

ЛИТЕРАТУРА

1. Геращенко О. А. Основы теплотехники. Киев, «Наукова думка», 1971.
2. Вознесенский Э. Н., Немченко В. И. Воздействие сильно недорасширенной струи подогретого воздуха на плоскую пластину. — В кн.: Труды XVIII научной конференции МФТИ 1972. Сер. Аэромеханика. Процессы управления. Долгопрудный, 1973.
3. Джордж, Рейнке. Теплопроводность в процессе теплоотдачи к тонким телам и температура восстановления модели. — «Ракетн. техн. и космонавтика», 1963, т. 1, № 8.
4. Майкапар Г. И. О методике измерения теплового потока к моделям в аэродинамических трубах. — «Труды ЦАГИ», 1968, вып. 1106.
5. Хейджер мл. Тонкопленочный измеритель теплового потока. — «Приборы для научных исследований», 1965, № 11.
6. Мэддокс. Взаимодействие недорасширенных струй с примыкающими поверхностями. — «Ракетн. техн. и космонавтика», 1968, т. 6, № 7.
7. Лейтес Е. А. Моделирование силового воздействия сильно недорасширенной струи на плоскую поверхность, параллельную ее оси. — «Учен. зап. ЦАГИ», 1975, т. VI, № 1.

УДК 533.951.8 : 621.3014.31

ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТИ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

А. А. Бобнев

(Новосибирск)

1. Предполагая плазму термической, пренебрегая излучением и изменением плотности за счет электромагнитных сил, уравнения для стационарной электрической дуги, горящей в цилиндрическом канале без потока газа, в безразмерном виде запишем следующим образом (см., например, [1]):

$$(1.1) \quad \begin{aligned} (1/r)[r\lambda(T)T']' + E^2\sigma(T) &= 0, \\ (1/r)(rH)' &= \sigma(T), \quad \rho T = 1, \\ c_p &= c_p(T), \quad J = E\sigma(T), \quad H_\phi = EH. \end{aligned}$$

В качестве граничных условий можно выбрать

$$(1.2) \quad T|_{r=0} = 1, \quad T'|_{r=0} = H|_{r=0} = 0$$

при заданном $E = \text{const}$.

Масштабами температуры T , плотности ρ , теплопроводности λ , электропроводности σ , теплоемкости при постоянном давлении c_p являются значения соответственных параметров на оси канала T_m , ρ_m , λ_m , σ_m , c_{pm} .

За масштаб длины выбран радиус канала R_m . В качестве масштабов напряженности электрического поля E , напряженности собственного магнитного поля H_ϕ , плотности тока J выбраны соответственно

$$E_m = (1/R_m)\sqrt{\lambda_m T_m / \sigma_m}, \quad H_m = E_m \sigma_m R_m, \quad J_m = E_m \sigma_m.$$

Следует отметить,¹ что в качестве граничного условия, кроме (1.2), можно выбрать еще $T|_{r=1} = T_R$, где T_R — безразмерная тем-

пература стенки, и определить из трех граничных условий для уравнения второго порядка (первое уравнение системы (1.1)) неизвестную постоянную E .

Линеаризованные безразмерные уравнения для возмущений запишем в виде

$$(1.3) \quad \begin{aligned} \operatorname{div}(\lambda \nabla \theta + (d\lambda/dT)\theta \nabla T) &= \\ &= \rho c_p (\partial \theta / \partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla T) - \mathbf{E} \cdot \mathbf{j} - \mathbf{e} \cdot \mathbf{J}, \\ \rho \partial \mathbf{v} / \partial t &= -\nabla p + S(\mathbf{J} \times \mathbf{h} + \mathbf{j} \times \mathbf{H}) + (1/P) \operatorname{Div} \tau, \\ \partial g / \partial t + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) &= 0, \quad gT + \theta \rho = 0, \\ \mathbf{j} &= \sigma \mathbf{e} + \mathbf{E}(d\sigma/dT)\theta + R_1 \sigma \mathbf{v} \times \mathbf{H}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{h} &= \mathbf{j} - R_2 \partial \mathbf{e} / \partial t, \quad \operatorname{rot} \mathbf{e} = -R_1 \partial \mathbf{h} / \partial t, \quad \operatorname{div} \mathbf{h} = 0, \end{aligned}$$

где \mathbf{v} , p , θ , \mathbf{h} , \mathbf{e} , \mathbf{j} , g — возмущения соответственно вектора скорости, давления, температуры, вектора напряженности магнитного поля, вектора напряженности электрического поля, вектора плотности тока, плотности плазмы; τ — тензор вязких напряжений; $S = \mu_e J_m H_m t_m^2 / \rho_m R_m = \mu_e \times \sigma_m T_m c_{pm}^2 R_m^2 / \lambda_m$ — число Стюарта; $\mu_e = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ кг} \cdot \text{м} / \text{Кл}^2$ — магнитная проницаемость; $t_m = \rho_m c_{pm} R_m^2 / \lambda_m$ — характерное время; $P = \rho_m R_m^2 / \mu_m t_m = \lambda_m / c_{pm} \mu_m$ — параметр вязкости; μ_m — динамическая вязкость на оси канала; R_1, R_2 — безразмерные параметры, определяемые по формулам

$$R_1 = \mu_e \sigma_m \lambda_m / \rho_m c_{pm}, \quad R_2 = \varepsilon_e \lambda_m / \sigma_m \rho_m c_{pm} R_m^2,$$

(ε_e — диэлектрическая проницаемость).

Оценим порядки величин безразмерных параметров, входящих в систему уравнений (1.3). Полагая, что $\mu_e \sim 10^{-6}$, $\sigma_m \sim 10^3$, $T_m \sim 10^4$, $\rho_m \sim 10^{-2}$, $\lambda_m \sim 1$, $c_{pm} \sim 10^3$, $R_m \sim 10^{-2}$, $\mu_m \sim 10^{-6}$, $\varepsilon_e \sim 10^{-12}$ (значения масштабных величин даны в системе СИ), получим $S \sim 10^3$, $P \sim 10$, $R_1 \sim 10^{-5}$, $R_2 \sim 10^{-13}$. В дальнейшем членами в системе уравнений (1.3), содержащими параметры R_1, R_2 , будем пренебрегать.

Расписав систему уравнений (1.3) в проекциях, решения для неизвестных функций будем искать в следующем виде:

$$(1.4) \quad \begin{aligned} \theta(t, r, \varphi, z) &\rightarrow (\theta(r)/\lambda)G, \\ v_r(t, r, \varphi, z) &\rightarrow v(r)G, \quad h_\varphi(t, r, \varphi, z) \rightarrow Eh(r)G, \\ e_z(t, r, \varphi, z) &\rightarrow Ee(r)G, \quad p(t, r, \varphi, z) \rightarrow Sp(r)G, \\ v_z(t, r, \varphi, z) &\rightarrow (w(r)/ik)G, \quad h_r(t, r, \varphi, z) \rightarrow h_r(r)G, \\ h_z(t, r, \varphi, z) &\rightarrow h_z(r)G, \quad e_\varphi(t, r, \varphi, z) \rightarrow e_\varphi(r)G, \\ v_\varphi(t, r, \varphi, z) &\rightarrow v_\varphi(r)G, \end{aligned}$$

где $G = \exp(\omega t + ikz)$, ω — комплексная частота (искомое собственное значение), k — волновое число, т. е. исследуется задача об устойчивости электрической дуги относительно симметричных возмущений. В формулах (1.4) индексами r, φ, z помечены проекции векторов на соответствующие координатные оси. Подставив выражения (1.4) в уравнения (1.3), получим две независимые системы уравнений

$$(1.5) \quad \rho \omega v_\varphi = -E^2 S \sigma h_r + \frac{1}{P} \left\{ \frac{1}{r^2} \left[r^3 \mu \left(\frac{v_\varphi}{r} \right)' \right] - k^2 \mu v_\varphi \right\},$$

$$\begin{aligned}
 & ike_{\varphi} = 0, \quad \frac{1}{r}(rh_r)' = -ikh_z, \quad h_z' - ikh_r + \sigma e_{\varphi} = 0; \\
 (1.6) \quad & p' = -\rho\omega v - E^2 S \left[H \left(\sigma e + \frac{1}{\lambda} \frac{d\sigma}{dT} \theta \right) + \sigma h \right] + \\
 & + \frac{1}{P} \left\{ \frac{2}{r} (r\mu v)' - \mu \left(\frac{2}{r^2} + k^2 \right) v + \mu w' - \frac{2}{3} \left[\mu \left(\frac{1}{r} (rv)' + w \right) \right]' \right\}, \\
 & \frac{1}{r} (r\mu w)' = P\rho\omega w - Pk^2 p - PSE^2 k^2 Hh + k^2 \frac{1}{r} (r\mu v)' + \\
 & \quad + \frac{4}{3} k^2 \mu w - \frac{2}{3} k^2 \mu \frac{1}{r} (rv)', \\
 & \quad \frac{1}{r} (r\rho v)' = \frac{\omega\theta}{\lambda T^2} - \rho w, \\
 & \frac{1}{r} (r\theta)' = \left(\frac{c_p \rho w}{\lambda} + k^2 \right) \theta + c_p \rho T' v - E^2 \left(2\sigma e + \frac{1}{\lambda} \frac{d\sigma}{dT} \theta \right), \\
 & \frac{1}{r} (rh)' = \sigma e + \frac{1}{\lambda} \frac{d\sigma}{dT} \theta, \quad e' = \frac{k^2}{\sigma} h,
 \end{aligned}$$

здесь и в дальнейшем штрих означает производную по r .

Для трех последних уравнений системы (1.5), если предположить ограниченность функций в нуле и на бесконечности, вообще существует только тривиальное решение. Можно также убедиться, что для первого уравнения системы (1.5) $\omega < 0$, т. е. электрическая дуга устойчива относительно возмущений, связанных с системой уравнений (1.5). Поэтому в дальнейшем будем заниматься исследованием системы уравнений (1.6).

Предполагая ограниченность функций в нуле, а также то, что границей канала является непроницаемая, токонепроводящая поверхность с постоянной температурой, граничные условия для системы уравнений (1.6) запишем в виде

$$\begin{aligned}
 (1.7) \quad & v = w' = \theta' = h = 0 \quad \text{при } r = 0, \\
 & v = w = 0 = h = 0 \quad \text{при } r = 1.
 \end{aligned}$$

Таким образом, возникла краевая задача на собственные значения, т. е. следует найти значение ω , при котором существует нетривиальное решение задачи (1.6), (1.7). Определив ω , по вещественной части можно судить об устойчивости: при $\omega_r = \text{Re}(\omega) > 0$ возмущения во времени нарастают, при $\omega_r < 0$ — затухают. Отметим, что, во-первых, система уравнений (1.6) допускает понижение порядка (например, из третьего уравнения системы (1.6) можно определить v' и подставить в первое уравнение), во-вторых, задача (1.1), (1.2), (1.6), (1.7) симметрична относительно E и k , а также, если $\omega = \omega_r + i\omega_i$ является собственным значением задачи (1.6), (1.7), то и $\bar{\omega} = \omega_r - i\omega_i$ тоже является собственным.

Целесообразно построить спектр собственных значений задачи (1.1), (1.2), (1.6), (1.7) в такой области изменения параметров E , k , S , P , где этот спектр можно определить. По-видимому, наиболее удачной областью для построения спектра собственных значений является область, где $E^2 \ll 1$ и $k^2 \ll 1$.

2. Проведем исследование устойчивости электрической дуги при $k^2 \ll 1$. Решения для собственных функций и собственных значений задачи (1.6), (1.7) в области $k^2 \ll 1$ будем искать в виде степенных рядов по малому параметру k^2

$$(2.1) \quad p = (1/Pk^2)(p_0 + k^2 p_1 + k^4 p_2 + \dots),$$

$$\begin{aligned}v &= (1/\rho)(v_0 + k^2v_1 + \dots), \quad w = w_0 + k^2w_1 + \dots, \\ \theta &= \theta_0 + k^2\theta_1 + \dots, \quad e = e_0 + k^2e_1 + \dots, \\ h &= h_0 + k^2h_1 + \dots, \quad \omega = \omega_0 + k^2\omega_1 + \dots\end{aligned}$$

Подставив разложения (2.1) в задачу (1.6), (1.7), получим после простых преобразований в нулевом приближении по k^2 следующую систему уравнений (нулевой индекс опущен):

$$(2.2) \quad \begin{aligned}p' &= 0, \quad (1/r)(r\mu w') = p + P\omega r w, \\ \frac{1}{r}(rv)' &= \frac{\omega}{\lambda T^2} \theta - \rho w, \\ \frac{1}{r}(r\theta)' &= \frac{c_p \rho \omega}{\lambda} \theta + c_p T' v - E^2 \left(2\sigma e + \frac{1}{\lambda} \frac{d\sigma}{dT} \theta \right), \\ \frac{1}{r}(rh)' &= \sigma e + \frac{1}{\lambda} \frac{d\sigma}{dT} \theta, \quad e' = 0\end{aligned}$$

с граничными условиями (1.7).

В области $E^2 \ll 1$ представляются два варианта построения разложения собственных функций и собственных значений задачи (2.2), (1.7) по малому параметру E^2 :

вариант 1

$$(2.3) \quad \begin{aligned}p &= p_0 + E^2 p_1 + E^4 p_2 + \dots, \quad v = v_0 + E^2 v_1 + \dots, \\ w &= w_0 + E^2 w_1 + \dots, \quad \theta = \theta_0 + E^2 \theta_1 + \dots, \\ h &= h_0 + E^2 h_1 + \dots, \quad e = e_0 + E^2 e_1 + \dots, \\ \omega &= \omega_0 + E^2 \omega_1 + \dots;\end{aligned}$$

вариант 2

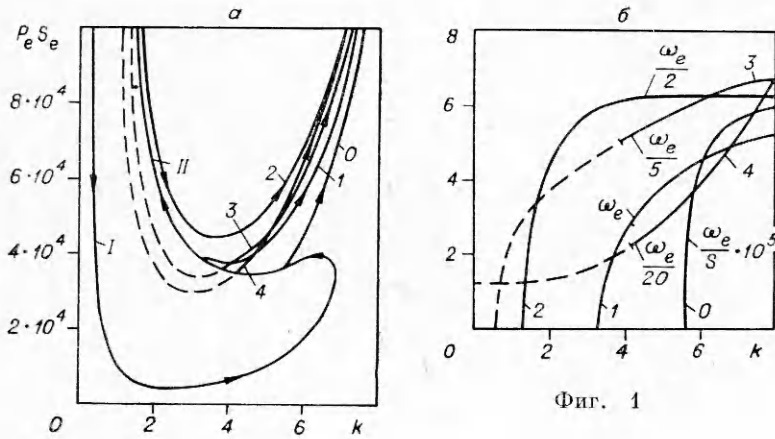
$$(2.4) \quad \begin{aligned}p &= p_0 + E^2 p_1 + E^4 p_2 + \dots, \quad v = v_0 + E^2 v_1 + \dots, \\ w &= w_0 + E^2 w_1 + \dots, \quad \theta = E^2(\theta_0 + E^2 \theta_1 + \dots), \\ h &= E^2(h_0 + E^2 h_1 + \dots), \quad e = E^2(e_0 + E^2 e_1 + \dots), \\ \omega &= (1/P)(\omega_0 + E^2 \omega_1 + \dots).\end{aligned}$$

Подставив разложения (2.3), (2.4) в задачу (2.2), (1.7), получим в нулевом приближении по E^2 (с учетом разложения невозмущенного решения по параметру E^2) две краевые задачи на собственные значения, из которых можно определить два спектра собственных значений. Первый спектр, связанный с разложением (2.3), определяется формулой $\omega_0 = -\gamma_n^2$, второй спектр, связанный с разложением (2.4), — формулой $\omega_0 = -\lambda_n^2$, где γ_n, λ_n — занумерованные в порядке возрастания положительные корни соответственно уравнений $J_0(\gamma_n) = 0$, $\lambda_n J_0(\lambda_n) - 2J_1(\lambda_n) = 0$ (J_0, J_1 — функции Бесселя).

Собственные значения задачи (2.2), (1.7), определяемые при $E^2 \ll 1$ по приближенным формулам (2.3), (2.4), были численно продолжены из области малых напряженностей электрического поля в область реальных напряженностей (т. е. таких E , при которых температура стенки значительно меньше температуры на оси) при простых зависимостях $\mu, c_p, \lambda, \sigma$ от температуры

$$(2.5) \quad \mu = c_p = \lambda = 1, \quad \sigma = T$$

и при различных значениях параметра вязкости P .



Фиг. 1

Оказалось, что вещественная часть собственных значений повсюду меньше нуля. Затем при фиксированном значении $E = 2,35$ (что соответствует температуре стенки $T_R = 0,03$) спектр собственных значений был исследован при изменении P от 0 до ∞ . При этом также оказалось, что вещественная часть собственных значений повсюду отрицательна, т. е. электрическая дуга устойчива относительно возмущений со сколь угодно малым волновым числом. В то же время, как следует из работы [2], в случае, когда вязкость отсутствует (идеальная жидкость), неустойчивость относительно длинноволновых возмущений возникает при $E > 2,15$.

3. Спектр собственных значений задачи (1.6), (1.7) с учетом (2.5), (1.1), (1.2), полученный в области $k^2 \ll 1$, продолжен в область больших волновых чисел при $E = 2,35$ и при различных значениях P и S . Оказалось, что если произведение $PS > 4,2 \cdot 10^3$, то с увеличением волнового числа возникает неустойчивость и при $k \rightarrow \infty$ неустойчивость исчезает, т. е. электрическая дуга устойчива относительно возмущений со сколь угодно малыми и сколь угодно большими волновыми числами. При рассмотрении же устойчивости электрической дуги без учета вязкости было получено при аналогичных условиях, что дуга неустойчива во всем диапазоне волновых чисел (см. [3]).

На фиг. 1, а изображены нейтральные кривые (кривые, отделяющие устойчивые области от неустойчивых) $P_e S_e = P_e S_e(k)$, а на фиг. 1, б $\omega_e = \omega_e(k)$ (индексом e помечены нейтральные параметры, т. е. параметры, при которых $\omega = i\omega_i = i\omega_e$) при разных числах Стюарта (кривые 1—3 для $S = 10^4; 2,6 \cdot 10^4; 10^5$). На фиг. 1, а по оси ординат отложен комплекс $P_e S_e$, так как в случае $\omega = i\omega_i = i\omega_e = 0$ критерием устойчивости является произведение PS . При фиксированном числе Стюарта нейтральную кривую следует определить следующим образом. Двигаясь по ветви кривой I в направлении, указанном стрелкой, переходят на ветвь II (ветви I и II нейтральных кривых построены для случая, когда $\omega_e = 0$, поэтому они имеют место для любых чисел Стюарта) и далее до пересечения с кривой, соответствующей нужному числу Стюарта, затем осуществляется поворот направо и движение продолжается уже по этой кривой. При заданном таким образом движении область неустойчивости оказывается по левую сторону нейтральной кривой.

Были рассчитаны также нейтральные кривые в предельных случаях очень малых и очень больших чисел Стюарта. При $S \ll 1$ можно построить асимптотическое разложение по малому параметру S

$$(3.1) \quad \begin{aligned} p &= S(p_0 + Sp_1 + S^2p_2 + \dots), \quad v = v_0 + Sv_1 + \dots, \\ w &= w_0 + Sw_1 + \dots, \quad \theta = \theta_0 + S\theta_1 + \dots, \\ h &= h_0 + Sh_1 + \dots, \quad e = e_0 + Se_1 + \dots, \\ \omega_e &= S(\omega_{e0} + S\omega_{e1} + \dots), \quad P_e = (1/S)(P_{e0} + SP_{e1} + \dots). \end{aligned}$$

Подставив разложения (3.1) в задачу (1.6), (1.7), получим в нулевом приближении для нейтральных колебаний следующую систему уравнений:

$$(3.2) \quad \begin{aligned} p' &= -i\rho\omega_e v - E^2 \left[H \left(\sigma e + \frac{1}{\lambda} \frac{d\sigma}{dT} \theta \right) + \sigma h \right] + \\ &+ \frac{1}{P_e} \left\{ \frac{2}{r} (r\mu v)' - \mu \left(\frac{2}{r^2} + k^2 \right) v + \mu w' - \frac{2}{3} \left[\mu \left(\frac{1}{r} (rv)' + w \right) \right]' \right\}, \\ \frac{1}{r} (r\mu w)' &= i\rho\omega_e P_e w - k^2 P_e p - E^2 P_e k^2 H h + k^2 \frac{1}{r} (r\mu v)' + \\ &+ \frac{4}{3} k^2 \mu w - \frac{2}{3} k^2 \mu \frac{1}{r} (rv)', \\ \frac{1}{r} (r\rho v)' &= -\rho w, \\ \frac{1}{r} (r\theta)' &= c_p \rho T' v + k^2 \theta - E^2 \left(2\sigma e + \frac{1}{\lambda} \frac{d\sigma}{dT} \theta \right), \\ \frac{1}{r} (rh)' &= \sigma e + \frac{1}{\lambda} \frac{d\sigma}{dT} \theta, \quad e' = \frac{k^2}{\sigma} h \end{aligned}$$

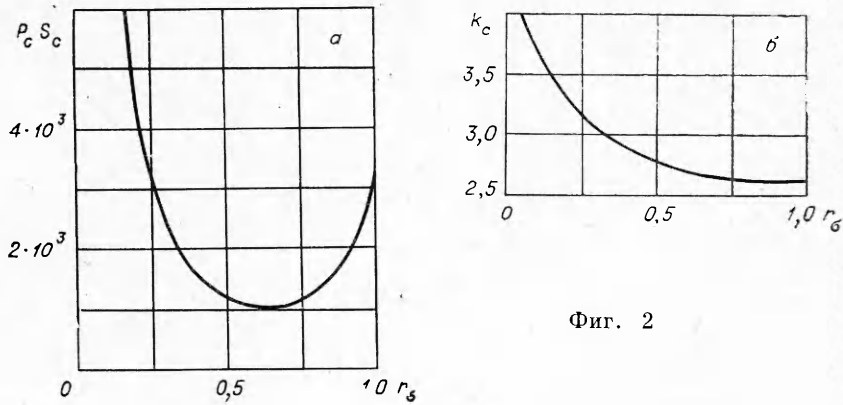
(нулевой индекс опущен) с граничными условиями (1.7). Нейтральные кривые для задачи (3.2), (1.7), рассчитанные в широком диапазоне изменения волнового числа, изображены на фиг. 1, а, б кривой с цифрой 0.

В области $S \gg 1$ можно также построить разложение собственных функций и собственных значений задачи (1.6), (1.7) по малому параметру $1/S$. Для нейтральных колебаний эти разложения выглядят следующим образом:

$$(3.3) \quad \begin{aligned} p &= S \left(p_0 + \frac{1}{S} p_1 + \frac{1}{S^2} p_2 + \dots \right), \quad v = v_0 + \frac{1}{S} v_1 + \dots, \\ w &= w_0 + \frac{1}{S} w_1 + \dots, \quad \theta = \theta_0 + \frac{1}{S} \theta_1 + \dots, \\ h &= h_0 + \frac{1}{S} h_1 + \dots, \quad e = e_0 + \frac{1}{S} e_1 + \dots, \\ \omega_e &= \omega_{e0} + \frac{1}{S} \omega_{e1} + \dots, \quad P_e = \frac{1}{S} \left(P_{e0} + \frac{1}{S} P_{e1} + \dots \right). \end{aligned}$$

Тогда, подставив выражения (3.3) в задачу (1.6), (1.7), получим в нулевом приближении по $1/S$ (опустив нулевой индекс) систему уравнений

$$(3.4) \quad \begin{aligned} p' &= -E^2 \left[H \left(\sigma e + \frac{1}{\lambda} \frac{d\sigma}{dT} \theta \right) + \sigma h \right] + \frac{1}{P_e} \left\{ \frac{2}{r} (r\mu v)' - \right. \\ &\left. - \mu \left(\frac{2}{r^2} + k^2 \right) v + \mu w' - \frac{2}{3} \left[\mu \left(\frac{1}{r} (rv)' + w \right) \right]' \right\}, \\ \frac{1}{r} (r\mu w)' &= -k^2 P_e p - E^2 P_e k^2 H h - k^2 \frac{1}{r} (r\mu v)' + \\ &+ \frac{4}{3} k^2 \mu w - \frac{2}{3} k^2 \mu \frac{1}{r} (rv)', \end{aligned}$$



Фиг. 2

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} (r\rho v)' &= -\rho w + \frac{i\omega_e}{\lambda T^2} \theta, & \frac{1}{r} (r\theta')' &= \left(\frac{i\omega_e c_p \rho}{\lambda} + k^2 \right) \theta + c_p \rho T' v - \\ & & & - E^2 \left(2\sigma e + \frac{1}{\lambda} \frac{d\sigma}{dT} \theta \right), \\ \frac{1}{r} (rh)' &= \sigma e + \frac{1}{\lambda} \frac{d\sigma}{dT} \theta, & e' &= \frac{k^2}{\sigma} h \end{aligned}$$

с граничными условиями (1.7). Для задачи (3.4), (1.7) построены нейтральные параметры P_e , ω_e как функции волнового числа. Результаты расчетов изображены на фиг. 1, а, б (кривая 4).

Значения параметров $P_e S_e$ и k , удовлетворяющих условию

$$P_e S_e = \min [P_e S_e(k)],$$

назовем критическими и будем помечать индексом c . Критические параметры $P_c S_c$ и k_c построены как функции радиуса дуги r_σ при фиксированной температуре стенки. При этом μ , λ , c_p , как и ранее, полагались равными единице, а σ считалась кусочно-линейной функцией температуры

$$\mu = \lambda = c_p = 1,$$

$$\sigma = \begin{cases} \frac{T - T_\sigma}{1 - T_\sigma} & \text{при } T > T_\sigma (r < r_\sigma), \\ 0 & \text{при } T < T_\sigma (r > r_\sigma), \end{cases}$$

где T_σ — температура, ниже которой электропроводность равна нулю.

На фиг. 2, а показано значение критического комплекса в зависимости от радиуса дуги r_σ , а на фиг. 2, б — соответствующее критическое волновое число k_c (температура стенки при этом равна 0,03). При $r_\sigma \rightarrow 0$ значение комплекса $P_c S_c$ неограниченно возрастает, по-видимому, по закону

$$P_c S_c = \text{const}/r_\sigma^2 (1 - T_\sigma)^2.$$

Были построены также критические кривые при $T_R = 0,015$ и $0,06$, но они отличались от кривых, изображенных на фиг. 2, а, б, не более чем на 8%.

При численном счете область интегрирования разбивалась на две: электропроводящую ($0 \leq r \leq r_\sigma$) и неэлектропроводящую ($r_\sigma \leq r \leq 1$);

решения, построенные в этих двух областях, сшивались при $r = r_0$. При расчетах использовались методы, изложенные в работе [4].

В заключение отметим следующее:

- 1) вязкость оказывает стабилизирующее влияние (особенно в области очень малых и очень больших волновых чисел);
- 2) критерием устойчивости является произведение PS , критическое волновое число с уменьшением радиуса дуги от 1 до 0,01 меняется незначительно (от 2,6 до 4,1), при этом фазовая скорость равна нулю;
- 3) модель идеальной жидкости при исследовании задач об устойчивости электрической дуги применима почти всегда, за исключением областей очень малых и очень больших волновых чисел.

Поступила 25 VIII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Финкельбург В., Меккер Г. Электрическая дуга и термическая плазма. М., ИЛ, 1961.
2. Бобнев А. А. Устойчивость электрической дуги к симметричным возмущениям при малых значениях волнового числа. — «Изв. СО АН СССР. Сер. техн.», 1974, № 13, вып. 3.
3. Бобнев А. А. Гидродинамическая устойчивость электрической дуги при симметричных возмущениях. — «Изв. СО АН СССР. Сер. техн.», 1974, № 13, вып. 3.
4. Сапожников В. А. Численное решение задач гидродинамической устойчивости. — В кн.: Труды секции по численным методам в газовой динамике II международного коллоквиума по газодинамике взрыва и реагирующих систем. Т. III. М., изд. ВЦ АН СССР, 1971.

УДК 621.316.932

О ГАШЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ С ПОМОЩЬЮ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков, К. А. Тен
(Новосибирск)

Применение взрывчатых веществ (ВВ) для размыкания силовых цепей позволяет значительно уменьшить время выключения. В [1, 2] описаны конструкции взрывных выключателей, имеющих время срабатывания ~ 10 мкс при токах ~ 100 кА. Отмечается, что большую часть общего времени выключения занимает время угасания электрической дуги, возникающей при разрушении токоведущей шины. В связи с этим изучение процесса гашения дуг с помощью продуктов взрыва становится необходимым для создания более эффективных взрывных выключателей. Взаимодействие ударных волн с плазмой электрической дуги имеет также самостоятельный интерес.

В данной работе приводятся экспериментальные данные, полученные при гашении электрических дуг при токах 0,5—3,0 кА с помощью ВВ. Показано, что гашение электрической дуги осуществляется ударными волнами, причем на начальном этапе рост сопротивления определяется сжатием дуги во фронте волны. Результаты исследований могут быть применены при создании взрывных выключателей, работающих без разрушения токоведущих шин.

В выключателях с использованием ВВ на процесс гашения электрической дуги оказывают влияние такие факторы, как разрушение и разлет токоведущих шин, возникновение и развитие дугового разряда, взаимо-