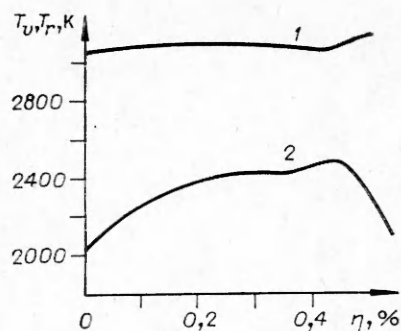


Рис. 3. Зависимость эффективной колебательной температуры  $C_2^*$  (1) и вращательной —  $CN^*$  (2) от объемного расхода  $C_2F_4Br_2$ .



Влияние  $C_2F_4Br_2$  на эффективную колебательную температуру  $C_2^*$  (рис. 3) в пламенах при пониженном давлении незначительно (в пределах ошибки). Вращательная температура  $CN^*$  с увеличением расхода ингибитора сначала растет, возможно, в результате «эффектов тяжелого атома» при столкновениях  $CN^*$  с атомами Br. В этом случае время жизни, а следовательно, и степень релаксации  $CN^*$  уменьшаются. Последующий спад эффективной температуры обусловлен, скорее всего, понижением температуры хемилуминесцентной зоны пламени при ингибировании [4], к равновесию с которой стремится вращательная температура  $CN^*$ .

Таким образом, исходя из зависимости от расхода тетрафтордибромэтан интенсивности излучения  $CN^*$  и  $C_2^*$  и концентрации положительных ионов предложена реакция образования первичного иона  $CNO^+$  с участием радикала  $HO_2$ , образующегося в реакции  $H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M$ , скорость которой зависит от  $[H]$  и, следовательно, от расхода ингибитора.

Поступила в редакцию 26/VIII 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Давидчук, В. М. Мальцев, А. С. Рогачев. ФГВ, 1980, 16, 6.
2. А. Г. Гейдон, Х. Г. Вольфгардт. Пламя, его структура, излучение и температура. М.: Металлургия, 1959.
3. А. Б. Фялков, В. К. Муравлев, Б. С. Фялков. ФГВ, 1981, 17, 1.
4. H. F. Calcote. Aero Chem. Research Laboratories, Inc., Princeton, New Jersey, Report N AFBMD — TR — 61 — 54, ASTIA — AD 258 229, Aero Chem. TP — 24, 1960.
5. Н. Д. Щербakov, С. И. Пак, Б. С. Фялков. IV Всесоюзн. семинар по электрофизике горения. Караганда, 1981.

### ВЛИЯНИЕ ДВУХФАЗНОСТИ РАБОЧЕГО ТЕЛА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ $CO_2$ -ГДЛ НА ПРОДУКТАХ СГОРАНИЯ

А. С. Борейшо, А. Ф. Леонов, Ю. А. Милицын  
(Ленинград)

Использование горения для получения компонентов рабочего тела ГДЛ может вести к существенному отличию параметров рабочего тела от задаваемых, что связано с тем, что определяющие параметры (давление, состав, температура) перестают быть независимыми друг от друга. Одним из следствий такого отличия может быть появление в продуктах сгорания конденсированных частиц. Наиболее вероятный материал частиц при сжигании различных углеводородных топлив — углерод [1].

Вопрос о гетерогенных потерях в ГДЛ рассматривается в работах [2, 3] в методологическом аспекте. При этом показано, что при размерах частиц менее 1 мкм процесс гетерогенной дезактивации происходит в кинетическом режиме (т. е. зависит только от числа столкновений молекул с частицами) и время гетерогенной релаксации

$$\tau^* = 1/z_m \kappa S, \quad (1)$$

где  $z_m$  — массовое содержание конденсированных частиц;  $S$  — удельная

поверхность частиц;  $\kappa$  — коэффициент гетерогенной релаксации, определяемый по соотношению

$$\kappa = P^{\kappa}(RT/2\pi\mu)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $P^{\kappa}$  — вероятность дезактивации при соударении с поверхностью.

В литературе имеются разнообразные данные о порядках величины  $P^{\kappa}$  [3, 4] для молекул  $\text{CO}_2$  (00<sup>0</sup>1) и  $\text{N}_2$  ( $v=1$ ). Возможности расчета вероятности гетерогенной дезактивации в настоящее время ограничены из-за скудности представлений о физических свойствах поверхности сажистых частиц, образующихся при горении конденсированных углеводородных систем, хотя пути решения этой задачи намечены в работах [5, 6].

Наиболее существенный вклад в механизм двухфазных потерь в ГДЛ по оценкам [2] вносит оптическое ослабление излучения. Его величина может быть определена для полидисперсного набора частиц по соотношению [7]

$$\tau(\lambda) = \exp[-1,5\rho k_{\lambda} z_m l / \rho_p D_{32}], \quad (3)$$

где  $\rho$ ,  $\rho_p$  — плотность газа и материала частиц;  $l$  — оптическая длина пути в запыленной среде;

$$\bar{k}_{\lambda} = \int_0^{\infty} k(\lambda, D) D^2 f(D) dD \Big/ \int_0^{\infty} D^2 f(D) dD$$

— средний спектральный коэффициент ослабления;

$$D_{32} = \int_0^{\infty} D^3 f(D) dD \Big/ \int_0^{\infty} D^2 f(D) dD$$

— среднеоптический диаметр частиц;  $f(D)$  — функция распределения частиц по размерам.

В случае образования сажистых частиц при горении конденсированных систем следует учитывать еще один возможный механизм влияния на выходные характеристики ГДЛ, связанный с изменением термодинамических свойств рабочего тела за счет того, что часть углерода должна быть исключена из реакций, идущих с образованием  $\text{CO}_2$ . Эти изменения температуры и равновесного состава рабочего тела обычно невелики, однако чувствительность ГДЛ как системы, особенно вблизи оптимума определяющих параметров, достаточно велика даже к незначительным их изменениям.

Наиболее корректно расчеты двухфазных потерь в ГДЛ на продуктах сгорания могут быть выполнены в настоящее время только с привлечением экспериментальных данных по параметрам сажистых частиц  $z_m$  и  $D_{32}$ . Для проведения экспериментов использовался квазинепрерывный ГДЛ (рис. 1), работавший на продуктах сгорания. Равновесный состав рабочего тела приводится в таблице.

С помощью измерения спектральной прозрачности продуктов сгорания углеводородного топлива на длинах волн 0,63 и 1,15 мкм определены

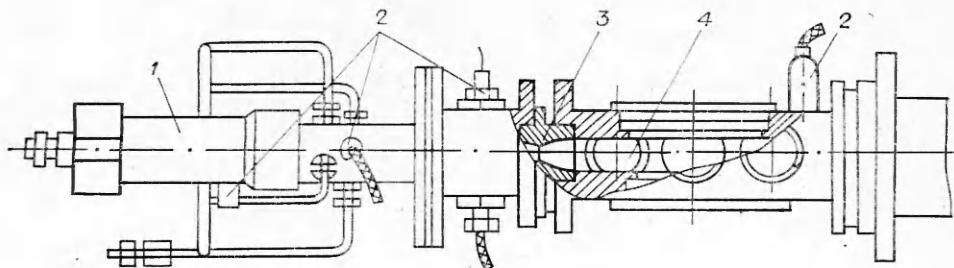
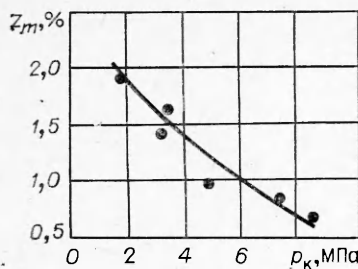


Рис. 1. Модельный ГДЛ.

1 — камера сгорания; 2 — датчик давления; 3 — сопловый блок; 4 — рабочая зона.



Состав	T, К	ξ <sub>CO<sub>2</sub></sub> , %	ξ <sub>N<sub>2</sub></sub> , %	ξ <sub>O<sub>2</sub></sub> , %	ξ <sub>H<sub>2</sub>O</sub> , %
1	2341	16,6	71,7	4,5	5,9
2	2005	13,3	73,6	7,8	4,7
3	1784	11,2	74,7	9,8	4,0
4	1579	9,4	75,6	11,6	3,4

Рис. 2. Зависимость содержания сажистых частиц от давления в камере сгорания.

среднеоптический диаметр частиц (0,31 мкм) и массовое содержание в зависимости от давления в камере сгорания (рис. 2). Методика совпадает с описанной в работе [8]. Однако для обоснования пригодности принятых для расчета функций распределения частиц по размерам проведены контрольные эксперименты с восстановлением спектра частиц с помощью регуляризации численного решения интегрального уравнения первого рода, следующего из (2) [9]:

$$\tau(\lambda) = \exp \left[ -\frac{\pi}{4} l \int_0^{\infty} k(\lambda, D) N(D) D^3 dD \right],$$

где  $\tau(\lambda)$  — экспериментально определявшиеся спектральные прозрачности на конечном числе длин волн;  $N(D)$  — функция распределения частиц по размерам, указывающая сколько частиц содержится в единице объема в интервале размеров от  $D$  до  $D + dD$ . Для построения расчетных графиков по методу, изложенному в [8], использовались свертки точных значений коэффициентов ослабления Ми со следующими функциями распределения частиц: нормально-логарифмическими, гамма-распределениями и однопараметрическими по [8]. Электрооптические свойства углерода принимались по данным [10].

Расход рабочего тела через щелевое сопло ГДЛ изменялся от 0,09 до 0,5 кг/с. Расходы компонентов измерялись с помощью стандартных методик по перепаду давлений на дросселирующих устройствах. Пользуясь идеями работы [11], можно показать, что горение частиц в камере сгорания происходит в кинетическом режиме (при  $T = 1800$  К):

$$\frac{dr_p}{dt} = -\frac{K_0 \exp(-E_A/RT) \mu_c p}{RT \rho_0} \xi_{O_2} = -10^{-5} \text{ м/с},$$

где  $K_0$  — предэкспонент;  $E_A$  — энергия активации;  $p$  — давление в камере сгорания;  $\mu_c$  — молекулярная масса углерода. При этом существенного выгорания за время пребывания рабочего тела в камере ( $10^{-3}$  с) не происходит.

Схема измерения коэффициента усиления и спектральной прозрачности представлена на рис. 3. Зондирующий луч электролазерного СО<sub>2</sub>-лазера, стабилизированного по мощности, направляется через охлаждаемые окна из ВаF<sub>2</sub> в активную зону. Предварительно сигнал модулировался электромеханическим модулятором с частотой 2 кГц. На выходе из ГДЛ луч проходит через дисперсионный светофильтр ( $\lambda = 10,6$  мкм), устраняющий попадание паразитных засветок на фотоприемник. С помощью сферического зеркала излучение, прошедшее активную зону, фокусируется на входном отверстии диффузной сферы, на внутренней поверхности которой расположено приемное отверстие пироприемника. Сигнал с последнего усиливается на частоте амплитудной модуляции селективным усилителем. Демодулированный сигнал поступает на вход звена сравнения на микросхеме, на второй вход которой подается стабилизированный постоянный сигнал. Выходной сигнал с микросхемы до начала эксперимента поддерживается на нулевом уровне. Тогда во время эксперимента с выхода микросхемы поступает сигнал, пропорциональный приращению интенсивности. Такое применение селективных г

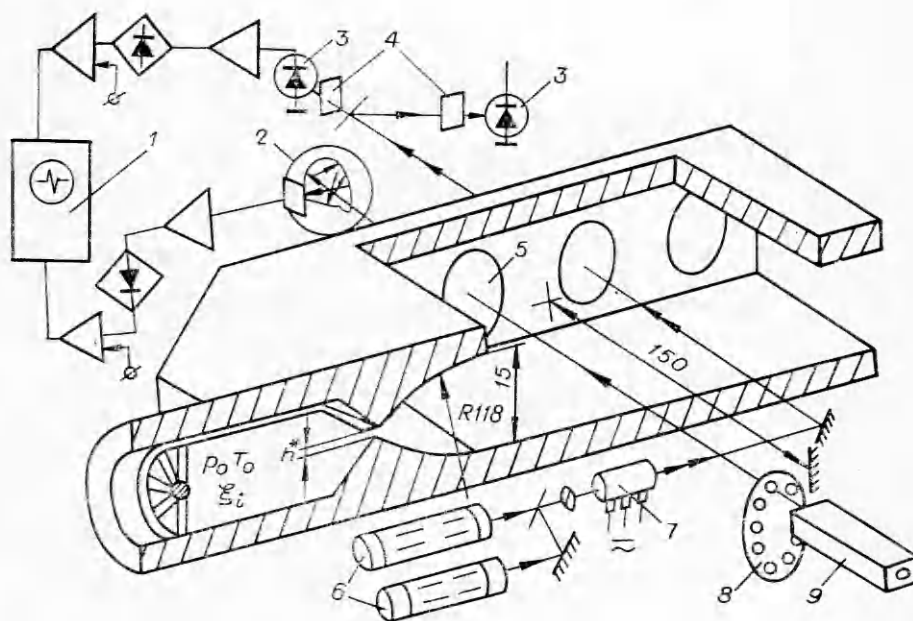


Рис. 3. Схема измерения коэффициента усиления и спектральной прозрачности. 1 — светолучевой осциллограф; 2 — диффузная сфера с приемником ИК-излучения; 3 — фотоприемники; 4 — светофильтры; 5 — окна из ВаF<sub>2</sub>; 6 — ЛГ-126; 7 — электрооптический модулятор; 8 — электромеханический модулятор; 9 — зондирующий СО<sub>2</sub>-лазер.

компенсационных принципов усиления и преобразования зондирующих сигналов позволило измерять коэффициенты усиления свыше 0,02 1/м.

Аналогичные принципы использованы и при измерении спектральной прозрачности. Отличия заключаются в применении электрооптического модулятора, фотодиодов и светофильтров. Оценки погрешности, вызванной рассеянием излучения в направлении фотоприемника для приведенной оптической схемы, выполнены методами скалярной теории дифракции и не превышают 1% при уровне прозрачности 10% (в экспериментах прозрачность составляет 90—98%).

Систематические ошибки измерения коэффициента усиления, вызванные незнанием вращательного числа, по данным работы [12], не превышают 20%. А ошибки, связанные с неизвестностью положения линии генерации зондирующего лазера относительно центра линии колебательно-вращательного перехода, удалось учесть с помощью экспериментов в малом температурном диапазоне использования зондирующего лазера и применением статистических методов обработки экспериментальных данных.

Таким образом, все экспериментальные данные приводились на центр линии P20 с 20%-ной неопределенностью из-за незнания вращательного квантового числа.

Для проведения расчетного анализа использовалась программа применительно к смесям, содержащим СО<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, О<sub>2</sub>, Н<sub>2</sub>О. Течение предполагалось стационарным и одномерным. Колебательный энергообмен в газовой фазе учитывался согласно [13]. Остальные допущения аналогичны.

Гетерогенные релаксационные потери учитывались в уравнениях расчета числа колебательных квантов СО<sub>2</sub> (00<sup>0</sup>1) и N<sub>2</sub> (v = 1) путем введения членов, учитывающих гетерогенную дезактивацию

$$\left(\frac{de_3}{dx}\right)_K = \frac{p}{u} \frac{24z_m P_{CO_2}^K}{D_{32}\rho_p} \sqrt{\frac{1}{\pi RT \mu_{CO_2}}} (\bar{e}_3 - e_3), \quad (4)$$

$$\left(\frac{de_4}{dx}\right)_K = \frac{p}{u} \frac{24z_m P_{N_2}^K}{D_{32}\rho_p} \sqrt{\frac{1}{\pi RT \mu_{N_2}}} (\bar{e}_4 - e_4), \quad (5)$$

где  $u$  — скорость;  $\mu$  — молекулярная масса;  $e$  — среднее число колебатель-

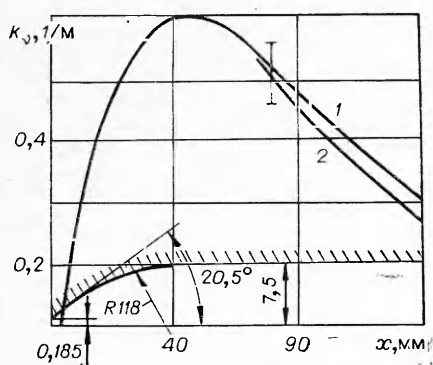


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные значения  $k_v$  в канале модельного ГДЛ для гомогенного рабочего тела;  $p_0 = 1$  МПа.  
1 — расчет; 2 — эксперимент.

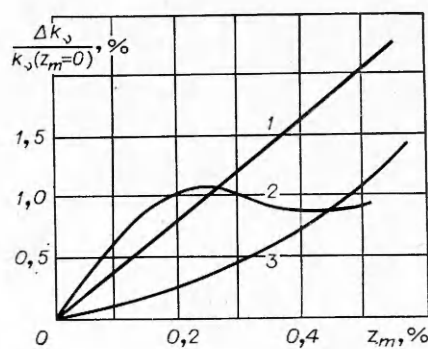


Рис. 5. Расчетные составляющие двухфазных потерь  $k_v$  в модельном ГДЛ ( $h^* = 0,37$  мм,  $p_0 = 2$  МПа,  $D_{32} = 0,31$  мкм,  $h/h^* = 40,5$ , расчетный состав № 2,  $k_v(z_m = 0) = 0,841/м$ ).  
Потери: 1 — оптические, 2 — термодинамические, 3 — релаксационные.

пых квантов  $i$ -го типа, приходящееся на одну молекулу (черта сверху указывает равновесное значение). Выражения для времени релаксации в (4) и (5) непосредственно следуют из выражений (1) и (2), если в качестве характеристики дисперсности используется среднеоптический диаметр частиц.

Термодинамические потери вводились за счет изменения начальных условий при интегрировании системы дифференциальных уравнений газовой динамики и колебательной кинетики. Оптические потери учитывались вычитанием показателя ослабления по формуле (3) из значения  $k_v$ , являющегося результатом при интегрировании системы.

Для проверки правильности принятого математического описания проведено сравнение экспериментальных и расчетных значений  $k_v$  по длине измерительного объема для практически гомогенного состава и характеристик сопла, представленных на рис. 4. Равновесный расчетный состав рабочего тела в условиях торможения следующий:  $\xi_{CO_2} = 13,3\%$ ,  $\xi_{N_2} = 68,7\%$ ,  $\xi_{H_2O} = 9,3\%$ ,  $\xi_{O_2} = 8,1\%$ ,  $T_0 = 1986$  К. Как следует из графика, согласование результатов хорошее в пределах систематической ошибки определения  $k_v$ .

На рис. 5 приведены расчетные составляющие потерь коэффициента усиления для среза сопла, аналогичного представленному на рис. 4, в зависимости от массового содержания сажи в рабочем теле при среднеоптическом диаметре частиц  $0,31$  мкм. Вероятности гетерогенной дезактивации рассматривались как параметры. Термодинамические свойства рабочего тела рассчитывались путем исключения части углерода, соответствующей экспериментально найденной концентрации, из условной формулы топлива. Как следует из графика,  $k_v$  для экспериментально обнаруженных размеров и концентраций частиц — одного порядка и в сумме не превышают  $4\%$  (при принятых  $P_{CO_2}^k = 1$  и  $P_{N_2}^k = 0,01$ ). Немонотонность термодинамических потерь объясняется тем, что при определенных  $z_m$  температура и состав рабочего тела будут ближе к оптимальным, чем при отсутствии частиц.

На рис. 6 приведены расчетные и экспериментальные данные по зависимости коэффициента усиления от давления торможения и состава рабочего тела (см. таблицу). Расчеты выполнены без учета сажи в частицах. На рис. 7 сравниваются экспериментальные и расчетные значения  $k_v$  при содержании сажи в рабочем теле  $0,25$ — $0,45\%$  и  $p_0 = 3$  МПа. Расчеты, проведенные с учетом тепловых (на уровне  $10\%$  по  $T_0$ ) и двухфазных потерь, имеют лучшее согласование с эксперимен-

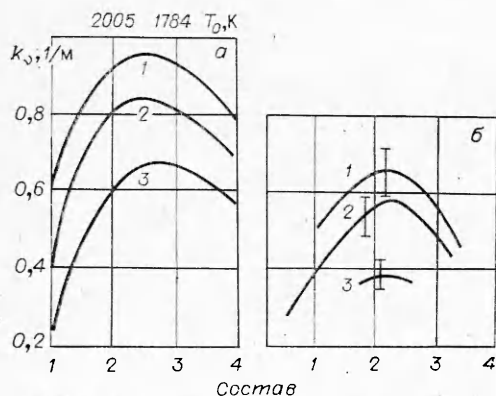


Рис. 6. Расчетные (а) и экспериментальные (б) значения  $k_v$  в зависимости от давления и состава рабочего тела.  $p$ , МПа: а) 1—2, 2—3, 3—4, б) 1—2,5, 2—3, 3—3,5.

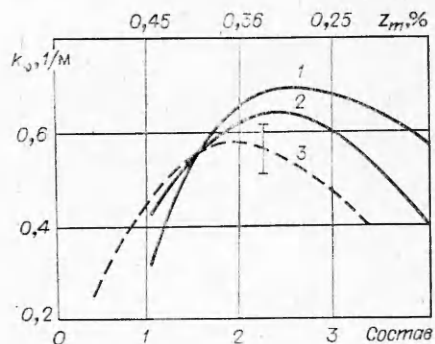


Рис. 7. Сравнение расчетных (с учетом тепловых и двухфазных потерь) и экспериментальных значений  $k_v$ . 1 — без тепловых потерь; 2 — с тепловыми потерями; 3 — эксперимент.

тальными данными. Можно утверждать, что при реально выявленных содержаниях частиц потери коэффициента усиления сравнительно невелики.

Обратная картина наблюдается для энергетических характеристик ГДЛ. На основании приближенных соотношений для выходной мощности ( $W$ ) [3] можно показать, что  $\frac{\partial W}{\partial \alpha_k} \gg \frac{\partial W}{\partial k_v}$  ( $\alpha_k$  — величина двухфазных потерь на единице длины) практически при всех важных значениях определяющих параметров.

На рис. 8 представлена зависимость потерь выходной мощности и их составляющих в зависимости от массового содержания сажистых частиц ( $D_{32} = 0,31$  мкм) в рабочем теле. При этом расчет резонатора приводится для плоскопараллельных зеркал в приближении геометрической оптики и постоянства интенсивности в объеме резонатора. Параметры газовой фазы на входе в резонатор следующие:  $p = 11,4 \div 11,7$  ГПа,  $u = 1920 \div 1960$  м/с,  $T = 298 \div 360$  К,  $\xi_{CO_2} = 0,125 \div 0,136$ ,  $\xi_{N_2} = 0,739$ ,  $\xi_{O_2} = 0,078 \div 0,089$ ,  $\xi_{H_2O} = 0,047$  (изменения за счет присутствия недогоревших частиц). А геометрические характеристики резонатора аналогичны описанным в работе [2].

В рассмотренном конкретном случае величина двухфазных потерь достигает десятка процентов при содержании сажистых частиц в рабочем теле до 1%. Наибольший вклад в потери вносят оптическое ослабление и изменения термодинамических свойств. Гетерогенные релаксационные потери на том же уровне, что и для  $k_v$ . Эти расчетные данные подтверждены в экспериментах.

Хотя приведенные расчеты и эксперименты не относятся к полностью оптимизированным установкам, можно утверждать, что наличие сажистых частиц в рабочем теле ГДЛ на продуктах сгорания существенно снижает их выходные характеристики. Содержание частиц свыше 1%

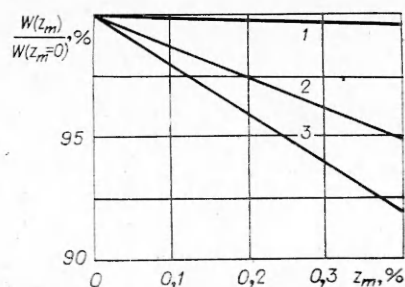


Рис. 8. Расчетные значения двухфазных потерь выходной мощности в зависимости от содержания частиц. 1 — релаксационные; 2 — оптические; 3 — двухфазные.

в рабочем теле, видимо, недопустимо, так как может даже привести к срыву генерации. Выявленные уровни составляющих двухфазных потерь могут менять относительное значение. Так, например, при снижении размеров частиц уменьшаются оптические потери, но растут релаксационные.

Как показали отдельные расчеты, такой вид потерь, как газодинамические, для сажистых частиц практически не имеет места из-за равновесности скоростей и температур газа и частиц. Повышение же статической температуры за счет гетерогенной дезактивации колебательно-возбужденного газа наблюдается в заметном масштабе только при 10%-ой концентрации частиц и вероятностях гетерогенной дезактивации  $P^* = 1$ .

Авторы выражают благодарность А. В. Захарову и В. Л. Глясу за помощь, оказанную при проведении экспериментов.

Поступила в редакцию 27/1 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Б. Пальмер, Н. Ф. Кюллис.— В кн.: Химические и физические свойства/Под ред. Р. Уокера. М.: Химия, 1970.
2. В. М. Шмелев, А. Д. Марголин. Квантовая электроника, 1975, 2, 8.
3. С. А. Лосев. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.
4. В. К. Конюхов, В. Н. Файзулаев. Квантовая электроника, 1974, 1, 12.
5. В. Н. Файзулаев. Препринт ФИАН. № 128, 1979.
6. В. Н. Файзулаев. ПМТФ, 1981, 1.
7. R. A. Dobbins, L. Jizmoqian. J. OSA, 1966, 56, 10.
8. В. А. Архипов, Г. С. Ратанов. ФГВ, 1979, 15, 2.
9. А. С. Борейшо, А. Ф. Леонов.— В кн.: Теплофизические исследования/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск, 1977.
10. V. R. Stull, G. N. Plass. J. OSA, 1960, 50, 12.
11. В. И. Букатый, А. М. Сагалаков, А. А. Тельнихин и др. ФГВ, 1979, 15, 6.
12. Ю. С. Вагин. Тр. ФИАН. Т. 113. М.: Наука, 1979.
13. М. Г. Ксталхерман, В. М. Мальков, А. Ю. Шевырин и др. ФГВ, 1979, 15, 6.

#### ПРИБЛИЖЕННОЕ УРАВНЕНИЕ КИНЕТИКИ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ ТИПА ГАЗ — КОНДЕНСИРОВАННАЯ ФАЗА

Ю. А. Николаев, П. А. Фомин  
(Новосибирск)

При численных, особенно неоднородных, расчетах движения продуктов сгорания углеводородов при существующих возможностях ЭВМ точный учет полной системы кинетических уравнений или уравнений равновесия трудно осуществим. В этой связи для расчетов сложных двухфазных течений, как правило, используются модельные кинетические уравнения [1—5], точность которых оставляет желать лучшего.

При квазиравновесном протекании реакции для замыкания системы уравнений газодинамики достаточно представить полную внутреннюю энергию и молекулярную массу через температуру и давление. Для гомогенных систем в [6, 7] предложены приближенные формулы, погрешность которых в основном связана с упрощенным описанием термодинамической части внутренней энергии. В настоящей работе эта модель развита, улучшено описание термодинамической части внутренней энергии, благодаря чему повышена точность. Показана возможность применения модели в гетерогенных системах.

Введем обозначения:  $U$ ,  $U_T$ ,  $U_x$  — полная внутренняя энергия газа на единицу массы, ее термодинамическая и химическая составляющие соответственно;  $E$  — средняя энергия диссоциации продуктов реакции;  $R$  — газовая постоянная;  $\rho$ ,  $T$  — плотность и температура газа, соответственно;  $\mu$  — молекулярная масса газа;  $\mu_a$ ,  $\mu_{min}$ ,  $\mu_{max}$  — молекулярные