01;04

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ШАРОВОЙ МОЛНИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРОВИСШЕГО ПРОВОДНИКА

Н.И.Гайдуков

Используя результаты наблюдений движения шаровых молний в высокоскоростных воздушных потоках и наблюдения их "качения" по проводнику, определяется конфигурация ее магнитного поля и устанавливаются уравнения ее движения во внешнем магнитном поле.

Введение

Проблема шаровой молнии привлекает внимание исследователей с давних времен, но до настоящего времени сколько-нибудь удовлетворительной теории, описывающей ее основные свойства, по-видимому, не существует, хотя различные гипотезы, касающиеся ее внутренней структуры и некоторых ее свойств, выдвинутые в известных работах [1–8], в какой-то степени дают односторонние частные решения проблемы, не охватывая ее, к сожалению, в целом. Иначе говоря, имеется ряд моделей шаровой молнии, каждая из которых в какой-то степени объясняет только некоторые факты, но всегда находятся и такие, которым она противоречит [9].

Основные трудности в построении теории шаровой молнии связаны с отсутствием достаточно достоверных сведений о ее физических параметрах, касающихся химического состава, температуры, величины и распределения электрического заряда, характера электромагнитного поля, внутренней структуры. И хотя плазменный характер природы шаровой молнии не вызывает сомнений [3], однако разработать какие-либо методы определения параметров этой плазмы, т.е. провести пассивную, а тем более активную диагностику ее, не представляется возможным, так как возникновение шаровой молнии в естественных условиях происходит достаточно редко, а получить ее в лабораторных условиях не удается.

Вместе с тем многочисленные наблюдения эффектов взаимодействия шаровой молнии с окружающими ее объектами [1–7] можно в известном смысле рассматривать в качестве экспериментальных результатов диагностики ее плазмы, проведенной самой природой в естественных условиях при случайных обстоятельствах. Некоторые из этих результатов, достоверность которых не вызывает сомнений, дают основание считать шаровую молнию изолированным самостоятельным объектом, образованным электронно-ионной электрозаряженной низкотемпературной плазмой умеренной плотности, обладающей электромагнитным полем и имеющей свою особую внутреннюю структуру [3,10]. Другие результаты, касающиеся особенностей движения шаровой молнии в воздушных потоках различных типов, могут быть использованы для установления физико-механических свойств ее плазмы, а также для построения уравнений движения молнии в воздушных потоках под действием сил различной природы.

В настоящей работе исследуется структура магнитного поля шаровой молнии и строятся уравнения ее движения в магнитном поле токонесущего проводника.

Конфигурация магнитного поля шаровой молнии

Известно [1–7], что в течение продолжительного времени своего существования молния не изменяет заметным образом свои физические свойства. Это означает, что через ее поверхность практически отсутствуют потоки молекул воздуха, их ионов и ионов плазмы молнии, а имеет место лишь квазистационарный поток электронов вовнутрь молнии, возникающих при взаимодействии молекул воздуха с ионами ее плазмы на ее поверхности. Вследствие этого положительный заряд молнии падает со временем, ионизируя и заряжая примыкающий к ее поверхности движущийся слой воздушной среды. Другие наблюдения, касающиеся особенностей ее движения в высокоскоростных воздушных потоках, дают основание считать, что специфический характер взаимодействия ее поверхности при наличии стекающего заряда с окружающей ее средой позволяет ей вести себя в вязком воздушном потоке подобно недеформируемому шару в аналогичном потоке о идеальной несжимаемой жидкости [10–13]. В частности, известны случаи движения молнии в воздушном потоке двигателей многомоторного самолета, когда молния, размеры которой сравнимы с размерами самолета, захватывается источниками его двигателей и преследует его неотступно, двигаясь со скоростью 150–200 м/с, сохраняя при этом свою сферическую форму и постоянное расстояние от его хвостового оперения [14]. Если бы вместо молнии радиуса 5 м двигался твердый шар того же радиуса, то для преследования им летящего самолета к нему пришлось бы приложить силу порядка нескольких тонн [15]. Этот результат совершенно противоречит реальным наблюдениям и свидетельствует о наличии специфического свойства ее поверхности [13]. Принимая это свойство молнии как данное экспериментальных наблюдений, обусловленное неизбежно в некоторой мере и электродинамическим взаимодействием ее магнитного поля с ионизованным ее стекающим зарядом слоем воздушного потока, обтекающим ее поверхность сферической формы, определим конфигурацию этого поля, считая что вопросы ее внутренней структуры и устойчивости ее формы выходят за рамки настоящей работы.

Пренебрегая радиальным током стекающих зарядов и токами смещения и считая магнитную проницаемость плазмы молнии $\mu = 1$, моделируем молнию недеформируемым шаром радиуса a, движущимся в потоке идеальной несжимаемой жидкости точечного источника вдоль оси z. Компоненты скорости относительного движения потока на поверхности молнии при достаточном удалении от источника запишем в виде [11]

$$v_\theta(d) =\simeq \frac{3}{2} u \sin\theta, \quad v_\varphi(a) = 0, \tag{1}$$

где r, θ, φ — сферические координаты с началом в центре молнии; u — переменная скорость движения потока.

Поскольку при температуре плазмы молнии $T \lesssim 10^4$ K ее электропроводность $\sigma_0 \sim 10^{13} \text{с}^{-1}$, то во всех встречающихся в реальных условиях движениях молнии магнитное поле Рейнольдса $\mathrm{Re}_m < 1$, так как электропроводность σ ионизованного ею слоя воздушного потока, обтекающего ее поверхность, ниже σ_0. В таком случае магнитогидродинамическими эффектами можно пренебречь, считая, что возмущение магнитного поля может происходить лишь при его взаимодействии с движущимся с относительной скоростью $\mathbf{v}$ электрозаряженным слоем среды, создающим ток плотности $j = \rho\mathbf{v}$, где ρ — плотность стекающих с поверхности молнии зарядов.

Плотность сил, действующих в электромагнитном поле молнии на обтекающий ее электрозаряженный поток, запишем в виде [17]

$$\mathbf{f} = \rho\,(\mathbf{E} + 1/c[\mathbf{v} \times \mathbf{B}].) \tag{2}$$

Жидкая молния, сферическая форма которой весьма чувствительна к малейшим градиентам давления на ее поверхности, о чем свидетельствует процесс ее деформирования при протекании в едва заметных воздушных потоках через узкие отверстия и щели, сохраняет свою сферическую форму независимо от скорости движения и величины своего радиуса и не испытывает заметных сил сопротивления в вязком воздушном потоке при своем движении в поле точечного источника [11]. Из этих фактов, в частности, следует, что электродинамические силы (2), действующие со стороны электрозаряженного потока на молнию, не вызывают ее деформирования. Это может быть лишь в том случае, если электростатическое поле молнии центрально-симметрическое, а вектор магнитной индукции в первом приближении параллелен вектору скорости потока, т.е. $\mathbf{B} \sim k\mathbf{v}$. Из условия $\operatorname{div}\mathbf{B} \sim \mathbf{v} \operatorname{grad} k \sim 0$ следует, что k принимает постоянное значение на каждой линии тока, и в соответствии с (1) имеем

$$B_\theta(a+0)\sin\theta, \qquad B_\varphi(a+0) = 0, \tag{3}$$

т.е. магнитное поле молнии обладает осевой симметрией, и создающие его токи имеют лишь азимутальные составляющие.

Такое поле определяется, естественно, не однозначно. В частности, условию (3) удовлетворяет и поле сосредоточенного кольцевого линейного тока J_0, охватывающего ось z вблизи центра молнии и создающего магнитное поле диполя [18], и магнитное поле того же тока, распределенного по объему молнии с плотностью

$$\mathrm{j}(r,\theta) = \frac{3J_0 r \sin\theta}{2a^3}\mathbf{e}_\varphi.$$

Для определения некоторых особенностей искомой функции $j(r,\theta)$ можно использовать результаты наблюдений движения недеформированной молнии по металлическому проводу, когда она под действием ветрового потока "катится" по нему и перескакивает с одного его пролета на другой, минуя точку подвеса на изолированном ролике, пролетая под ним [4,6,7]. Стекающий заряд молнии создает в проводнике ток J, который, взаимодействуя с токами молнии j, притягивает ее к себе и, удерживая ее электромагнитными силами в непосредственной близости, не дает ей возможности погрузиться в него своим телом. Полагая, что магнитный момент молнии совпадает с осью z и направлен параллельно вектору магнитной индукции $\mathbf{B}$ прямолинейного проводника, находящегося от нее на расстоянии $S > a$, а направление тока J противоположно направлению оси x декартовой системы координат с началом в центре молнии, запишем энергию взаимодействия этих двух объектов в виде [17]

$$W = \frac{J}{c^2}\int\limits_0^{2\pi}\sin\varphi d\varphi\int\limits_0^{\pi}\sin\theta d\theta\int\limits_0^{a} j(r,\theta)\ln\left[r^2\cos^2\theta + (s - r\sin\theta\sin\varphi)^2\right]r^2 dr,$$

где r, θ, φ — сферические координаты с началом в центре молнии.

Используя это выражение, находим силу их взаимодействия

$$F(s) = \frac{2J}{c^2}\int\limits_0^{\pi}\sin\varphi d\varphi\int\limits_0^{2\pi}\sin\theta d\theta\int\limits_0^{a} f(r,\theta)\left[\frac{s + r\sin\theta\sin\varphi}{r^2\cos^2\theta + (s + r\sin\theta\sin\varphi)^2} - \right.$$

$$\left. - \frac{s - r\sin\theta\sin\varphi}{r^2\cos^2\theta + (s - r\sin\theta\sin\varphi)^2}\right]r^2 dr. \tag{4}$$

В связи с отсутствием каких-либо сведений о поведении функции $j(r,\theta)$ будем моделировать ее некоторыми простейшими функциями и, сопоставляя получающиеся результаты для силы $F(S)$ с имеющимися экспериментальными наблюдениями движения молнии в поле проводника с током, корректировать ее соответствующим образом, добиваясь более близкого совпадения результатов. Так, если ток молнии J_0 течет по ее экватору, то

$$j(r,\theta) = \frac{J_0}{r}\delta(r-a)\delta(\theta - \frac{\pi}{2}),$$

где $\delta(r-a)$ — дельта-функция Дирака, и сила взаимодействия

$$F(s) = \frac{\beta a}{2\pi}\int\limits_0^{\pi}\left[\frac{\sin\varphi}{s + a\sin\varphi} - \frac{\sin\varphi}{s - a\sin\varphi}\right]d\varphi = \begin{cases}\beta(1 - \dfrac{s}{\sqrt{s^2 - a^2}}), & s > a,\\ \beta \equiv \dfrac{4\pi J_0 J}{c^2}, & s < a.\end{cases} \tag{5}$$

Согласно (5), при $s > a$ $F(s) < 0$ и молния притягивается к проводнику, а при $s < a$ $F(s) > 0$, что соответствует выталкиванию жидкого тела молнии из проводника. Полученный результат соответствует явлению “качения” молнии по проводнику и свидетельствует об отсутствии токов внутри нее. Поскольку такое распределение токов в реальной молнии недопустимо, то будем считать, что они распределены в тонком поверхностном слое, примыкающем к поверхности молнии изнутри, т.е.

$$j(r,\theta) = \frac{ai(\theta)}{r}\delta(r-a).$$

В таком случае (4) запишется в виде

$$F(s) = \frac{2Ja^2}{c^2}\int\limits_0^\pi \sin\varphi d\varphi \int\limits_0^\pi i(\theta)\left[\frac{s+a\sin\theta\sin\varphi}{a^2\cos^2\theta+(s+a\sin\theta\sin\varphi)^2}-\right.$$

$$\left.-\frac{s-a\sin\theta\sin\varphi}{a^2\cos^2\theta+(s-a\sin\theta\sin\varphi)^2}\right]\sin\theta d\theta. \tag{6}$$

Считая искомую функцию $i(\theta)$ непрерывной, исследуем поведение функции (6) около точки $s = a$. Поскольку функцию (6) невозможно выразить через элементарные функции, то при исследовании учтем, что основная роль во взаимодействии принадлежит элементам токов обоих объектов, находящихся в непосредственной близости при $\theta \sim \varphi \sim \pi/2$. При этих значениях переменных интегрирования функция (6) ведет себя аналогично (5) и в точке $s = a$ терпит разрыв: при $a + 0 < s < \infty$ $F(s) < 0$, а при $0 < s < a - 0$ $F(s) > 0$, т.е., как и следовало ожидать, “качение” жидкой молнии без погружения по проводнику возможно лишь при распределении ее токов в тонком поверхностном слое.

Для установления вида функции $i(\theta)$ воспользуемся условием (3), считая, что токи сосредоточены в тонком внешнем слое молнии толщиной $a - b \ll a$. Записывая граничное условие на поверхности молнии для меридиональной составляющей магнитного поля $B_\theta(a-0) = B_\theta(a+0)\sin\theta$, имеем, что плотность этих токов

$$j = \frac{J_0\sin\theta}{a^2-b^2} \equiv j_0\sin\theta,$$

где J_0 — сила тока молнии, протекающего в этом слое.

Построим магнитное поле молнии для данной плотности токов. Векторный потенциал $\mathbf{A}$ удовлетворяет уравнению [18]

$$\Delta\mathbf{A} = \begin{cases} -\dfrac{4\pi}{c}j_0\sin\theta\mathbf{e}_\varphi, & b \leqslant r \leqslant a; \\ 0, 0 \leqslant r < b, & a < r < \infty. \end{cases}$$

Учитывая, что при отсутствии поверхностных токов векторный потенциал и его производные по нормали к поверхностям, разграничивающим различные области молнии, остаются непрерывными, находим решение

$$A_\varphi = \begin{cases} \dfrac{4\pi J_0}{3c}(a-b)r\sin\Theta, & 0 \leqslant r < b; \\ \dfrac{\pi j_0}{3c}(4ar - \dfrac{b^4}{r^2} - 3r^2)\sin\theta, & b \leqslant r \leqslant a; \\ \dfrac{\pi j_0}{3cr^2}(a^4-b^4)\sin\theta, & a < r < \infty, \end{cases} \tag{7}$$

где A_φ — азимутальная компонента векторного потенциала $\mathbf{A}$.

Если считать, что толщина токового слоя $a - b$ настолько мала, что протекающие в нем токи являются по существу поверхностными, то, согласно (7), магнитное поле молнии будет иметь следующие компоненты:

$$B_r = B_0 \cos\theta, \quad B_\theta = -B_0 \sin\theta, \quad 0 \leqslant r < a,$$

$$B_r = \frac{B_0 a^3 \cos\theta}{r^3}, \quad B_\theta = \frac{B_0 a^3 \sin\theta}{2r^3}, \quad a < r < \infty,$$

где $B_0 = (8\pi i_0) \equiv (3c)$ — магнитная индукция однородного поля внутри шаровой молнии, направленного вдоль оси z; при $b \to a$ и $j_0 \to \infty \lim j_0(a - b) = i_0 = J_0/(2a)$.

Поскольку азимутальные токи проводимости на поверхности шаровой молнии недопустимы, то следует считать, что они являются токами намагничения ее плазмы, вектор намагниченности которой $\mathbf{M}$ направлен вдоль оси z и связан с магнитным полем B_0 соотношением

$$M = \frac{3B_0}{8\pi}.$$

Магнитный момент молнии

$$m = \frac{2\pi a^2 J_0}{3c}.$$

Сила сопротивления, действующая на молнию, при ее движении в воздушном потоке

Движение молнии в неоднородном вязком воздушном потоке подчиняется законам движения твердого тела шара в аналогичном потоке идеальной несжимаемой жидкости, что обусловлено и ориентированием оси ее магнитного момента вдоль вектора скорости этого потока, устраняющим электродинамическое взаимодействие ионизованного ее стекающим зарядом слоя среды, обтекающей ее поверхность, с магнитным полем, и специфическим характером взаимодействия ее плазмы с движущейся воздушной средой той же плотности. Найдем силу взаимодействия воздушного потока с молнией, движущейся в перпендикулярном ее магнитному моменту направлении. При неустановившемся медленном движении воздуха, возникающем при прямолинейном поступательном движении молнии со скоростью $u(t)$, в уравнении Навье– Стокса конвективный член можно опустить, уравнения движения запишутся в виде

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \Delta \mathbf{v}, \tag{8}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \tag{9}$$

Граничные условия запишем в виде

$$v_r(a) = u\cos\theta, \tag{10}$$

$$\left(\frac{\partial v_\theta}{dr}+\frac{1}{r}\frac{\partial v_\theta}{\partial\theta}-\frac{v_\theta}{r}\right)_{r=a}=0, \tag{11}$$

где (10) соответствует непроницаемости поверхности молнии, а (11) — условию отсутствия прилипания частиц воздушной среды на ее поверхности при $\nu\neq 0$.

Построим решение задачи (8)–(11), используя метод [17]. Рассмотрим вначале колебательное движение шаровой молнии в вязкой воздушной среде, совершаемое по закону $\mathbf{u}=\mathbf{u}_0\exp(-i\omega t)$, где $\mathbf{u}_0$ — постоянный вектор. Ищем решение в виде $\mathbf{v}=e^{-i\omega t}\operatorname{rot}\operatorname{rot}f\mathbf{u}_0$, где $f=f(r)$; начало координат совпадает с центром молнии.

Для силы, действующей на молнию, получаем выражение

$$F=-4\pi a u_0\mu e^{-i\omega t}+\frac{2}{3}\pi a^3\rho\cdot i\omega u_0 e^{-i\omega t}+$$

$$+8\pi a^2\mu i\omega u_0 e^{-i\omega t}f_1(\omega)-8\pi a^2\mu u_0 f_2(\omega)\omega e^{-i\omega t}, \tag{12}$$

где

$$f_1=\frac{3\sqrt{\dfrac{\nu}{2\omega}}}{a^2\omega+6a\sqrt{\dfrac{\omega\nu}{2}}+9\nu},\quad f_2=\frac{a+3\sqrt{\dfrac{\nu}{2\omega}}}{a^2\omega+6a\sqrt{\dfrac{\omega\nu}{2}}+9\nu}.$$

Рассмотрим теперь движение молнии с произвольной, но достаточно малой скоростью $u=u(t)$. Разлагая функцию $u(t)$ в интеграл Фурье и полагая, что для данной гармоники ω скорость $u_0=u_\omega$, с учетом соотношения $\left(\frac{du}{dt}\right)_\omega=-i\omega u_\omega$ после интегрирования (12) по $(2\pi)^{-1}d\omega$ получаем формулу для силы, действующей со стороны воздушной среды на движущуюся молнию,

$$F(t)=-4\pi\mu a u-\frac{2}{3}\pi a^3\rho\frac{du}{dt}-$$

$$-8a^2\mu\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\dot u(\tau)d\tau\int\limits_0^{\infty}\left[f_1(\omega)\cos\omega(\tau-t)-f_2(\omega)\sin\omega(\tau-t)\right]d\omega. \tag{13}$$

Первый член этой формулы соответствует силе Стокса [16] в отсутствии прилипания, второй член — инерционной силе, третий член, как и в формуле Буссинеска, определяется законом изменения скорости движения молнии со временем, т.е. (13) отличается от формулы Буссинеска не только меньшим значением численного коэффициента первого члена, но и более слабой зависимостью от времени третьего члена. Это связано с тем, что при своем движении молния вносит меньше возмущений в воздушной среде из-за отсутствия прилипания частиц среды на ее поверхности. В дальнейшем третьим членом в формуле (13) будем пренебрегать по сравнению с двумя первыми. В этом приближении для силы сопротивления $F(t)$ получаем выражение

$$F(t)\simeq-4\pi\mu a u-\frac{2}{3}\pi a^3\rho\frac{du}{dt}. \tag{14}$$

Уравнения движения шаровой молнии в магнитном поле провисшего проводника

Будем полагать, что двигаясь в магнитном поле, молния ориентирует свой магнитный момент m вдоль вектора магнитной индукции внешнего поля $\mathbf{B}$. В этом случае на нее будет действовать сила [17]

$$\mathbf{F}_m \simeq \operatorname{grad}(\mathbf{mB}) = \frac{2\pi a^2 J_0}{3c} \operatorname{grad} B. \tag{15}$$

В соответствии с формулой (14) со стороны воздушного потока, движущегося со скоростью u, на молнию действует сила

$$\mathbf{F} \simeq -4\pi\mu a \left\{ \mathbf{v} - \mathbf{u} - \frac{\mathbf{B}}{B^2} \left[\mathbf{B}(\mathbf{v} - \mathbf{u}) \right] \right\}, \tag{16}$$

где $\mathbf{v}$ — скорость молнии относительно земли.

Используя (15) и (16), запишем уравнение движения молнии в виде

$$\dot{\mathbf{v}} \simeq \frac{J_0}{3a\rho c} \operatorname{grad} B - \frac{2\nu}{a^2} \left\{ \mathbf{v} - \mathbf{u} - \frac{\mathbf{B}}{B^2} \left[\mathbf{B}(\mathbf{v} - \mathbf{u}) \right] \right\}. \tag{17}$$

Рассмотрим случай движения молнии в магнитном поле провисшего над землей проводника, по которому протекает ток J. Пренебрегая его искривлением вследствие провисания, запишем приближенные уравнения движения молнии в цилиндрической системе координат при учете ветрового потока. Размещая ось z вдоль проводника, магнитное поле которого имеет компоненты $B_r = 0$, $B_\varphi = B_\varphi(r)$, $B(z) = 0$ представим радиальную составляющую уравнения (17), описывающего процесс "оседания" молнии на проводнике с током в пренебрежении его искривлением, в виде

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 \simeq \frac{J_0}{3a\rho c} \frac{\partial B_\varphi}{\partial r} - \frac{2\nu}{a^2}(\dot{r} - u_r). \tag{18}$$

Если составляющая скорости ветра U_r не слишком велика, то в соответствии с уравнением (18) молния притянется к проводнику. "Осев" на проводнике и стремясь сохранить параллельность своего вектора магнитного момента $\mathbf{m}$ вектору магнитной индукции $\mathbf{B}$, молния под действием силы (15) будет поворачиваться около него вокруг своей точки "касания" на экваторе до тех пор, пока не займет устойчивого положения на внутренней, т.е. вогнутой, стороне провисшего проводника.

Полагая, что радиус R кривизны провисания значительно превышает радиус молнии, введем цилиндрическую систему координат r, φ, z с осью z, проходящей через центр кривизны проводника перпендикулярно его плоскости провисания. В этом случае магнитное поле имеет компоненты B_r, $B_\varphi = 0$, B_z. Уравнения движения молнии (17) можно записать в явной форме, определив приближенные значения компонент B_r и B_z в окрестности проводника, используя для этого соответствующие представления их через полные эллиптические интегралы и их разложения по малым параметрам [17].

Рассмотрим движение шаровой молнии по провисшему проводнику, полагая, что он принял форму цепной линии, описываемой уравнением

$$y = b \operatorname{ch} \frac{x}{b}.$$

Радиус кривизны этой линии изменяется по закону

$$R = b \operatorname{ch}^2 \frac{x}{b}.$$

Учитывая, что

$$B_z(x) \simeq \frac{J}{c}\left[\frac{2}{a} + \frac{1}{R}\ln\frac{8R}{a}\right],$$

находим, что

$$\frac{dB_z}{dx} = \frac{2J\operatorname{Sh}\frac{x}{b}}{cb^2\operatorname{ch}^3\frac{x}{b}}\left(1 - \ln\frac{8b\operatorname{ch}^2\frac{x}{b}}{a}\right),$$

и приближенное уравнение движения молнии, "катящейся"по проводнику, можно записать в виде

$$\ddot{x} \simeq \frac{2J_0 J\operatorname{sh}\frac{x}{b}}{3c^2b^2\rho a\operatorname{ch}^3\frac{x}{b}}\left(1 - \ln\frac{8b\operatorname{ch}^2\frac{x}{b}}{a}\right) - \frac{2\nu}{a^2}(\dot{x} - u_x). \qquad (19)$$

Точное решение уравнения (19) получить не представляется возможным. Рассмотрим частные случаи этого уравнения.

1. При наличии ветра, дующего перпендикулярно проводнику $u_x = 0$, $u_z \neq 0$, с поверхности молнии сдувается ионизованный заряженный слой воздушной среды, который частично разряжается на проводнике, создавая постоянную составляющую тока J, взаимодействующего с током молнии j. Частицы воздушной среды, прилипая к цилиндрической поверхности проводника, создают тонкий слой с повышенным давлением, предохраняющий в окрестности точки "соприкосновения" молнию от непосредственного контакта с проводником, что и защищает ее от мгновенного разряда на нем. Этот защитный эффект в известной мере подобен эффекту, возникающему в процессе протекания молнии через узкое отверстие экрана, при котором деформирующаяся молния защищена от соприкосновения со стенками канала отверстия с прилипшим к нему тонким слоём воздушной среды, протекающей через то же отверстие навстречу или вслед протекающей молнии [12]. При небольших значениях x уравнение (19) примет вид

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x + 2\lambda\dot{x} = 0,$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{32J_0J}{3c^2b^2\rho a}, \qquad \lambda = \frac{\nu}{a^2}.$$

Решение этого уравнения соответствует апериодическому движению молнии по проводнику, и она достигает в конце своего движения точки наибольшего провисания и остановится в ней.

2. Если составляющая ветрового потока $u_x \neq 0$, то уравнение движения запишется в виде

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x + 2\lambda(\dot{x} - u_x) = 0.$$

При небольшой скорости ветра равновесие молнии может наступить в точке

$$x_0 = \frac{2\lambda u_x}{\omega_0^2}.$$

Если скорость ветра достаточно велика, то в установившемся процессе движения можно считать $x \simeq u_x t$, т.е. молния будет "катиться" по круговой части проводника, лишь при приближении к точке подвеса, где кривизна проводника меняет знак, она перескакивает с одного его пролета на другой, пролетая под точкой его подвеса. Это явление неоднократно отмечали очевидцы [4,6,7].

Список литературы

[1] *Смирнов Б.М.* Проблема шаровой молнии. М.: Наука, 1988. 208 с.
[2] *Смирнов Б.М.* // УФН. 1990. Т. 160. № 4. С. 1–45.
[3] *Смирнов Б.М.* // УФН. 1992. Т. 162. № 8. С. 43–81.
[4] *Стаханов И.П.* О физической природе шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 210 с.
[5] *Капица П.Л.* // ДАН СССР. 1955. Т. 101. № 2. С. 245–249.
[6] *Сингер С.* Природа шаровой молнии. М.: Мир, 1973. 238 с.
[7] *Леонов Р.А.* Загадка шаровой молнии. М.: Наука, 1965. 78 с.
[8] *Крайнов В.П., Смирнов Б.М., Шматов И.М.*// ДАН СССР. 1985. Т. 283. № 2. С. 361–365.
[9] *Лихошерстных Г.* // Техника — молодежи. 1983. № 3. С. 38–43.
[10] *Гайдуков Н.И.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1797–1801.
[11] *Гайдуков Н.И.* // ДАН СССР. 1988. Т. 301. № 5. С. 1076–1079.
[12] *Гайдуков Н.И.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 11. С. 49–56.
[13] *Гайдуков Н.И.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. № 2. С. 27–33.
[14] *Кузовкин А.С., Семенов А.Е.* // Крылья Родины. 1988. № 9. С. 32–33.
[15] *Седов Л.И.* Механика сплошной среды. Т. 1. М.: Наука, 1973. 536 с.
[16] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика.* М.: Наука, 1986. 734 с.
[17] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
[18] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.

Орехово-Зуевский педагогический институт

Поступило в Редакцию
25 декабря 1992 г.