03; 04

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ СТРУИ ШАРОВОЙ МОЛНИИ ЧЕРЕЗ УЗКОЕ ОТВЕРСТИЕ ПЛОСКОГО ЭКРАНА

Н. И. Гайдуков

Используя результаты наблюдений движения шаровых молний большого радиуса в высокоскоростных воздушных потоках и движения деформируемой молнии при ее протекании через узкие отверстия плоского экрана, устанавливают основные закономерности движения струи шаровой молнии в кольцевом воздушном потоке, протекающем через то же самое отверстие.

Известно [1—6], что движущаяся в воздушном потоке шаровая молния свободно проходит через широкое отверстие плоского экрана, не задевая за его контур и сохраняя свою сферическую форму, а, приблизившись к узкому отверстию экрана на расстояние порядка ее диаметра, замедляет около него свое движение и вытекает через это отверстие в виде цилиндрической струи, уносящей с собой вещество молнии и уменьшающей вследствие этого ее радиус до величины радиуса струи. По другую сторону экрана эта струя, не разрываясь на части, вновь трансформируется по истечении короткого промежутка времени в шаровую молнию того же радиуса. В дальнейшем в тексте шаровую молнию будем часто именовать просто молнией.

Для описания процесса протекания струи шаровой молнии через узкое отверстие экрана рассмотрим предварительно взаимодействие ее внешней поверхности с окружающей ее воздушной средой.

Наблюдения за молнией показывают, что в течение достаточно продолжительного времени своего существования она не изменяет заметным образом своих физических свойств. Это означает что через поверхность молнии практически отсутствуют и потоки частиц ее вещества, и потоки молекул воздуха, т. е. следует считать, что шаровая молния обладает особой внутренней структурой, обеспечивающей ей своеобразные свойства, проявляющиеся при всех ее преобразованиях в процессе ее движения в воздушной среде [7].

Пренебрегая деформацией сферической формы неподвижной шаровой молнии, находящейся в однородном воздушном потоке и моделируемой жидким шаром радиуса a и динамической вязкостью μ', и принимая во внимание отсутствие потоков вещества через ее поверхность, запишем граничные условия на ней в виде

$$v_r(a) = 0, \quad v_r'(a) = 0, \tag{1}$$

где величины, отмеченные штрихом, характеризуют шаровую молнию.

На поверхности жидкой молнии должны быть непрерывны касательные компоненты скоростей

$$v_\theta(a) = v_\theta'(a) \tag{2}$$

и компоненты $\sigma_{r\theta}$ тензоров напряжений

$$\mu\left(\frac{1}{r}\frac{\partial v_r}{\partial\theta} + \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r}\right)_{r=a} = \mu'\left(\frac{1}{r}\frac{\partial v_r'}{\partial\theta} + \frac{\partial v_\theta'}{\partial r} - \frac{v_\theta'}{r}\right)_{r=a}, \tag{3}$$

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

Используя условия (1)—(3), для силы сопротивления, испытываемой молнией, получаем выражение [8]

$$F = 2\pi\mu a u \frac{2\mu + 3\mu'}{\mu + \mu'}\ , \tag{4}$$

где u — скорость воздушного потока, μ — динамическая вязкость воздуха.

Если учесть, что скорость движения шаровой молнии обычно не зависит от величины и направления скорости ветра, то можно считать, что на ее поверхности отсутствует прилипание частиц воздушной среды, а поэтому в условии (3) можно положить $\mu' = 0$, опустив из рассмотрения и условие (2), т. е. можно считать жидкую шаровую молнию идеальной несжимаемой жидкостью, подверженной действию внутренних объемных сил взаимного притяжения частиц ее вещества. Поскольку $\mu \neq 0$, то условие (3) примет вид

$$\left(\frac{1}{r}\frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r}\right)_{r=a} = 0\,, \tag{5}$$

а сила сопротивления

$$F = 4\pi\,\mu a u\,. \tag{6}$$

Анализируя (5) и (6), замечаем, что даже при отсутствии прилипания на поверхности молнии сила сопротивления (6) одного порядка с силой Стокса [8]. Это означает, что независимо от того, прилипает ли вязкая жидкость к поверхности шара или нет, силы сопротивления при его движении будут одного порядка. Вместе с тем в литературе описано большое число наблюдений движения шаровых молний большого радиуса, преследующих многомоторные самолеты, т.е. движущихся за ними следом со скоростью порядка 100—150 м/с и находящихся от них на постоянном расстоянии [9, 10]. Сила сопротивления W, действующая в этом случае на твердый шар, определяется выражением

$$W = C\frac{\pi a^2 \rho u^2}{8}\ ,$$

где C является известной функцией числа Рейнольдса $R = (\rho a u)/\mu$ [11].

Если формально использовать последнее выражение для вычисления силы W, действующей на шаровую молнию радиуса $a = 5$ м, движущуюся со скоростью $u = 150$ м/с, то получим $W = 10^4$ Н. Этот результат полностью противоречит реальным наблюдениям и свидетельствует о том, что граничное условие (5), являясь необходимым, не является достаточным и его следует расширить, предположив, что на поверхности молниии ее вещество определенным образом разрушает вязкий пограничный слой воздуха, т. е. под воздействием вещества шаровой молнии примыкающей к ее поверхности слой воздуха толщиной δ теряет свои вязкие свойства, приобретая тем самым свойства идеальной жидкости. В таком случае при отсутствии вязкого пограничного слоя, а также в пренебрежении вязкостью воздуха на расстояниях, превышающих толщину этого слоя, шаровая молния будет двигаться, следуя законам движения шара в идеальной жидкости [12—14]. Оценим толщину пограничного слоя δ [15]. При $a = 10$ см, $u = 2$ м/с, $\nu = 0.15$ см^2 / с имеем $\delta = \sqrt{(a\nu)/u} \sim 0.08$ см, а при $a = 10$ м, $u = 150$ м/с, $\delta \sim$ ~0.03 см, т. е. толщина слоя, где под действием вещества молнии воздушная среда теряет свои вязкие свойства, порядка сотых долей см.

Рассмотрим теперь установившееся движение струи шаровой молнии в воздушном потоке через узкий цилиндрический канал отверстия толстостенного экрана. Будем полагать, что вязкий воздушный поток движется в кольцевом зазоре, ограниченном внутренней цилиндрической поверхностью канала отверстия радиуса b и поверхностью струи шаровой молнии радиуса $\lambda \leq b$, расположенной на оси симметрии Oz. Движение воздушной среды в кольцевом зазоре, имеющем длину l, описывается системой уравнений [8], содержащей уравнения Навье—

Стокса

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\mu}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial v_r}{\partial r}\right), \quad \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \tag{7}$$

и уравнение непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial r}(rv_r) = -\frac{\partial v_z}{\partial z}r, \tag{8}$$

где v_r, v_z — компоненты вектора скорости в цилиндрической системе координат r, z.

Если первоначальное атмосферное давление p_0 воздушной среды получило по разные стороны экрана приращения $\pm\left((\Delta p)/2\right)$, где $\Delta p \simeq 0.001p_0$, то граничные условия будут иметь вид

$$\text{при } z = 0 \quad p = p_0 - \frac{\Delta p}{2}, \qquad \text{при } z = l \quad p = p_0 + \frac{\Delta p}{2}, \tag{9}$$

$$\text{при } r = b \quad v_z = 0, \qquad \text{при } r = \lambda \quad \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} = 0, \tag{10}$$

где (10) соответствуют условиям прилипания частиц воздуха на поверхности канала отверстия и отсутствию его на поверхности струи молнии.

Решая уравнения (7) при граничных условиях (9) и (10), получаем

$$v_z(r) = \frac{\Delta p}{4\mu l}\left(r^2 - b^2 + 2\lambda^2 \ln\frac{b}{r}\right), \tag{11}$$

$$p = p_0 + \frac{\Delta p}{l}\left(z - \frac{l}{2}\right). \tag{12}$$

Нетрудно заметить, что распределение (12), соответствующее постоянству давления воздушной среды в радиальном направлении, противоречит результатам наблюдений течения шаровой молнии через узкие отверстия и щели. Действительно, если давление на поверхности струи молнии подчинялось бы этому условию, то положение ее осевой линии, а также и величина ее радиуса ничем бы не стабилизировались и малейшее отклонение ее осевой линии от осевой линии канала отверстия или увеличение ее радиуса приводили бы струю к соприкосновению с его стенкой и последующему взрыву молнии. Однако хорошо известно, что шаровая молния, протекая в воздушных потоках через самые узкие отверстия, практически никогда не взаимодействует ни с внутренней поверхностью его канала, ни с внешней поверхностью экрана. Это означает, что граничное условие на поверхности струи молнии (10) является необходимым, но недостаточным. Для согласования этого условия с экспериментально установленными фактами протекания молнии его следует расширить, считая, что вблизи поверхности струи молнии тонкий слой воздуха, примыкающий к ней, теряет свои вязкие свойства, т. е. становится идеальной, не смешивающейся с веществом молнии жидкостью. Причина этого явления обусловлена специфическим характером взаимодействия вещества шаровой молнии, обладающей особой внутренней структурой, с окружающими частицами воздушной среды, примыкающими к ее поверхности.

Таким образом, два совершенно различных по своему характеру процесса — движение недеформируемой молнии в высокоскоростном воздушном потоке и протекание ее через узкое отверстие экрана в его воздушном потоке свидетельствуют о наличии специфического свойства ее поверхности: пограничный слой воздуха, примыкающий к ее поверхности, теряет практически свои вязкие свойства и может рассматриваться как слой идеальной несжимаемой жидкости. Естественно считать, что на поддержание этого эффекта шаровая молния затрачивает постоянно свою внутреннюю энергию. Детально этот эффект может быть рассмотрен лишь после установления внутренней структуры шаровой молнии, что выходит за рамки настоящей работы.

С учетом указанного эффекта тонкий кольцевой слой воздуха, ограниченный с внешней стороны поверхностью канала отверстия, а с внутренней — поверхностью струи молнии, в первом приближении как бы расслаивается на два слоя: внешний, "вязкий" слой, прилипающий к поверхности твердого тела, и внутренний, "идеальный" слой, не прилипающий к струе и теряющий в ее присутствии свои вязкие свойства. Поскольку распределение скоростей (11) удовлетворяет и уравнениям Навье—Стокса и Эйлера $\mathrm{rot}\,[\mathbf{v} \times \mathrm{rot}\,\mathbf{v}] = 0$, то оно одновременно описывает движение и "вязкого" слоя, и "идеального", удовлетворяя соответствующим граничным условиям (10), а поэтому оно не претерпевает каких-либо изменений в результате такого расслоения кольцевого воздушного потока в присутствии струи молнии. Однако распределение давлений (12) с учетом указанного обстоятельства сохраняет свою форму лишь в "вязком" слое, в то время как давление в "идеальном" слое, примыкающем к поверхности струи молнии и находящемся в поле давления "вязкого" слоя, приближенно будет определяться уравнением Бернулли [8]

$$p - \frac{\Delta p}{l}\left(z - \frac{l}{2}\right) + \frac{\rho v_z^2(r)}{2} \simeq \mathrm{const}. \tag{13}$$

Учитывая, что при $z = \mathrm{const}$, $\lambda = \mathrm{const}$ и $r \to b$ формула (13) должна соответствовать формуле (12), значение постоянной следует положить равной p_0. Тогда давление в "идеальном" слое будет определяться выражением

$$p \simeq p_0 + \frac{\Delta p}{l}\left(z - \frac{l}{2}\right) - \frac{\rho v_z^2}{2}. \tag{14}$$

В соответствии с распределением (14) струя молнии будет размещаться по осевой линии канала отверстия, а "вязкий" слой воздуха с повышенным давлением на его стенке будет являться надежной его защитой от соприкосновения с ней, так как давление воздушной среды на поверхности струи никогда не может превысить ни давления на ее подвижной сферической части утекающей молнии, где скорость обтекания ниже, чем $v_z(\lambda)$, ни тем более давления в прилипшем "вязком" слое. Поскольку вблизи стенок канала отверстия $v_z \to 0$, то (14) переходит в распределение (12). В таком случае можно приближенно считать, что формула (14) описывает давление воздушной среды и в "идеальном" слое, и в "вязком".

Поскольку скорости распространения всех частных процессов, сопровождающих процесс "продавливания" шаровой молнии через отверстие, значительно превосходят скорость течения основного процесса и за время распространения их в пределах системы состояние ее не успевает заметно измениться, то процесс протекания молнии можно считать квазистационарным. Это обстоятельство дает возможность приближенно оценить скорость изменения радиуса струи молнии в зависимости от параметров рассматриваемого процесса. Учитывая, что

$$v_z(r) = \frac{1}{4\mu}\frac{dp}{dz}\left(r^2 - b^2 + 2\lambda^2 \ln\frac{b}{r}\right),$$

проинтегрируем (8) по радиальной координате в пределах от $r = \lambda$ и $v_r = \dot{\lambda}$ до $r = b$ и $v_r = 0$ в предположении, что изменение радиуса струи практически не зависит от координаты z. В таком случае имеем

$$\frac{d^2p}{dz^2} \simeq \frac{16\mu\lambda\dot{\lambda}}{4\lambda^2\left(b^2 + \lambda^2 \ln\frac{\lambda}{b}\right) - b^4 - 3\lambda^4} = -\varkappa(t), \tag{15}$$

где $\varkappa(t)$ — медленно меняющаяся на всем отрезке времени протекания молнии функция.

Решение уравнения (15) при граничных условиях (9) с учетом образования "идеального" слоя определяет давление в кольцевом воздушном слое в виде

$$p \cong p_0 + \frac{\Delta p}{l}\left(z - \frac{l}{2}\right) + \frac{\varkappa(t)\, z\,(z-l)}{2} - \frac{\rho v_z^2(r, \lambda, \dot\lambda, z)}{2}\,. \qquad (16)$$

Для скорости воздушного потока в этом случае получаем выражение

$$v_z(r, \lambda, \dot\lambda, z) \simeq \frac{2\Delta p + \varkappa(t) l(l-2z)}{8\mu l}\left(r^2 - b^2 + 2\lambda^2 \ln\frac{b}{r}\right). \qquad (17)$$

Учитывая, что воздушный поток вытекает при $z = 0$ по одну сторону экрана, интенсивность источника γ, приходящаяся на единицу телесного угла, будет определяться формулой

$$\gamma(b, \lambda, \dot\lambda) \simeq \frac{2\Delta p + \varkappa(t) l^2}{32\mu l}\left[b^4 + 3\lambda^4 - 4\lambda^2\left(b^2 + \lambda^2 \ln\frac{\lambda}{b}\right)\right]\,. \qquad (18)$$

Заметим, что при $\dot\lambda = 0$ (16) и (17) переходят соответственно в формулы (14) и (11), а формула (18) при $\lambda = 0$ переходит в известную формулу Пуазейля, если учесть, что объем вытекающего воздуха $V = 2\pi\gamma$.

Используя (14), оценим толщину $\Delta\lambda = b - \lambda$ воздушного слоя, защищающего цилиндрическую струю шаровой молнии от соприкосновения с поверхностью канала отверстия. Поскольку максимальная разность давлений в радиальном направлении кольцевого воздушного потока при $z \simeq l/2$ не может превышать Δp, то $\Delta p > (1/2)\,\rho v_z^2(\lambda)$, и при $\Delta\lambda \ll \lambda \le b$ получаем $\Delta\lambda \lesssim 2^{3/4}(\mu l)^{1/2}(\rho\Delta p)^{-1/4}$. Так, для узкого отверстия в оконном стекле толщиной $l = 2.5$ мм при $\Delta p = 0.001 p_0$ имеем $\Delta\lambda < 0.0012$ см. Полученная оценка находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными наблюдениями очевидцев: "... в комнату через закрытую форточку проникла шаровая молния. Щель между форточкой и рамой была не более 0.2—0.3 мм "[3]; "... молния не прошла через стекло, а, найдя щель между стеклом и рамой ..., выскочила в эту щель" [3].

Используя (15), оценим верхний предел скорости изменения радиуса струи в процессе ее протекания через канал отверстия. Учитывая, что при $z = 0$ и $\dot\lambda > 0$, а также при $z = l$ и $\dot\lambda < 0$ $dp/dz \ge 0$, из соотношения (15) имеем неравенство

$$\frac{\lambda\dot\lambda}{b^4 + 3\lambda^4 - 4\lambda^2\left(b^2 + \lambda^2 \ln\frac{\lambda}{b}\right)} \le \frac{\Delta p}{8\mu l}\,,$$

накладывающее ограничение на скорость изменения радиуса λ струи молнии в квазистационарном процессе ее протекания через узкое отверстие. При $\Delta\lambda \ll \lambda \le b$ получаем $|\dot\lambda| \lesssim (2\Delta p \Delta\lambda^3)/(3\mu l^2)$. Для рассмотренного выше примера имеем $|\dot\lambda| \lesssim 0.05$ см/с, что представляется вполне разумной величиной. Отметим, что при движении струи молнии в сопутствующем воздушном потоке через узкое отверстие экрана имеют место те же результаты.

Приведем оценки для параметров вещества жидкой шаровой молнии. Такими параметрами являются ее коэффициент вязкости и тензор внутренних напряжений, собирающих вещество молнии в шарообразную форму. Поскольку внутренняя структура жидкой молнии не установлена, то для оценки параметров ее вещества можно использовать лишь качественные данные экспериментальных наблюдений процесса протекания молнии через узкое отверстие плоского экрана.

Учитывая, что вблизи поверхности струи молнии вязкость воздушной среды практически падает до нуля, а радиус струи λ отличается от радиуса отверстия b лишь на величину $\Delta\lambda = b - \lambda \sim 0.01$ см $\ll b$, эту ситуацию можно интерпретировать как течение идеальной несжимаемой жидкости через сечение отверстия радиуса λ, ограниченного тонким слоем вязкой жидкости толщиной $\Delta\lambda$, прилипшей к стенкам канала отверстия. В этом случае при протекании молнии через это отверстие имеем

$$\frac{4}{3}\pi a^3 \simeq \pi\lambda^2 \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}}\ \tau_1 ,$$

где a — радиус молнии, Δp — перепад давления по разные стороны экрана, τ_1 — время протекания шаровой молнии.

Для молнии радиуса $a = 5$ см, протекающей через отверстие в оконном стекле радиуса $b \simeq \lambda = 0.25$ см при перепаде давления $\Delta p = 0.001 p_0$, имеем $\tau = 2$ с, что является вполне разумной величиной. Если же считать вещество шаровой молнии вязкой жидкостью, имеющей коэффициент вязкости $\nu = 0.15$ см^2/с, равный вязкости воздуха, и прилипающей к частицам воздуха, покрывающим канал отверстия длиной $l = 2.5$ мм, то в этом случае в процессе протекания молнии имеем

$$\frac{4}{3}\pi a^3 \simeq \frac{\pi \Delta p \lambda^4}{8\nu l}\tau_2 ,$$

где использована формула Пуазейля [8].

Для той же шаровой молнии получаем $\tau_2 \simeq 13$ с, что на порядок превышает время τ_1 и совершенно не соответствует реальным наблюдениям. Таким образом, в первом приближении можно считать вещество жидкой шаровой молнии идеальной несжимаемой жидкостью.

Рассмотрим теперь внутренние напряжения шаровой молнии. В свободном состоянии вещество молнии находится в сжатом состоянии под действием атмосферного давления. Перепад давления $\Delta p \simeq 0.001 p_0$ вынуждает жидкую напряженную внутренними усилиями шаровую молнию деформироваться и протекать через узкое отверстие плоского экрана. Это означает, что компоненты тензора внутренних напряжений вещества жидкой молнии, собирающих ее в свободном состоянии в объект сферической формы, не превышают значения $-(p_0 + 0.001 p_0)$.

Более точные оценки этих двух параметров не могут быть получены в рамках рассматриваемой модели и тех экспериментальных данных, которые известны в литературе.

Таким образом, движущаяся в воздушном потоке через узкое отверстие экрана струя шаровой молнии автоматически поддерживает благодаря своим специфическим свойствам такой режим течения кольцевого воздушного потока через то же самое отверстие, который, обеспечивая размещение струи на осевой линии канала отверстия, не допускает ни отклонения ее от этой оси, ни увеличения ее радиуса, защищая тем самым ее от соприкосновения со стенкой канала отверстия и обеспечивая ей беспрепятственное протекание с одной стороны экрана на другую независимо от направления движения. И только в тот момент течения струи молнии, когда по не зависящим от нее причинам перепад давления по разные стороны экрана упадет до нуля, струя коснется стенки канала отверстия и шаровая молния взорвется.

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] *Стаханов И. П.* О физической природе шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 210 с.
[4] *Сингер С.* Природа шаровой молнии. М.: 1973. 238 с.
[5] *Леонов Р. А.* Загадка шаровой молнии. М.: Наука, 1965. 76 с.
[6] *Капица П. Л.* // ДАН СССР. 1955. Т. 101. № 2. С. 245—249.
[7] *Гайдуков Н. И.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1797—1801.
[8] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 734 с.
[9] *Коротков Б. А.* // Техника — молодежи. 1982. № 4. С. 58—59.
[10] *Кузовкин А. С., Семенов А. Е.* // Крылья Родины. 1988. № 9. С. 32—33.
[11] *Седов Л. И.* Механика сплошной среды. М.: Наука, 1973. Ч. I. 536 с.

[12] *Гайдуков Н. И.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 10. С. 1899—1903.
[13] *Гайдуков Н. И.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 88—94.
[14] *Гайдуков Н. И.* // ДАН СССР. 1988. Т. 301. № 5. С. 1076—1079.
[15] *Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В.* Теоретическая гидромеханика. М.: ГИФМЛ, 1970. Ч. 2. 728 с.

Орехово-Зуевский педагогический институт

Поступило в Редакцию
4 марта 1991 г.
В окончательной редакции
1 июля 1991 г.