1994 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 64, в. 2

1994 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 64, N 2

04

УСТАНОВИВШЕЕСЯ ДВИЖЕНИЕ ШАРОВОЙ МОЛНИИ, НАБЛЮДЕННОЙ М.Т. ДМИТРИЕВЫМ НА РЕКЕ ОНЕГЕ

Н.И.Гайдуков

Широкоизвестное уникальное наблюдение движения шаровой молнии, проведенное проф. Дмитриевым М.Т. на реке Онеге, удается описать достаточно простой системой уравнений. При построении этой системы используются некоторые упрощающие задачу предположения. Рассмотренная система урвнений позволяет оценить величину электрического заряда шаровой молнии, движущейся под действием силы Стокса, создаваемой ветровым потоком, и силы электростатического притяжения, а также позволяет определить ориентацию магнитного поля молнии.

Введение

В 1967 г. проф. Дмитриев М.Т. наблюдал шаровую молнию, которая двигалась на высоте 1.5 м под действием ветра, строго вдоль прямолинейной связки плотов, перекрывающих реку Онегу [1]. Вектор скорости ветра образовывал угол $\alpha \sim 30°$ с вектором скорости движения молнии и, следовательно, с осевой линией плотов. Наблюдатель, находившийся на берегу около места закрепления плотов, заметил, что траектория молнии, двигавшейся к нему, проходит не по центральной оси симметрии цепочки плотов, а смещена ближе к их правому краю, т.е. к тому краю, куда дул ветер. С каждым пройденным метром молния поднималась на несколько см выше. Мокрые после дождя бревна плотов выступали над поверхностью воды на 10–15 см, образуя своеобразный диэлектрический выступ прямоугольной формы над гладкой поверхностью воды. Этот диэлектрический выступ и удерживал электрозаряженную молнию над плотами силой электростатического притяжения, а дующий под углом к линии плотов ветер действием одной своей составляющей сдвигал молнию от осевой линии плотов к правому их краю, а другой своей составляющей гнал ее к наблюдателю вдоль этой линии. Уникальность этого эксперимента состоит в том, что это, может быть, единственный случай за всю историю наблюдения редкого феномена, когда специалист лично имел возможность наблюдать в естественных условиях установившееся одномерное движение шаровой молнии, ориентированной определенным образом в пространстве, под действием вязких сил ветрового потока. В двух других взаимно перпендикулярных направлениях молния находилась в равновесии под действием электростатических и гидродинамических сил.

Известно, что шаровая молния, являющаяся по существу плазменным объектом, в течение достаточно продолжительного времени своего существования не изменяет заметным образом свои физические свойства [2–6]. Это означает, что она весьма слабо взаимодействует своей поверхностью с окружающей ее воздушной средой, т.е. диссипативные потери на ней пренебрежимо малы и что через ее поверхность практически отсутствуют потоки молекул воздуха, их ионов и ионов плазмы молнии, а имеет место лишь квазистационарный поток электронов внутрь 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 слой быстродвижущейся воздушной среды, безотрывно обтекающей ее сферическую поверхность, а характер взаимодействия ее поверхности с вязким воздушным потоком точечного гидродинамического источника позволяет ей вести себя в нем подобно недеформируемому шару в аналогичном потоке идеальной несжимаемой жидкости [7]. В частности, вследствие этого эффекта молния, размеры которой сравнимы с размерами летящего самолета, захватывается источниками его двигателей и, практически не испытывая сил сопротивления, преследует его неотступно, двигаясь со скоростью 150–200 м/с, сохраняя при этом свою сферическую форму и постоянное расстояние до его хвостового оперения [8]. С другой стороны, молния, возникшая вблизи провисшего в поле тяжести металлического проводника, опускается на него и “катится” под действием ветра по его вогнутой стороне, перескакивая с одного его пролета на другой, минуя острую точку подвеса на изолированном ролике, пролетая под ним [6]. Отсюда следует, что в отношении взаимодействия поверхности молнии с обтекающим ее воздушным потоком, т.е. в отношении ее физико-механических свойств, имеет место противоречие: в одних случаях молния практически не испытывает сил сопротивления при движении в воздушных потоках, а в других она движется под действием этих же сил. Это противоречие можно устранить, предположив, что поверхность молнии обладает цилиндрической анизотропией физико-механических свойств: в одном исключительном направлении молния не испытывает сил сопротивления со стороны воздушного потока, а в перпендикулярных к нему направлениях она их испытывает. Поскольку при обтекании молния взаимодействует с ионизованным и электрозаряженным воздушным потоком, то естественно предположить, что анизотропия ее свойств обусловлена наличием у шаровой молнии осесимметричного магнитного поля, взаимодействующего определенным образом с этим потоком. Такое предположение согласуется и с явлением ее “качения” по вогнутой стороне проводника: при взаимодействии магнитного поля молнии с магнитным полем вогнутого токонесущего проводника возникает сила притяжения, вынуждающая ее приблизиться к проводнику и занять положение на его вогнутой стороне, где магнитное поле достигает наибольшего значения, направив свой магнитный момент перпендикулярно проводнику и движущемуся вдоль него ветровому потоку, заставляющему ее “катиться” по проводнику и перескакивать с одного его пролета на другой, избегая при этом верхней точки подвеса проводника, где магнитное поле минимально из-за изменения знака кривизны его контура. Это же явление имеет место и в наблюдении М.Т.Дмитриева, когда молния, ориентируя свой магнитный момент перпендикулярно поверхности плотов, перемещается вдоль них под действием вязких сил одной составляющей воздушного потока, направленной вдоль линии плотов, и удерживается в равновесии электростатическими силами от воздействия другой его составляющей, направленной перпендикулярно осевой линии этих плотов. В вертикальном направлении молния находится в равновесии под действием электростатических и гидродинамических сил, обусловленных градиентой скоростей воздушного потока.

Составим уравнения, описывающие движение молнии вдоль связки плотов под действием силы электростатического притяжения выступающих из воды мокрых бревен и силы, действующей со стороны воздушного потока, предварительно рассмотрев частные случаи взаимодействия шаровой молнии с неоднородными воздушными потоками, ориентированными различным образом по отношению к направлению ее магнитного момента.

Взаимодействие шаровой молнии с неоднородным воздушным потоком, направленным вдоль оси ее магнитного момента

Пренебрегая радиальным током стекающих зарядов и токами смещения и считая магнитную проницаемость $\mu = 1$, моделируем шаровую молнию недеформируемым шаром радиуса a, образованным намагниченной и электрозаряженной плазмой.

Поскольку при температуре плазмы молнии $T \lesssim 10^4$ K ее электропроводимость $\sigma_0 \sim 10^{13}\,\text{c}^{-1}$, то во всех встречающихся в реальных условиях движения молнии магнитное число 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 молнии может происходить лишь при взаимодействии его с движущимся с относительной скоростью $\mathbf{v}$ электрозаряженным слоем среды, создающим ток плотности $\mathbf{j} = \rho\mathbf{v}$, где ρ — плотность стекающих с поверхности молнии зарядов.

Плотность сил, действующих в электромагнитном поле молнии на обтекающий ее электрозаряженный поток, запишем в виде [9]

$$\mathbf{f} = \rho\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{B}]\right). \qquad (1)$$

Жидкая молния, сферическая форма которой весьма чувствительна к малейшим градиентам 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 течечного источника, имея на своей поверхности при достаточном удалении от него следующие компоненты скорости относительного движения потока [7]:

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

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

Из этих фактов, в частности, следует, что электродинамические силы (1), действующие со стороны электрозаряженного потока на молнию, не вызывают ее деформирования. Это может быть лишь в том случае, если электростатическое поле молнии центрально-симметричное, 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 (2) имеем

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

т.е. магнитное поле обладает осевой симметрией и создающие его токи имеют лишь азимутальные составляющие. Используя (3), граничное условие для меридиональной составляющей магнитного поля молнии можно записать в виде

$$B_\theta(a-0) = B_\theta(a+0) \sim \sin\theta. \tag{4}$$

Радиальные токи не создают магнитного поля, но стекая с поверхности молнии и заряжая обтекающий ее поток, обусловливают возникновение электродинамических сил (1), ориентирующих ось ее магнитного момента в воздушном потоке источника или стока вдоль вектора его скорости, и молния, сохраняя это направление оси магнитного момента, устремляется под действием сил давления к гидродинамической особенности подобно недеформируемому шару в потоке идеальной несжимаемой жидкости [7]. Магнитное поле, удовлетворяющее условию (4), может быть образовано различным распределением токов внутри молнии, т.е. оно определяется неоднозначно. Однако из физических соображений следует, что внутри жидкой молнии не могут быть ни сосредоточенные, ни распределенные по ее объему токи, поскольку она лишена какого-то ни было жесткого каркаса, способного принять на себя внутренние напряжения, возникающие в результате электродинамических взаимодействий этих токов с их собственными магнитными полями, стремящимися увеличить их объем [9]. Такое предположение подтверждается и экспериментальными наблюдениями взаимодействия молнии с провисшим проводником с током, когда молния, приблизившись под действием магнитных сил притяжения к нему, "катится" по его вогнутой стороне, не погружаясь в него своим жидким телом, будучи изолированной от проводника прилипшим к нему слоем воздуха с повышенным давлением на его поверхности из-за погашенной скорости обтекающего воздушного потока. Отсюда следует, что токи в шаровой молнии должны быть распределены в ее тонком внешнем слое, примыкающем к ее поверхности. Согласно (4), поверхностная плотность этих токов

$$i = i_0\sin\theta = \frac{J_0}{2a}\sin\theta, \tag{5}$$

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

Построим магнитное поле молнии с плотностью (5). Векторный потенциал $\mathbf{A}$ удовлетворяет уравнению [10]

$$\Delta\mathbf{A} = -\frac{4\pi a i_0}{cr}\sin\theta\,\delta(r-a)\mathbf{e}_\varphi, \tag{6}$$

где $\delta(r-a)$ — дельта-функция Дирака.

Граничные условия на поверхности молнии при $r = a$ запишем в виде

$$\frac{\partial A_\varphi^{(1)}}{\partial r} - \frac{\partial A_\varphi^{(2)}}{\partial r} = \frac{4\pi}{c} i_0 \sin\theta, \quad A_\varphi^{(1)} = A_\varphi^{(2)}, \tag{7}$$

где $A_\varphi^{(1)}$ и $A_\varphi^{(2)}$ — азимутальные компоненты векторного потенциала **A** внутри и вне молнии соответственно.

Решая уравнение (6) при граничных условиях (7), находим магнитное поле молнии $B_r = B_0 \cos\theta$, $B_\theta = -B_0 \sin\theta$; $0 \leqslant r < a$,

$$B_r = \frac{B_0 a^3}{r^3} \cos\theta, \quad B_\theta = \frac{B_0 a^3}{2r^3} \sin\theta; \quad a < r < \infty, \tag{8}$$

где

$$B_0 = \frac{8\pi i_0}{3c}$$

— магнитная индукция однородного поля внутри шаровой молнии, направленного вдоль оси z.

Поскольку азимутальные токи проводимости (5) на поверхности молнии, имеющей плазменную структуру, недопустимы, то следует считать, что они являются токами намагничивания ее плазмы, вектор намагничинности которой $\mathbf{M}$ направлен вдоль оси z и связан с магнитным полем $\mathbf{B}_0$ соотношением [11]

$$\mathbf{M} = \frac{3\mathbf{B}_0}{8\pi}.$$

Магнитный момент молнии

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

Взаимодействие шаровой молнии с неоднородным воздушным потоком, направленным перпендикулярно оси ее магнитного момента

Движение шаровой молнии под действием неоднородного воздушного потока вдоль цепочки плотов со смещением от их осевой линии не является свободным, поскольку с их стороны на нее действует электростатическая сила притяжения, уравновешиваемая подъемной гидродинамической силой, возникающей вследствие неоднородности воздушного потока по высоте: верхняя часть поверхности молнии находится в слое потока, обладающем большей скоростью, чем нижняя. Поскольку результирующая гидродинамических сил, являющихся поверхностными, направлена вертикально вверх, а объемные электростатические силы направлены вниз, то в состоянии равновесия молния вытягивается вдоль направления своего магнитного момента, т.е. в вертикальном направлении, превращаясь в вытянутый эллипсоид вращения, что и отмечал очевидец, рассматривая ее с близкого расстояния. Таким образом, молния ориентирует ось своего магнитного момента перпендикулярно воздушному потоку, смещающему ее с осевой линии плотов и перемещающему ее вдоль них к наблюдателю [1].

Рассмотрим движение молнии в направлении, перпендикулярном оси ее магнитного момента. При неустановившемся медленном движении молнии со скоростью $u(t)$ в уравнении Навье–Стокса конвективный член можно опустить, и уравнения движения воздушной среды запишутся в виде

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\operatorname{grad} p + \nu\Delta\mathbf{v}, \quad \operatorname{div}\mathbf{v} = 0. \tag{9}$$

Выберем граничные условия, соответствующие непроницаемости ее поверхности и отсутствию на ней прилипания частиц воздушной среды при $\nu \neq 0$, в виде

$$v_r(a) = u\cos\theta, \quad \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_r}{\partial\theta} - \frac{v_\theta}{r}\right) = 0. \tag{10}$$

Построим решения уравнений (9) при граничных условиях (10), используя известный метод [12].

Рассмотрим вначале колебательное движение молнии со скоростью $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 e^{-i\omega t}$, где $\mathbf{u}_0$ — постоянный вектор. Ищем решение в виде

$$\mathbf{v} = e^{-i\omega t}\operatorname{rot}\operatorname{rot} R(r)\mathbf{u}_0,$$

начало координат совпадает с центром $R = R(r)$ — искомая функция.

Для компонент скорости получаем выражения

$$v_r = -2u\left[\frac{a_0 e^{ikr}}{r^3}\left(r - \frac{1}{ik}\right) + \frac{b_0}{r^3}\right]\cos\theta,$$

$$v_\theta = u\left[\frac{a_0 e^{ikr}}{r}\left(\frac{1}{ikr^2} - \frac{1}{r} + ik\right) - \frac{b_0}{r^3}\right]\sin\theta,$$

где $k = \sqrt{(i\omega)/\nu}$, а постоянные a_0 и b_0, определяемые из граничных условий, имеют следующие значения:

$$a_0 = -\frac{3ae^{ika}}{3ik + ak^2}, \quad b_0 = \frac{3(1 - aik)}{3k^2 - aik^3} - \frac{a^3}{2}.$$

Давление на поверхности молнии

$$p = \left[\frac{3(a\omega\rho + \mu k)}{ak(3 - aik)} - \frac{ai\omega\rho}{2}\right](\mathbf{n}\mathbf{u}_0)e^{-i\omega t} + p_0,$$

а компонента тензора напряжений

$$\sigma_{rr}(a) = \left[\frac{9k\mu - 3a\omega\rho}{ak(3 - aik)} - \frac{6\mu}{a} + \frac{ai\omega\rho}{2}\right](\mathbf{n}\mathbf{u}_0)e^{-i\omega t} - p_0,$$

где p_0 — давление воздушной среды на бесконечности, $\mathbf{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности молнии.

Сила, действующая на движущуюся шаровую молнию, определяется выражением вида

$$f_0 = -4\pi a u_0 \mu e^{-i\omega t} + \frac{2}{3}\pi a^3 \rho i\omega u_0 e^{-i\omega t} +$$

$$+8\pi a^2 \mu\omega u_0 \left[i\psi_1(\omega) - \psi_2(\omega)\right] e^{-i\omega t}, \tag{11}$$

где

$$\psi_1(\omega) = \frac{3\sqrt{\frac{\nu}{2\omega}}}{a^2\omega + 3a\sqrt{2\omega\nu} + 9\nu}, \quad \psi_2(\omega) = \frac{a + 3\sqrt{\frac{\nu}{2\omega}}}{a^2\omega + 3a\sqrt{2\omega\nu} + 9\nu}. \tag{12}$$

Рассмотрим теперь движение молнии с произвольной, но достаточно малой скоростью $u(t)$, совершаемое под действием внешней силы. Разлагая функцию $u(t)$ в интервал Фурье и полагая, что для заданной гармоники ω скорость $u_0 = u_\omega$ с учетом соотношения $(du/dt)_\omega = -i\omega u_\omega$ после интегрирования (11) по $d\omega/2\pi$, получаем для силы сопротивления, действующей со стороны воздушной среды на шаровую молнию, выражение

$$F_0(t) = -4\pi a\mu u - \frac{2}{3}\pi a^3 \rho \frac{du}{dt} + \Phi, \tag{13}$$

где

$$\Phi = -8\mu a^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} \dot{u}(\tau)d\tau \int\limits_{0}^{\infty} \left[\psi_1(\omega)\cos\omega(\tau - t) - \psi_2(\omega)\sin\omega(\tau - t)\right] d\omega.$$

Первый член формулы (13) соответствует силе Стокса в отсутствие прилипания, второй — инерционной силе, третий член определяется законом изменения скорости движения молнии со временем. В отличие от формулы Буссинеска, где $\psi_1(\omega) = \psi_2(\omega) \sim \omega^{-\frac{1}{2}}$, в формуле (13) при достаточно больших значениях ω $\psi_1(\omega) \sim \omega^{-\frac{3}{2}}$, $\psi_2(\omega) \sim \omega^{-1}$. Если при равноускоренном движении шара первый член в формуле Буссинеска $\sim t$, второй $\sim \mathrm{const}$, а третий $\sim \sqrt{t}$, то при движении шаровой молнии зависимость от времени в третьем члене будет слабее, чем $\sqrt{t}$ [12]. Это связано с тем, что шаровая молния при своем движении вносит меньше возмущений в окружающий воздух, чем обычный шар. Считая, что скорость $u(t)$ изменяется достаточно медленно, в дальнейшем третьим членом в формуле (13) будем пренебрегать.

Рассмотрим теперь силы, действующие со стороны этого же потока на молнию в направлении оси ее магнитного момента. Такие силы возникают вследствие неоднородности воздушного потока по высоте. С учетом вязкости этого потока компоненты поля его скоростей вблизи поверхности молнии в пренебрежении ее вытянутостью определяются в виде [13]

$$v_r \sim u_i \left(1 - \frac{a}{r}\right)\cos\theta, \quad v_\theta \sim -u_i \left(1 - \frac{a}{2r}\right)\sin\theta,$$

где полярная ось направлена вдоль потока, u_i — средняя скорость потока на верхнем ($i = 1$) и нижнем ($i = 2$) полушариях молнии.

Учитывая, что в направлении магнитного момента молния ведет себя подобно шару в идеальной жидкости, для давления на ее поверхностях получаем

$$p_i \sim p_0 - \frac{\rho}{8} u_i^2 \sin^2 \theta,$$

следовательно, вертикальная сила определяется выражением

$$f_y \sim \frac{\pi a^2 \rho}{6} \left(u_1^2 - u_2^2\right). \tag{14}$$

Согласно (14), на молнию будет действовать при $u_1 > u_2$ подъемная сила, поскольку скорость ветра на некотором интервале координаты y увеличивается с ее возрастанием.

Равновесие молнии при ее установившемся одномерном движении

Аналитическое определение электростатической силы притяжения, действующей на молнию со стороны полупространства, заполненного диэлектриком, имеющим прямоугольный выступ бесконечной длины, вызывает большие затруднения, которые обусловлены сложностью профиля диэлектрика и асимметрией расположения над ним молнии, поэтому воспользуемся следующими упрощающими предположениями. Поскольку радиус молнии на порядок превышает расстояние до поверхности плотов, то примем электрозаряженную молнию за точечный объект с зарядом q. Сила электростатического притяжения заряда q, находящегося на расстоянии y от полупространства, заполненного диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε_2, определяется выражением [9]

$$F = \left(\frac{q}{2y}\right)^2 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \simeq -\frac{q^2}{4y^2}. \tag{15}$$

В соответствии с (15) сила притяжения точечного заряда, находящегося на расстоянии y над поверхностью воды, для которой $\varepsilon_2 \gg \varepsilon_1$ ($\varepsilon_2 = 81$, $\varepsilon_1 = 1$), эквивалентна силе притяжения, производимой проводящей плоскостью, находящейся на том же расстоянии от заряда.

Поскольку молния расположена ближе к правому краю плотов, т.е. к началу координат O, то в первом приближении будем считать, что левый край плотов находится на одном уровне с водой, а у правого края, с которым взаимодействие наиболее сильное, вода отсутствует.

Принятые упрощения сводят задачу по определению силы взаимодействия заряда с диэлектриком сложного профиля к задаче по определению силы взаимодействия точечного заряда с проводящей полуплоскостью, простирающейся неограниченно влево в направлении оси x и ограниченной осью z. Энергия взаимодействия заряда q с этой полуплоскостью определяется в виде [9]

$$W = -\frac{q}{4\pi r} \left(1 - \frac{\pi - \theta}{\sin \theta}\right), \tag{16}$$

где ось z — ось симметрии цилиндрической системы координат r, θ; $r^2 = x^2 + y^2$; $\sin\theta = y/r$; x и y — декартовы координаты заряда.

Используя (16), находим проекции силы притяжения, действующей со стороны проводящей полуплоскости на молнию,

$$F_x \sim \frac{q^2}{4\pi r^2}(1 - \cos\theta), \tag{17}$$

$$F_y \sim -\frac{q^2}{4\pi r^2}\left(\sin\theta + \operatorname{ctg}\theta + \frac{\pi - \theta}{\sin^2\theta}\right). \tag{18}$$

Используя (13), приближенное уравнение движения молнии вдоль цепочки плотов запишем в виде

$$\frac{4}{3}\pi a^3 \ddot{z} \simeq 4\pi\mu a(u\cos\alpha - \dot{z}) - \frac{2}{3}\pi a^3 \rho \ddot{z},$$

где $2u = u_1 + u_2$.

Учитывая, что это движение является уствновившимся, получаем

$$z \simeq z_0 + ut\cos\alpha, \tag{19}$$

где z_0 — начальное положение молнии.

Используя (14), (17) и (18), оценки, определяющие равновесие молнии вдоль осей x и y, запишем соответственно в виде

$$\frac{q^2}{4\pi r^2}(1 - \cos\theta) \sim 4\pi\mu a u \sin\alpha, \tag{20}$$

$$\frac{q^2}{4\pi r^2}\left(\sin\theta + \operatorname{ctg}\theta + \frac{\pi - \theta}{\sin^2\theta}\right) \sim \frac{\pi a^2 \rho}{6}\left(u_1^2 - u_2^2\right). \tag{21}$$

Соотношения (19)–(21) позволяют оценить величину заряда шаровой молнии и ее электрический потенциал. Учитывая, что наблюдение движущейся молнии продолжалось в течение времени порядка одной минуты, из уравнения (19) при $z \sim 50$ м и $z_0 = 0$ имеем для средней скорости ветра $u \sim 1$ м/с, что по порядку величины совпадает с данными очевидца. Полагая в соотношениях (20) и (21) $r \sim 2$ м, $a \sim 0.1$ м, $\mu = 1.8 \cdot 10^5$ кг/мс, $\theta \sim 45°$, $\alpha \sim 30°$, находим, что величина заряда молнии $q \sim 5 \cdot 10^{-7}$ Кл, а ее потенциал $V \sim 42$ кВ.

Для величины $u_1^2 - u_2^2 \simeq 2u\Delta u$ получаем значение порядка 5 м^2/с^2, т.е. $\Delta u = u_1 - u_2 \sim 2.5$ см/с, что представляется вполне разумной величиной, поскольку Δu определяет разность скоростей на интервале порядка радиуса молнии.

Отметим, что устойчивое положение равновесия молнии в вертикальном направлении обусловлено таким изменением законов f_y и F_y от координаты y, при котором с ростом этой координаты f_y падает быстрее F_y, а при ее уменьшении f_y растет быстрее F_y, что и обеспечивается соответствующей зависимостью величины $u_1^2 - u_2^2$ от этой координаты.

Наблюденная М.Т.Дмитриевым шаровая молния по своим параметрам соответствует параметрам средней шаровой молнии, для которой диаметр ~ 23 см, время жизни ~ 10 с, электрический заряд $\sim 8 \cdot 10^{-7}$ Кл, электрический потенциал ~ 50 кВ [3].

Поскольку специфика внутренней структуры шаровой молнии обеспечивает устойчивое равновесие ее сферической формы в течение продолжительного времени ее существования, то рассмотрим равновесие молнии под действием электродинамических сил ее собственного электромагнитного поля, считая, что вопросы, касающиеся процесса возникновения молнии в воздушной среде, выходят за рамки настоящей работы. В отсутствие жесткого каркаса внутри молнии система электрических зарядов не может находиться в состоянии устойчивого равновесия под действием лишь электростатических сил. Для достижения этого состояния они должны совершать такое финитное движение, которое создавало бы магнитное поле найденной ранее конфигурации, принимающее участие вместе с электрическим полем и полем давления окружающей среды в удержании заряженной плазмы молнии от разрушения. При этом необходимо учитывать, что объемно заряженная и однородно намагниченная жидкая среда сферической формы не может служить моделью шаровой молнии, так как она неустойчива. Иными словами, движущиеся заряды в полностью ионизованной и заряженной плазме должны возбуждать такие электрические и магнитные поля, которые, имея соответствующие конфигурации, обеспечивали бы самосогласованное взаимодействие их с возбуждающими их зарядами, т.е. те и другие поддерживали бы неизменно друг друга в квазистационарном состоянии в течение всего времени существования молнии.

Если в момент образования молнии имеется падающее магнитное поле и температура электронов в полностью ионизованной и положительно заряженной плазме много больше температуры ионов, то в области волновых чисел $a_e^{-1} \lesssim k \lesssim a_i^{-1}$, где a_e и a_i — дебаевские радиусы электрона и иона соответственно, возникнут незатухающие ионные колебания, аналогичные электронным плазменным колебаниям, вследствие которых ионы, подхватывая падающее магнитное поле и совершая при этом вращательные движения с частотой, соответствующей ионным плазменным колебаниям, будут поддерживать это поле от падения в течение времени существования указанного интервала волновых чисел [14]. Иначе говоря, стремящееся рассеяться и упасть магнитное поле шаровой молнии поддерживает вращательные движения ионов в плоскостях, перпендикулярных оси z, которые в свою очередь поддерживают магнитное поле от падения подобно тому, как ток в кольцевом сверхпроводнике поддерживает стремящееся упасть его магнитное поле, поддерживающее в свою очередь порождающий его ток вследствие закона сохранения полного магнитного потока через кольцевой проводник [9]. Ограничиваясь рамками данной модели и считая, что плотность положительных зарядов ρ и намагниченность плазмы M являются постоянными, а давление внутри молнии равно атмосферному, рассмотрим равновесие в осевом направлении произвольного сегмента, отсекаемого от шаровой молнии плоскостью $z = h \leqslant a$. Магнитная сила притяжения, действующая на этот сегмент, определяется выражением

$$F_z^M = \frac{1}{4\pi} \oint\limits_s \left[(\mathbf{Bn}) - \frac{B^2}{2} n_z \right] ds = -\frac{\pi^2 M^2}{a^2} \left(a^2 - h^2\right)^2, \qquad (22)$$

где n_z — проекция вектора внешней нормали $\mathbf{n}$ к поверхности сегмента s.

Для электростатической силы отталкивания, действующей на этот же сегмент, получаем

$$F_z^{\rho} = \frac{1}{3}\pi^2\rho^2\left(a^2 - h^2\right)^2 . \qquad (23)$$

Из соотношений (22) и (23) следует, что произвольный сегмент шаровой молнии будет находиться в состоянии равновесия в осевом направлении при выполнении условия $\rho = (\sqrt{3}M)/a$.

Рассмотрим теперь равновесие молнии в радиальном направлении цилиндрической системы координат. Удерживающие магнитное поле ионы, вращаясь с частотой, соответствующей частоте ионных плазменных колебаний, подвержены действию радиальных сил отталкивания, что вынуждает их совершать дрейфовое движение вокруг оси z [15]. Поскольку напряженность электрического поля внутри молнии пропорциональна радиальной координате, то молния будет вращаться вокруг оси z в первом приближении как сплошное твердое тело, что и отмечается очевидцами, наблюдавшими это вращение в естественных условиях [5,6].

Таким образом, полностью ионизованная плазма шаровой молнии обладает своей внутренней структурой, обусловленной ее однородной заряженностью и намагниченностью, что обеспечивает ей устойчивость в течение продолжительного времени ее существования.

Список литературы

[1] *Дмитриев М.Т.* // Природа. 1967. № 6. С. 98–106.
[2] *Смирнов Б.М.* Проблема шаровой молнии. М.: Наука, 1988. 208 с.
[3] *Смирнов Б.М.* // УФН. 1990. Т. 160. № 4. С. 1–45.
[4] *Смирнов Б.М.* // УФН. 1992. Т. 162. № 8. С. 43–81.
[5] *Стаханов И.П.* О физической пророде шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 210 с.
[6] *Сингер С.* Природа шаровой молнии. М.: Мир, 1973. 238 с.
[7] *Гайдуков Н.И.* // ДАН СССР. 1988. Т. 301. № 5. С. 1076–1079.
[8] *Кузовкин А.С., Семенов А.Е.* // Крылья Родины. 1988. № 9. С. 32–33.
[9] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.624 с.
[10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.
[11] *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 704 с.
[12] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. 1986. М.: Наука, 736 с.
[13] *Гайдуков Н.И.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 9. С. 1797–1801.
[14] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
[15] *Девидсон Р.* Теория заряженной плазмы. М.: Мир, 1978. 216 с.

Орехово-Зуевский педагогический институт

Поступило в Редакцию 5 февраля 1993 г.

В окончательной редакции 12 июля 1993 г.