

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**Физический**  
**ИНСТИТУТ**  
*имени*  
*П.Н.Лебедева*



**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

С.В.ВЕТОШКИН, А.А.ИОНИН, Ю.М.КЛИМАЧЕВ,  
А.Ю.КОЗЛОВ, А.А.КОТКОВ, А.К.КУРНОСОВ,  
А.П.НАПАРТОВИЧ, О.А.РУЛЕВ, Л.В.СЕЛЕЗНЕВ,  
Д.В.СИНИЦЫН, С.Л.ШНЫРЕВ

**27**

**ДИНАМИКА КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ  
В АКТИВНОЙ СРЕДЕ ИМПУЛЬСНОГО  
ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННОГО СО ЛАЗЕРА:  
ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ**

МОСКВА 2004

# ДИНАМИКА КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННОГО СО ЛАЗЕРА: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

*С.В. Ветошкин, А.А. Ионин, Ю.М. Климачев, А.Ю. Козлов, А.А. Котков, А.К. Курносов\*,  
А.П. Напартович\*, О.А. Рулев\*, Л.В. Селезнев, Д.В. Сеницын, С.Л. Шнырев\**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект 53,  
тел.132-62-30, тел./факс. 132-04-25, e-mail: [aion@mail1.lebedev.ru](mailto:aion@mail1.lebedev.ru)

\*ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142190,  
г. Троицк, Моск. область, Россия, Тел. 334-04-50, тел./факс. 334-51-58, e-mail: [apn@triniti.ru](mailto:apn@triniti.ru)

## 1. АННОТАЦИЯ

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование временной динамики коэффициента усиления слабого сигнала (КУСС) в активной среде импульсного электроионизационного СО лазера в широком диапазоне колебательных переходов, при различном составе и плотности активной среды, а также при различном позиционировании зондирующего лазерного пучка в газоразрядной области. Результаты измерений сравниваются с результатами теоретических вычислений, выполненных с использованием пространственно однородной модели активной среды СО лазера, которая учитывает процессы многоквантового VV обмена. Анализируется чувствительность динамики КУСС по отношению к варьированию параметров активной среды и накачки. Хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных по динамике КУСС подтверждает то, что теоретическая модель адекватно описывает кинетические процессы в активной среде СО лазера.

**SMALL SIGNAL GAIN TIME BEHAVIOR IN ACTIVE MEDIUM OF  
PULSED ELECTRON BEAM SUSTAINED DISCHARGE CO LASER:  
THEORY AND EXPERIMENT**

**S.V. Vetoshkin, A.A. Ionin, Yu.M. Klimachev, Yu. Kozlov, A.A. Kotkov, A.K. Kurnosov\*,  
A.P. Napartovich\*, O.A. Rulev\*, L.V. Seleznev, D.V. Sinitsyn, S.L. Shnyrev\***

P.N. Lebedev Physics Institute of Russian Academy of Sciences, 53 Leninsky prospect, 119991,  
Moscow, Russia, phone: 132-62-30, phone/fax: 132- 04-25, e-mail: [aion@mail.lebedev.ru](mailto:aion@mail.lebedev.ru)

\*Troitsk Institute for Innovation and Thermonuclear Research, Troitsk, Moscow region, 142190,  
Russia, phone: (095) 334-0450, fax: 334-51-58, e-mail: [apn@triniti.ru](mailto:apn@triniti.ru)

## **2. ABSTRACT**

Small-signal gain (SSG) time behavior in active medium of pulsed e-beam sustained discharge CO laser for a wide range vibrational transitions at various parameters of active medium and at different location of probe laser beam in electric discharge region was studied both experimentally and theoretically. Experimental data were compared with results of theoretical simulation carried out on the basis of spatially homogeneous kinetic model taking into account the processes of multiquantum VV exchange. The sensitivity of SSG time behavior to variation of active medium parameters was analyzed. A good agreement between theoretical and experimental data on SSG time behavior confirms that the theoretical model describes adequately the kinetic processes in active medium of CO laser.

## 1. Введение.

Временная динамика коэффициента усиления слабого сигнала (КУСС) в активной среде импульсного электроионизационного лазера (ЭИЛ) на окиси углерода [1-4] позволяет судить о процессах возбуждения колебательных уровней молекул CO и колебательно-колебательном VV обмене, о динамике распространения волны возбуждения в области «плато» колебательной функции распределения (КФР), а также о дальнейшей эволюции квазистационарной КФР. Сравнительно однородное распределение энерговклада по объёму разрядной области в ЭИЛ обеспечивает высокую достоверность и информативность результатов таких измерений. При других способах возбуждения газовых смесей, например, в самостоятельном разряде низкого давления [5] или при оптической накачке [6], пространственная неоднородность мощности накачки и газовой температуры значительно затрудняет проведение достоверной диагностики [7]. Существенно, что экспериментальные измерения КУСС возможны в областях активной среды, объём которых значительно меньше объёма разрядной области. Таким образом, измерения КУСС обеспечивают не только временную, но и пространственно локальную диагностику активной среды.

В работах [8-12] было показано, что для наиболее корректного описания колебательной кинетики и кинетического нагрева в активной среде CO лазера необходимо использовать модель многоквантового VV обмена (МКО) вместо широко используемой модели одноквантового VV обмена. При этом важное значение приобретает сопоставление теории с экспериментом в области высокорасположенных колебательных уровней ( $V > 15$ ), поскольку для этих уровней экспериментальная информация о константах скорости VV обмена практически отсутствует. В данной работе для теоретического описания динамики КУСС применяется модель МКО, основанная на наборе констант

скоростей [11, 12], а результаты теоретических вычислений сопоставляются с экспериментальными данными.

Одной из проблем, которая часто возникает при сопоставлении теоретических и экспериментальных данных по динамике КУСС в лазерной среде, является недостаточная точность определения локальных параметров активной среды и накачки. Поэтому в работе обсуждается вопрос о том, в какой степени динамика КУСС зависит от таких локальных параметров как удельный энерговклад и поступательная температура газа, а также длительность импульса накачки. Проведенное в данной работе сравнение теории с экспериментом по динамике КУСС позволяет провести комплексную проверку адекватности описания кинетических процессов энергообмена в широком диапазоне колебательных уровней молекулы СО. Отметим, что сравнение теории и эксперимента по динамике КУСС является существенно более информативным, чем аналогичное сравнение по энергетическим и спектральным характеристикам излучения СО лазера (см., например, [10, 13]), носящим как правило, интегральный и усредненный характер.

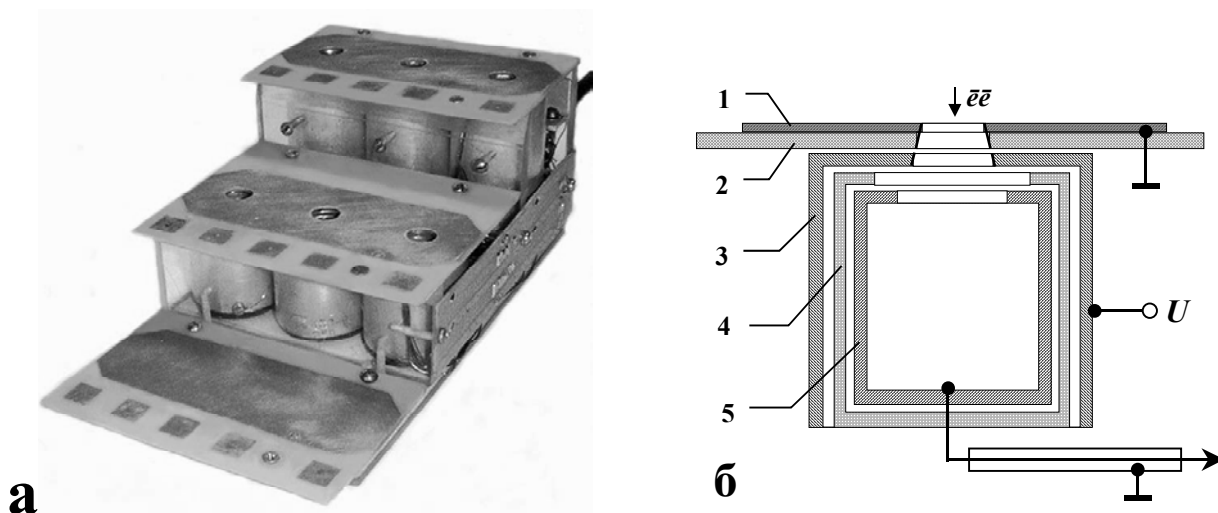
Таким образом, цель проведенного исследования заключалась в следующем: 1) осуществление прямой экспериментальной диагностики активной среды импульсного СО ЭИЛ, которая позволяет судить о динамике КУСС для большого числа колебательно-вращательных переходов (в том числе для  $V > 15$ ) при различных параметрах активной среды и накачки; 2) сравнение теоретических и экспериментальных данных по динамике КУСС с тем, чтобы исследовать возможности современной кинетической модели для корректного описания свойств активной среды СО ЭИЛ.

## 2. Экспериментальная установка.

Импульсная накачка смеси газов осуществлялась электроионизационным (ЭИ) разрядом внутри разрядной камеры с криогенным охлаждением. Расстояние между электродами в центре разрядной области было равно  $H = 90$  мм. Геометрический объем межэлектродной области был равен  $V_{\text{geom}} = H d L = 18$  л (длина  $L = 1.2$  м, ширина  $d = 165$  мм). Начальное распределение температуры газа  $T$  в межэлектродной области было измерено термопарным зондом. При средней температуре газа  $T_g \approx 100$  К температура в середине межэлектродной области была равна на 110 К в смеси CO:He=1:4 и на 120 К в смеси CO:N<sub>2</sub>=1:9. Температурный градиент  $dT/dH$  по высоте разрядного промежутка был равен 4 К/см для смеси CO:He=1:4 и 3 К/см для смеси CO:N<sub>2</sub>=1:9. В горизонтальной плоскости изменения температуры газа наблюдались в продольном направлении (вдоль оси разрядной камеры). Температура возрастала вблизи краев разрядной области (на расстоянии 0.4-0.6 м от середины разрядной области), т.е. по мере приближения к теплым выходным окнам разрядной камеры, и она на 5-10 К превышала температуру в середине разрядной области.

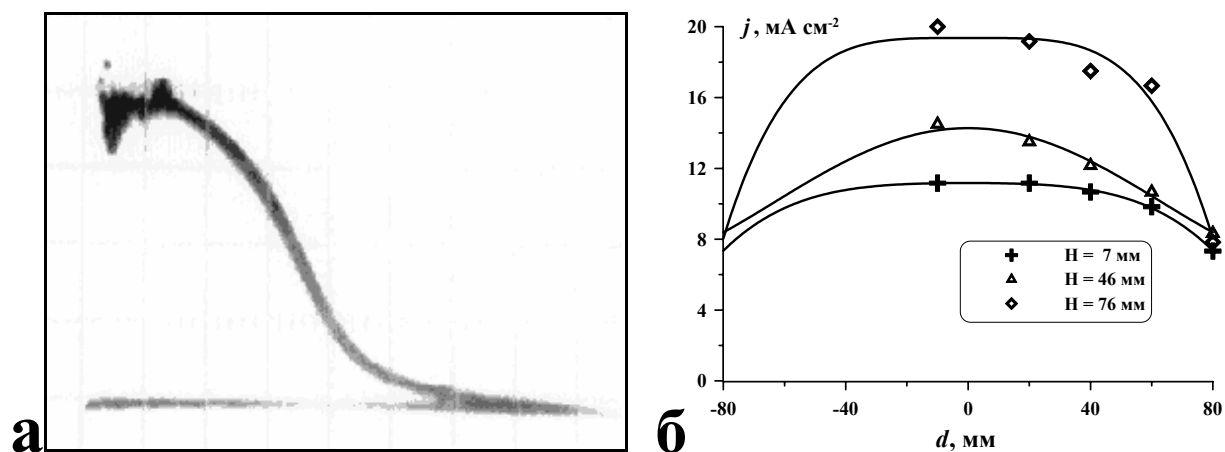
Ионизация газа в разрядной камере осуществлялась пучком ускоренных электронов с энергией до 150 кэВ. На **Рис. 1,а** приведена фотография зонда, применявшегося для измерения распределения плотности тока электронного пучка. Зонд состоял из шести трёхэлектродных цилиндров Фарадея. Цилиндр Фарадея – устройство (**Рис. 1,б**), в котором пучок заряженных частиц попадает на изолированный полый электрод 5, который задерживает частицы пучка и почти все вторичные частицы. В трёхэлектродной схеме потенциал  $U$ , приложенный к промежуточному электроду 3, служит преградой для вторичных частиц с энергией менее  $qU$ , где  $q$  - заряд вторичных частиц. Входные отверстия 1 цилиндров Фарадея (диаметром 10 мм) располагались на

двух уровнях ( $H = 46$  и  $76$  мм) над основанием зонда. Пятнадцать медных площадок размером  $10 \times 10 \text{ мм}^2$  применялись в качестве дополнительных измерителей плотности тока электронного пучка. Конструкция зонда позволяла перемещать его вдоль разрядной камеры и изучать распределение плотности тока пучка в межэлектродной области.



**Рис. 1.** Зонд (а) для измерения плотности тока электронного пучка.

Зонд состоит из пятнадцати плоских площадок размером  $10 \times 10 \text{ мм}^2$  и шести цилиндров Фарадея (б). 1 – заземленный электрод (медь) с отверстием диаметром 10 мм; 2 – диэлектрическая пластина толщиной 2 мм; 3 – экран (алюминий) под потенциалом  $U = -30$  В; 4 – изолирующий цилиндр; 5 – измерительный электрод (алюминиевый цилиндр с внутренним диаметром 28 мм и высотой 28 мм).



**Рис. 2.** Временная форма импульса тока электронного пучка (а) и изменение величины плотности тока электронного пучка  $j$  по ширине  $d$  анода (б) в ЭИ разрядной камере. Измерения выполнены на трех уровнях по высоте над поверхностью анода  $H = 7, 46$  и  $76$  мм. Координата  $d$  отсчитывалась от середины анода. Кривые продолжены симметричным образом в область отрицательных значений  $d$ .

Форма импульса тока электронного пучка, измеренная с помощью цилиндров Фарадея, представлена на **Рис. 2,а**. Длительность импульса электронного пучка можно было менять путем изменения тока накала термокатода в пределах от 30 до 1500 мкс. Зондовые измерения показали, что плотность тока пучка значительно изменяется по высоте межэлектродного промежутка (**Рис. 2,б**) из-за рассеяния пучка электронов при его прохождении сквозь сетчатый катод ЭИ камеры. Наибольшая плотность тока  $j_{\max}$  электронного пучка  $\sim 20 \text{ mA cm}^{-2}$  была измерена вблизи сетчатого катода ( $H = 76 \text{ мм}$ ) на переднем фронте импульса при его минимальной длительности ( $\sim 30 \text{ мкс}$ ), измерявшейся по уровню 0.1 от максимума.

Уровень накачки активной среды импульсного газоразрядного лазера характеризуется величиной удельного энерговклада. В эксперименте энергия, вкладываемая в ЭИ разряд, определялась путем измерения начального  $U_1$  и конечного (после импульса накачки)  $U_2$  напряжения на батарее конденсаторов ( $C_0 \approx 53 \text{ мкФ}$ ). Величина среднего по объему разрядной области  $V_{\text{geom}}$  удельного энерговклада  $Q_{\text{in}}$  оценивалась следующим образом:

$$Q_{\text{in}} = C_0 (U_1^2 - U_2^2) / (2 V_{\text{geom}} N_g), \quad (1)$$

где  $N_g$  - средняя плотность газа в разрядной камере. При криогенной температуре плотность газа может быть представлена в единицах Амага<sup>1</sup>, а величина энерговклада - в единицах  $1 \text{ [Дж/(л Амага)]} \approx 22.4 \text{ [Дж/моль]}$ .

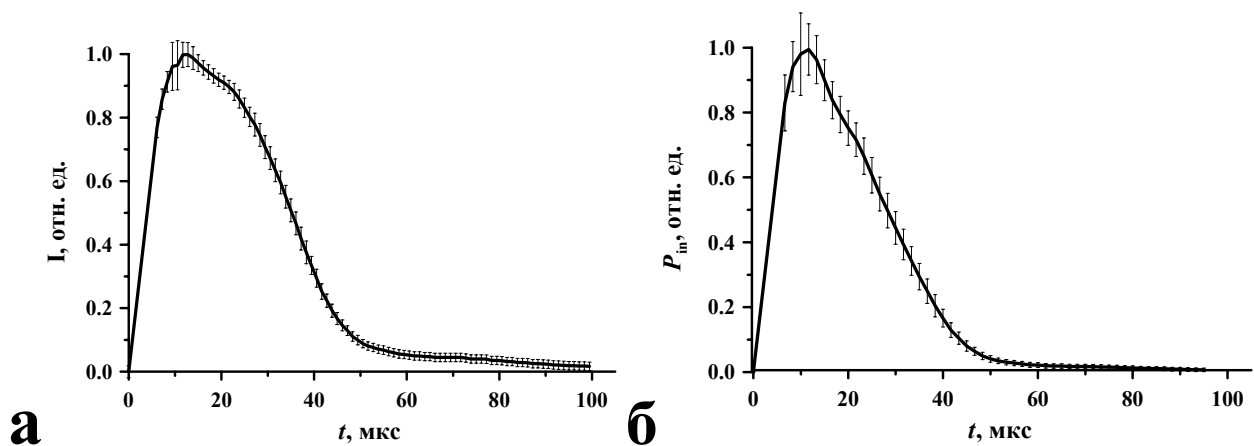
Форма импульса тока ЭИ разряда  $I(t)$  (**Рис. 3,а**) измерялась бифилярным малоиндуктивным шунтом ( $R_{\text{ш}} = 3.4 \pm 0.2 \text{ мОм}$ ). Форма импульса напряжения ЭИ разряда  $U(t)$  измерялась резистивно-емкостным делителем (коэффициент деления 217, выходное сопротивление 24 кОм). Начало сигналов и тока, и

---

<sup>1</sup> Амага – единица относительной концентрации газа, численно равная количеству молей газа в молярном объеме (22.414 л).



напряжения ( $t < 20$  мкс) было скрыто высокочастотными помехами, которые возникали из-за высокой скорости нарастания тока разряда  $\sim 10^9$  А/с на переднем фронте импульса накачки. На **Рис. 3,б** представлена форма импульса мощности ЭИ разряда  $P_{in}(t) = U(t) I(t)$ . Длительность импульса накачки, измеренная по уровню 0.1 от максимума мощности накачки (до 25 МВт в этих экспериментах), почти совпадала с длительностью импульса тока ЭИ разряда (**Рис. 3,а**), измеренному по уровню 0.1 от максимума тока (до 6 кА), и была равна 40 мкс.



**Рис. 3.** Форма импульсов тока  $I$  (**а**) и мощности накачки  $P_{in} = UI$  (**б**) в ЭИ разряде (результаты измерений нормированы на максимальные значения).  $N_g = 0.12$  Амага,  $T_g = 100$  К. Вертикальными штрихами отмечены погрешности измерений.

Измерение временной динамики КУСС в активной среде импульсного СО ЭИЛ проводилось методом лазерного зондирования. В качестве зондирующего лазера применялся специально разработанный непрерывный частотно-селективный СО лазер низкого давления с криогенным охлаждением [4]. Криогенное охлаждение потребовалось для того, чтобы спектр перестройки излучения такого лазер охватывал колебательно-вращательные переходы с максимальным усилением в исследуемой среде с температурой газа  $\sim 100$  К. Применение такого зондирующего лазера (диаметр лазерного пучка  $\sim 10$  мм) позволило провести экспериментальное исследование динамики

КУСС в широком диапазоне колебательно-вращательных переходов колебательных полос  $V+1 \rightarrow V$  от  $8 \rightarrow 7$  ( $\lambda \sim 5.2$  мкм) до  $32 \rightarrow 31$  ( $\lambda \sim 7.5$  мкм) для различных условий накачки активной среды импульсного СО ЭИЛ. Оптическая схема и описание методики проведенных измерений КУСС описаны в работе [4].

### 3. Теоретическая модель и сопоставление теории с экспериментом.

#### Теоретическая модель

Система кинетических уравнений, описывающая динамику населенностей отдельных колебательных уровней, может быть представлена в виде:

$$\frac{dn_v}{dt} = R_{e-V}^v + R_{VV}^v + R_{VT}^v + R_{SP}^v + R_{IND}^v. \quad (2)$$

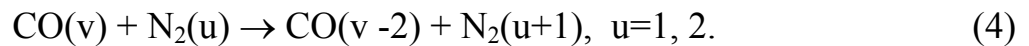
где  $R_{e-V}^v$ ,  $R_{VV}^v$ ,  $R_{VT}^v$ ,  $R_{SP}^v$ ,  $R_{IND}^v$  - скорости изменения населенности уровня  $v$  электронным ударом, в процессах VV-обмена, VT-релаксации, при спонтанном и индуцированном излучении, соответственно. В данной работе использована теория многоквантового колебательного обмена, которая наиболее реалистично описывает процессы колебательного энергообмена. Члены кинетических уравнений, соответствующие многоквантовому VV обмену, имеют вид:

$$R_{VV}^v = \sum_{m \geq 1} (W_{v+m,v} n_{v+m} + W_{v-m,v} n_{v-m} - (W_{v,v+m} + W_{v,v-m}) n_v), \quad (3)$$

где  $W_{v+m,v}$  - частота переходов с уровня  $v+m$  на уровень  $v$  в процессах VV обмена, определяемая следующим образом:  $W_{v+m,v} = \sum_{i \geq m} Q_{i-m,i}^{v+m,v} n_i$ . Здесь  $Q_{i-m,i}^{v+m,v}$  - константы скорости  $m$ -квантового обмена.

Используемый набор констант скоростей МКО между молекулами СО и  $N_2$  основан на результатах полуклассических расчетов, которые описаны в работах [11, 12]. Модель включает в себя процессы VV обмена между

молекулами CO с числом обмениваемых квантов от 1 до 4, процессы несимметричного VV обмена между высоко возбужденными и невозбужденными молекулами окиси углерода:  $CO(v)+CO(0)\rightarrow CO(v-2)+CO(1)$  и процессы несимметричного межмолекулярного VV' обмена между молекулами CO и N<sub>2</sub>:  $CO(v)+N_2(0)\rightarrow CO(v-2)+N_2(1)$ . Кроме того, в кинетическую модель были дополнительно включены следующие процессы:



Другие кинетические константы, включая константы VT релаксации и вероятности спонтанного излучения для переходов на основной частоте, а также на переходах первого и второго колебательных обертонов молекулы CO, были взяты из работы [12].

Система кинетических уравнений (2) для населенностей колебательных уровней молекул окиси углерода решалась совместно со стационарным уравнением Больцмана для функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ). При численном решении уравнения Больцмана для смесей CO:He и CO:N<sub>2</sub> учитывались все основные процессы неупругого рассеяния электронов на молекулах, включая рассеяние электронов на колебательно возбужденных молекулах (более подробно см. [14]). Уравнение Больцмана решалось с шагом по времени, величина которого определялась скоростью изменения контролируемых в расчетах параметров (напряженность поля E/N, населенность первого колебательного уровня). При численном решении уравнения Больцмана для ФРЭЭ контролировался полный баланс энергии электронов, который соблюдался с точностью не хуже 1%.

Изменение плотности активной среды влияет на динамику КФР и КУСС. В условиях эксперимента возбужденный газ расширялся в буферный объём, во много раз превосходящий объём активной среды. Такое расширение

учитывалось с помощью выражения, которое моделировало переход от изохорического к изобарическому режиму расширения [3]:

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + N_0 \frac{T_0}{T} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right]. \quad (5)$$

Здесь  $N_0$  и  $T_0$  начальная плотность и температура активной среды;  $\tau = \Delta r / v_s$ ;  $\Delta r$  - характерный поперечный размер активной среды;  $v_s$  скорость звука.

Изменение поступательной температуры газа описывалось приближенным

выражением:  $\frac{dT}{dt} = \frac{W}{N \cdot C_v} + \frac{kT}{N \cdot C_v} \cdot \frac{dN}{dt}$ , в котором  $W$  плотность мощности

тепловыделения, обусловленного прямым нагревом в разряде и колебательной релаксацией;  $C_v$  - удельная теплоемкость при постоянном объеме, а  $k$  -

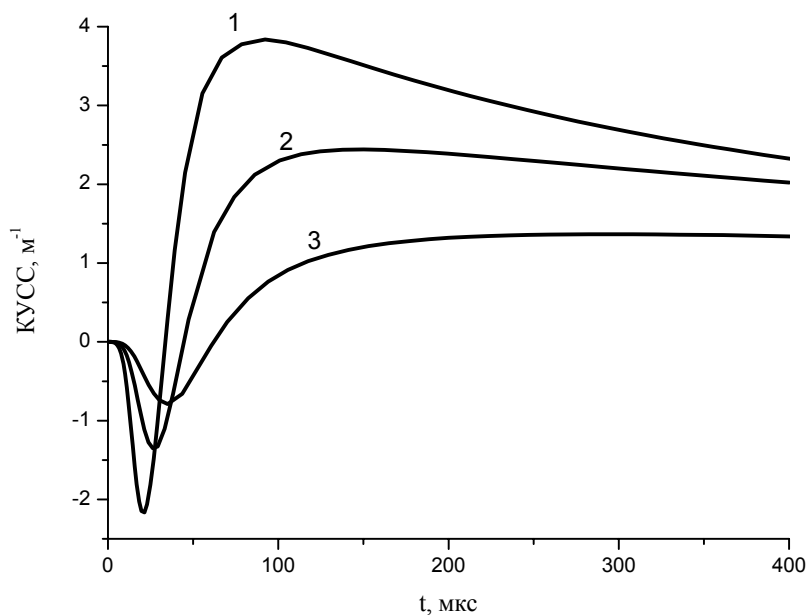
постоянная Больцмана. Аналогичный приближенный подход был использован ранее в [15].

Изменения плотности и температуры газа, описываемые приведенными выше уравнениями, были соответственно учтены при решении кинетических уравнений для населенности колебательных уровней. Как было показано в [3], временная эволюция КУСС, рассчитанная в приближении неизменной плотности активной среды, происходит заметно быстрее, чем при учете изменений плотности с помощью интерполяционного выражения (5).

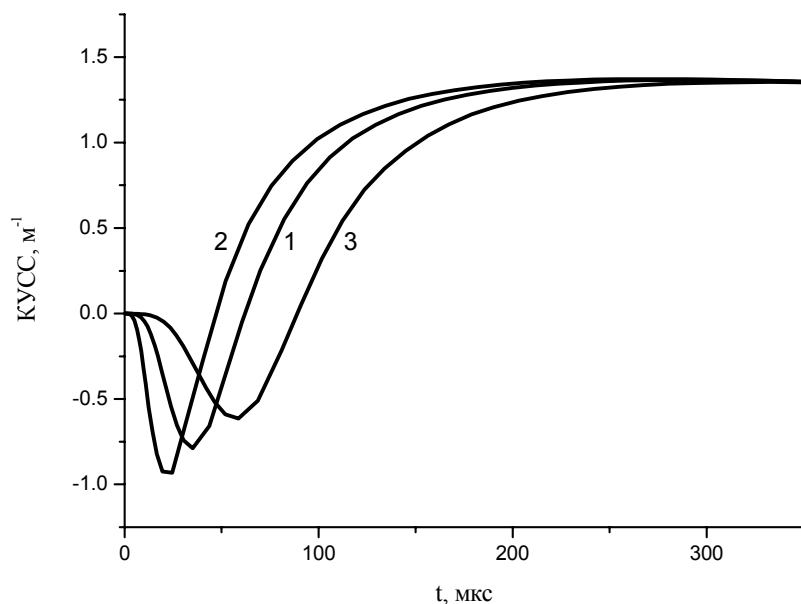
### **Проблема сопоставления теории с экспериментом**

Для корректного проведения сравнения теории и эксперимента необходимо надежно определить параметры накачки и активной среды, пространственное распределение которых в экспериментальной установке не всегда известно с высокой точностью. Для анализа чувствительности результатов расчётов к этим параметрам в работе проведено численное моделирование динамики КУСС при различных значениях удельного энерговклада, мощности накачки и поступательной температуры газа. Расчеты проводились для смеси СО:Не=1:4 при начальной плотности  $N_0=0.12$  Амага,

удельный энерговклад в импульсе  $Q_0=70\div 150$  Дж л<sup>-1</sup> Амага<sup>-1</sup>. Начальное значение напряженности поля  $E/N$  составляло  $(1.0 \div 1.5) 10^{-16}$  В см<sup>2</sup>. Формы импульса тока и напряжения соответствовали эксперименту (см. **Рис. 3**) при длительности импульса накачки примерно 40 мкс, что соответствует уровню 0.1 от максимума мощности накачки.



**Рис. 4.** Временная динамика КУСС на переходе 10→9 Р(9) при значениях удельного энерговклада  $Q_0$ :  
 (1) 150 Дж л<sup>-1</sup> Амага<sup>-1</sup>,  
 (2) 100 Дж л<sup>-1</sup> Амага<sup>-1</sup>,  
 (3) 70 Дж л<sup>-1</sup> Амага<sup>-1</sup>.  
 Начальная температура и плотность среды  $T_0 = 110$  К,  
 $N_0 = 0.12$  Амага.  
 Длительность импульса накачки 40 мкс.



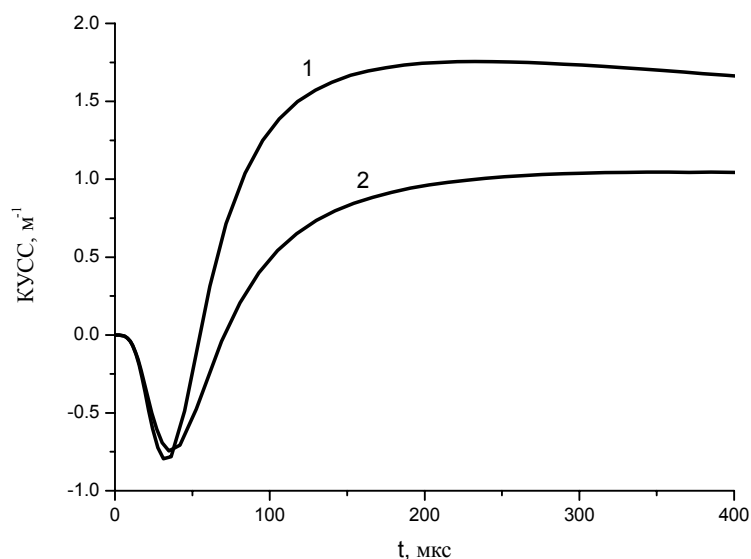
**Рис. 5.** Временная динамика КУСС на переходе 10→9 Р(9) при различных длительностях импульса накачки:  
 (1) 40 мкс,  
 (2) 20 мкс,  
 (3) 80 мкс.  
 Величина удельного энерговклада  $Q_0=70$  Дж л<sup>-1</sup> Амага<sup>-1</sup>.  
 Начальная температура и плотность среды  $T_0 = 110$  К,  
 $N_0 = 0.12$  Амага.

На **Рис. 4** представлена динамика КУСС на переходе 10→9 P(9), рассчитанная при трех значениях удельного энерговклада. Изменение величины удельного энерговклада моделировалось в расчетах за счет изменения амплитуды импульса напряжения.

Следует отметить высокую чувствительность временной зависимости КУСС к величине удельного энерговклада, что позволяет в принципе диагностировать локальные значения энерговклада при известных параметрах активной среды и форме импульса накачки.

На **Рис. 5** приведена временная динамика КУСС, рассчитанная при неизменном значении удельного энерговклада  $Q_0 = 70 \text{ Дж л}^{-1} \text{ Амага}^{-1}$ , но для различной длительности импульса накачки. Варьирование мощности при проведении этих расчетов обеспечивалось за счет кратного изменения амплитуды токового импульса и длительности импульсов тока и напряжения. Изменение мощности накачки, т.е. длительности импульса накачки при фиксированном значении энерговклада, в этих расчетах практически не сказывается как на амплитуде КУСС, так и на его динамике при больших временах ( $t > 250 \text{ мкс}$ ). Вместе с тем, увеличение мощности накачки приводит к росту начального поглощения и к уменьшению времени задержки усиления.

Расчеты временной динамики КУСС в зависимости от начального значения температуры газа проводилось при величине локального энерговклада  $Q_0 = 70 \text{ Дж л}^{-1} \text{ Амага}^{-1}$  и при длительности импульса накачки 40 мкс. Результаты расчетов представлены на **Рис. 6**. Необходимо отметить высокую чувствительность амплитуды КУСС к начальному значению температуры. Увеличение температуры газа на 20 К (от 100 К до 120 К) приводит к уменьшению амплитуды КУСС приблизительно в 1.8 раз. Поэтому для анализа динамики КУСС важно знать локальное значение начальной температуры газа.

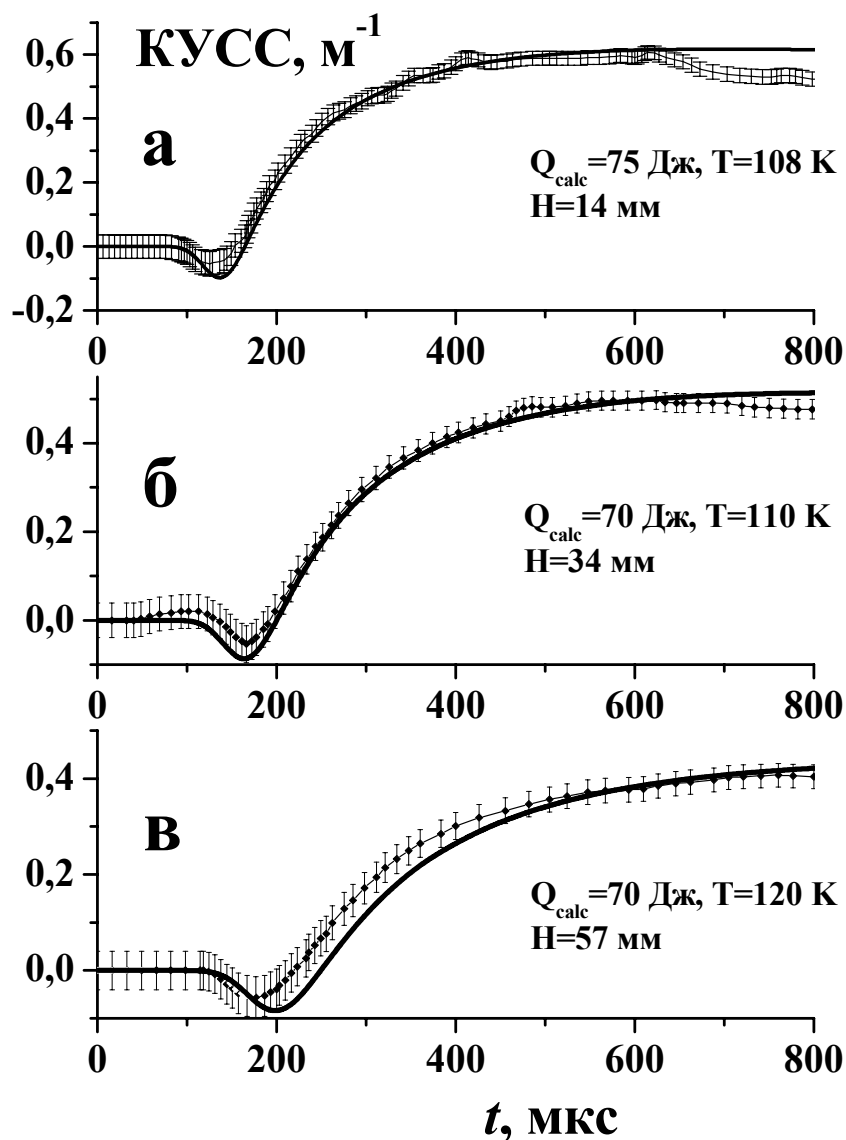


**Рис. 6.** Временная динамика КУСС на переходе 10→9 P(9) при начальной температуре среды  $T_0$ : (1) 100 К (2) 120 К. Величина удельного энерговклада  $Q_0=70$  Дж л<sup>-1</sup> Амага<sup>-1</sup>. Начальная плотность среды  $N_0 = 0.12$  Амага. Длительность импульса накачки 40 мкс.

#### 4. Результаты измерений динамики КУСС и их сравнение с результатами расчетов

Выше было показано, что динамика КУСС весьма чувствительна к начальному значению поступательной температуры, а также к величине удельного энерговклада и мощности импульсной накачки. Распределение начальной температуры (и плотности газа) также как и форма импульсов накачки определены в наших экспериментах достаточно надежно. Что же касается значений удельного энерговклада, то в эксперименте известны лишь усредненные по объему разрядной области значения энерговклада  $Q_{in}$  (1). Значительная расходимость пучка высокоэнергетических электронов в наших экспериментах (см. **Рис. 2**), может приводить к увеличению объёма разряда и, как следствие, к уменьшению локальных значений энерговклада  $Q_0$ . Кроме того, падение напряжения в приэлектродных слоях (нормальное катодное падение на медном катоде равно ~200 В для гелия и азота, а для чистой окиси углерода СО ~500 В [16] с.369) также уменьшает локальную плотность энерговклада в исследуемой области активной среды. В условиях отсутствия данных о фактическом объёме разряда и его пространственных

неоднородностях наиболее последовательным представляется использование величины локальной плотности энерговклада  $Q_0$  как единственного варьируемого параметра теоретической модели. Искомое значение  $Q_0$  определяется исходя из условия достижения наилучшего согласия с экспериментом.



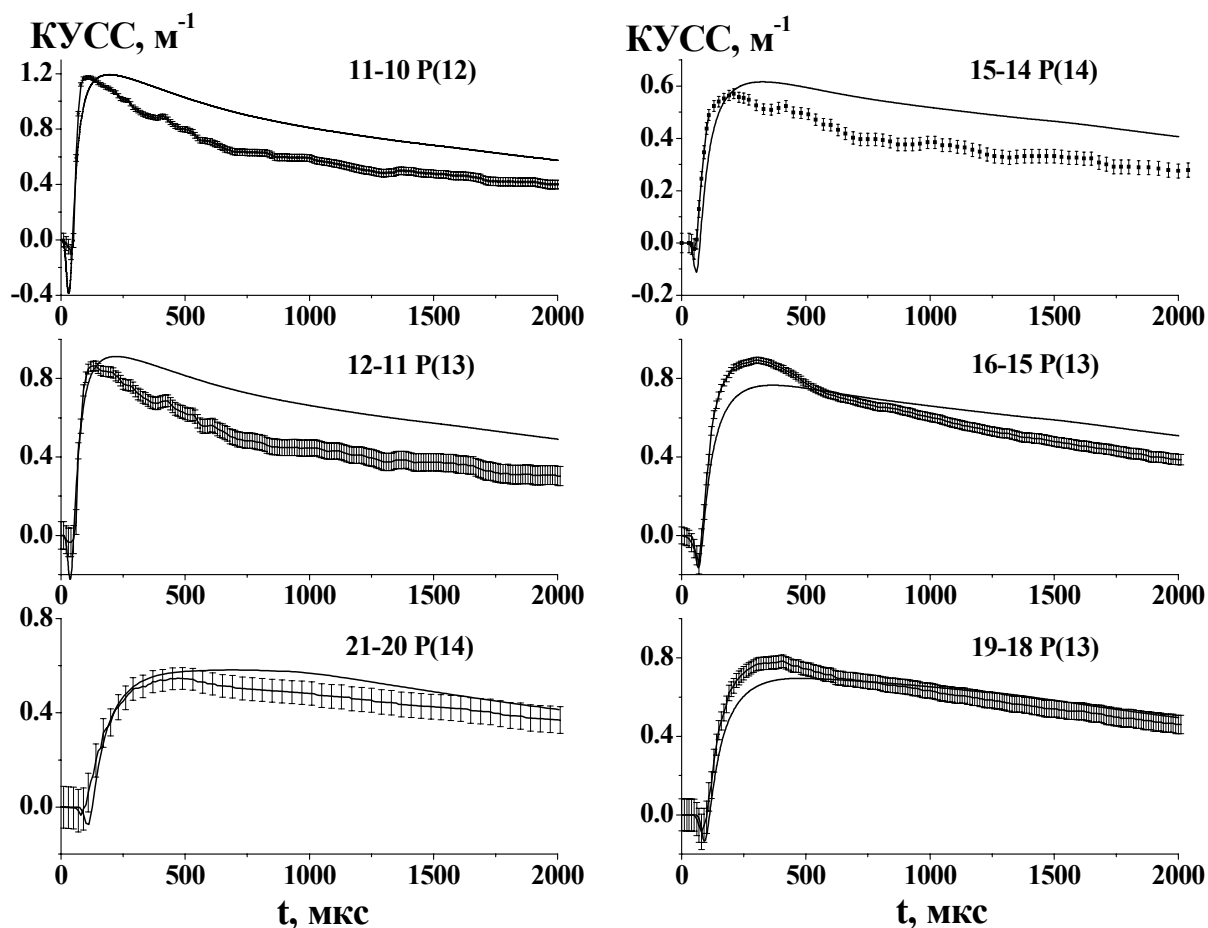
**Рис. 7.** Сопоставление экспериментальных и расчетных данных по динамике КУСС на переходе  $20 \rightarrow 19P(12)$  в смеси  $\text{CO}:\text{He}=1:4$  при энерговкладе  $Q_{\text{in}}=105$  Дж/(л Амага) для трёх положений зондирующего лазерного пучка над анодом  $H=14$ (**а**), 34(**б**), 57(**в**) мм. Средняя температура и плотность среды  $T_g = 110$  К,  $N_g = 0.12$  Амага.



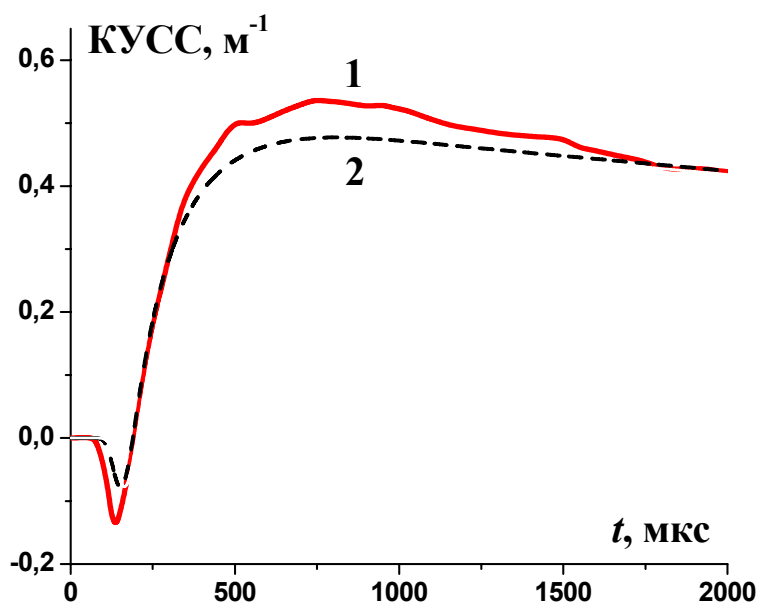
Рассмотрим результаты измерений КУСС, произведенные при позиционировании зондирующего лазерного пучка (диаметром 10 мм) на различном расстоянии  $H$  над поверхностью нижнего электрода (анода). На **Рис. 7 (а, б, в)** приведены экспериментальные данные, полученные на переходе  $20 \rightarrow 19P(12)$  в смеси  $CO:He=1:4$  при среднем значении энерговклада  $Q_{in}=105$  Дж/(л Амага) для трёх значений  $H = 14, 34, 57$  мм. Там же приводятся результаты вычислений. Наблюдаемые вариации КУСС, связанные с изменением позиционирования зондирующего пучка, объясняются главным образом различиями в начальной температуре и плотности газа. Локальные значения удельного энерговклада, для которых достигается удовлетворительное согласие теории с экспериментом при различных  $H$ , отличаются друг от друга незначительно и составляют примерно 70% от среднего значения энерговклада. Это даёт основания полагать, что в зондируемой области активной среды пространственная неоднородность локального энерговклада невелика. Дальнейшие измерения КУСС проводились главным образом при позиционировании центра зондирующего пучка на расстоянии  $H=(35 \pm 2)$  мм над поверхностью анода.

На **Рис. 8** экспериментально измеренная динамика КУСС в смеси  $CO:He=1:4$  при средней плотности газа  $N_g = 0.12$  Амага для шести колебательных переходов сопоставляется с результатами вычислений. Среднее значение энерговклада в эксперименте составляло  $Q_{in} = 150$  Дж/(л Амага). Удовлетворительное согласие с теорией достигается при локальном значении энерговклада  $Q_0 = 94$  Дж/(л Амага), которое примерно на 37% меньше чем  $Q_{in}$ . Такое уменьшение используемых в расчете значений энерговклада позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные по временной динамике КУСС не только в широком диапазоне колебательных переходов, но также при различной плотности активной среды  $CO:He=1:4$ . Это

иллюстрирует **Рис. 9**, на котором экспериментально измеренная динамика КУСС на переходе 19→18 P(14) при плотности среды 0.06 Амага сопоставляется с результатами вычислений.

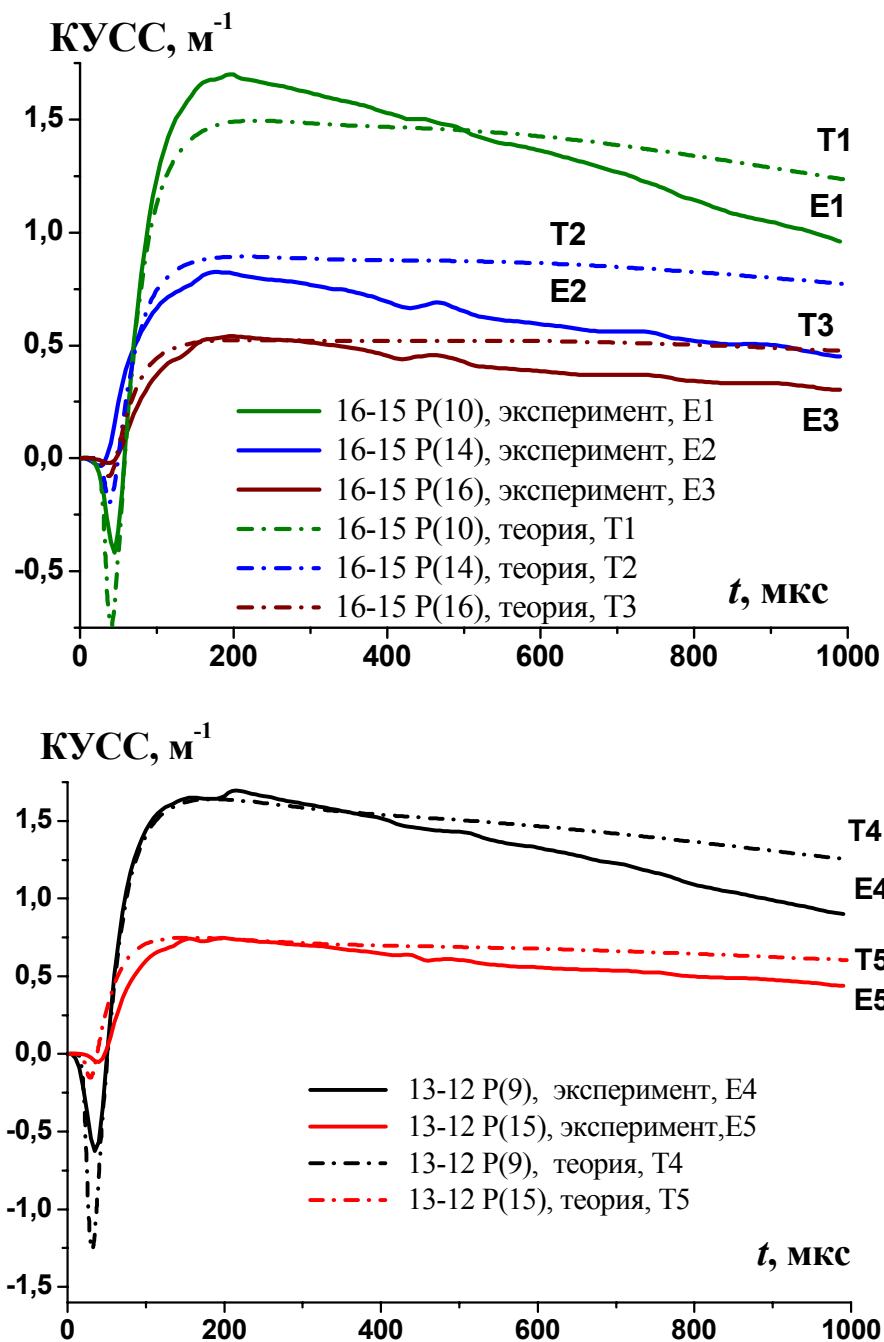


**Рис. 8.** Временная динамика КУСС на шести колебательных переходах;  $\text{CO}:\text{He}=1:4$ , начальная плотность и температура газа  $N_g = 0.12$  Амага,  $T_g = 110$  К. Расчётные зависимости (сплошные кривые) получены при величине локального энерговклада  $Q_0=94$  Дж/(л Амага). Экспериментальные данные указаны с погрешностью измерений и соответствуют  $Q_{\text{in}}=150$  Дж/(л Амага).



**Рис. 9.** Временная динамика КУСС на переходе 19→18(P14) при начальной плотности газа  $N_g = 0.06$  Амага. Смесь CO:He=1:4, начальная температура 110 К. 1 - эксперимент.  $Q_{in}=150$  Дж/(л Амага) 2 – теория. Расчеты выполнены для локального энерговклада  $Q_0=94$  Дж/(л Амага).

Для азотосодержащей смеси (CO:N<sub>2</sub>=1:9) локальное значение удельного энерговклада выбиралось также, исходя из наилучшего соответствия результатов расчетов динамики КУСС и экспериментальных данных. Как и для гелиевой смеси CO:He=1:4, найденные локальные значения энерговклада  $Q_0$  оказались заметно меньше, чем значения энерговклада  $Q_{in}$ . На **Рис. 10** результаты измерения КУСС в смеси CO:N<sub>2</sub>=1:9 при величине  $Q_{in}=250$  (Дж/л Амага) сравниваются с результатами расчетов. Локальное значение энерговклада  $Q_0=180$  (Дж/л Амага), найденное в результате этих расчетов, меньше величины  $Q_{in}$  на 28%. Сравнение было выполнено для пяти колебательно-вращательных переходов: 13→12 P(9, 15), 16→15 P(10, 14, 16). Полученное таким образом в смеси CO:N<sub>2</sub> разумное согласие теории с экспериментом имеет место при заметно меньшей коррекции энерговклада, чем в смеси CO:He, что можно объяснить существенно меньшим темпом нагрева в азотосодержащей смеси.



**Рис. 10.** Временная динамика КУСС на различных колебательно-вращательных переходах в смеси  $\text{CO}:\text{N}_2=1:9$ . Начальная плотность газа  $0.12 \text{ Амага}$ , температура  $120 \text{ К}$ . Расчетные зависимости T1 – T5 обозначены пунктирными линиями, а экспериментально измеренные E1 – E5 - сплошными. Расчёты выполнены для  $16 \rightarrow 15 \text{ P}(10)$ ,  $16 \rightarrow 15 \text{ P}(14)$ ,  $16 \rightarrow 15 \text{ P}(16)$ ,  $13 \rightarrow 12 \text{ P}(9)$ ,  $13 \rightarrow 12 \text{ P}(15)$  при величине локального энерговклада  $Q_0=180 \text{ Дж}/(\text{л Амага})$ . Эксперимент при  $Q_{\text{in}}=250 \text{ Дж}/(\text{л Амага})$ .

## Обсуждение и выводы

Измерение временной динамики КУСС в широком диапазоне колебательно-вращательных переходов (в том числе для высоко расположенных переходов  $V > 15$ ) при различных параметрах активной среды и накачки является, по сути, пространственно локальной диагностикой свойств активной среды импульсного СО ЭИЛ. Разработанная теоретическая модель позволила в целом удовлетворительно описать динамику КУСС. Согласие с экспериментом наблюдалось в широком диапазоне колебательных переходов, при различной плотности и различном составе активной среды, что свидетельствует как о надежности используемого набора констант  $VV$  обмена, так и о корректном определении реализованных в эксперименте параметров активной среды и накачки. Согласие теории и эксперимента по динамике КУСС достигается при использовании в расчетах значений локального энерговклада, уменьшенных на 25-35% по сравнению со средним значением энерговклада по объёму разрядной области  $Q_{in}$ , что объясняется увеличением разрядного объёма и потерями энергии в приэлектродных слоях. Анализ измерений КУСС, выполненных с удовлетворительным пространственным разрешением, свидетельствует о существенно однородном распределении удельного энерговклада в центральной области разрядной камеры в направлении от анода к катоду.

Нужно отметить существование ограничений по применимости используемой нами пространственно однородной теоретической модели для описания экспериментальных данных по динамике КУСС при высоких значениях энерговклада. При таких значениях энерговклада теоретическая модель удовлетворительно описывает результаты измерений лишь на начальной стадии возникновения инверсии. Объяснение этого эффекта выходит за рамки пространственно однородной модели активной среды, а

причины его возникновения, по-видимому, обусловлены мощным пространственно неоднородным тепловыделением в активной среде [17, 18] и наличием значительного буферного объёма.

Кроме обсуждавшихся выше причин возникновения разницы между локальными значениями энерговклада, используемыми в расчетах, и экспериментальными величинами энерговклада, усредненного по объёму камеры, имеется ещё одна причина. Дело в том, что квазиравновесный запас колебательной энергии в расчете на одну молекулу изотопической модификации  $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ , концентрация которой в естественной смеси изотопов составляет примерно 1%, может быть примерно в 5 раз выше, чем на одну молекулу основного изотопа  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$  [19]. Данный эффект является следствием эффективной передачи энергии в процессах межмолекулярного VV' обмена в колебания изотопически - модифицированной молекулы  $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$  с заметно меньшим колебательным квантом. Таким образом, присутствие изотопически-модифицированных молекул  $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$  в реальных смесях эквивалентно некоторому уменьшению колебательного энерговклада. Поэтому, фактически, локальные значения энерговклада должны быть несколько увеличены по сравнению со значениями, указанными в данной работе. Предполагается провести в ближайшем будущем теоретическое исследование влияния молекул  $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$  на динамику КУСС в активной среде импульсного СО лазера.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (проект РФФИ № 02-02-17217) и Международным Научно-Техническим Центром (проект МНТЦ № 2415-Р).

## Литература

1. Boness M.J.W., Center R.E. *Appl. Phys. Lett.* **26**(9), 511 (1975).
2. Басов Н.Г., Казакевич В.С., Ковш И.Б., Микрюков А.Н. *Квант. электрон.*, **10**, 1049 (1983).
3. Басов Н.Г., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Квант. электрон.*, **32**(5), 404 (2002).
4. Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., et al. "Small signal gain time behavior on high vibrational transitions ( $V>15$ ) of pulsed CO laser amplifier". XI Conference on Laser Optics, 30 June – 4 July 2003, St. Petersburg, Russia. *Proc. SPIE* **5479**, 156 (2004).
5. Farreng R., Rossetti C. et al. *Chemical Physics*, **92**, 389 (1985).
6. Flament C., George T. et al. *Chemical Physics*, **163**, 241 (1992).
7. Кочетов И.В., Курносов А.К., Мартэн Ж.П., Напартович А.П. *Квант. электрон.*, **22**, 683 (1995).
8. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Конев Ю.Б. и др. *Известия РАН, сер. физ.*, **63**(4), 676 (1999).
9. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Конев Ю.Б. и др. *Квант. электрон.*, **30**(7), 573 (2000).
10. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квант. электрон.*, **30**(10), 859 (2000).
11. Billing G.D., Coletti C., Kurnosov A.K., Napartovich A.P. // *J. Phys.B.: At. Mol. Opt. Phys.*, **36**, 1175 (2003).
12. Sacciatore M., Kurnosov A., Napartovich A., Shnyrev S. // *J. Phys.B.: At. Mol. Opt. Phys.*, **37**, 3379 (2004).
13. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квант. электрон.*, **30**(9), 771 (2000).
14. Кочетов И.В., Курносов А.К., Напартович А.П., Шнырев С.А. *Физика плазмы*, **28**, 1128 (2002).
15. Акишев Ю.В. Демьянов А.В., Кочетов И.В. и др. *Теплофизика высоких температур*, **20**, 818 (1982).
16. Райзер Ю.П. «Физика газового разряда». М., Наука, 1987.
17. Басов Н.Г., Долинина В.И., Зворыкин В.Д. и др. Препринт ФИАН, №292, М., 1983.
18. Алиев Е.Т., Басов Н.Г., Ковш И.Б. и др. *Квант. электрон.*, **11**, 874 (1984).
19. Конев Ю.Б., Кочетов И.В., Курносов А.К. Препринт ИАЭ им. И.В.Курчатова №3829/11, М., 1983.