

4. Р. И. Солоухин. Ударные трубы для физико-химических исследований. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1966.
5. В. Н. Строчкин. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
6. Н. М. Алексеев, Р. С. Тюльпанов. ФГВ, 1974, 10, 5.
7. P. Wolanski, S. Wojeicki. XIV-th Symposium (International) on Combustion, Pittsburg, 1972.

УДК 536.24

ТЕПЛОВЫЕ РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ ХИМИЧЕСКИ РЕАГИРУЮЩЕЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ТРУБЕ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

А. М. Столин

(Москва)

При течении инертной жидкости в круглой трубе конечной длины для случая заданного перепада давления $\Delta p = \text{const}$, распределенного по длине трубы, диссипативное тепловыделение приводит к существованию двух устойчивых стационарных режимов течения — низкотемпературного и высокотемпературного — с гистерезисным скачкообразным характером переходов между ними [1]. Эти переходы протекают по законам теплового воспламенения и потухания [1, 2]. Для случая заданного расхода жидкости $Q = \text{const}$ это явление отсутствует. Рассмотрение совместного действия химического и диссипативного тепловыделений было проведено лишь для непроточных моделей, в которых время пребывания жидкости не ограничено [3, 4]. В этих условиях течения возможны режимы теплового взрыва химической и гидродинамической природы.

Цель настоящей работы — выяснение особенностей теплового режима течения вязкой реагирующей жидкости в трубе конечной длины, обусловленных взаимодействием диссипативного и химического тепловыделений. Рассмотрение проведено для случаев $Q = \text{const}$ и $\Delta p = \text{const}$.

Постановка задачи

Рассмотрим задачу о стационарном тепловом режиме течения вязкой несжимаемой жидкости в круглой трубе радиуса r_0 и длиной l . Исходная система уравнений с учетом диссипации энергии и тепловыделения от химической реакции в рамках приближений, сформулированных и обоснованных в [1], имеет вид:

$$c\rho \frac{Q}{\pi r_0^2} \frac{dT}{dz} = Q_0 \omega(T) + \frac{8Q^2}{\pi^2 r_0^6} \mu(T) - \frac{2\alpha}{r_0} (T - T_0),$$

$$\Delta p = \frac{8Q}{\pi r_0^4} \int_0^l \mu(T) dz. \quad (1)$$

Здесь ω — скорость реакции, μ — вязкость жидкости, T — температура жидкости, T_0 — температура окружающей среды, Q — расход жидкости, $\Delta p = p(0) - p(l)$ — перепад давлений между входом и выходом трубы, c — теплоемкость, ρ — плотность, α — коэффициент теплоотдачи, Q_0 — тепловой эффект реакции, z — продольная координата.

Для простоты рассматривается реакция нулевого порядка и аррениусовские зависимости скорости реакции и вязкости от температуры

$$\omega(T) = k_0 e^{-E/RT}, \quad \mu(T) = \mu_0 e^{U/RT}, \quad (2)$$

где k_0, μ_0 — предэкспоненты; E, U — соответственно энергии активации химической реакции и вязкого течения; R — газовая постоянная.

Приведем уравнения (1) и (2) к безразмерному виду. В качестве безразмерных параметров можно взять

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{8El\mu(T_0)}{\pi r_0^4 RT_0^2 c_p} \cdot Q; \quad \Delta\pi = \frac{E}{c_p RT_0^2} \cdot \Delta p; \\ B &= \frac{16E\mu(T_0)l^2}{(c_p)^2 RT_0^2 \nu_0^3} \cdot \alpha; \quad \theta = \frac{E}{RT_0^2} (T - T_0); \quad \xi = z/l; \\ \kappa &= 8 \left(\frac{El}{RT_0^2 \nu_0 c_p} \right)^2 \mu(T_0) Q_0 k_0 e^{-E/RT_0}; \\ \beta &= \frac{RT_0}{E}; \quad \lambda = \frac{u}{E}. \end{aligned} \quad (3)$$

Следуя [1], назовем безразмерные величины: ω — расход, $\Delta\pi$ — перепад давления, B — коэффициент теплоотдачи, θ — температура, ξ — продольная координата. Учет химической реакции обусловил появление дополнительных безразмерных параметров: κ — критерий, характеризующий интенсивность химического тепловыделения, λ — отношение энергий активации вязкого течения и химической реакции ($\lambda < 1$), а также β . Так как β обычно малая величина, то ограничимся случаем $\beta = 0$. Тогда рассматриваемая задача запишется следующим образом:

$$\omega \frac{d\theta}{d\xi} \omega^2 e^{-\lambda\theta} + \kappa e^{\theta} - B\theta; \quad \Delta\pi = \omega \int_0^1 e^{-\lambda\theta} d\xi. \quad (3')$$

Примем, что температуры жидкости на входе в трубу и внешней среды равны, тогда имеем простейшее граничное условие:

$$\text{при } \xi=0 \quad \theta=0.$$

Метод анализа

Проведем усреднение каждого члена уравнений (3) по длине трубы. Введем среднее значение температуры по формуле

$$\bar{\theta} = \int_0^1 \theta(\xi) d\xi.$$

Усреднение нелинейных членов уравнений (3) проведем по способу, указанному Худяевым [7]. Усредняя разложения e^{θ} и $e^{-\lambda\theta}$ в ряд Тейлора, с погрешностью порядка $(\theta - \bar{\theta})^2$ имеем приближенные равенства

$$e^{\theta} \simeq e^{\bar{\theta}}, \quad e^{-\lambda\theta} \simeq e^{-\lambda\bar{\theta}}. \quad (4)$$

Примем далее условие

$$|\bar{\theta} - \theta(1)| \ll \theta(1). \quad (5)$$

Физически это условие реализуется, например, для продольного распределения температуры, слабо изменяющемся на достаточно большом выходном участке. При выполнении условия (5) усреднение уравнений (3) дает

$$\omega\bar{\theta} = \omega^2 e^{-\lambda\bar{\theta}} + \kappa e^{\bar{\theta}} - B\bar{\theta}; \quad \Delta\pi = \omega e^{-\lambda\bar{\theta}}. \quad (6)$$

Для течения с заданным расходом $\omega = \text{const}$ удастся провести более точное усреднение с весом

$$\bar{\theta} = \int_0^{\sqrt{B}} \theta(\eta) e^{-\eta} d\eta,$$

где $\eta = \sqrt{B}\xi$. Если предположить, что \sqrt{B} — безразмерная длина трубы ($\sqrt{B} \sim l$) — достаточно велика, то

$$\frac{d\bar{\theta}}{d\eta} \int_0^{\sqrt{B}} \frac{d\theta}{d\eta} e^{-\eta} d\eta = \theta e^{-\eta} \Big|_0^{\sqrt{B}} + \int_0^{\sqrt{B}} \theta e^{-\eta} d\eta \approx \bar{\theta}.$$

Используя приближенные равенства (4) с погрешностью порядка

$$\int_0^{\sqrt{B}} \frac{(\theta - \bar{\theta})^2}{2} e^{-\eta} d\eta,$$

получим

$$\Omega\bar{\theta} = \Omega^2 e^{-\lambda\bar{\theta}} + \kappa e^{\bar{\theta}} - \bar{\theta}; \quad \Omega = \omega/\sqrt{B}.$$

Заметим, что метод усреднения эквивалентен нульмерному методу, который ранее использовался в [1] для исследования явления гидродинамического воспламенения и потухания в случае только диссипативного тепловыделения. В этой работе было проведено сопоставление результатов решения интегродифференциальной системы (3) и соответствующих им нульмерным уравнениям (6) при $\kappa = 0$. Показано, что характер температурных кривых, рассчитанных указанными способами, одинаков и они совпадают вплоть до критической точки воспламенения. Получено также хорошее соответствие между приближенными и точными расчетами критических зависимостей параметров, соответствующих условиям воспламенения и потухания.

В работах [5, 6] математически нульмерный метод трактовался как конечно-разностный переход в один шаг. Рассмотрение этого метода с точки зрения процедуры усреднения представляется более обоснованным, так как при этом возможно оценить порядок допущенной ошибки.

Режим течения при заданном расходе $\omega = \text{const}$

В этом случае стационарный разогрев θ определяется из первого уравнения (6) (знак усреднения в дальнейшем опускаем)

$$\omega\theta = \omega^2 e^{-\lambda\theta} + \kappa e^{\theta} - B\theta. \quad (7)$$

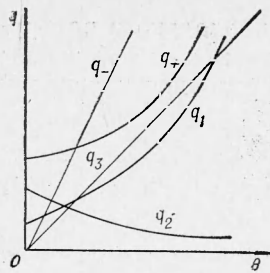


Рис. 1. Диаграмма Семенова для режима $Q = \text{const}$.

Для физического анализа решения уравнения (7) введем следующие критерии: $\kappa_c = \kappa/B$ — известный в нестационарной теории теплового взрыва критерий Семенова, $\tau_0 = B/\omega$ — безразмерное время пребывания жидкости в трубе, $\kappa_m = \omega^2/B$ — критерий, характеризующий интенсивность диссипативного тепловыделения. Обозначим соответственно тепловыделение суммарное $q_+ = \kappa_m e^{-\lambda\theta} + \kappa_c e^\theta$, от химической реакции $q_1 = \kappa_c e^\theta$, от диссипации энергии течения $q_2 = \kappa_m e^{-\lambda\theta}$, суммарный теплоотвод $q_- = (1 + 1/\tau_0)\theta$, теплоотвод через стенки трубы $q_3 = \theta$. Из рис. 1, на котором изображена диаграмма Семенова,

видно, что при течении с заданным расходом $\omega = \text{const}$ возможно явление теплового взрыва, критические условия которого зависят не только от соотношения масштабов химического тепловыделения и теплоотвода через стенки κ_c , но и от гидродинамических параметров κ_m , τ_0 , а также параметра температурной зависимости вязкости λ .

Зависимость между критическими параметрами находится из условий

$$\begin{aligned} q_+ &= q_-, & \kappa_m e^{-\lambda\theta} + \kappa_c e^\theta &= \left(\frac{1}{\tau_0} + 1\right)\theta; \\ \dot{q}_+ &= \dot{q}_-, & -\lambda\kappa_m e^{-\lambda\theta} + \kappa_c e^\theta &= \frac{1}{\tau_0} + 1 \end{aligned}$$

и может быть представлена в параметрическом виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{\kappa_c}{1 + 1/\tau_0} &= \frac{\lambda\theta + 1}{1 + \lambda} e^{-\theta}, \\ \frac{\kappa_m}{1 + 1/\tau_0} &= \frac{\theta - 1}{1 + \lambda} e^{\lambda\theta}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Уравнения (8) определяют связь между критическими параметрами теплового взрыва для куэттовского неизотермического течения жидкости между двумя цилиндрами с заданной скоростью вращения подвижной границы при наличии химического и диссипативного тепловыделений [4]. Тем самым можно воспользоваться известными результатами и установить некоторую физическую аналогию между напорным и куэттовским типами течения. Возможность такой аналогии обусловлена тем, что в данном случае ограниченность времени пребывания жидкости в трубе эквивалентна увеличению коэффициента теплоотдачи на некоторую постоянную величину.

При малой величине интенсивности диссипативного тепловыделения ($\kappa_m \rightarrow 0$) из (8) получаем

$$\kappa_c \rightarrow \kappa_c^0 = \frac{1}{e} (1 + 1/\tau_0), \quad \theta \rightarrow 1. \quad (9)$$

Критические режимы течения возможны даже для $\tau_0 \rightarrow 0$. Это объясняется тем, что время пребывания жидкости вблизи стенки из-за условий прилипания значительно больше среднего времени пребывания. Критическое время пребывания жидкости можно трактовать как период индукции, по истечении которого происходит тепловой взрыв. Как и в нестационарной теории теплового взрыва, для реакции нулевого порядка [2] при $\tau_0 \rightarrow \infty$ (это соответствует переходу к предельному случаю

«бесконечно длинной трубы») получаем семеновское критическое условие $\kappa_c = 1/e$. Из (9) следует также, что учет конвективного продольного переноса при $\kappa_m \rightarrow 0$ не влияет на критический разогрев: $\theta \equiv 1$.

Выясним влияние диссипативного тепловыделения на критическую зависимость $\kappa_c(\tau_0)$. Из первого уравнения (8) с использованием (9) она может быть представлена в виде

$$\kappa_c(\tau_0) = \kappa_c^0(\tau_0) f_1(\theta), \quad f_1(\theta) = \frac{1 + \lambda\theta}{1 + \lambda} e^{-\theta}.$$

Здесь $f_1(\theta)$ можно рассматривать как поправку к зависимости $\kappa_c^0(\tau_0)$, определяемую из соотношения (9) для случая без диссипативного тепловыделения. Само значение θ однозначно зависит от κ_m и λ и определяется вторым уравнением (8). Из него следует, что увеличение κ_m от 0 до ∞ соответствует увеличению критического θ от 1 до ∞ , при этом сама функция $f_1(\theta)$ непрерывно убывает от 1 до 0 (максимум функция $f_1(\theta)$ имеет в точке $\theta = \frac{\lambda - 1}{\lambda} \leq 0$). Физически это означает, что при напорном течении реагирующей жидкости в трубе с заданным расходом учет диссипативного тепловыделения уменьшает взрывной предел, т. е. уменьшаются критическая температура теплового взрыва, температура жидкости в критическом режиме и критическая скорость тепловыделения от химической реакции.

Режим течения при заданном перепаде давления $\Delta\pi = \text{const}$

Для этого случая основное уравнение, определяющее стационарную температуру θ , можно получить, исключая ω из (6):

$$\Delta\pi\theta e^{\lambda\theta} = \Delta\pi^2 e^{\lambda\theta} + \kappa e^{\theta} - B\theta. \quad (10)$$

Введем обозначения

$$q_0(\theta) = \Delta\pi e^{\lambda\theta} \left(\Delta\pi + \frac{\kappa}{\Delta\pi} e^{\theta(1-\lambda)} - \theta \right), \quad q_1(\theta) = B\theta.$$

Функция $q_0(\theta)$ выражает суммарную скорость накопления тепла при адиабатических условиях на стенке трубы ($B=0$). Она определяется диссипативным и химическим тепловыделением, а также конвективным теплопереносом вдоль оси трубы.

Стационарная температура соответствует точкам пересечения кривой $q_0(\theta)$ и прямой $q_1(\theta)$. Их число определяется характером зависимости $q_0(\theta)$. Из условия существования лишь одного решения уравнения

$$q_0(\theta) = 0, \quad \Delta\pi e^{\lambda\theta} \left[\Delta\pi + \frac{\kappa}{\Delta\pi} e^{\theta(1-\lambda)} - \theta \right] = 0$$

получаем

$$\kappa = \kappa_1 = \frac{\Delta\pi}{1 - \lambda} e^{-\Delta\pi(1-\lambda)} - 1.$$

При $\kappa < \kappa_1$ имеются две точки пересечения $q_0(\theta)$ с осью θ , соответствующие двум адиабатическим решениям уравнения (10), а при $\kappa > \kappa_1$ — ни одной.

Уравнение

$$\dot{q}_0(\theta) = 0, \quad \Delta\pi e^{\lambda\theta} \left[(\lambda\Delta\pi - 1) + \frac{\kappa}{\Delta\pi} e^{(1-\lambda)\theta} - \lambda\theta \right] = 0 \quad (11)$$

имеет всегда единственное решение (соответственно $q_0(\theta)$ имеет одну экстремальную точку) при $\dot{q}_0(0) < 0$, откуда следует условие

$$\kappa < \kappa_4 = (1 - \lambda\Delta\pi)\Delta\pi.$$

Если $\kappa > \kappa_4$, то уравнение (11) имеет единственное решение лишь при условии

$$\kappa = \kappa_2 = \frac{\lambda\Delta\pi}{1-\lambda} e^{-[\Delta\pi(1-\lambda) + \frac{2\lambda-1}{\lambda}]} = \kappa_1 \lambda e^{\frac{1-\lambda}{\lambda}}.$$

При $\kappa < \kappa_2$ у функции $q_0(\theta)$ имеются две экстремальные точки, а при $\kappa > \kappa_2$ — ни одной.

Аналогично и уравнение

$$\ddot{q}_0(\theta) = 0, \quad \Delta\pi e^{\lambda\theta} \left[\lambda(\lambda\Delta\pi - 2) + \frac{\kappa}{\Delta\pi} e^{(1-\lambda)\theta} - \lambda^2\theta \right] = 0 \quad (12)$$

имеет всегда единственное решение, соответствующее точке перегиба функции $q_0(\theta)$, при $\ddot{q}_0(0) < 0$ или при

$$\kappa < \kappa_5 = \lambda\Delta\pi(2 - \lambda\Delta\pi). \quad (13)$$

Если $\kappa > \kappa_5$, то уравнение (13) имеет единственное решение при условии

$$\kappa = \kappa_3 = \frac{\Delta\pi\lambda^2}{1-\lambda} e^{\frac{2(1-\lambda)}{\lambda}} e^{-[\Delta\pi(1-\lambda)+1]} = \kappa_2 \lambda e^{\frac{1-\lambda}{\lambda}}.$$

При $\kappa < \kappa_3$ функция $q_0(\theta)$ имеет две точки перегиба, а при $\kappa > \kappa_3$ — ни одной.

Отметим, что $F(\lambda) = \lambda e^{\frac{1-\lambda}{\lambda}} > 1$ при $\lambda < 1$, следовательно, имеем

$$\kappa_1 < \kappa_2 < \kappa_3.$$

Возможные типы кривых $q_0(\theta)$ и пересечений с прямой теплоотвода $q_1(\theta) = B\theta$ представлены на рис. 2. Рассматривая соответствующие случаи без учета влияния начальной температуры жидкости, можно выделить следующие режимы течения: «химические», «гидродинамические» и «промежуточные». Укажем основные закономерности этих режимов.

Для «химических» режимов (случаи 1, 2, 4, 7, 9 на рис. 2) при достаточно малых значениях коэффициента теплоотдачи $B < B_*$ реализуется возможно высокая скорость химической реакции, ускорение которой приводит к тепловому взрыву. Суммарная скорость процесса в конечном итоге (при достаточно больших разогревах жидкости) определяется по скорости химической реакции, имеющей большую энергию активации, чем энергия активации вязкого течения ($E > U$). Гидродинамические факторы — диссипативное тепловыделение и конвективный теплоперенос — вносят лишь количественные поправки в критическое условие теплового взрыва $B = B_*$.

При достаточно больших коэффициентах теплоотдачи $B > B_*$ существуют два стационарных значения θ_1 и θ_2 , из которых лишь нижнее θ_1 является устойчивым.

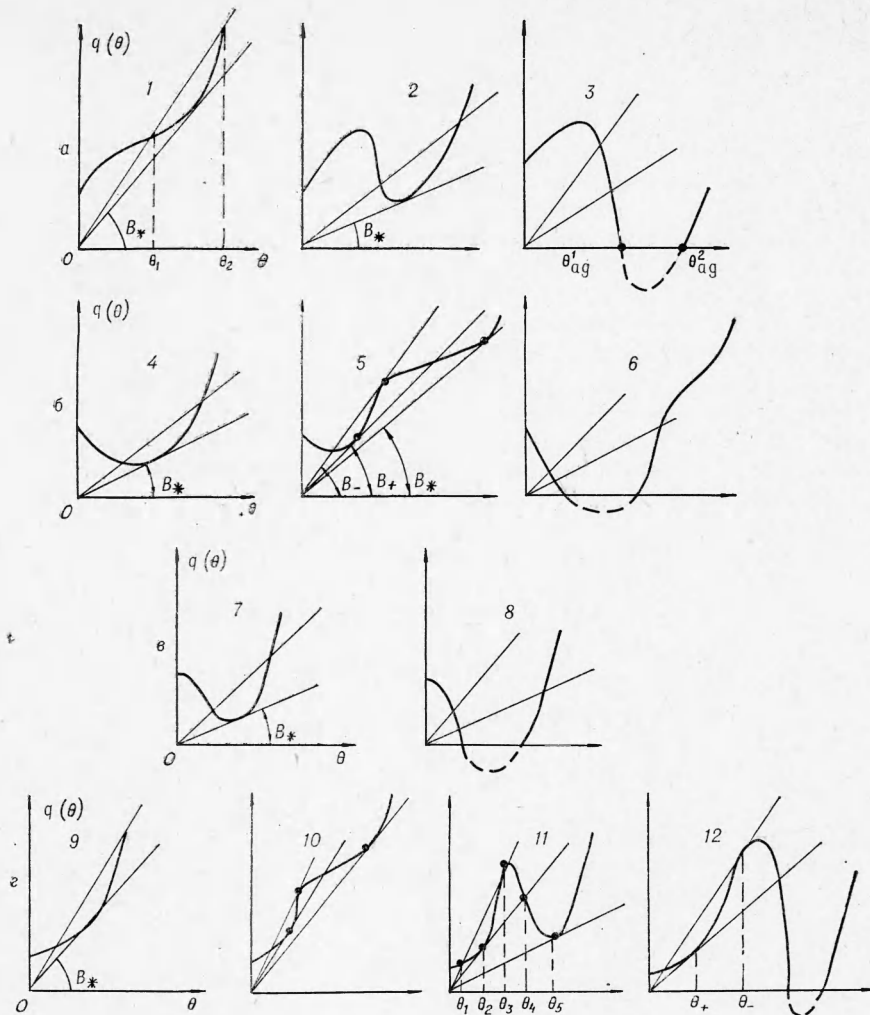


Рис. 2. Диаграмма Семенова для режима $\Delta p = \text{const}$ при различных значениях κ .
 а) $\kappa_4 < \kappa < \kappa_5$: 1 — $\kappa > \kappa_2$, 2 — $\kappa_1 < \kappa < \kappa_2$, 3 — $\kappa < \kappa_1$; б) $\kappa_5 < \kappa < \kappa_4$: 4 — $\kappa > \kappa_3$, 5 — $\kappa_1 < \kappa < \kappa_3$, 6 — $\kappa < \kappa_1$, в) $\kappa < \kappa_4$, $\kappa < \kappa_5$: 7 — $\kappa > \kappa_1$, 8 — $\kappa < \kappa_1$; г) $\kappa > \kappa_4$, $\kappa > \kappa_5$: 9 — $\kappa > \kappa_3$, 10 — $\kappa_2 < \kappa < \kappa_3$, 11 — $\kappa_1 < \kappa < \kappa_2$, 12 — $\kappa < \kappa_1$.

«Гидродинамические» режимы (случаи 3, 6, 8, 12 на рис. 2). Для любых значений коэффициента теплоотдачи существует стационарный режим течения с разогревом $\theta < \theta'_{ag}$, где θ'_{ag} — адиабатическое решение. В этих случаях суммарная скорость процесса лимитируется гидродинамическими факторами, тепловое ускорение химической реакции невозможно и можно приближенно считать скорость химического тепловыделения постоянной.

Среди возможных особо следует выделить случай 12, для которого стационарное решение не единственное и возможно явление гидродинамического воспламенения и потухания, описанное ранее в [1]. При этом в зависимости от значений коэффициента теплоотдачи B может быть либо по одной точке пересечения на низкотемпературной ($B > B_-$) и на высокотемпературной ($B < B_+$) ветвях, либо три точки пересечения ($B_+ < B < B_-$).

«Промежуточные» режимы (случаи 5, 10, 11 на рис. 2). Существование этих режимов — результат взаимодействия химической реакции и гидродинамических факторов. В этих случаях кривая $q_0(\theta)$ имеет

четыре ветви. Устойчивые решения располагаются на первой и третьей ветвях, соответствующие низкотемпературному и высокотемпературному режимам течения. Для этих режимов суммарная скорость процесса лимитируется гидродинамическими факторами, управляющими явлениями воспламенения и потухания. Вторая и четвертая ветви $q_0(\theta)$ являются неустойчивыми, четвертая ветвь, стремящаяся к бесконечности при увеличении θ , соответствует режиму теплового взрыва, для которого преобладает влияние химической реакции.

При изменении коэффициента теплоотдачи имеем:

а) $B > B_-$ — существует один стационарный режим с низкотемпературным разогревом $\theta < \theta_1$;

б) $B_+ < B < B_-$ — четыре стационарных режима, из которых два устойчивые с разогревами $\theta_1 < \theta < \theta_2$ и $\theta_3 < \theta < \theta_4$;

в) $B_* < B < B_+$ — два стационарных режима, из которых один устойчивый с разогревом $\theta_4 < \theta < \theta_5$;

г) $B < B_*$ — нет стационарных режимов (тепловой взрыв). Здесь B_- — критическое значение коэффициента теплоотдачи для потухания, B_+ — для воспламенения, B_* — для теплового взрыва.

Для отыскания критических условий воспламенения, потухания и теплового взрыва следует исходить из системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} q_0(\theta) &= q_1(\theta), \\ \dot{q}_0(\theta) &= \dot{q}_1(\theta). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

В явном виде отыскание критических условий возможно провести для предельных случаев $\lambda = 1$ и $B = 0$.

При $\lambda = 1$ (равенство энергий активации химической реакции и вязкого течения) возможны лишь явления воспламенения и потухания, а режим теплового взрыва отсутствует. Решение системы (13) определяет критические температуры потухания θ_- и воспламенения θ_+ :

$$\theta_{+,-} = \frac{\Delta\pi^2 + \kappa}{2\Delta\pi} \left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{4\Delta\pi}{\Delta\pi^2 + \kappa}} \right).$$

Критические условия воспламенения и потухания совпадают при $\kappa = (4 - \Delta\pi)\Delta\pi$, $\theta = 2$, $B = \Delta\pi e^2$. Отсюда при $\kappa = 0$ получаем известные соотношения для критических параметров, соответствующих совпадению критических условий гидродинамического воспламенения и потухания [1].

При $B = 0$ (адиабатический режим течения) возможен лишь режим теплового взрыва, а явления воспламенения и потухания исчезают. Критические условия теплового взрыва, найденные из условий (14), имеют вид

$$\kappa = \kappa^* = \frac{\Delta\pi}{1 - \lambda} e^{-\Delta\pi(1-\lambda)-1}, \quad \theta = \theta^* = \Delta\pi + \frac{1}{1 - \lambda}$$

и, таким образом, зависят от перепада давления $\Delta\pi$ и отношения энергий активации λ .

В рамки данной работы не входил анализ химического выгорания, а рассматривался простейший случай реакции нулевого порядка. Учет выгорания обусловит вырождение явления теплового взрыва в явление воспламенения и потухания, определяемое химической реакцией. Однако можно утверждать, что основные закономерности взаимодействия химической реакции и гидродинамических факторов, приводящие к существованию «гидродинамических», «химических» и «промежуточных»

режимов течения, описанные в настоящей работе, имеют место и в общем случае.

Автор глубоко признателен А. Г. Мержанову и С. И. Худяеву за ценные советы и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
11/VI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, А. М. Столин. ПМТФ, 1974, 1.
2. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
3. С. А. Бостанджян, А. Г. Мержанов, Н. М. Пручкина. ПМТФ, 1968, 5.
4. А. М. Столин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 4.
5. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.—Л., ГЭИ, 1954.
6. Л. А. Вулис, К. Е. Джаугаштин. ТВТ, 1966, 4, 1.
7. С. И. Худяев. Докл. АН, 1965, 154, 4.

УДК 533.9.533.95

К ИССЛЕДОВАНИЮ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК В ИМПУЛЬСНЫХ МГД-СИСТЕМАХ

Ю. А. Буренин, Г. А. Швецов

(Новосибирск)

Взрывные МГД-генераторы используются для получения мегагауссовых магнитных полей [1—3], мощных световых и электрических импульсов энергии [4—7], находят применение в экспериментах по физике плазмы, изэнтропическому сжатию веществ [8—9]. В указанных задачах часто требуется получение больших КПД преобразования энергии взрыва в электромагнитную энергию и одновременно обеспечение максимального отношения энергии ϵ , выделившейся в нагрузке генератора, к энергии начального магнитного поля ω_0 . При малых КПД преобразования энергии взрыва в электромагнитную для получения нужных значений энергий приходится работать с большими зарядами ВВ, что может привести к трудностям в постановке экспериментов. При малых ϵ/ω_0 для получения нужных абсолютных значений ϵ необходимо использовать громоздкие источники начальной энергии магнитного поля (батареи конденсаторов, индуктивные накопители и т. п.). В литературе задача получения одновременно больших значений ϵ/ω_0 и КПД преобразования энергии взрыва в электромагнитную не рассматривалась, приводилась только ее постановка [10—12].

Вопрос о получении максимальных значений тока, мощности и энергии, переданной в индуктивно-омическую нагрузку, в линейных МГД-генераторах рассматривался в [12], где получены формулы, позволяющие оценить максимальные значения этих параметров. Однако при сделанном допущении (анализ проводился для постоянной скорости изменения индуктивности, $L = \text{const}$) КПД преобразования энергии движущегося проводящего поршня в электромагнитную (η) близок к нулю.

В настоящей работе на простой электротехнической модели анализируются энергетические характеристики взрывного линейного МГД-генератора кондукционного типа с внешним магнитным полем и в режи-