

$< H\tau' < 2\pi$ колебания должны отсутствовать, тогда как в действительности они есть. Таким образом, в результате проведенного исследования впервые получено качественное и количественное согласование теоретических и экспериментальных данных по границам возбуждения колебаний в системе с многоканальной горелкой.

Поступила в редакцию 14/IV 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Ларионов. Изв. вузов. Авиационная техника, 1980, 3.
2. Нестационарное распространение пламени/Под ред. Дж. Маркштейна. М.: Мир, 1968.
3. Теория топочных процессов/Под ред. Г. Ф. Кнорре. М.—Л.: Энергия, 1966.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ГЕНЕРИРОВАНИЯ ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ

А. И. Козлюк, Н. В. Карягина, В. Л. Макаренко
(Донецк)

Повышение темпов добычи угля, рост числа сверхкатегорных по газу шахт привели к необходимости разработки мощного генератора инертных газов (ГИГ), обеспечивающего создание инертной среды в горных выработках при ликвидации подземных пожаров.

Инертную парогазовую смесь в установках типа ГИГ получают при сжигании жидкого углеводородного топлива в струе выхлопных газов турбореактивного двигателя с последующим охлаждением продуктов сгорания диспергированной водой. При этом необходимо, чтобы в генерируемом газе содержание кислорода не превышало 1—2% при высокой полноте сгорания топлива. Основное условие, обеспечивающее интенсивное протекание процесса горения,— подача в камеру дожигания топливовоздушной смеси, в которой топливо находится в парообразном состоянии либо в виде мелкодисперсных капель с диаметром частиц 10—40 мкм. Поэтому на входе в камеру дожигания установлен испаритель топлива, выполненный в виде канала с кольцевым коллектором, из которого топливо впрыскивается в поток выхлопных газов двигателя. Топливновоздушная смесь образуется в результате аэродинамического дробления и испарения капель топлива в высокоскоростном газовом потоке. Определение условий образования топливовоздушной смеси необходимой дисперсности составляет задачу исследований.

Процессы в испарителе топлива генераторов протекают при относительной скорости газа в сечении впрыска 100—220 м/с, температуре газа 600—800 К, начальной температуре жидкого топлива 293 К.

Согласно [1], в результате аэродинамического взаимодействия исследуемых сред с данными физическими свойствами образуются капли дисперсностью не более 150 мкм. При таких размерах капель можно считать, что в каплях отсутствует циркуляционное движение жидкости, несущественны испарение жидкости в прифорсуночной зоне, коагуляция и повторное разбиение капель. Поэтому полидисперсную капельную взвесь представим как монодисперсную [2] с размером капель, равным начальному среднему объемно-поверхностному диаметру [3]

$$d_k = 18 \pi 16^{0,33} \left(\frac{\mu_k \varphi^{0,5} \rho_k^{-0,5}}{\rho_T u^2} \right), \quad (1)$$

где d_k — диаметр капли, м; μ_k — коэффициент динамической вязкости жидкости, Н·с/м; φ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости, Н/м; ρ_k , ρ_T — плотность жидкой и газовой фаз, кг/м³; u — относительная скорость капель, м/с.

Для установления взаимосвязи тепловых газо- и гидродинамических параметров процесса, протекающего в испарителе топлива, и закономерностей их изменения по длине канала к разработке принята одномерная, квазистационарная модель процесса теплообмена в высокотемпературном потоке газа, в основу которой положены уравнения тепло- и массоотдачи в газожидкостных средах [4, 5].

Выхлопной газ турбореактивного двигателя, имеющий начальную температуру T_r , скорость w_r , секундный массовый расход G_r , проходит через плоскость поперечного сечения F испарительного канала, где смешивается с каплями керосина, которые подаются в поток газа со скоростью w_k , температурой T_k , в количестве G_k . Допущения: капли топлива равномерно распределены в каждом сечении канала, имеют сферическую форму, одинаковый начальный размер, определяемый условиями аэродинамического дробления, температура капель инвариантна по отношению к радиусу, жидкость на стенках канала не осаждается, процесс теплообмена адиабатический.

Для описания данного процесса использовано уравнение массопереноса [5]

$$\frac{dm_k}{dz} = \alpha_D^p p \ln \frac{p}{p - p_{\text{нн}}} \cdot \frac{\pi d_k^2}{w_k}, \quad (2)$$

где m_k — масса капли, кг; p — давление в канале, Па; $p_{\text{нн}}$ — давление насыщенных паров топлива при температуре капли, Па; α_D^p — коэффициент массоотдачи, отнесенный к разности парциальных давлений, определяемый по формуле $Nu_D = \frac{\alpha_D^p d_k RT}{DM} = 2 + 0,6 Pr^{1/3} Re^{1/2}$, с/Н;

Nu_D — массообменное число Нуссельта; $Pr_D = \frac{\mu}{\rho D}$ — диффузионное число Прандтля; $Re = \frac{d_k w_r}{\mu}$ — число Рейнольдса; R — универсальная газовая постоянная, Дж/(кмоль · К); T — температура топливоздушной смеси, К; μ — коэффициент динамической вязкости газовой фазы, Н · с/м²; D — коэффициент массовой диффузии, определяемый по формуле [6] $D = 2,1 \left(\frac{T}{273} \right)^{1,99} \cdot \frac{1,03}{p}$, м²/с; M — молекулярная масса смеси, кг/кмоль.

Давление насыщенных паров керосина определяли по полученной эмпирической зависимости

$$p_{\text{нн}} = 384650 - 2042,6T - 2,46T^2 + 0,025T^3 - 0,277 \cdot 10^{-4}T^4. \quad (3)$$

Уравнения, характеризующие процессы испарения и преобразования энергии в каплях, имеют следующий вид:

уравнение теплопереноса

$$\frac{dT_k}{dz} = \frac{1}{m_k c_{pK}} \left[\alpha F_{K_0} (T - T_r) \frac{y}{(e^y - 1) w_k} - \frac{dm_k}{dz} r \right], \quad (4)$$

уравнение энергии капли

$$- m_k \frac{dw_k}{dz} = C_K F_{K_0} \rho \frac{w_k^2}{2}, \quad (5)$$

где z — координата по длине камеры испарения, м; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг · К); α — коэффициент теплоотдачи, определяемый по эмпирической формуле [7] $Nu = \alpha d_k / \lambda = 2 + 0,6 Pr^{1/3} Re^{1/2}$, Вт/(м² · К); $Pr = c_p \mu / \lambda$ — число Прандтля; λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м · К); F_{K_0} — площадь поверхности капли, м²; $y = \frac{c_p \delta w_k}{\pi d_k (d_k + 2\delta) \lambda} \frac{dm_k}{dz}$ — числовой коэффициент; δ — толщина паровой пленки, определяемая по эмпирической зависимости [4] $\delta = d_k / (Nu - 2)$; r — теплота испарения керосина, Дж/кг; C_K — коэффи-

коэффициент сопротивления, определяемый по эмпирической формуле $C_k = 27 \text{Re}^{-0,84}$. Величины, обозначенные символом с индексом k , относятся к каплям, p — к пару, $г$ — к газу, без индекса — к парогазовой смеси.

Уравнения, характеризующие динамику газожидкостной фазы, получены с учетом зависимости теплофизических свойств жидкой и газовой фазы от температуры.

Уравнение движения

$$K_p \frac{dp}{dz} = -G \frac{dT}{dz} - 2T \frac{dG}{dz} - \frac{GT}{M} \frac{dM}{dz} - \frac{AG_r}{R^2 G^2} \cdot \frac{dw_k}{dz} - \frac{A}{G^2 R^2} f \rho w_k \sqrt{\pi F}, \quad (6)$$

уравнение энергии

$$K_T \frac{dT}{dz} = \frac{GT}{p} \frac{dp}{dz} - \left[\frac{A^2}{G^4 R^4} \left(h - h_k - \frac{w_k^2}{2} \right) + 1,5T^2 \right] \frac{dG}{dz} - \frac{GA^2 T^2}{M} \frac{dM}{dz} - \frac{A^2 G_k w_k}{R^4 G^4} \frac{dw_k}{dz} - \left[\frac{A^2 G_{\Pi}}{G^4 R^4} (c_{p_k} - c_{p_{\Pi}} - 2438) + \frac{A^2 G_k c_{p_k}}{G^4 R^4} \right] \frac{dT_{\text{ж}}}{dz}, \quad (7)$$

где f — удельный коэффициент трения о стенки; h — энтальпия, Дж/кг; A , K_p , K_T — числовые коэффициенты: $A = GRFPM$; $K_p = \frac{AE}{R^2 G^2} - \frac{GT}{p}$;

$$K_T = (c_{p_{\Pi}} G_{\Pi} + c_{p_g} G_g + 0,13 G_g T) \frac{A^2}{G^4 R^4} + GT; \quad \frac{dM}{dz} = \frac{7,19 G_g}{(0,55 G_g + \Omega G_g - G_k)^2} \frac{dG}{dz}$$

изменение молекулярной массы смеси.

Систему уравнений замыкают уравнения неразрывности и состояния

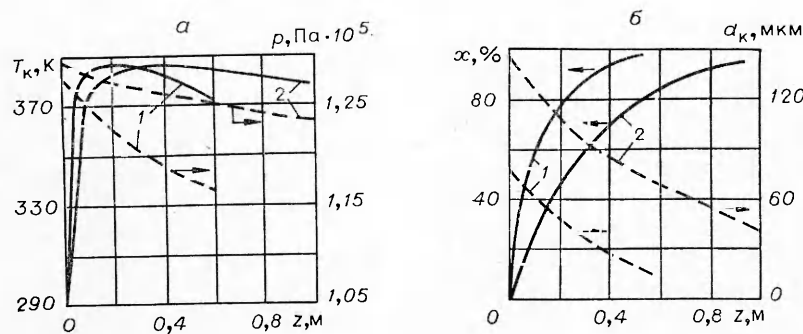
$$\frac{dG}{dz} = -N \frac{dm_{\text{ж}}}{dz}, \quad (8)$$

$$\rho = \frac{p}{RT} (G_g - G_{\Pi}) \left/ \left(\frac{G_g}{M_g} + \frac{G_{\Pi}}{M_{\Pi}} \right) \right., \quad (9)$$

где N — число капель, проходящих через сечение канала в единицу времени, с^{-1} .

Систему уравнений (4)–(9) решали на ЭВМ-1022 методом Рунге — Кутты для условий генератора ГИГ-1500 со следующими параметрами: производительность $G_g = 15$ кг/с (см. кривые 1 на рисунке) и $G_g = 10$ кг/с (кривые 2), относительный расход топлива $\Omega = G_k/G_g = 0,06$ кг/кг, площадь сечения цилиндрического испарительного канала $F = 0,1195$ м², $f = 0,04$, $T_k = 273$ К, $T_g = 833$ и 748 К при $G_g = 15$ и 10 кг/с соответственно, начальное давление в испарителе $p = 1,3 \cdot 10^5$ Па, $w_k = 12$ м/с.

Результаты расчета, приведенные на рисунке, позволяют установить влияние на интенсивность теплообмена производительности гене-



Изменение параметров топливовоздушного потока по длине испарителя топлива.

ратора и исследовать характер изменения основных параметров процесса по длине канала. Температура капель топлива быстро достигает значения, соответствующего состоянию насыщения паров, и далее на всем отрезке пути движения капель незначительно изменяется в связи с падением давления (см. рисунок *a*) в канале, которое в свою очередь обусловлено процессом парообразования, характеризуемого долей испарившегося топлива x . Видно (см. рисунок *b*), что с увеличением производительности генератора интенсифицируется процесс аэродинамического дробления капель топлива и сокращается длина участка испарения.

Результаты расчета использованы при проектировании опытного образца генератора ГИГ-1500, который был успешно применен при ликвидации пожара на одной из шахт Печорского бассейна.

Поступила в редакцию 17/VI 1983,
после доработки — 11/X 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Тинт, Л. М. Пинков, Э. К. Снйрде. Тр. Таллинского политехн. ин-та, 1975, № 377.
2. A. S. Alkidas. J. Heat and Mass Transfer. 1981, 24, 12, 1913.
3. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ПМТФ, 1970, 1, 168.
4. J. S. Habib. J. of Heat Transfer, 1976, 7, 421.
5. J. Richard. Priem and Marcus F. Heidman propellant vaporisation as a design criterion for rocket-engine combustion chambers NASA. Technical report R — 67, 1960.
6. А. В. Иестеренко. Основы термодинамических расчетов вентиляции и кондиционирования воздуха. М.: Высшая школа, 1971.
7. В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. Теплопередача. М.: Энергия, 1976.

О ЧИСЛЕ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ АДИАБАТИЧЕСКОГО ПРОТОЧНОГО ХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА С АВТОКАТАЛИТИЧЕСКОЙ РЕАКЦИЕЙ

Ю. С. Рязанцев, В. М. Шевцова
(Москва)

Одним из фундаментальных вопросов математической теории химических реакторов, так же как и теории распространения пламени, является вопрос о существовании и числе стационарных режимов. Решение этой задачи оказывается сравнительно простым лишь для реакторов идеального вытеснения и идеального перемешивания [1]. В случае проточного реактора с продольной дисперсией вопрос о числе стационарных режимов наиболее полно исследован для одномерной модели реактора с одностадийной экзотермической реакцией, скорость которой зависит от концентрации и температуры по закону $f_0(c) = c^n \exp(-E/RT)$. В работах [2, 3] численным методом установлено, что в адиабатическом реакторе в зависимости от значений определяющих параметров может реализовываться от одного до трех стационарных режимов, в неадиабатическом реакторе с линейным теплообменом [5] — от одного до семи.

Наряду с анализом реактора, в котором протекает реакция со степенной зависимостью от концентрации, большой интерес представляет исследование вопроса о числе стационарных режимов в случае, когда в реакторе протекает экзотермическая реакция типа Лэнгмюра — Хиншельвуда

$$f(c) = k_1 c \exp(-E/RT)/(1 + k_2 c)^2, \quad (1)$$

которая, в частности, описывает окисление угарного газа СО на платиновом катализаторе [6], гидрогенизацию этилена [7], некоторые биологические процессы [8] и др. Отметим, что в отличие от реактора со степенной реакцией в реакторе с автокаталитической реакцией неедин-