

01;05
©1994

ДИНАМИЧЕСКОЕ ПРЕРЫВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА КАК НЕРАВНОВЕСНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД

Н.Б.Волков, А.М.Искольдский

Цель нашей работы — построение и исследование модели динамического прерывания электрического тока в цилиндрическом проводнике, являющейся одной из моделей неравновесного фазового перехода (НФП) в токонесущих плазмopodobных средах. Для этого мы используем установленную в [1] аналогию между начальными стадиями зарождения турбулентности в несжимаемой жидкости и электрического взрыва проводников (ЭВП). Построенная ниже модель описывает также нелинейную стадию стратификации проводника при ЭВП, которая является НФП первого рода.

Ограничимся, аналогично [1,2], приближением несжимаемой проводящей жидкости, транспортные коэффициенты которой (электропроводность σ и сдвиговая вязкость η) постоянны, что позволяет нам акцентировать внимание на динамическом характере рассматриваемого здесь механизма прерывания электрического тока. Система уравнений магнитной гидродинамики (МГД), являющаяся исходной моделью для построения модели НФП, имеет вид

$$(\nabla \cdot \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\rho_0^{-1} \nabla P + (4\pi\rho_0)^{-1} [[\nabla, \mathbf{H}], \mathbf{H}] + \nu \Delta \mathbf{u}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{H} = (\mathbf{H} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu_m \Delta \mathbf{H}, \quad (3)$$

где \mathbf{u} , P , \mathbf{H} и ρ_0 — соответственно скорость, давление, напряженность магнитного поля и плотность; $\nu = \eta\rho_0^{-1}$, ($\nu_m = c^2(4\pi\sigma)^{-1}$) — соответственно кинематическая и магнитная вязкости; Δ — лапласиан; c — скорость света в вакууме; ∇ — оператор набла. Из (1) следует, что $\mathbf{u} = [\nabla, \mathbf{A}]$ (\mathbf{A} — векторный потенциал скорости, определенный с точностью до градиента скалярной функции; ниже используется кулоновская калибровка векторного потенциала: $(\nabla \cdot \mathbf{A}) = 0$). Используя азимутальную симметрию, полагаем, что напряженность магнитного поля (\mathbf{H}) и векторный

потенциал скорости (\mathbf{A}) имеют одну азимутальную компоненту: ($\mathbf{H} = (0, H(r, z, t), 0)$), ($\mathbf{A} = (0, \psi(r, z, t), 0)$). Тогда из (1) следует, что $\mathbf{u} = (u_r(r, z, t), 0, u_z(r, z, t)) = \left(-\frac{\partial\psi}{\partial z}, 0, \frac{\partial(r\psi)}{\partial r}\right)$. Магнитное поле на границе проводника равно $H(r_e, z, t) = H_0 r_0 i(t) (I_0 r_e(z, t))^{-1}$ ($H_0 = 2I_0 (cr_0)^{-1}$; $r_e(z, t) = r_0(1 + \Delta(z, t)r_0^{-1})$); r_0, I_0 — соответственно начальный радиус проводника и характерный (базисный) ток; $\Delta(z, t)$ — отклонение текущего радиуса от начального.

Используя в качестве базисных величин ток I_0 , начальный радиус r_0 и магнитную вязкость ν_m , систему (1) приведем к безразмерному виду (ниже пренебрежено слагаемыми, нарушающими азимутальную симметрию, так как порог изгибных возмущений значительно выше рассматриваемых ниже):

$$\frac{\partial(\Delta\psi - \psi r^{-2})}{\partial t} = -\frac{\partial(\psi, \Delta\psi - \psi r^{-2})}{\partial(r, z)} + R s \frac{H}{r} \frac{\partial H}{\partial z} + s[\Delta(\Delta\psi - \psi r^{-2}) - r^{-2}(\Delta\psi - \psi r^{-2})], \quad (4)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{\partial(\psi, H)}{\partial(r, z)} + \Delta H - \frac{H}{r^2}, \quad (5)$$

где

$$\frac{\partial(a, b)}{\partial(r, z)} = \frac{\partial(ra)}{\partial r} \frac{\partial b}{\partial z} - \frac{\partial a}{\partial z} \frac{\partial(rb)}{\partial r},$$

$R = H_0^2 r_0^2 (2\pi\rho_0\nu_m\nu)^{-1} = v_A^2 r_0^2 (\nu_m\nu)^{-1} = Pe_m^2 s^{-1}$ — магнитное число Релея; $v_A = H_0(2\pi\rho_0)^{-1/2}$ — альфвеновская скорость; $Pe_m = v_A r_0 \nu_m^{-1}$ — магнитное число Пекле; $s = \nu\nu_m^{-1}$. Уравнения (4), (5) совпадают с уравнениями Зальцмана [3], используемыми в теории эффекта Бенара [4] с точностью до замены температурного поля на магнитное и прямоугольной системы координат на цилиндрическую.

Ищем решение в виде $H(r, z, t) = H_1(r, z, t) + h(r, z, t)$ и $\psi(r, z, t) = \psi_1(r, z, t) + \varphi(r, z, t)$. Поскольку нас интересует построение маломодовой модели НФП, качественно описывающей динамическое прерывание электрического тока, выберем в качестве невозмущенных решений H_1 и ψ_1 выражения $H_1(r, z, t) = I(t)r(1+\delta)^{-2}$ и $\psi_1(r, z, t) = c_s(z, t)r$ ($\delta = \Delta r_0^{-1}$, $I = i(t)I_0^{-1}$). Выражение для H_1 обеспечивает при постоянном радиусе проводника однородное распределение плотности тока по его сечению, а выражение для ψ_1 приближенно учитывает тепловое расширение проводника, давая для радиальной скорости закон, близкий к линейному.

Ограничиваясь линейными членами по возмущениям и используя выражения для ψ_1 и H_1 , получаем две системы уравнений для θ , δ и φ , h :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = 2\theta \frac{\partial c_s}{\partial z} - 2c_s \frac{\partial \theta}{\partial z} - 2RsI^2(1+\delta)^{-5} \frac{\partial \delta}{\partial z} + s \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}, \quad \text{где} \quad \theta = \frac{\partial^2 c_s}{\partial z^2}; \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta}{\partial t} = & -2c_s \frac{\partial \delta}{\partial z} - 0.5(1+\delta) \frac{\partial c_s}{\partial z} + \\ & + \frac{\partial^2 \delta}{\partial z^2} - 3(1+\delta)^{-1} \left(\frac{\partial \delta}{\partial z}\right)^2 + (1+\delta)(2I)^{-1} \frac{dI}{dt}. \end{aligned} \quad (7)$$

и

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\Delta\varphi - \varphi r^{-2})}{\partial t} = & -\frac{\partial(\varphi, \Delta\varphi - \varphi r^{-2})}{\partial(r, z)} - 2c_s \frac{\partial(\Delta\varphi - \varphi r^{-2})}{\partial z} + \\ & + r \frac{\partial c_s}{\partial z} \frac{\partial(\Delta\varphi - \varphi r^{-2})}{\partial r} - \frac{\partial r \varphi}{\partial r} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \\ & + \theta \frac{\partial \varphi}{\partial z} + Rs(-2Ih(1+\delta))^{-3} \frac{\partial \delta}{\partial z} + \\ & + I(1+\delta)^{-2} \frac{\partial h}{\partial z} + s(\Delta(\Delta\varphi - \varphi r^{-2}) - r^{-2}(\Delta\varphi - \varphi r^{-2})); \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = & -\frac{\partial(\varphi, h)}{\partial(r, z)} + 2I(1+\delta)^{-3} \frac{\partial r \varphi}{\partial r} \frac{\partial \delta}{\partial z} + \\ & + I(1+\delta)^{-2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - 2c_s \frac{\partial h}{\partial z} + r \frac{\partial c_s}{\partial z} \frac{\partial h}{\partial r} + \Delta h - hr^{-2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Примем следующие граничные условия (l — длина проводника): $\delta(0) = \delta(l) = c_s(0) = c_s(l) = \frac{\partial c_s(0)}{\partial z} = \frac{\partial c_s(l)}{\partial z} = \theta(0) = \theta(l) = 0$; $\varphi(0, z, t) = \varphi(1 + \delta, z, t) = \varphi(r, 0, t) = \varphi(r, l, t) = h(0, z, t) = h(1 + \delta, z, t) = 0$.

Прерывание электрического тока разделяется на две стадии. На первой стадии при $r_e = r_0 = \text{const}$ в проводнике развиваются крупномасштабные вихревые гидродинамические и токовые структуры, динамика которых определяется системой трех обыкновенных дифференциальных уравнений, получаемой из (8), (9) с помощью подстановки [2]:

$$\varphi(r, z, t) = \sqrt{2} \frac{1 + \left(\frac{\pi k}{g_1}\right)^2}{k} X(t) \sin(\pi k z) J_1(g_1 r); \quad (10)$$

$$h(r, z, t) = (\pi r_1)^{-1} \left(\sqrt{2} Y(t) \cos(\pi k z) J_1(g_1 r) - 2Z(t) J_0(g_1 r) J_1(g_1 r) \right), \quad (11)$$

где $(g_1 = 3.83171)$ — нуль функции Бесселя $J_1(x)$,
 $(r_1 = R R_c^{-1})$ — управляющий параметр,
 $(R_c = 64 g_1^2 \pi^2 (b^2 (4 - b))^{-1})$ — критическое число Релея,
 $(b = 4(1 + (\pi k g_1^{-1})^2)^{-1})$:

$$\dot{X} = s(-X + IY), \quad (12)$$

$$\dot{Y} = \pi g_1^{-1} X(-Z + \pi g_1^{-1} r_1 I) - Y, \quad (13)$$

$$\dot{Z} = -(\pi g_1^{-1} X Y + b Z), \quad (14)$$

где символ “ (\cdot) ” означает дифференцирование по безразмерному времени $(\tau = t t_0^{-1})$, которое ниже будет по-прежнему обозначаться буквой t ; $(t_0 = b r_0^2 (4 g_1^2 \nu_m)^{-1})$ — базисное время. Систему (12)–(13) необходимо дополнить уравнениями внешней электрической цепи и связью между напряжением на проводнике и током, протекающим в нем, которая в случае $r_e = r_0 = \text{const}$ определяется выражением [2]:

$$u(t) = u_l(t) + u_r(t) = L_\rho I_0 (c^2 t_0)^{-1} \dot{I} + R_\rho I_0 (I - a_1 r_1^{-1} Z), \quad (15)$$

где L_ρ , $(R_\rho = l(\pi r_0^2 \sigma)^{-1})$ — соответственно начальные индуктивность и сопротивление проводника, $a_1 = \pi J_0^2(g_1)$.

В [1,2] нами показано, что динамическая система (12)–(14) имеет докритическую бифуркацию, согласно которой фазовая траектория за конечное время уходит на бесконечность при $r_1 > r_*$ (r_* — значение r_1 , соответствующее границе устойчивости системы (12)–(14); при $I = 1 = \text{const}$ $r_* = 1.488$). В случае постоянного тока эта сингулярность имеет вид $X = -2.442(t_* - t)^{-1}$, $Y = Z = -2.442s^{-1}(t_* - t)^{-2}$. Если в качестве источника энергии взять индуктивность, то эта сингулярность принимает вид $X \sim (t_* - t)^{-1}$, $Y \sim Z \sim (t_* - t)^{-3/2}$, $I \sim (t_* - t)^{-1/2}$ (t_* может быть названа точкой взрыва, т. к. в литературе такой переход называется взрывным [5]). В обоих случаях мощность $P = U_r I$, выделяемая в проводнике, ведет себя как $P \sim (t_* - t)^{-2}$.

Критическое число Релея имеет минимум при $b = 8/3$: $R_{c,\text{min}} = 978.081$, которому соответствует пространственная вихревая структура с длиной волны $\lambda = r_0 k_0^{-1} = 1.159 r_0$ [2,6] (рис. 1, а; рис. 1, б показывает изменение $\omega = |\mathbf{O}| = |[\nabla, \mathbf{u}]|$ вдоль оси проводника). Вихревая структура представляет собой систему вихревых колец, вращение частиц жидкости

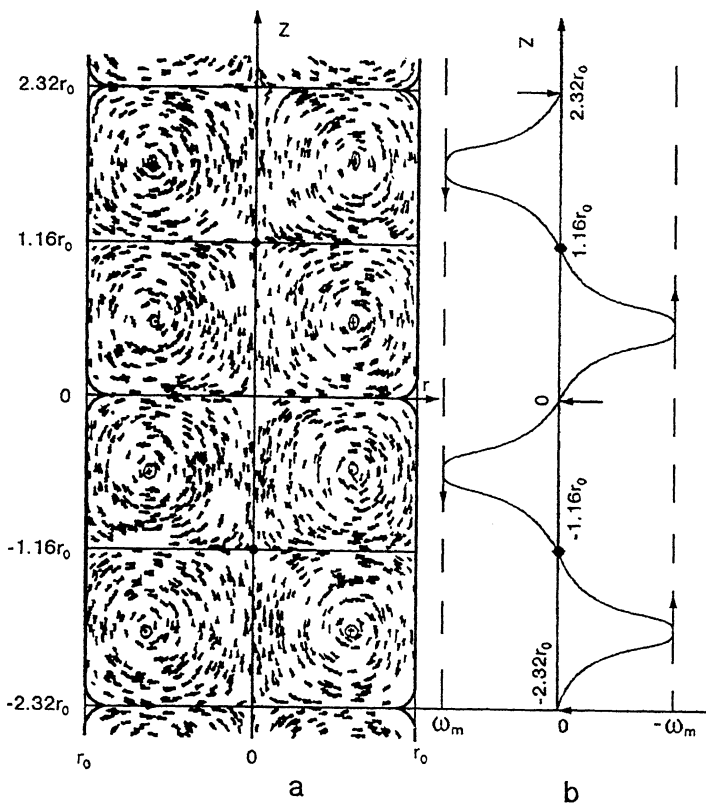


Рис. 1. Поле гидродинамической скорости (а) и распределение модуля вектора $\mathbf{O} = [\nabla, \mathbf{u}]$ по оси проводника (б).

в которых устроено так, чтобы сохранялся момент импульса. Вихревые кольца движутся вдоль своей оси, причем направление движения определяется направлением вектора $\mathbf{O} = [\nabla, \mathbf{u}]$ (на рис. 1, б это направление указано стрелками, приложенными к точкам $|\mathbf{O}| = |\mathbf{O}|_{\max}$). Рис. 1 показывает, что между вихревыми кольцами с противоположно направленными векторами \mathbf{O} может возникнуть кольцевая прорезь из-за растягивающих напряжений, которые, как отмечено в [7], приводят в случае вязкой жидкости к образованию возмущений поверхности в точках $z = (2n + 1)\lambda$, $n = 0, 1, \dots, N - 1$ ($N = l(2\lambda)^{-1}$ — число вихревых колец, укладывающихся на длине проводника; ниже мы его полагаем целым, в пользу этого говорят прямые наблюдения стратификации взрывающихся проводников [8]). Анализ модели (12)–(14), проведенный нами в [2, 6], позволил высказать гипотезу о последовательности дроблений пространствен-

ного масштаба через удвоение волнового числа (в основе гипотезы лежит показываемый на рис. 1 факт спаривания вихревых колец со встречным направлением вектора \mathbf{O}): $(k_0 \rightarrow k_1 = 0.5k_0 \rightarrow k_2 = 2k_0 \rightarrow k_3 = 2k_2 \rightarrow \dots)$.

Построим модель начальной стадии дробления, соответствующей переходу $k_0 \rightarrow k_1 = 0.5k_0$ ($\lambda_1 = 2\lambda_0 = 2.32r_0$). Этот размер, как показано в [9], хорошо коррелирует с экспериментально полученным [8] расстоянием между стратами в экспериментах по ЭВП. Ищем решение уравнений (6) и (7) в виде периодической солитоноподобной функции, достаточно узкой, чтобы не нарушать условие несжимаемости жидкости:

$$\delta(z, t) = -A(t) \sum_{n=0}^N \exp\left(-((2n+1)\lambda - z)^{2m}\right) = -A(t)F(z), \quad (16)$$

где параметр m определяет ширину кольцевой прорези (солитона). Подставляя (15) в (7) и учитывая, что $u_r = -\frac{\partial \text{psi}_1}{\partial z} = -r \frac{\partial c_z}{\partial z}$, т. е., что скорость внешней границы проводника $u_e = -(1 + \delta) \frac{\partial c_z}{\partial z} = \frac{\partial(1+\delta)}{\partial t}$ и, следовательно, $\frac{\partial c_z}{\partial t} = -(1 + \delta)^{-1} \frac{\partial(1+\delta)}{\partial t}$, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d \ln((1 - AF)I^{-1})}{dt} &= \frac{4A}{1 - AF} \frac{dA}{dt} \frac{dF}{dz} \left(\int_0^z F(\xi)(1 - AF(\xi))^{-1} d\xi \right) - \\ &- \frac{A}{1 - AF} \frac{d^2 F}{dz^2} - \frac{3A^2}{(1 - AF)^2} \left(\frac{dF}{dz} \right)^2. \end{aligned} \quad (17)$$

Определим A , используя граничные условия: $F((2n+1)\lambda) = 1$, $\frac{dF((2n+1)\lambda)}{dz} = \frac{d^2 F((2n+1)\lambda)}{dz^2} = 0$, $n = 0, 1, \dots, N-1$. Тогда $\frac{d \ln((1-A)I^{-1})}{dt} = 0$, откуда $A(t) = 1 - II_*^{-1}$, I_* — критический ток, при котором на поверхности проводника возникает “солитон”, направленный вершиной внутрь проводника. Следовательно,

$$\delta(z, t) = -(1 - II_*^{-1}) \sum_{n=0}^N \exp\left(-((2n+1)\lambda - z)^{2m}\right) = -A(t)F(z).$$

Уравнение (7) с $\delta(z, t)$ в виде (16) удовлетворяется тождественно при $m \geq 2$ не только при $z = (2n+1)\lambda$, но и при других z ввиду дельтообразности функции $\delta(z, t)$ (для верхней

оценки параметра m необходимо привлекать соображения, лежащие вне конструируемой нами модели).

На вершине солитона (при $z = (2n+1)\lambda$, $n = 0, 1, \dots, N-1$) $\frac{\partial h}{\partial z} = 0$, $\frac{\partial(\Delta\varphi - \varphi r^{-2})}{\partial z} \simeq (\Delta\varphi - \varphi r^{-2})z^{-1}$ и $c_s \frac{\partial(\Delta\varphi - \varphi r^{-2})}{\partial z} \simeq (\Delta\varphi - \varphi r^{-2}) \frac{\partial c_s}{\partial z}$. Учитывая также, что $1 + \delta$ является периодической дельтообразной функцией, можно записать уравнения (8), (9) в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\Delta\varphi - \varphi r^{-2})}{\partial t} = & -\frac{\partial(\varphi, \Delta\varphi - \varphi r^{-2})}{\partial(r, z)} - 2(\Delta\varphi - \varphi r^{-2}) \frac{\partial c_s}{\partial z} + \\ & + \frac{\partial c_s}{\partial z} r \frac{\partial(\Delta\varphi - \varphi r^{-2})}{\partial r} + R_s I (1 + \delta)^{-2} \frac{\partial h}{\partial z} + \\ & + s(\Delta(\Delta\varphi - \varphi r^{-2}) - r^{-2}(\Delta\varphi - \varphi r^{-2})); \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = & -\frac{\partial(\varphi, h)}{\partial(r, z)} + I(1 + \delta)^{-2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \\ & + \frac{\partial c_s}{\partial z} r \frac{\partial h}{\partial r} + \Delta h - h r^{-2} \end{aligned} \quad (20)$$

Решение уравнений (19), (20) ищем в виде.

$$\varphi(r, z, t) = \sqrt{2} \frac{1 + (\frac{\pi k}{g_1})^2}{k} X(t) \sin(\pi k z) J_1(g_1 r (1 + \delta)^{-1}); \quad (21)$$

$$\begin{aligned} h(r, z, t) = & (\pi r_1)^{-1} \left(\sqrt{2} Y(t) \cos(\pi k z) J_1(g_1 r (1 + \delta)^{-1}) - \right. \\ & \left. - 2Z(t) J_0(g_1 r (1 + \delta)^{-1}) J_1(g_1 r (1 + \delta)^{-1}) \right) \end{aligned} \quad (22)$$

Подставляя (21), (22) в (19), (20) и учитывая, что амплитуды X , Y и Z определяются процессами на вершине солитона, растущего внутрь проводника, получаем

$$\begin{aligned} \dot{X} = & \frac{4(1 + 0.5(\pi k I (g_1 I_*)^{-1})^2)}{1 + (\pi k I (g_1 I_*)^{-1})^2} I^{-1} j X - \\ & - s b I_*^2 (4I^2)^{-1} \left(1 + (\pi k I (g_1 I_*)^{-1})^2 \right) X + \\ & + 4s I_*^2 (bI)^{-1} \left(1 + (\pi k I (g_1 I_*)^{-1})^2 \right)^{-1} Y, \end{aligned} \quad (23)$$

$$\dot{Y} = -\pi (g_1 I)^{-1} I_* Z X + (\pi I_*)^2 (g_1^2 I)^{-1} r_1 X -$$

$$- 0.25b \left(1 + (\pi k I (g_1 I_*)^{-1})^2 \right) Y, \quad (24)$$

$$\dot{Z} = -\pi (g_1 I)^{-1} I_* X Y - b (I_* I^{-1})^2 Z. \quad (25)$$

Система (23)–(25) при $I = I_*$ и не слишком больших dI/dt совпадает с системой (12)–(14), при этом также сохраняется тип бифуркации. Начальные условия для системы (23)–(25) определяются системой (12)–(14), однако возникает неопределенность в задании времени перехода (t_r) от одной системы к другой. Сингулярное поведение амплитуд X , Y , Z и I определяется выражениями $I \sim (t_* - t)^{1/2}$, $X \sim Y \sim Z \sim (t_* - t)^{-1/2}$. Видно, что сингулярность в токе отсутствует, однако появилась сингулярность в производной: $\dot{I} \sim (t_* - t)^{-1/2}$. Падение напряжения на проводнике в этом случае определяется выражением

$$u(t) = u_l(t) + u_r(t) = L_\rho I_0 (c^2 t_0)^{-1} \dot{\phi} + R_\rho I_0 \left(b_1(t) I - (b_2(t) Y + b_3(t) Z) r_1^{-1} \right), \quad (26)$$

где $\phi = L_\delta I$ — магнитный поток, сцепленный с индуктивностью проводника; L_δ , b_1 , b_2 и b_3 — коэффициенты, учитывающие изменение индуктивности и сопротивления проводника, связанное с ростом кольцевых прорезей. Поскольку напряжение на проводнике $U_r \sim Y \sim Z \sim (t_* - t)^{-1/2}$, мощность, выделяемая на проводнике $P = U_r I \sim (t_* - t)^0 = O(1)$.

Следовательно, дробление (стратификация) проводника энергетически более выгодно, чем прерывание тока из-за образования токовых вихревых структур. При этом дробление является НФП первого рода, приводящим к образованию металлических частиц с радиусом порядка r_0 . В процессе прорастания солитона внутрь проводника происходит конвективный внос магнитного поля напряженностью $H_* = 2I_*(cr_0)^{-1}$, причем в конце стратификации плотность тока на оси проводника $j \rightarrow \infty$. Очевидно, что вблизи $r = 0$ модель теряет применимость. На самом деле применимость модели (23)–(25) нарушается несколько раньше, что связано с необходимостью учета последующих дроблений.

Чтобы выяснить возможность практического использования предложенных здесь моделей НФП и выяснить, в какой момент времени лучше перейти к модели (23)–(25), была решена задача идентификации параметров модели (12)–(14) для экспериментов со взрывающимися проводниками. Для описания стадии нагрева проводника использовалась модель [10]. При сшивании моделей и наложении результатов расчетов на эксперимент возникает трудность, вызван-

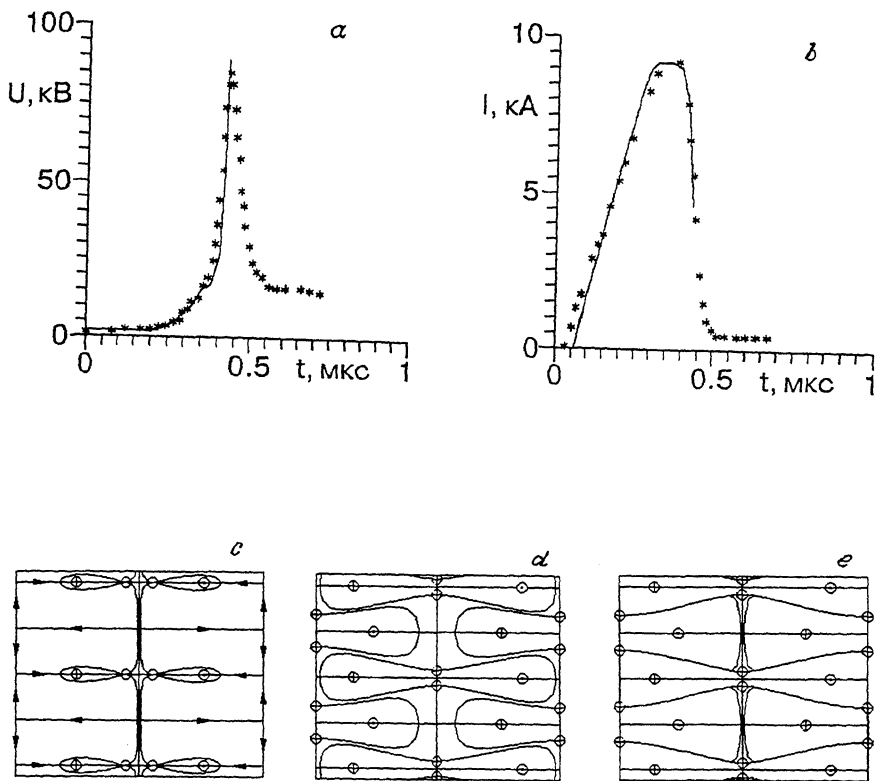


Рис. 2. Результаты идентификации параметров модели (12)–(14) по экспериментам с электрически взрывающимися проводниками.

a — напряжение, *b* — электрический ток (сплошная линия — теория, точки — эксперимент); *c*, *d* и *e* — токовые вихревые структуры в характерные моменты времени: *c* — $t = 0.301$ мкс, *d* — $t = 0.308$ мкс, *e* — $t = 0.415$ мкс.

ная необходимостью определения не только параметров модели, но и начальных значений амплитуд: X , Y и Z (на рис. 2 приведены результаты этого наложения (*a* — U_r , *b* — $I(t)$), полученные для медной проволоочки диаметром 54 мкм и длиной 4.5 см, взрывающейся в контуре с емкостью 0.486 мкФ, индуктивностью 0.568 мкГн, паразитным сопротивлением 0.14 Ом и зарядным напряжением 22.144 кВ и токовые вихревые структуры в характерные моменты времени: *c* — $t = 0.301$ мкс, конец стадии нагрева; *d* — $t = 0.308$ мкс, точка, соответствующая максимуму тока; *e* — $t = 0.415$ мкс, точка перегиба на экспериментальной кривой тока, соот-

ветствующая максимуму эффективного сопротивления проводника). Из рис. 2, *e* видно, что точке перегиба соответствует практически полностью перекрытый канал для тока, замыкающегося через внешний контур. Видно, что в любой момент времени, начиная с $t \approx 0.4$ до $t \approx 0.415$ мкс, можно перейти на модель (23)–(25). Эта неопределенность вызвана потерей информации при редукции исходной системы (1)–(3) к системе (23)–(25). Эту неопределенность можно несколько уменьшить, если задаться значением производной тока по времени, после достижения которого осуществляется переход от системы (12)–(14) к системе (23)–(25).

Результат наложения оказался также чувствительным к начальному значению X . Это связано с тем, что в случае источников с конечным запасом энергии быть или не быть взрыву (НФП, приводящему к прерыванию тока), определяется не только значением управляющего параметра, но и начальным уровнем возмущений. На кривых напряжения (рис. 1, *a*) хорошо заметна ступенька, возникающая из-за плавления проводника. Именно в течение этой ступеньки формируются токовые вихревые структуры (рис. 2, *c*, *d*, *e*). Оценка сдвиговой вязкости по параметрам модели, полученным в результате наложения на эксперимент, дала величину, близкую к табличным значениям для жидких металлов, что говорит в пользу сделанного нами предположения о постоянстве локальных коэффициентов переноса.

В качестве дополнительных аргументов в пользу предложенных моделей можно привести результаты прямого наблюдения стратификации медного проводника диаметром 0.58 мм в контуре с периодом 40 мкс, емкостью 4.2 мкФ и начальным напряжением на емкости 30 кВ [8], которые говорят, что между началом стратификации проводника и ее окончанием прошло 200 нс, что существенно меньше характерного звукового времени. Кроме того, в экспериментах по получению ультрадисперсного порошка с помощью ЭВП [11,12] показано, что в порошке всегда присутствует крупная фракция с размером порядка начального диаметра проводника (ее процентный состав мал, однако в ней сосредоточена практически вся масса продуктов ЭВП).

Таким образом, нами построена модель неравновесного фазового перехода I рода в токонесущих плазмоподобных средах, согласно которой за динамическое прерывание электрического тока ответственно взаимодействие поля гидродинамической скорости $u(\mathbf{r}, t)$ и магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$. Эта модель описывает также стратификацию взрывающегося проводника, являющуюся начальной стадией последовательности дроблений, приводящей при ЭВП к образованию

низкотемпературной плазмы с конденсированной дисперсной фазой.

В заключение считаем своим долгом поблагодарить К. Е. Боброва за помощь в подготовке графического материала на компьютере, Т. А. Голуб и Н. А. Гондаренко за помощь в идентификации параметров модели, а также Российский Фонд фундаментальных исследований за поддержку данной работы (грант 94-02-06654-а).

Список литературы

- [1] Волков Н.В., Искольдский А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. С. 560.
- [2] Volkov N.B., Iskoldsky A.M. // J. Phys. A: Math. and Gen. 1993. V. 26. P. 6635.
- [3] Saltzman B. // J. Atmos. Sci. 1962. V. 19. P. 329.
- [4] Lorenz E.N. // J. Atmos. Sci. 1963. V. 20. P. 130.
- [5] Ризтмайер Р. Принципы современной математической физики, М.: 1984. Т. 2. 382 с.
- [6] Volkov N.B., Iskoldsky A.M. // J. Phys. A: Math. and Gen. 1993. V. 26. P. 6649.
- [7] Ламб Г. Гидродинамика. М.-Л., 1947. 929 с.
- [8] Искольдский А.М. Автореф. докт. дис. Томск, ИСЭ СО РАН, 1985. 218 с.
- [9] Volkov N.B., Iskoldsky A.M. // J. Phys. A: Math. and Gen. 1993. V. 26. P. 6667.
- [10] Голуб Т.А., Гондаренко Н.А., Искольдский А.М. // Тез. докл. Межд. совещ. по физ. и техн. мощн. прерыв. тока. Новосибирск, 1989. 80 с.
- [11] Weber F.N., Shear D.D. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. P. 3854.
- [12] Яворовский Н.А. Электрический взрыв проводников — метод получения ультрадисперсных порошков. // Автореф. канд. дис. Томск, ТПИ. 1982. 24 с.

Институт электрофизики
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
19 июля 1994 г.