

УДК 532.529.5, 534.142.3, 538.4, 629.12

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТЯЖЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ВОДЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Б. М. Поляшев

Санкт-Петербургский государственный морской технический университет,
190008 Санкт-Петербург
E-mail: boris_polyashev@mail.ru

Рассмотрен ряд физических явлений, возникающих при электрическом разряде в воде при наличии поперечного магнитного поля. На основе известных гидродинамических представлений о протяженном электрическом разряде в воде с использованием принятых допущений получено приближенное уравнение баланса энергии. Выполнена экспериментальная оценка значения импульса реактивной силы в ограниченной среде.

Ключевые слова: электрический разряд в воде, магнитная гидродинамика, сопротивление движению в жидкости.

1. Физическая постановка задачи. В [1–3] с целью повышения эффективности электромагнитного движителя предложено использовать протяженный электрический разряд в поперечном магнитном поле. В этом случае электропроводность в “газовой трубке” будет в десятки тысяч раз превышать проводимость морской воды. Возникающая при этом сила Лоренца будет в основном зависеть от подвижности электронов. Под действием поперечного магнитного поля “газовая трубка” совершает поступательное движение в воде, аналогичное движению проводника с током в магнитном поле под действием силы Ампера. При этом вместе с “трубкой тока” движется присоединенная масса воды, приобретая за время разряда кинетическую энергию и создавая импульс движения судна в противоположном направлении.

В настоящей работе предпринята попытка в рамках принятых допущений и ограничений приближенно рассчитать гидродинамические характеристики исследуемого движения, в том числе величину импульса, возникающего в безграничной несжимаемой идеальной жидкости (воде) под действием протяженного электрического разряда при наличии поперечного магнитного поля, а также получить экспериментальную оценку значения импульса силы, возникающего в результате ввода энергии в канал в виде одиночного разряда.

2. Физические характеристики электрического разряда в воде. Рассмотрим протяженные (длиной до 10 см) электрические разряды в воде с умеренными плотностями энергии, вводимой в канал с помощью одиночного высоковольтного импульса напряжения. При этом значения электрической проводимости рабочего тела находятся в диапазоне от 10^{-2} (Ом·м) $^{-1}$ для пресной воды до величин порядка единицы для морской воды.

Обзор большого количества исследований стадии пробоя при воздействии линейных электрических разрядов в жидкости, выполненных в последние десятилетия, представлен в работах [4–8]. При низкой электропроводности жидкости стадия пробоя характеризуется расходом незначительной доли общей энергии источника (от одного до нескольких процентов). При средних и больших значениях электропроводности доля общей энергии источника, расходуемой на стадии пробоя, существенно возрастает, а длина пробиваемых межэлектродных промежутков уменьшается.

2.1. *Плазменные характеристики канала.* Внутренняя энергия единицы объема, образующаяся в результате искрового разряда плазмы, складывается в основном из кинетической энергии поступательного движения частиц и энергий диссоциации и ионизации. В случае идеального газа внутренняя энергия единицы объема определяется выражением

$$\omega = p/(\gamma - 1), \quad (1)$$

где $\gamma = c_p/c_v$ (для плазмы значение γ принимается равным 1,26).

Сопротивление плазмы обусловлено столкновением электронов с ионами и нейтральными атомами. Зная частоты столкновений, можно определить электропроводность плазмы. Оценки, проведенные в [4], показывают, что при давлениях в канале, равных $5 \times 10^7 \div 7 \cdot 10^7$ Па, и температуре, достигающей в течение нескольких микросекунд при средних энергиях разряда значения, приближенно равного $2 \cdot 10^4$ К, электропроводность плазмы составляет приблизительно $3 \cdot 10^4$ (Ом·м)⁻¹. Это значение существенно отличается от электропроводности жидкости при нормальных условиях.

Можно считать, что энергия, выделяющаяся в канале, расходуется на нагрев вещества в канале разряда и работу по расширению канала. Как известно, работа, совершаемая при поступательном движении разряда при наличии поперечного магнитного поля, не зависит от джоулева энерговыделения, а осуществляется за счет энергии источника тока, одна часть которой расходуется на джоулев нагрев, а другая часть — на совершение работы силой Ампера.

2.2. *Гидродинамические особенности разряда.* Схема рассматриваемого движителя приведена на рис. 1. При использовании линейных импульсных разрядов в воде увеличение плазменного объема происходит главным образом за счет гидродинамического расширения нагретой плазмы, поэтому стенку канала можно считать непроницаемой [4]. С точки зрения гидродинамики протяженный электрический разряд при наличии поперечного

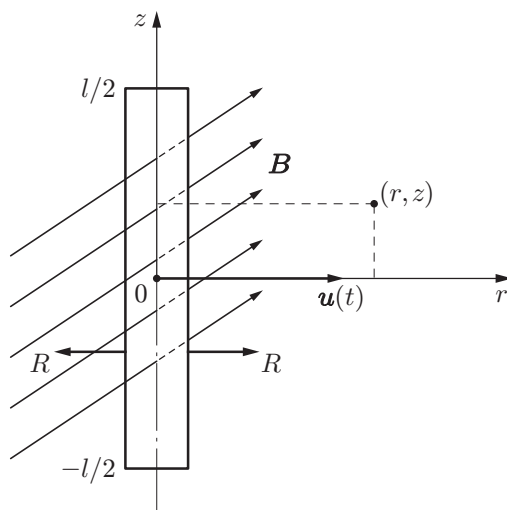


Рис. 1. Схема электромагнитного движителя

магнитного поля можно рассматривать как процесс расширения полости и ее поступательного движения в направлении, перпендикулярном оси канала. Считая теплопроводность несущественной, пренебрегая вязкостью жидкости и принимая условие адиабатичности, такие движения можно рассматривать как изоэнтропические движения в идеальной несжимаемой жидкости. Гидродинамические характеристики этих движений зависят от соотношения между пятью пространственными масштабами явлений: длиной разрядного промежутка l , характерным радиусом канала R_0 , характерной длиной волны $\lambda = c_0\tau$ (c_0 — скорость звука в жидкости), характерной скоростью расширения канала $U = R_0/\tau$ и скоростью поступательного движения канала $u(t)$.

Если $R_0 \ll l$, т. е. скорость расширения канала невелика по сравнению со скоростью звука и возмущения плотности жидкости, вызванные расширением и поступательным перемещением канала, незначительны, то гидродинамические процессы можно рассматривать в рамках модели потенциального движения идеальной несжимаемой жидкости [9].

Если $l \gg c_0\tau$, то при расчете гидродинамических величин в области разряда необходимо учитывать длину канала. Потенциальное движение идеальной несжимаемой жидкости определяется уравнением Лапласа $\Delta\varphi = 0$, решение которого для данного случая ищется в виде

$$\varphi = -a/r + \mathbf{A}\nabla \ln r + \dots, \quad (2)$$

где r — расстояние от начала координат, выбранного внутри полости; коэффициенты a , \mathbf{A} не зависят от координат; опущенные члены содержат производные высших порядков от $1/r$.

Расширение цилиндрической полости происходит в неограниченном пространстве жидкости, до момента начала расширения находящейся в состоянии покоя. В этом случае потенциал скорости среды, определяемый первым слагаемым в (2), можно найти, суммируя потенциалы элементарных источников.

Потенциал, создаваемый цилиндром длиной l на расстоянии r в направлении, перпендикулярном оси канала, определяется выражением [4]

$$\varphi = -\frac{1}{4\pi} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{\dot{S}(t - \sqrt{r^2 + z^2}/c_0)}{\sqrt{r^2 + z^2}} dz,$$

где $S = \pi R^2$ — площадь поперечного сечения цилиндра. Если ограничиться рассмотрением гидродинамических величин в окрестности цилиндра, длина которого невелика по сравнению с характерной длиной волны, т. е. $l \approx c_0\tau$, то это выражение можно заменить приближенным выражением при $r \ll l$ в срединной плоскости:

$$\varphi = -\frac{\dot{S}(t)}{2\pi} \ln \frac{l}{r} + \frac{\ddot{S}(t)}{4\pi c_0} + \dots \quad (3)$$

В этом случае распределение давления в жидкости определяется выражением

$$p - p_0 = \rho \frac{\ddot{S}(t)}{2\pi} \ln \frac{l}{r} - \frac{1}{2} \rho \frac{\dot{S}(t)^2}{4\pi^2 r^2}. \quad (4)$$

Подставляя $S = \pi R^2$, выражение (4) запишем в виде

$$p - p_0 = \rho \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \ln \frac{l}{r} + \rho R \frac{d^2 R}{dt^2} \ln \frac{l}{r} - \frac{\rho}{2} \frac{R^2}{r^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2. \quad (5)$$

При $r = R$ давление p , с которым жидкость давит на газовую полость, равно давлению в полости P , поэтому

$$P - p_0 = \rho \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \ln \frac{l}{R} + \rho R \frac{d^2 R}{dt^2} \ln \frac{l}{R} - \frac{1}{2} \rho \left(\frac{dR}{dt} \right)^2.$$

Если начальное давление в газовой полости равно P_1 , а радиус — R_1 , то, считая процесс расширения полости адиабатическим, связь между давлением в полости и радиусом цилиндра при его расширении можно записать в виде

$$P = P_1(R_1/R)^{2\gamma}.$$

Используя последние два выражения, преобразуем (5) к виду

$$p - p_0 = \frac{\ln(l/r)}{\ln(l/R)} \left[P_1 \left(\frac{R_1}{R} \right)^{2\gamma} - p_0 + \frac{1}{2} \rho \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left(1 - \frac{R^2}{r^2} \frac{\ln(l/R)}{\ln(l/r)} \right) \right].$$

Из этой формулы следует, что выражение для давления в точке $r \gg R$ отличается от выражения для давления в полости P не только множителем $\ln(l/r)$, но и членом, пропорциональным $\rho(dR/dt)^2$. Этот член обуславливает понижение давления вблизи полости, т. е. в области, где скорость движения жидкости большая.

В случае движения бесконечного цилиндра выражение для давления запишем в виде [4]

$$p - p_0 = \rho \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \ln \frac{2c_0 t}{R} + \rho R \left(\frac{d^2 R}{dt^2} \right) \ln \frac{2c_0 t}{R} - \frac{\rho}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2. \quad (6)$$

При $r = R$, $R \ll l$, $l/2 \approx c_0 \tau$ выражение (6) переходит в уравнение (5) для цилиндрической полости конечной длины, что соответствует плоскому движению, при котором уравнение Лапласа оказывается двумерным.

Рассмотрим поступательное движение полости в жидкости. При движении непроницаемого для воды цилиндрического тела, поперечное сечение которого в общем случае не является осесимметричным, расширение вдоль магнитного поля происходит свободно, а поперек поля — при наличии силы сопротивления. Проведем оценку несимметричности канала на основе представления суммарного давления, обусловленного наличием двух движений в указанных направлениях. В соответствии с теоремой Кельвина [10] если в случае плоского движения T — кинетическая энергия безвихревого движения, которой соответствует потенциал скоростей φ , а T_1 — кинетическая энергия движения, заданного выражениями

$$U = -\frac{d\varphi}{dx} + u, \quad V = -\frac{d\varphi}{dy} + v,$$

причем в силу уравнения неразрывности внутри односвязной области выполняется условие

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} = 0,$$

а для условий на границе справедливо соотношение

$$lu + mv = 0$$

(l , m — направляющие косинусы нормали к границе односвязной области; u , v — компоненты вектора скорости), то

$$T_1 = T + T_0,$$

где

$$T_0 = \frac{1}{2} \rho \iint (u^2 + v^2) dx dy.$$

Пренебрегая начальным давлением, на основе теоремы Кельвина для установившегося изоэнтропического течения единицы объема несжимаемой идеальной жидкости можно

записать уравнение Бернулли, в общем случае справедливое для каждой трубки тока, в виде

$$p = -\rho q^2/2 = -T_1 = -T - T_0 = p_1 + p_2,$$

где p_1 — давление при расширении полости; p_2 — давление при поступательном движении цилиндрической полости со скоростью $u(t)$ в направлении, перпендикулярном ее оси.

Давление p_1 описывается выражением (5). Выражение для давления p_2 в случае поступательного движения бесконечного цилиндра представим в виде [9]

$$p = \frac{\rho}{2} u^2 (4 \cos^2 \theta - 3) + \rho R n \frac{du}{dt}, \quad (7)$$

где θ — угол между нормалью и вектором скорости $\mathbf{u}(t)$.

Суммируя давления, определяемые выражениями (5) и (7), с учетом условия $dR/dt \approx \text{const}$ получаем выражения для общего давления:

— при $\theta = 0^\circ$

$$p \approx \rho \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \ln \frac{l}{R} - \frac{\rho}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{\rho}{2} u^2 + \rho R \frac{du}{dt};$$

— при $\theta = \pi/2$

$$p \approx \rho \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \ln \frac{l}{R} - \frac{\rho}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{3}{2} \rho u^2.$$

При $u \ll dR/dt$ общее давление равно

$$p \approx \rho \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \ln \frac{l}{R} - \frac{\rho}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \pm \rho R \frac{du}{dt} \quad (8)$$

(знаки “+” и “−” соответствуют значениям $\theta = 0, 180^\circ$). Анализ выражения (8) показывает, что в условиях допустимых приближений и ограничений в качестве суммарного движения можно принять близкое к осесимметричному расширение полости ($R = R(t)$) и ее движение со скоростью $\mathbf{u} = \mathbf{u}(t)$ под действием импульсной внешней силы в направлении, перпендикулярном продольной оси этой полости. При этом потенциал φ скорости движения \mathbf{v} несжимаемой жидкости определяется вторым слагаемым в (2). Таким образом,

$$\varphi = \frac{\mathbf{A} \mathbf{n}}{r}, \quad \mathbf{v} = \text{grad } \varphi = \frac{-2(\mathbf{A} \mathbf{n}) \mathbf{n} + \mathbf{A}}{r^2}. \quad (9)$$

Из граничных условий следует $\mathbf{A} = -R^2 \mathbf{u}$. Полная кинетическая энергия жидкости (в случае, если внутренняя энергия принята равной нулю) определяется по формуле

$$E_m = \frac{\rho}{2} \int v^2 dV \quad (10)$$

(интегрирование проводится по всей области единичной толщины, окружающей тело).

С помощью алгоритма, использованного в [9], проводя интегрирование с учетом плоского осесимметричного движения жидкости вокруг цилиндра длиной l , получаем уравнение поступательного движения полости, возникающей в результате действия электрического разряда:

$$\rho \pi R^2 l \frac{du}{dt} = F. \quad (11)$$

Здесь F — главная часть силы Ампера.

По окончании разряда полость продолжает расширяться под действием давления, а затем по инерции. Поступательное движение полости в этот момент определяется влиянием самой жидкости на полость.

В данном случае уравнение движения полости записывается в виде [9]

$$(M\delta_{ik} + m_{ik})u_k = (m_{ik} + \rho V_0\delta_{ik})v_k.$$

Обозначая плотность плазмы через ρ_0 , из этого уравнения получаем

$$\mathbf{u} = \frac{2\rho}{\rho + \rho_0} \mathbf{v}.$$

Поскольку $\rho_0 \ll \rho$, можно сделать вывод, что скорость движения полости больше скорости жидкости. Таким образом, преобразование энергии разряда в поступательное движение жидкости происходит в том случае, если через полость течет ток.

Как отмечено выше, сила, действующая в постоянном магнитном поле на полость, по которой течет электрический ток $I_a(t)$, по сути, является силой Ампера, действующей на линейный проводник с током длиной l в поперечном магнитном поле. Мгновенное значение силы Ампера определяется известным выражением

$$F = I_a B l, \quad (12)$$

где B — индукция внешнего магнитного поля; I_a — сила тока:

$$I_a = \frac{1}{R_e} \left(U_a - \frac{d\Phi}{dt} \right),$$

U_a — напряжение в разрядном промежутке при отсутствии магнитного поля; R_e — электрическое сопротивление в разрядном промежутке; $d\Phi/dt$ — изменение магнитного потока расширяющегося токового контура.

Приведем выражение для изменения во времени магнитного потока. В соответствии с рис. 1 можно записать

$$d\Phi = Bl \left(\frac{dR}{dt} + u \right) dt + Bl \left(- \frac{dR}{dt} + u \right) dt = 2Blu dt.$$

Таким образом, возникающая при поперечном движении расширяющейся цилиндрической полости электромагнитная индукция определяется уравнением

$$- \frac{d\Phi}{dt} = -2Blu.$$

В этом случае мгновенное значение тока, протекающего через полость, определяется по формуле

$$I_a = (U_a - 2Blu)/R_e.$$

Подставляя выражение (12) в представленное в скалярном виде выражение (11), получаем

$$\frac{du}{dt} = \frac{I_a B}{\rho \pi R^2}. \quad (13)$$

3. Приближенное уравнение баланса энергии. При использовании описанной физической модели с учетом принятых допущений можно считать, что энергия E источника высокого напряжения расходуется на увеличение внутренней энергии плазмы W , работу A_1 по перемещению окружающей жидкости, совершаемую каналом при расширении, и работу A_2 , совершаемую силой Ампера при поступательном движении полости разряда:

$$W + A_1 + A_2 = E. \quad (14)$$

Уравнение (14) отличается от уравнения, полученного в [4], наличием члена A_2 , определяющего расход энергии источника на работу силы Ампера.

По аналогии с (1) в ограниченном диапазоне температур внутренняя энергия плазмы может быть определена по формуле для энергии идеального газа в полости длиной l :

$$W = pSl/(\gamma - 1). \quad (15)$$

Работа по расширению канала длиной l равна

$$A_1 = \int_{S_0}^S pl dS. \quad (16)$$

Работа, совершаемая при поступательном движении канала и равная затраченной на это движение энергии источника E_m , определяется по формуле

$$A_2 = E_m = \rho\pi R^2 lu^2/2. \quad (17)$$

Энергия $E = E(\tau)$, выделяющаяся в канале в течение промежутка времени τ и затрачиваемая на джоулев нагрев, а также на работу силы Ампера, определяется по электрическим характеристикам разряда (силе тока $I_a(t)$ и напряжению $U_a(t)$):

$$E = \int_0^\tau I_a(t)U_a(t) dt. \quad (18)$$

Подставляя выражения (8), (15)–(18) в (14), вводя безразмерные переменные $I_a(x) = I_a(t)/I_*$ (I_* — максимальное значение силы тока), $x = t/\tau$, $y = R/R_0$, $f(x) = E(t)/E$, $U = R_0/\tau$, $u = u(t)/U$ и добавляя уравнение (13), получаем систему уравнений, описывающих принятую физическую модель:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} y\dot{y} + \dot{y}^2 \left(\gamma - 1 - \frac{1}{2 \ln(l/(R_0 y))} \right) + \frac{\gamma - 1}{2 \ln(l/(R_0 y))} u^2 &= \frac{(\gamma - 1)\tau^2 E}{\pi \rho R_0^4 l} \frac{f(x)}{y^2 \ln(l/(R_0 y))}, \\ \frac{du}{dx} &= \frac{I_* B}{\pi \rho R_0 U^2} \frac{I_a(x)}{y^2}. \end{aligned}$$

Выражением в квадратных скобках будем пренебрегать в силу его малости, а коэффициент в правой части первого уравнения примем равным единице. Обозначим через β безразмерный коэффициент в правой части второго уравнения и представим первое уравнение в виде двух уравнений первого порядка. В результате получаем систему уравнений первого порядка

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dx} + \frac{\gamma - 1}{2 \ln(l/(R_0 y))} u^2 &= \frac{f(x)}{y^2 \ln(l/(R_0 y))}, \quad \frac{dy}{dx} = \frac{z}{y}, \quad \frac{du}{dx} = \beta \frac{I_a(x)}{y^2}, \\ R_0^4 &= \frac{(\gamma - 1)\tau^2 E}{\rho \pi l}, \quad \beta = \frac{I_* B}{\pi \rho R_0 U^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Если известны режим выделения энергии в канале разряда, характеризуемый функцией $f(x)$, и зависимость $I_a(x)$, то, интегрируя уравнения (19), можно определить следующие гидродинамические величины:

— скорость поступательного движения полости

$$u(t) = u(x)U;$$

— радиус канала $R = R_0 y$;

— давление при нулевом значении угла между нормалью и вектором скорости

$$p_2(x) = \rho \frac{R_0}{\tau^2} \zeta_2(x),$$

где $\zeta_2(x) = u^2/2 + \beta I_a(x)/y$;

— генерируемый одиночным разрядом импульс силы

$$P = \int_0^{\tau} F(t) dt.$$

При $u = 0$, $B = 0$ система уравнений (19) совпадает с системой гидродинамических уравнений расширения канала [4]. Следует отметить, что полученная система уравнений описывает гидродинамические процессы, происходящие при разряде источника энергии, когда по каналу течет электрический ток.

4. Экспериментальная оценка импульса реактивной силы. На рис. 2 представлена схема установки, с помощью которой обеспечивался пробой промежутка в кювете с водопроводной водой, помещенной между полюсами электромагнита. Генератор высокого напряжения обеспечивал регулируемое в интервале от 0 до 30 кВ напряжение, которое подавалось через зарядное сопротивление на соединенные обкладки конденсаторов с общей емкостью 0,15 мкФ. Другие обкладки заземлены через искровой промежуток. Для создания разряда конденсаторной батареи обкладки, соединенные с зарядным сопротивлением, заземлялись путем пробоя воздушного промежутка между сближаемыми металлическими шариками. Для определения временной зависимости тока и напряжения при разряде в электрическую цепь искрового промежутка включались безындукционное сопротивление и емкостной делитель, обеспечивающие передачу импульсов продолжительностью $6 \cdot 10^{-7}$ мкс. Эти зависимости регистрировались на экране осциллографа. Чувствительный элемент, регистрирующий импульс реактивной силы, представлял собой аналог математического маятника, у которого на концах двух длинных нитей закреплен обрезок

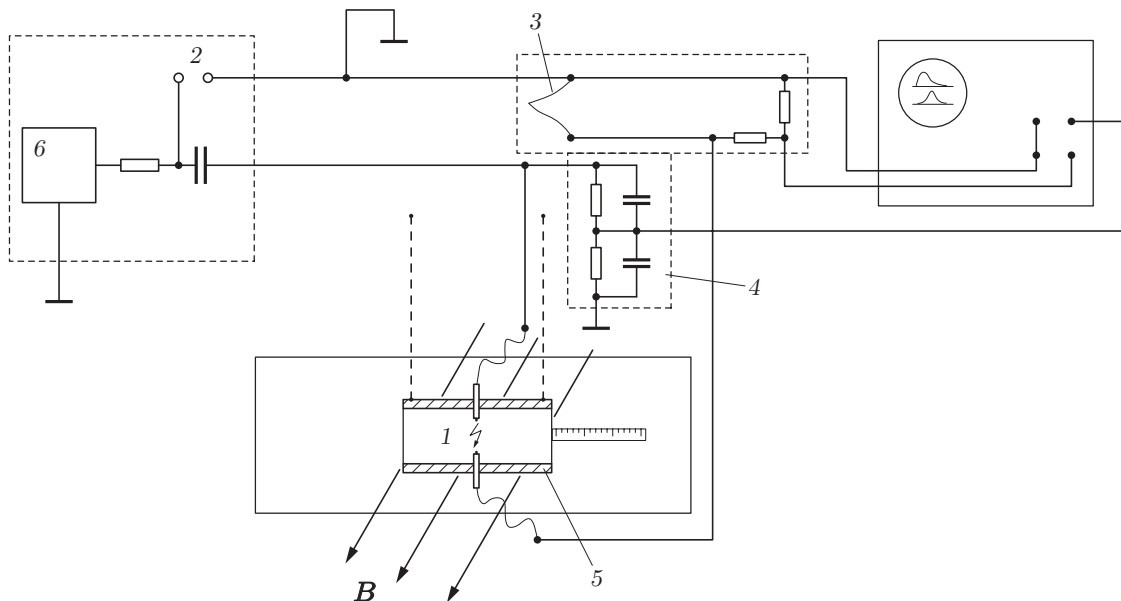


Рис. 2. Схема лабораторной установки для измерения импульса реактивной силы: 1 — искровой промежуток, 2 — сближаемые металлические шариками, 3 — безындукционное сопротивление, 4 — емкостной делитель, 5 — элемент, регистрирующий импульс реактивной силы, 6 — генератор высокого напряжения

немагнитной пластмассовой трубы (длина 110 мм, внутренний диаметр 80 мм, толщина стенки 8 мм, общая масса 0,32 кг). Электроды, представляющие собой торцы кабеля РК-2, строго по центру введены в два диаметрально противоположных отверстия. Для уменьшения влияния жесткости кабелей на движение груза при малых колебаниях к концам электродов припаивались тонкие эластичные проводки, выполняющие роль компенсаторов. С учетом ограниченных размеров кюветы груз маятника ориентировался строго по ее центру с целью компенсации влияния отраженных от торцевых стенок акустических импульсов, вызывающих флуктуации смещения груза. Путем поджига воздушного промежутка, заземляющего отрицательно заряженные обкладки блока конденсаторов, обеспечивалось быстрое увеличение положительного напряжения на искровом промежутке, одновременно включалась развертка напряжения в канале разряда. В качестве водной среды использовалась водопроводная вода с электропроводностью $0,1 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$. В результате пробоя искрового промежутка при наличии поперечного магнитного поля, резкого повышения электрического тока и уменьшения сопротивления “газовая трубка” под действием силы Ампера двигалась перпендикулярно своей оси, передавая импульс присоединенной массе жидкости и порождая импульс реактивной силы, передаваемый в свою очередь массе груза математического маятника. Амплитуда отклонения маятника фиксировалась, по ее значению определялся импульс реактивной силы.

Движение динамической системы, в идеализированном виде представляющей собой баллистический маятник, при небольших углах отклонения груза от положения равновесия описывается неоднородным дифференциальным уравнением второго порядка с кратковременно действующей ударной силой:

$$\ddot{X} + 2\beta\dot{X} + \omega_0^2 X = (P/m)\delta(t - \theta).$$

Здесь X — смещение груза по горизонтальной оси; β — коэффициент затухания; ω_0 — частота свободных колебаний; P — импульс ударной силы в момент $t = \theta$; m — инерциальная масса груза.

Известно, что если на вход невозбужденной динамической системы в момент $t = \theta$ поступает сигнал единичного импульса, то система, переходя в этот момент в возбужденное состояние, создает отклик, описываемый весовой или импульсной функцией $K(t, \theta)$ [11]:

$$X(t) = K(t, \theta).$$

При начальных условиях $X(t)|_{t=\theta} = 0$, $\dot{X}(t)|_{t=\theta} = P/m$ импульсная функция определяется выражением

$$K(t, \theta) = e^{-\beta(t-\theta)} \frac{P}{m\omega} \sin \omega(t - \theta) \delta(t - \theta).$$

Решая обратную задачу, по известному значению X_{\max} находим импульс силы P . Коэффициенты ω_0 , ω , β определялись экспериментально: $\omega_0 = (4,18 \pm 0,28) \text{ с}^{-1}$, $\omega = (2,20 \pm 0,21) \text{ с}^{-1}$, $\beta \simeq 3,6 \text{ с}^{-1}$. Экспериментально полученные значения отклонения от X_{\max} равны $\bar{X}_{\max} \simeq 10^{-2} \text{ м}$, следовательно, $\bar{P} = 9 \cdot 10^{-2} \text{ Н} \cdot \text{с}$. Погрешность полученного результата составляет $\pm 20 \%$.

В результате теоретической оценки импульса реактивной силы при численном интегрировании системы уравнений (19) с используемыми в эксперименте значениями постоянных $B = 0,3 \text{ Тл}$, $E = 45 \text{ Дж}$, $\tau = 5 \text{ мкс}$, $I_* = 1500 \text{ А}$, $l = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ получено значение $P \simeq 10^{-4} \text{ Н} \cdot \text{с}$. Большее значение импульса в ограниченной среде не противоречит теореме Кельвина [10] о минимуме кинетической энергии.

5. Выводы. Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы.

При воздействии поперечного магнитного поля на протяженный электрический разряд в воде часть энергии источника преобразуется в кинетическую энергию поступательного движения присоединенной массы жидкости, обеспечивающую импульс реактивной силы.

Эффективность данного преобразования в большой степени зависит от величины магнитной индукции и возрастает с ее увеличением.

Наряду с магнитной индукцией увеличивается коэффициент полезного действия электромагнитного движителя.

Приближенные оценки гидродинамических характеристик, полученные в данной работе, справедливы для безграничной идеальной жидкости при допущениях, позволяющих использовать мультипольные представления потенциала скорости. При наличии каких-либо границ жидкости в технических устройствах, использующих такой принцип преобразования энергии, указанные допущения в общем случае не будут справедливы, что, безусловно, ограничивает применение полученных в работе результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пат. 2327597 С 1 RU, МПК 1363 Н 11/02, Н 02 К 44/00. Электромагнитный движитель / Н. П. Герасимов, Ф. Ф. Легуша, Б. М. Поляшев. Оpubл. 27.06.08, Бюл. № 18.
2. Пат. 2377156 С 1 RU, МПК 1363 Н 11/02, Н 02 К 44/00. Электромагнитный движитель / Б. М. Поляшев. Оpubл. 27.02.09, Бюл. № 36.
3. Пат. 92647 U 1 RU, МПК 1363 Н 11/00. Электромагнитный движитель / Б. М. Поляшев. Оpubл. 27.03.10, Бюл. № 9.
4. Наугольных К. А. Электрические разряды в воде / К. А. Наугольных, Н. А. Рой. М.: Наука, 1971.
5. Ушаков В. Я. Пробой жидкостей при импульсном напряжении / В. Я. Ушаков, В. Ф. Климин, С. М. Коробейников, В. В. Лопатин. Томск: Изд-во науч.-техн. лит., 2005.
6. Скибенко Е. И., Юферов В. Б., Буравиллов И. В., Пономарев А. Н. О скорости и каналах ионизации водной среды сильноточным импульсным высоковольтным разрядом // Журн. техн. физики. 2007. Т. 77, вып. 5. С. 19–22.
7. Дубинов А. Е., Корнилова И. Ю. Динамика формирования виртуального катода в электронном пучке, проходящем сквозь диэлектрик // Изв. вузов. Физика. 2001. № 6. С. 71–74.
8. Богуславский Л. З., Хайнацкий С. А., Щербак А. Н. Оптические исследования переходного слоя плазма — жидкость при импульсном коронном разряде в сильных водных электролитах // Журн. техн. физики. 2001. Т. 71, вып. 2. С. 43–47.
9. Ландау Л. Д. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц. М.: Наука, 1988.
10. Лэмб Г. Гидродинамика. М.: ОГИЗ, 1947.
11. Корн Д. Справочник по математике / Д. Корн, Т. Корн. М.: Наука, 1968.

*Поступила в редакцию 27/III 2012 г.,
в окончательном варианте — 10/X 2012 г.*