промежутке заметно больше экспериментального. Выяснение причин такого различия требует дополнительных исследований.

С помощью численного моделирования в рамках 1D модели показано, что учет дополнительных каналов ионизации, связанных с колебательным возбуждением молекул CO, приводит к некоторому уменьшению электрического поля в центре разрядного промежутка и его увеличению вблизи электродов. Учет зависимости скорости ионизации от степени колебательного возбуждения молекул CO приводит к увеличению мощности разряда, идущей на возбуждение колебательных уровней молекул CO.

В заключение, авторы выражают благодарность А.А.Коткову, Л.В.Селезневу, Ю.М.Климачеву и Н.А.Иониной за помощь при проведении экспериментов, А.Г.Гундиенкову за помощь при изготовлении элементов и узлов экспериментальной установки.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (проект РФФИ № 01-02-17136) и Международным Научно-Техническим Центром (проект МНТЦ № 2415-Р).

## 6. ЛИТЕРАТУРА

1. Colley A.D., Villarreal F., Cameron A.A., Vitruk P.P., Baker H.J., Hall D.R. High power CW molecular gas laser using narrow gap slab waveguides. Gas Laser – Recent Developments and Future Prospects. Edited by W. J. Witteman and V. N. Ochkin. *NATO ASI Series 3: High Technology*, **10**, 89 (1995).

2. Udalov Y.B., Tskhai S.N., Peters P.J.M., Witteman W.J., Kochetov I.V., Ochkin V.N. RF excited gas lasers – recent progress. Gas Laser – Recent Developments and Future Prospects. Edited by W. J. Witteman and V. N. Ochkin. *NATO ASI Series 3: High Technology*. **10**, 73 (1995).
3. Xin Jianguo, Zhang Wang, Jiao Wentao. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1369 (1999).
4. Kunn V.V., Leont'ev V.G., Novgorodov M.Z., Ochkin V.N., Shishkanov E.P., Stepanov V.A. “Compact gap single-mode radio-frequency excited laser with a hybrid unstable and waveguide cavity”, *ICPIG XXII Haboken*, **3**, 67 (1995).
5. Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Sinitsyn D.V., Starostin S.A., Terekhov Yu.V., “Theoretical and experimental study of RF discharge in gas mixtures containing CO molecules”, *Preprint FIAN*, #53 (2001).
6. Vitruk P.P., Baker H.J., Hall D.R., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **25**, 1767 (1992).
7. Baker H.J., *Meas. Sci. Technol.*, **7**, 1631 (1996).
8. Старостин С.А., Боллер К.Дж., Петерс П.Дж.М., Удалов Ю.Б., Кочетов И.В., Напартович А.П.// *Физика плазмы*. 2002. V. 28. P. 68.
9. Гордиец Б., Жданок С. //“Аналитическое описание колебательной кинетики ангармонических осцилляторов.”/ В кн. “Неравновесная колебательная кинетика” под ред. М. Капителли. Москва. “Мир”, 1989. С. 61.
10. Grigor'yan G.M., Ionikh Y.Z., Kochetov I.V., Pevgov V.G.// *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1992. V. 25. P. 1064.

11. Wahid Syed M.S., Madhusudana C.V. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, **43**, 4483 (2000).
12. Физические величины. Справочник под редакцией И.С.Григорьева, Е.З. Мейлихова, 1991, Москва, Энергоатомиздат. С. 338.
13. Feoktistov V.A., Popov A.M., Popovicheva O.B., Rakhimov A.T., Rakhimova T.V., Volkova E.A. *IEEE Transaction on Plasma Science*, **19**, 163 (1991).
14. Boeuf J.P., Belenguer Ph. "Fundamental properties of RF glow discharges: An approach based on self-consistent numerical models". *Nonequilibrium Processes in Partially Ionized Gases*, Edited by M. Capitelli and J. N. Bardsley, Plenum Press, New York, 1990. P. 155.
15. Александров Н.Л., Кочетов И.В. // *ТВТ*. 1987. Т. 25. С. 1062.
16. Александров Н.Л., Сон Э.Н. // В кн.: *Химия плазмы*. Вып. 7/Под ред. Смирнова Б.М. М.: Атомиздат. 1978.
17. Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П., Старостин А.Н. // *ТВТ*. 1984. V. 22. С. 216.
18. Sharfetter D. L., Gummel H. K., *IEEE Trans. Electron Devices* ED-16, 64 (1969).
19. Boeuf J.-V., *Phys. Rev. A* 36, 2782 (1987).
20. А.А.Ионин, И.В.Кочетов, А.П.Напартович, Д.В.Синицын, С.А.Старостин, Ю.В.Терехов. "Моделирование планарного ВЧ разряда в газовых смесях, типичных для лазеров на окиси углерода". *Препринт ФИАН*, №34, (2002)
21. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. *Высокочастотный емкостной разряд*. Москва: Наука, Физматлит, 1995. с. 273.
22. Zhao H., Baker H. J., Hall D. R. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 1281 (1991).