

мов кислорода. Видно, что $1/\omega_c S$ меняется симбатно с величиной $K_{гет}$. На поверхностях KCl и Na_2SO_4 изучалась также рекомбинация атомов H при 800 К. И в этом случае $K_{гет}$ и $1/\omega_c S$ меняются симбатно.

Приведенные данные, таким образом, указывают на корреляцию между тушащей способностью порошков и константами скорости гибели атомов H и O на поверхности этих веществ. Введение порошков приводит к некоторому снижению температуры. По данным работы [15], при концентрации порошка $NaHCO_3$, близкой к тушащей, температура пламени падает на 70—75°C, а в случае применения термических ингибиторов — до 300°C [4].

Это обстоятельство показывает, что в процессе тушения пламени порошками наряду с химическим фактором подавления пламени определенная роль принадлежит и теплотерям за счет нагрева частиц пыли. Этот эффект особенно заметен в случае химически инертных в отношении рекомбинации веществ (Al_2O_3 , Pb_2O_5). При этом расход таких солей для подавления распространения пламени намного превышает огнетушащую концентрацию химических ингибиторов, какими являются соли неорганических кислот.

Поступила в редакцию
8/XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Rosser, S. Inami, H. Wise. *Combustion and Flame*, 1963, 7, 2, 107.
2. R. Friedman, J. Levy. *Combustion and Flame*, 1963, 7, 2, 195.
3. H. Wise, W. A. Rosser. 9-th Symposium (International) on Combustion. New York — London, 1963.
4. M. Devitte, J. Vrebosch, A. Van Tiggelen. *Combustion and Flame*, 1964, 8, 4.
5. Л. А. Гоголь, К. М. Кононенко и др. — В сб.: Ингибирование цепных газовых реакций. Алма-Ата, 1971.
6. А. Н. Баратов, Л. П. Вогман. — В сб.: Ингибирование цепных газовых реакций. Алма-Ата, 1971.
7. В. В. Азтян, Ф. А. Григорян, С. Б. Филиппов. *Кинетика и катализ*, 1972, XIII, 6.
8. В. В. Азтян, А. Н. Баратов и др. Материалы III Всесоюзной научно-технической конференции по процессам горения и проблемам тушения пожаров, ч. II. ВНИИПО, 1973.
9. Н. И. Горбань, В. В. Азтян, А. Б. Налбандян. Докл. АН СССР, 1961, 139, 1141.
10. В. М. Кучер. Инф. сб. ВНИИПО, № 10. М., 1973.
11. С. И. Грибкова, А. С. Предводителев. *ЖТФ*, 1937, VII, 18—19.
12. О. М. Тодес, К. К. Ионушас и др. *ФГВ*, 1973, 9, 2, 204.
13. А. Н. Баратов, В. И. Макеев. *Пожарное дело*, 1973, 11, 24.
14. Н. Н. Семенов. *Цепные реакции*. Л., Госхимиздат, 1934.
15. R. A. Dodding, R. F. Simmons, A. Stephens. *Combustion and Flame*, 1970, 15, 313.

УДК 662.612+535.34

СПЕКТРАЛЬНАЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА В ОБЛАСТИ СПЕКТРА 2,0—5,5 МКМ

Л. П. Бахир, О. Б. Жданович

(Минск)

При сжигании жидких углеводородных топлив в камерах сгорания газотурбинных двигателей значительное увеличение полноты сгорания достигается путем повышения интенсивности перемешивания в зоне

подвода вторичного воздуха [1]. При турбулентном горении гетерогенной смеси возникает существенная пространственная неоднородность мгновенных профилей температур [2]. Температурные неоднородности сохраняются достаточно долго, и это в ряде случаев приводит к незавершенности химических превращений в результате присутствия продуктов неполного разложения топлива в «холодных» неоднородностях и к образованию некоторого количества очагов догорания топливно-воздушной смеси [3]. Как известно, горение углеводородов протекает в две стадии. Первоначально происходит предварительное окисление углеводородов с накоплением в смеси окиси углерода, а затем сгорание CO до CO₂, замедляющееся углеводородами и при понижении температуры [4]. В связи с этим завершающая стадия горения гетерогенной смеси сильно растягивается во времени. Как было показано в работе [3], при сжигании дизельного топлива интенсивное догорание углеводородов наблюдается в зоне сопла газотурбинного двигателя, удаленном на значительное расстояние от камеры сгорания. Микroneоднородная структура профилей температур, пульсации их во времени, продукты недогорания и протекание реакции должны оказывать значительное влияние на инфракрасное излучение продуктов сгорания. В настоящей работе предпринята попытка оценить влияние указанных факторов на излучательную способность продуктов сгорания дизельного топлива на модельной газотурбинной установке путем сравнения измеренных спектральных яркостей излучения с рассчитанными для равновесного состава продуктов сгорания по усредненным (по массе и времени) продольным профилям температур.

Дизельное топливо (ГОСТ 305-62) распылялось центробежной форсункой с обратным сливом с диаметром отверстия 0,8 мм в камеру сгорания диаметром 300 и длиной 800 мм. Первичная подача воздуха осуществлялась через завихритель с углом наклона лопаток 45°, вторичная — через 390 отверстий диаметром 12 мм в жаровой трубе. Корпус камеры и следующий за ней цилиндрический участок пазохода общей длиной 1400 мм охлаждались проточной водой. Продукты сгорания истекали в помещение через конфузур с диаметром выходного отверстия 200 мм. Общая длина газохода составляла 2400 мм. Температура струи измерялась с помощью отсосной хромель-копелевой термопары с точностью 3°.

Было исследовано три режима работы модельной установки при расходе воздуха 1900 кг/ч с температурами 850, 675 и 600 К. Соотношение давлений напора и слива на топливной форсунке $p_n/p_{сл} = 10/7$; 10/5,5 и 10/4,8 кг/см², расходы топлива $Q_T = 30,20$ и 18 кг/ч, скорости потока на срезе $w = 45$, 33 и 30 м/с.

Спектральные яркости излучения струи измерялись в направлении, перпендикулярном оси струи, на расстоянии 40 мм от среза, а для второго режима также в конце начального и на основном участке струи соответственно на расстояниях 440 и 880 мм. При этом с помощью системы зеркал ось струи проектировалась с уменьшением в 9,3 раза на входную щель монохроматора ИКМ-1 с призмой из LiF и болометром БМК-3. Расстояние от оси струи до приемника излучения составляло 10,43 м. Для градуировки по абсолютным значениям яркости использовалась черная пластина из меди с размерами 160×80×2 мм, покрытая толстым слоем мелкодисперсной сажи, установленная на оси струи вблизи конфузур и равномерно нагретая до температуры газа. Спектральная полуширина щели в области 1730—2115 см⁻¹ равнялась 30 см⁻¹, в области 2140—2420 — 10 см⁻¹ и в области 2625—4475 — 65 см⁻¹ для первого режима и 150 см⁻¹ для второго и третьего режимов. Погрешности определения усредненных в ее пределах спектральных яркостей излучения не превышали ±20%.

Спектральная яркость излучения H_2O и CO_2 рассчитывалась с использованием метода Курписа — Годсона для определения пропускания неизотермичных слоев [5—8] по формулам

$$\bar{B}_\nu = \sum_0^{z_n} \bar{B}_\nu(T_{z_m}) [\bar{\tau}_\nu(z_m) - \bar{\tau}_\nu(z_{m+1})] + \bar{B}_\nu^0(T_n) \bar{\tau}_\nu(z_n) - \bar{B}_\nu(T_n), \quad (1)$$

$$\tau_\nu(z_m) = \exp \{ -(\bar{\omega}/d)_{\text{H}_2\text{O}}^{\nu}(z_m) - (\bar{\omega}/d)_{\text{CO}_2}^{\nu}(z_m) \}, \quad (2)$$

где \bar{B}_ν^0 — спектральная яркость излучения черного тела, Вт/(см²·см⁻¹·стр); ν — частота, см⁻¹; T — температура продуктов сгорания, К; $\tau_\nu(z_m)$ — пропускание неизотермичного слоя; z_m — координата неизотермичного слоя; z'_m — координата изотермичного слоя; $\omega(z_m)$ — эквивалентная ширина спектральных линий для неоднородного слоя 0, z_m , см; d — среднее расстояние между линиями.

Эквивалентная ширина спектральных линий для неоднородного слоя 0, z_m рассчитывалась по статистической модели, согласно которой

$$\bar{\omega}/d = \frac{\sum_0^m (\bar{s}/d)_\nu(z'_m) \cdot \frac{300}{T(z'_m)} \cdot p(z'_m) \cdot \Delta z_m}{\sqrt{1 + \frac{\left[\sum_0^m (\bar{s}/d)_\nu(z'_m) \cdot \frac{300}{T(z'_m)} \cdot p(z'_m) \cdot \Delta z_m \right]^2}{4 \sum_0^m (\bar{s}/d)_\nu(z'_m) \cdot \frac{300}{T(z'_m)} \cdot p(z'_m) \cdot (\gamma/d)_\nu(z'_m) \cdot \Delta z_m}}$$

где s/d — коэффициент поглощения, л (атм·см); p — парциальное давление, атм.

Параметры моделей полос $((s/d)_\nu, (1/d)_\nu$ и $\gamma(z'_m))$ H_2O были взяты из работы Людвиг [9], CO_2 — из работ Малкмуса [10, 11], усредненные в пределах 25 см⁻¹. Интерполяция по температурам была экспоненциальной.

Парциальные давления излучателей рассчитывались по формуле

$$p(z'_m) = p_n + \frac{(p_0 - p_n) [T(z'_m) - T_n]}{T_0 - T_n},$$

где p_0, T_0 — параметры на срезе конфузора; p_n, T_n — параметры окружающей среды, принято: $p_{\text{H}_2\text{O}} = 0,016$ атм, $p_{\text{CO}_2} = 0,0003$ атм, $T = 293$ К; $T(z'_m)$ — экспериментальный профиль температур.

Из сравнения результатов измерений и расчетов, приведенных на рис. 1, 2, видим, что с учетом различий в спектральных разрешениях полосы H_2O и CO_2 по форме неплохо совпадают между собой в районе частот 1750—1900; 2250—2400 и 3250—4000 см⁻¹. Однако во всех исследованных случаях экспериментальные данные существенно превышают расчетные. В максимумах различие составляет от 3 до 8 раз. По мере удаления в крылья полос это различие растет, достигая 100 раз между полосами в области 2400—2700 и 4200—4500 см⁻¹. При более высоком спектральном разрешении различие в максимумах было бы еще более значительным, однако падение интенсивности в крыльях происходило бы более резко и оно несколько бы уменьшилось. В области 2050—2250 и 2925 см⁻¹ различие связано с наличием интенсивных полос излучения, не принадлежащих продуктам полного сгорания, H_2O и CO_2 . По спектрам охлажденных продуктов сгорания, отобранных на оси струи у среза конфузора, было установлено, что полоса 2050—2250 см⁻¹ является основной полосой (4,6 мкм) СО. Структура полосы в районе 2925 см⁻¹ не соответствует полосе (3,8 мкм) CH_4 — наиболее распро-

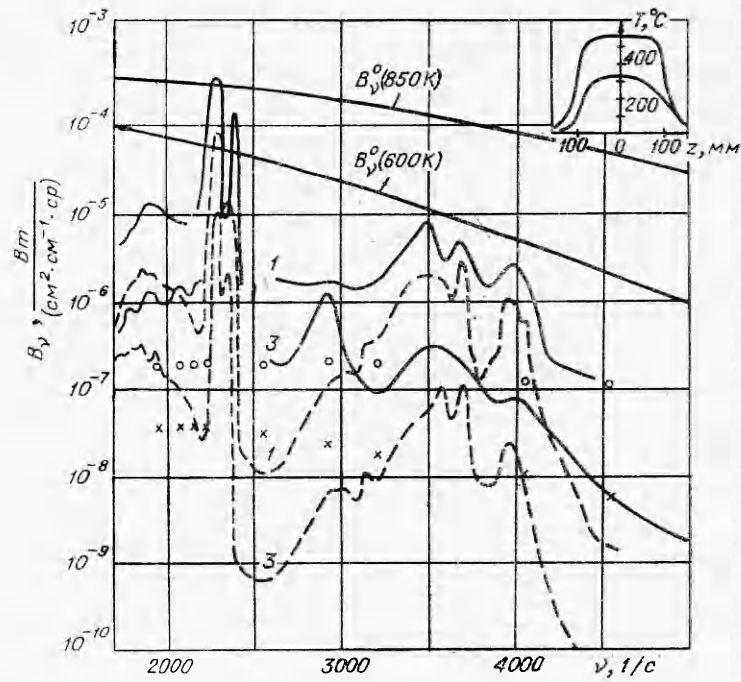


Рис. 1. Спектральная яркость излучения струи на срезе конфузора для первого ($T_0=850$ К, $p_0^{\text{H}_2\text{O}}=0,034$ атм, $p_0^{\text{CO}_2}=0,029$ атм) и третьего ($T_0=600$ К, $p_0^{\text{H}_2\text{O}}=0,023$ атм, $p_0^{\text{CO}_2}=0,019$ атм) режимов. — экспериментальные данные; --- расчетные данные, излучение H_2O , CO_2 ; точки — излучение частиц углерода.

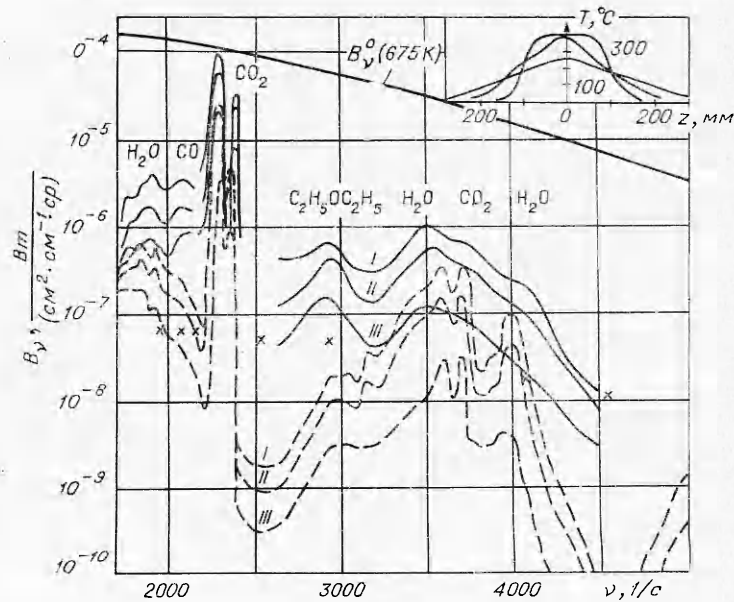


Рис. 2. Спектральная яркость излучения струи для второго режима на трех расстояниях от среза конфузора. I, II, III — номера сечений; $T_0=675$ К; $p_0^{\text{H}_2\text{O}}=0,024$ атм, $p_0^{\text{CO}_2}=0,022$ атм (обозначения аналогичны рис. 1).

страненного продукта недогорания углеводородных топлив [12], но похожа на полосу диэтилэфира $C_2H_5OC_2H_5$ [13]. Наличие диэтилэфира было подтверждено методом газожидкостной хроматографии¹, тогда как метан не был обнаружен.

Парциальные давления окиси углерода и диэтилэфира, найденные по спектрам пропускания охлажденных продуктов сгорания, составляли 0,00036 и 0,0012; 0,00008 и 0,00028 атм соответственно на втором и третьем режимах. Резкое увеличение содержания CO и $C_2H_5OC_2H_5$ с понижением температуры вызвано, по-видимому, не столько ухудшением распыла при уменьшении расхода топлива, сколько замедлением реакций догорания углеводородов. Это, в свою очередь, приводит к возрастанию относительной интенсивности их излучения. Концентрации частиц углерода, рассчитанные по спектральной яркости излучения при частоте 4550 см^{-1} , где излучение газов минимально, получились на первом, втором и третьем режимах: 8, 7 и 12 мг/м^3 .

Интересно отметить, что в связи с незавершенностью процесса догорания углеводородов полнота сгорания дизельного топлива на втором и третьем режимах довольно низкая (не более 0,97 и 0,89). Причем в продуктах сгорания в виде твердых частиц углерода содержится не более 0,25%, тогда как в газообразных продуктах недогорания CO и $C_2H_5OC_2H_5$ содержание углерода составляет 1,7 и 1,4% на втором режиме, 5,6 и 6,2% на третьем.

Спектральные яркости излучения частиц углерода, рассчитанные по формулам (1), (2) с использованием уравнения дисперсии и формулы Рэлея для определения коэффициентов поглощения [14], более чем на порядок выше излучения H_2O между полосами. Существенную добавку излучение частиц углерода дает и на крыльях полос H_2O . Однако превышение экспериментальных данных над расчетными с учетом влияния частиц углерода и между полосами излучения и вблизи максимумов излучения H_2O , CO_2 остается значительным. Это может быть объяснено наличием в струе пространственных температурных микронеоднородностей и пульсациями температур во времени.

Как известно, по разнице между среднемассовыми и средними оптическими температурами можно судить о величине градиентов в микронеоднородностях и глубине пульсаций температур [15]. В связи с этим для определения средней оптической «истинной» температуры из закона Кирхгофа

$$\bar{B}_\nu = \alpha_\nu \cdot B^0(T_n^{\text{опт}})$$

были измерены коэффициенты черноты α_ν струи в крыле полосы $4,3\text{ мкм } CO_2$ на частоте 2260 см^{-1} , где атмосферное поглощение отсутствует, а струя оптически еще достаточно плотная. Для первого и второго режимов $\alpha_\nu = 0,37$ и $0,26$, и средние оптические «истинные» температуры составили 1000 и 700 К. Это существенно выше не только среднемассовой температуры, осредненной по диаметру струи, но и, что особенно важно, температуры на оси струи, также осредненной по массе и времени на участке струи диаметром $\sim 1\text{ см}$ в связи с инерционностью термомпары.

В неизотермичном объеме с уменьшением длины волны средняя оптическая «истинная» температура резко приближается к максимальному значению мгновенной температуры [14], знание которой было бы полезно для интерпретации наблюдаемых расхождений. Однако получить надежные данные в коротковолновой области не представилось возможным из-за очень низких значений коэффициентов черноты струи вдали от атмосферных полос поглощения ($\alpha < 0,01$). В этой связи следу-

¹ Анализ проведен в Институте физико-органической химии АН БССР Ю. Г. Егiazаровым и Б. Х. Черчесом.

ет заметить, что измеренные по полосе 4,3 мкм CO_2 средние оптические «истинные» температуры должны быть существенно ниже максимальных значений мгновенных температур в отдельных микрообъемах струи [15]. Это подтверждают высокие значения вращательных температур молекулы CO , найденных по положению максимумов интенсивности в P -ветви [16] по формулам:

$$v_p = v_0 - 2B_e^{\text{CO}} \cdot J,$$

$$J_{\text{max}} = \sqrt{\frac{kT}{2Bhc}} - \frac{1}{2},$$

где $B_e^{\text{CO}} = 1,9 \text{ см}^{-1}$ — вращательная постоянная молекулы CO ; J — вращательное квантовое число; v_0 — центр полосы, равный 2144 см^{-1} .

Так, на втором режиме вблизи газохода $T_{\text{CO}} = 1900 \text{ К}$ и на 900° превышает среднюю оптическую истинную температуру, измеренную по полосе (4,3 мкм) CO_2 . Она остается такой же высокой и в конце начального участка струи, а на основном падает до 700 К в связи с охлаждением струи, но продолжает превышать среднемассовую температуру на оси струи. Понижение среднемассовой температуры потока за счет уменьшения расхода топлива от 675 до 600 К на третьем режиме также приводит к уменьшению T_{CO} до 1300 К. Понижение T_{CO} в обоих случаях, по-видимому, вызвано замедлением реакций догорания углеводородов с уменьшением среднемассовой температуры потока.

Следует отметить, что при записи спектра молекулы CO недостаточно высокое спектральное разрешение ($\Delta\nu_{\text{CO}} = 30\text{—}40 \text{ см}^{-1}$) не оказывало влияния на положение максимума. Погрешности его определения в основном обуславливались пологим ходом коэффициентов поглощения вблизи максимума и не превышали $\pm 3 \text{ см}^{-1}$. Им соответствуют достаточно высокие погрешности определения T_{CO} , а именно $\pm 150^\circ$. Однако факт значительного превышения T_{CO} над среднемассовыми температурами потока не вызывает сомнения и позволяет сделать вывод о микрообъемном характере процессов догорания, которые продолжают протекать и в объеме струи [16]. Это подтверждается наблюдаемым увеличением относительной интенсивности полос CO и $\text{C}_2\text{H}_5\text{OC}_2\text{H}_5$ по мере удаления от среза конфузора (см. рис. 2).

В объеме реагирующих микромолей наряду с «горячими» молекулами CO обязательно содержится некоторое количество «горячих» молекул H_2O и CO_2 . Их концентрация может быть оценена по превышению измеренной яркости струи над расчетной на частотах 2250 и 3300 см^{-1} , где излучение объемно ($\alpha < 0,1$), а поглощение атмосферы и вклад продуктов недогорания невелики

$$\Delta B_i = (s/d) (v, T_{\text{CO}}) p_i z.$$

Оказалось, что содержание «горячих» молекул H_2O и CO_2 на срезе конфузора на втором и третьем режимах в 100 раз меньше общего содержания молекул H_2O и CO_2 и в 10 и 6 раз — CO .

Как видим, требуется весьма незначительное содержание горячих молекул H_2O и CO_2 в струе, чтобы объяснить наблюдаемое превышение экспериментальных данных над расчетными. Вполне возможно, что именно этот вид температурных микронеоднородностей, порожденный процессами догорания, оказывает наибольшее влияние на величину и характер излучения струи. Однако не исключено, что влияние других видов температурных неоднородностей, например, обусловленных неполным перемешиванием горячих продуктов сгорания с вторичным воздухом, значительно.

В заключение следует отметить, что температурные микронеоднородности и пульсации приводят не только к значительному увеличению интенсивности излучения, но и к существенным качественным измене-

ниям спектра излучения продуктов полного сгорания H_2O и CO_2 , проявляющимся в значительном расширении крыльев полос. Вызвано это тем, что по мере удаления от центра молекулярных полос рост коэффициентов поглощения с увеличением температуры становится все более резким [8, 9, 10]. Это особенно четко видно по длинноволновому крылу полосы $4,3 \text{ мкм } CO_2$ и коротковолновому крылу полосы $2,7 \text{ мкм } H_2O$, менее всего подверженных влиянию продуктов недогорания.

Поступила в редакцию
2/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Горбунов, В. Л. Трусков, И. Л. Христофоров. Изв. вузов, «Авиационная техника», 1967, 4, 100.
2. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершиц, Л. П. Ярши. Основы теории газового факела. Л., «Энергия», 1968.
3. Л. А. Гусак, И. Б. Самойлов и др. — В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
4. Р. Н. Пиз. — В сб.: Процессы горения. Под ред. Б. Льюиса, Р. Н. Пиз, Х. С. Тейлора. М., Физматгиз, 1961, с. 162.
5. R. M. Huffaker. J. Quant. Spectr. Rad. Trans, 1968, 8, 1.
6. G. H. Lindquist, F. S. Simmons. J. Quant. Spectr. Rad. Trans., 1972, 12, 5.
7. V. Krakow, H. I. Vabrow. Appl. Opt., 1966, 5, 11.
8. F. S. Simmons. Appl. Opt., 1967, 6, 8.
9. C. V. Ludwig. Appl. Opt., 1971, 10, 5.
10. W. Malkmus. JOSA, 1963, 53, 951.
11. W. Malkmus. JOSA, 1964, 54, 751.
12. М. Б. Ревич, С. С. Дворин и др. Metallургическое топливо. М., «Металлургия», 1965.
13. R. H. Pierson, A. N. Fletcher. Anal. Chem., 1956, 28, 8.
14. А. Г. Блох. Тепловое излучение в котельных установках. Л., «Энергия», 1967.
15. А. Е. Кадышевнич. Измерение температуры плавления. М., Metallургиздат, 1961.
16. М. А. Ельяшевнич. Атомная и молекулярная спектроскопия. М., Физматгиз, 1962.
17. Е. С. Щетников. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.

УДК 536.46

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ТЕПЛОГО ВЗРЫВА ПРИ ТЕЧЕНИИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ПО КАНАЛУ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

И. Г. Дик

(Томск)

В работах [1, 2] исследовались критические условия теплового взрыва при течении вязкой реакционноспособной жидкости. Вязкость при этом рассматривалась как причина превращения энергии движения в тепло. Но в случае канала конечной длины от вязкости зависит также время пребывания в нем смеси. Особый интерес этот эффект представляет для вязкого вещества, если учесть экспоненциальную зависимость коэффициента вязкости от температуры. Диссипация энергии ведет к интенсификации разогрева и приближению к условиям теплового взрыва. С другой стороны, разогрев уменьшает вязкость и, следовательно, время пребывания вещества в канале. В [3] этот эффект изучался