

04

© 1991 г.

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ПРОТЕКАНИЯ: ШАРОВОЙ МОЛНИИ ЧЕРЕЗ УЗКОЕ ОТВЕРСТИЕ ПЛОСКОГО ЭКРАНА

*Н. И. Гайдукос*

Используя результаты многочисленных наблюдений движения шаровой молнии в воздушных потоках через широкие и узкие отверстия плоского экрана, для специально подобранных моделей строятся основные уравнения, описывающие движение шаровой молнии в воздушных потоках при протекании ее через узкое отверстие экрана. Показано, что притяжение шаровой молнии к отверстию экрана при наличии воздушной тяги любого направления и последующее ее протекание через него являются единым чисто гидродинамическим эффектом.

### Введение

В настоящее время имеется достаточно большое число публикаций, посвященных и общим вопросам теории шаровой молнии [1-9], и решению частных проблем этого явления [10-18]. Для описания разных сторон этого феномена используется большое число моделей, различающихся и по своему существу, и по методам расчета и несущих в своей конструкции свойства, часто противоречащие друг другу и отдельным наблюдаемым фактам [9]. Это означает, что теория шаровой молнии еще не нашла своего удовлетворительного решения, которое вряд ли может быть простым и очевидным. Скорее всего следует ожидать, что эта проблема включает в себя ряд тесно связанных проблем из различных областей физики и решение общей проблемы может быть получено лишь после разрешения частных.

В настоящей работе рассматривается одна из частных проблем, связанная с движением и деформированием шаровой молнии при протекании ее в воздушном потоке через узкое отверстие плоского экрана.

Известно [1-9], что при движении молнии в воздушном потоке через широкое отверстие экрана, в котором градиенты скоростей и давлений незначительны, последние не в состоянии преодолеть силы внутренних напряжений и заметным образом деформировать ее сферическую форму, а вызывают лишь перемещение ее как целого объекта. В этом случае в качестве модели молнии можно принять недеформируемый шар с соответствующими граничными условиями на его поверхности [18]. При приближении к узкому отверстию экрана с протекающим через него воздушным потоком молния замедляет свое движение и, несколько искажая свою сферическую форму, начинает протекать через отверстие в виде тонкой цилиндрической струи. Процесс протекания идет до тех пор, пока сферическая часть утекающей молнии не перейдет полностью в цилиндрическую струю, уносящую с собой с течением времени ее плазму и уменьшающую вследствие этого ее радиус до величины радиуса струи. Вытекающая по другую сторону экрана струя никогда не разрывается на отдельные капли под действием поверхностного натяжения, а, удаляясь своей лобовой частью на некоторое расстояние от него, начинает трансформироваться в этой части в замедленно движущуюся шаровую молнию растущего радиуса, поглощающую до конца поступающую к ней плазму. Вновь образовавшаяся молния не имеет каких-либо заметных изменений своих физических свойств и готова,

вообще говоря, снова протекает через то же отверстие, хотя обычно она удаляется от него из-за приобретенной скорости движения. Из этих фактов следует [17], что с гидродинамической точки зрения шаровая молния представляет собой в первом приближении идеальную несжимаемую некапельную жидкость ограниченного объема и плотности, равной плотности воздуха, подверженную действию не слишком больших внутренних объемных сил взаимного притяжения ее частиц, создаваемых электромагнитным взаимодействием частиц плазмы молнии, обладающей соответствующей структурой. Течение этой жидкости в вязкой воздушной среде описывается системой уравнений, содержащей два уравнения непрерывности, уравнения Навье—Стокса с обычными граничными условиями прилипания частиц вязкого воздуха на поверхностях твердых тел, уравнения Эйлера с объемными силами внутреннего взаимного притяжения частиц идеальной жидкости с граничными условиями, соответствующими отсутствию прилипания частиц вязкого воздуха и равенству давлений на ее подвижной деформируемой поверхности [19].

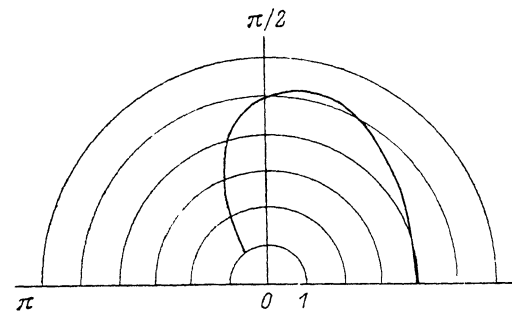


Рис. 1.

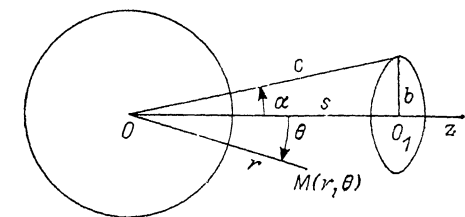


Рис. 2.

Рассмотрим движение шаровой молнии в воздушном потоке через узкое отверстие плоского экрана. Поскольку решение поставленной задачи сопряжено с непреодолимыми трудностями математического порядка и, кроме того, осложняется отсутствием достаточно полных сведений об объемных внутренних силах, действующих в идеальной жидкости, моделирующей молнию, то для упрощения ее воспользуемся теми характерными особенностями процесса деформирования и протекания молнии в воздушных потоках через отверстия, которые установлены в наблюдениях очевидцев. В этом случае эту задачу можно представить в виде следующих частных задач.

### 1. Движение удаленной шаровой молнии в поле воздушного потока из узкого отверстия плоского экрана

Если в начальный момент шаровая молния значительно удалена от отверстия экрана с вытекающим через него воздушным потоком, то ее движение в этом потоке можно моделировать движением недеформируемого шара в потоке идеальной жидкости точечного гидродинамического источника. В этом случае уравнения ее движения можно записать в виде

$$\ddot{r} - r(\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta) = -\frac{2\gamma^2}{a^5} \left[ \left(\frac{a}{r}\right)^5 + 2\left(\frac{a}{r}\right)^7 \right], \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\theta}) - r \dot{\varphi}^2 \sin \theta \cos \theta = -\frac{\gamma \dot{\theta}}{r^2}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\varphi} \sin^2 \theta) = -\frac{\gamma \dot{\varphi} \sin \theta}{r^2}, \quad (3)$$

где положение центра молнии радиуса  $a$  описывается сферическими координатами  $r$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$ , начало которых совпадает с центром узкого отверстия, где помещен точечный источник интенсивности  $\gamma$ , приходящейся на единицу телесного угла [17].

Из уравнений (1)–(3) следует, что, падая в поле точечной гидродинамической особенности, молния испытывает торможение в меридиональном и азимутальном направлениях в поле источника и ускорение в поле стока. Поскольку аналитическое решение уравнений (1)–(3) построить не представляется возможным, то приведем в качестве примера их численное решение для  $\gamma=100$ ,  $a=1$  и  $\varphi=0$ . Проведенные численные расчеты показывают, что молния притягивается к этому источнику, если при  $t=0$   $r_0=4$ ,  $\theta_0=0$ ,  $r'_0=0$  и  $\dot{\theta}_0 \leq 3.17$ . На рис. 1 показана в полярной системе координат траектория молнии при  $\dot{\theta}_0 = -3.17$ , на движение по которой она затрачивает время  $\tau=2.1998$ . При  $\dot{\theta}_0 \geq 3.18$  она не захватывается этим источником и уходит в бесконечность.

## 2. Движение шаровой молнии по осевой линии воздушного потока вблизи узкого отверстия плоского экрана

Пусть шаровая молния, радиус которой  $a$  не менее чем на порядок превышает радиус отверстия  $s$ , притянута в соответствии с разделом 1 потоком воздуха к окрестности узкого отверстия экрана и движется ему навстречу по его осевой линии. Движение молнии в этом случае можно описывать, используя ранее предложенную модель [18] (рис. 2). Сила, действующая на молнию со стороны воздушного потока, определяется выражением

$$F_s = F_1 + F_2, \quad (4)$$

$$F_1 = -\frac{2\pi a^3 \rho \gamma^2 s (2s^2 - b^2)}{(s^2 + b^2)^4} \left[ 1 + \frac{(2s^2 - 3b^2) a^2}{(s^2 + b^2)^2} \right],$$

$$F_2 = -\frac{d}{dt} \left( \frac{2}{3} \pi a^3 \rho \dot{s} \right).$$

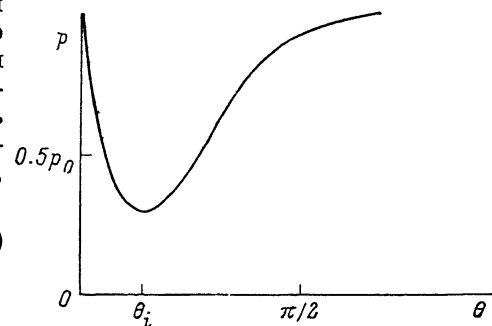


Рис. 3.

Пусть молния, захваченная при  $s > 2a$  силой  $F_s$ , движется к узкому отверстию с ускорением

$$\ddot{s} = -\frac{F_1}{2\pi a^3 \rho}.$$

На расстоянии  $a \leq s \leq 2a$  от отверстия она начинает замедлять свое движение, встретив непреодолимый барьер. Давление воздушной среды в этот момент на ее поверхности можно приблизительно определить, положив в формуле для давления  $p$  [18]  $s=2a$ ,  $\dot{s}=0$ ,  $b=0$ ,  $\gamma=1$ ,  $\rho=1$ ,  $p_0=1$ . Численный расчет давления  $p$  как функции угла  $\theta$ , отсчитываемого от оси  $Oz$ , направленной вдоль канала отверстия, приведен на рис. 3. Поскольку давление на поверхности молнии достигает минимума при  $\theta_i \approx 25^\circ$ , т. е. в тех ее точках, которые обращены к точечному источнику, то в этих точках должна возникнуть выпуклость, образуемая за счет выдавливания плазмы молнии давлением на ее боковой и задней стенках, т. е. при  $\theta > \pi/3$ , где давление среды практически остается постоянным и равным  $p_0$ . Узкий пик при  $\theta=0$  обусловлен наличием критической точки на поверхности недеформированной молнии [19], но он ликвидируется сразу же с образованием выпуклости, улучшающей условия ее оттекания, приводящие к возрастанию скорости потока и к дальнейшему снижению давления в этой области, и являющейся началом процесса образования струи ее плазмы. Таким образом, когда молния оказывается вблизи узкого отверстия с вытекающим через него воздушным потоком, то в точках ее поверхности, обращенных к отверстию, возникает резкое падение давления среды по сравнению с давлением в остальных ее точках. Этот перепад давления на поверхности молнии оказывается достаточным, чтобы преодолеть силы ее внутренних напряжений, обусловленных ее внутренней структурой, и заставить плазму молнии деформировать свою поверхность с образованием выпуклости и с последующим перерастанием ее в струю, устремляющуюся по каналу отверстия на другую сторону экрана.

3. Движение шаровой молнии с вытекающей из нее  
в узкое отверстие экрана струей  
в воздушном потоке из этого отверстия

Для описания процесса протекания молнии необходимо построить соответствующее уравнение, связывающее реологические характеристики плазмы молнии с процессом трансформации плазмы шаровой молнии в плазму цилиндрической струи. Такие характеристики могут быть определены по известной внутренней структуре молнии и ее струи или введены феноменологически в соответствии с результатами наблюдения этого процесса в естественных условиях. Поскольку установление внутренней структуры молнии выходит за рамки данной работы, то для построения искомого уравнения воспользуемся следующей упрощенной моделью. Полагая, что внутренние объемные силы взаимодействия частиц плазмы молнии достаточно малы по сравнению с силами, возникающими вблизи узкого отверстия на ее поверхности и заставляющими ее деформироваться и протекать через него с выбросом плазменной струи, примем в первом приближении плазму молнии за идеальную несжимаемую жидкость и будем считать, что эта жидкость, сохраняя сферическую форму, вытекает под действием воздушного потока через сферическое отверстие радиуса  $\lambda/2$ , расположенное в центре утекающей молнии. В таком случае рассматриваемое центрально-симметрическое движение идеальной жидкости будет описываться уравнением Эйлера, содержащим лишь радиальную координату  $r$ . Используя уравнение непрерывности  $4\pi r^2 v = 4\pi (\lambda/2)^2 u = 4\pi a^2 \dot{a}$ , где  $v$  — скорость жидкости на расстоянии  $r$  от ее центра,  $u$  — скорость ее на внутренней поверхности радиуса  $\lambda/2$ ,  $\dot{a}$  — скорость жидкости на ее внешней поверхности, проинтегрируем уравнение Эйлера по радиальной координате от  $\lambda/2$  до  $a$  [19]. Получим уравнение

$$(2a\dot{a}^2 + a^2\ddot{a})\left(\frac{1}{a} - \frac{2}{\lambda}\right) + \frac{a^2}{2}\left(\frac{16a^4}{\lambda^4} - 1\right) = \frac{P_a - P_i}{\rho}, \quad (5)$$

где  $P_a$  и  $P_i$  — давление воздушной среды соответственно на внешней и внутренней поверхностях концентрических сфер, ограничивающих утекающую молнию.

Для определения функций  $P_a$  и  $P_i$  воспользуемся моделью раздела 2. Для молнии переменного радиуса

$$v_r(a) = -s \cos \theta + \dot{a}. \quad (6)$$

Решая уравнение Пуассона [18] при граничном условии (6), получаем

$$L = \frac{a^3 s \cos \theta}{2r^2} - \frac{a^2 \dot{a}}{r} - \gamma \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{na^{2n+1}}{(n+1)r^{n+1}} + r^n \right] \frac{P_{na} P_{n\theta}}{c^{n+1}}. \quad (7)$$

Используя (7), для давления потока идеальной жидкости кольцевого источника переменной интенсивности на поверхности молнии переменного радиуса получаем выражение

$$\begin{aligned} p &= p_0 - \frac{3}{2} \rho \dot{a} s \cos \theta + \frac{3}{2} \rho \dot{a}^2 + \rho a \ddot{a} - \frac{1}{2} \rho a s \cos \theta - \\ &- \frac{\rho}{2} \sin^2 \theta \left[ \gamma \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1) a^{n-1}}{(n+1) c^{n+1}} P_{na} P'_{n\theta} - \frac{s}{2} \right]^2 + \rho \dot{a} \gamma \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1) na^n}{(n+1) c^{n+1}} P_{na} P_{n\theta} + \\ &+ \rho \dot{\gamma} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1) a^n}{(n+1) c^{n+1}} P_{na} P_{n\theta} + \rho \gamma s \sin^2 \theta \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1) a^{n-1}}{(n+1) c^{n+1}} P_{na} P'_{n\theta} + \\ &+ \rho \gamma s \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1) a^n P_{n\theta}}{(n+1)} \left[ \frac{b^2 P'_{na}}{c^{n+2}} - \frac{(n+1) s P_{na}}{c^{n+3}} \right] + \frac{1}{2} \rho s^2 \cos 2\theta. \quad (8) \end{aligned}$$

При  $\gamma=0$  и  $a=a(t)$  формула (8) дает решение задач (2), (7) и (8) § 10 и задачи (1) § 11 в [19], а при  $\gamma=\text{const}$  и  $a=\text{const}$  она переходит в формулу давления [18].

Подставляя в формулу (8)  $s=2a$  и исключая функцию  $\gamma$ , зависящую от  $b$  и  $\lambda$  [17], получаем  $p=p(\theta, a, \dot{a}, \ddot{a}, \lambda, \dot{\lambda}, \ddot{\lambda})$ . В первом приближении можно положить, что при  $\theta=\pi$   $p=p_a$ , а при  $\theta=\theta_i$   $p=p_i$ , где значение  $\theta_i$  определено в разделе 2. Уравнение (5) в этом случае связывает функции  $a(t)$  и  $\lambda(t)$ .

Второе уравнение, связывающее эти величины, можно построить, используя условие равенства давлений на поверхности струи молнии и давления  $p_i$ . В этом случае течение шаровой молнии через узкое отверстие можно описать системой, состоящей из двух обыкновенных дифференциальных уравнений, содержащих две неизвестные функции:  $a(t)$  и  $\lambda(t)$ . В качестве примера на рис. 4

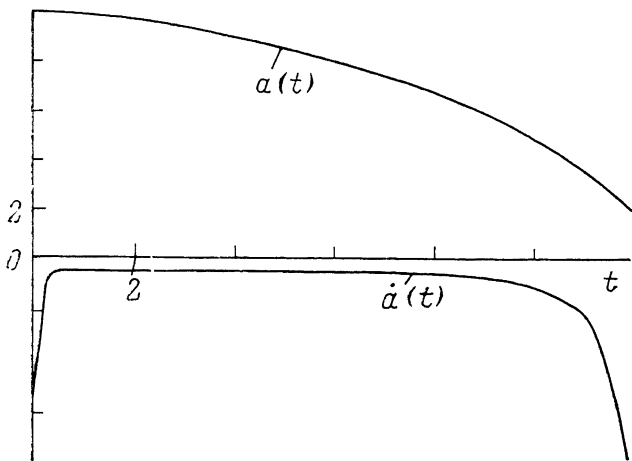


Рис. 4.

приведено численное решение уравнения (5) для простейшего случая, когда радиус струи  $\lambda=0.5=\text{const}$ , а  $P_a - P_i = 0.0001P_0 = \text{const}$ . В соответствии с решением молния, имевшая в начальный момент радиус  $a_0=10$  и скорость его изменения  $\dot{a}_0=-4$ , в течение короткого промежутка времени в переходном процессе доводит эту скорость до  $\dot{a}_0=-0.4$ , поддерживая ее почти постоянной и резко увеличивая ее по окончании процесса. Радиус молнии уменьшается монотонно с резким падением в конце истечения при  $t \approx 12$ .

Явление протекания шаровой молнии через узкое отверстие в виде тонкой не разрывающейся на отдельные капли струи или нити и последующее ее преобразование в шаровую молнию того же радиуса свидетельствуют о наличии у плазмы особой внутренней структуры, обеспечивающей ей такие свойства.

Построим уравнение движения центра масс утекающей молнии. Учитывая, что сила  $f$  взаимного притяжения струи и молнии в точках их соприкосновения порождается объемными силами их внутренних напряжений, можно в первом приближении считать, что она пропорциональна площади соприкосновения контактирующих тел, т. е.

$$f = -\pi\lambda^2\sigma, \quad (9)$$

где  $\sigma$  — некоторая постоянная, по порядку величины равная величине внутреннего напряжения  $\sigma_0$  шаровой молнии.

Давление  $p$ , определяемое формулой (8), дает результирующую силу

$$F_* = F_1 + F_2 + F_3, \quad (10)$$

где  $F_1$  и  $F_2$  определены в разделе 2, а

$$F_3 = \frac{2\pi a^2 \rho s}{(s^2 + b^2)^{3/2}} \frac{d}{dt}(a\gamma).$$

Учитывая (9) и (10), уравнение движения молнии запишем в виде

$$\frac{4}{3}\pi a^3 \rho s = F_* + f + R^- + N, \quad (11)$$

$$R^- = \frac{d}{dt} \left( \frac{4}{3} \pi a^3 \rho \right) \left( \frac{4a^2 \dot{a}}{\lambda^2} - s \right)$$

— реактивная сила струи,  $N$  — сила реакции экрана.

Уравнение (11) служит для определения силы  $N$  при заданных  $a(t)$ ,  $s(t)$ ,  $\lambda(t)$ ,  $\gamma(t)$ .

#### 4. Движение шаровой молнии, трансформирующейся из плазменной струи, вытекающей из узкого отверстия плоского экрана

Пусть плазменная струя молнии, выбрасываемая из узкого отверстия экрана вдоль оси  $Oz$ , имеет при  $s=0$  скорость  $u(t)$  и радиус  $\lambda(t)$ . Согласно экспериментальным наблюдениям, на конце струи с координатой  $s$  начинает формироваться шаровая молния растущего за счет ее поглощения радиуса. Считая, что за короткий промежуток времени, в течение которого частицы струи достигают движущуюся поверхность формирующейся молнии, скорость струи и ее радиус изменяются незначительно, запишем уравнение движения центра масс растущей молнии в виде

$$\pi \rho s \left[ \int_0^t u(t) \lambda^2(t) dt - \lambda^2 s \right] = R^+ + F_s + f, \quad (12)$$

где  $R^+ = \pi \lambda^2 \rho (u - s)^2$  — реактивная сила струи, а  $F_s$  определяется формулой (10), в которой необходимо произвести замены

$$a \rightarrow \left[ \frac{3}{4} \left( \int_0^t u \lambda^2 dt - \lambda^2 s \right) \right]^{1/3}, \quad \gamma(t) \rightarrow -\gamma(t).$$

Отметим, что заполнение сферической молнии плазмой струи происходит за счет поступления ее через точки поверхности около  $\theta=0$ , в окрестности которой воздушный поток постоянно поддерживает пониженное давление, как указано на рис. 3. Поступившая в область пониженного давления порция плазмы, преобразуя свою внутреннюю структуру в структуру находящейся около этой области шаровой молнии, сливается с ней под действием внутренних напряжений, образуя шаровую молнию возросшего радиуса, чему содействует практически постоянное давление на ее боковой и задней стенках при  $\theta > \pi/3$ . Постоянно действующий сток восстанавливает пониженное давление около точки  $\theta=0$ , куда поступает новая порция плазмы, приносимая струей.

Уравнение, описывающее заполнение сферической молнии плазменной струей, аналогично (5). При заданных  $u(t)$  и  $\lambda(t)$  оно позволяет определить  $p_a - p$ , как функцию времени.

Рассмотрим простейшие частные случаи решения уравнения (12) при  $\lambda = \text{const}$  и  $\gamma = 0$ .

а) При  $u=0$  уравнение (12) имеет решение  $s = \pm \sqrt{2\sigma/3\rho} t$ , т. е. молния движется по неподвижной нити, поглощая ее с постоянной скоростью  $v_0 = \sqrt{2\sigma/3\rho}$ , а радиус ее  $a = ((3\sigma t^2)/(8\rho))^{1/3}$ .

б) При  $u = u_0 = \sqrt{\sigma/\rho}$  формирующаяся молния поглощает струю с той же скоростью, оставаясь неподвижной.

в) При  $u = \text{const} > u_0$  уравнение (12) имеет решение

$$s = \left( \frac{5}{6} u - \sqrt{\frac{u^2}{36} + \frac{2\sigma}{3\rho}} \right) t,$$

описывающее равномерное движение формирующейся молнии из плазменной струи.

Более сложный случай движения плазменной струи в процессе, например, протекания молнии через отверстие в экране требует применения численных

методов решения. Однако анализ уравнений (11) и (12) дает возможность представить этот процесс следующим образом.

Для молнии радиуса  $a_1$  в любой момент ее протекания при  $s_1 \sim a_1$  сила  $F_1 \sim -(12\pi\gamma^2/a_1^2)$ . Под действием этой силы она удерживается около отверстия и, опираясь на вязкий слой воздуха экрана и слегка деформируясь, выбрасывает до конца в это отверстие всю свою плазму. Сила

$$F_3 \sim \frac{d}{dt} (a_1\dot{\gamma})$$

включается лишь в конце процесса, когда  $\dot{a}_1$  велико, ускоряя его. Тормозящая сила  $F_2$  не играет существенной роли, так как утекающая молния все время находится около отверстия. Формирующуюся на конце струи молнию с малым радиусом  $a_2$  и малой массой реактивная сила  $R^+$  отбрасывает в начальный момент на значительное расстояние от экрана, поскольку скорость струи  $u > u_{0x}$ , а сила

$$F_1 \sim -\frac{4\pi\gamma^2 a_2^3}{s_2^2}$$

не может ее удержать в этот момент. Ее останавливают по мере роста ее радиуса на достаточно далеком расстоянии от отверстия силы

$$F_2 \sim -\frac{d}{dt} (a_2^2 \dot{s}_2),$$

$f$ , а затем уже и сила  $F_1$ . По мере дальнейшего роста ее радиуса  $a_2$  сила  $F_1$  возрастает, но она не в состоянии притянуть удаленную формирующуюся молнию к отверстию из-за постоянно действующей реактивной силы  $R^+$  струи, а удерживает лишь молнию вместе с силой  $f$  от дальнейшего ухода ее от экрана. В момент отрыва хвоста струи от отверстия отключается сила  $f$ , отравшаяся молния, потеряв равновесие, удаляется от экрана под действием реактивной силы этого хвоста, при поглощении которого отключается и сила  $F_3$ . Отметим, что изменение направления потока через отверстие приводит к изменению знака у силы  $F_3$  и, следовательно, молния интенсивнее протекает через источник, чем через сток.

Предложенная модель процесса протекания шаровой молнии в воздушном потоке через узкое отверстие плоского экрана позволяет включать в нее дополнительно и другие факторы, уточняющие этот процесс, а также и не рассмотренные здесь стадии этого процесса.

Заметим, что при движении молнии через широкое отверстие экрана она совершает колебательное движение относительно его плоскости. При движении ее через узкое отверстие процесс протекания не является периодическим. Молния может повторно протечь через то же отверстие, если она, встретив на своем пути какое-либо препятствие и погасив из-за него свою скорость удаления, снова окажется около него [2]. Известно, что шаровая молния протекает в воздушных потоках и через отверстия в стекле, и через щели деревянной стены, а также протекает в виде тонкого «блина» через щель топки печи, образованной металлической окантовкой и металлической дверцей. Это означает, что во всех стадиях процесса протекания шаровой молнии через отверстия и щели основную роль играет воздушный поток; свойства же материала экрана играют, по-видимому, второстепенную роль. Отсюда следует, что притяжение молний к узким отверстиям и щелям при наличии воздушной тяги любого направления и последующее протекание ее через них в виде плазменной струи, из которой вновь формируется шаровая молния, являются единым чисто гидродинамическим эффектом, который должен наблюдаться при движении ограниченного объема идеальной несжимаемой некапельной жидкости с не слишком большими объемными силами внутреннего притяжения ее частиц в вязкой жидкости той же плотности. Шаровая молния является, по-видимому, единственной жидкостью такого рода в природе.

В заключение выражаю глубокую благодарность Б. М. Смирнову, представившему по просьбе автора некоторые аспекты данной работы на II Международном симпозиуме по проблеме шаровой молнии в Будапеште в июне 1990 г.

Список литературы

- [1] *Смирнов Б. М.* Проблема шаровой молнии. М.: Наука, 1988. 208 с.
- [2] *Стаханов И. П.* О физической природе шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 210 с.
- [3] *Смирнов Б. М.* // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 4. С. 1—45.
- [4] *Сингер С.* Природа шаровой молнии. М.: Мир, 1973. 238 с.
- [5] *Капица П. Л.* // ДАН СССР. 1955. Т. 101. № 2. С. 245—249.
- [6] *Леонов Р. А.* Загадка шаровой молнии. М.: Наука, 1965. 73 с.
- [7] *Имянитов И. М., Тихий Д. Я.* За гранью законов науки. М.: Атомиздат, 1986. 190 с.
- [8] *Дмитриев М. Т.* // Природа. 1967. Вып. 6. С. 98—106.
- [9] *Лихошерстныг Г.* // Техника — молодежи. 1983. № 3. С. 38—43.
- [10] *Смирнов Б. М.* // УФН. 1986. Т. 149. № 2. С. 177—219.
- [11] *Смирнов Б. М.* // УФН. 1987. Т. 152. № 1. С. 133—157.
- [12] *Крайнов В. П., Смирнов Б. М., Шматов Н. М.* // ДАН СССР. 1985. Т. 283. № 2. С. 361—365.
- [13] *Крайнов В. П., Лебедев Г. П., Назарян А. О., Смирнов Б. М.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1791—1796.
- [14] *Стаханов И. П.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 8. С. 1538—1541.
- [15] *Гайдуков Н. И.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1797—1801.
- [16] *Гайдуков Н. И.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 10. С. 1899—1903.
- [17] *Гайдуков Н. И.* // ДАН СССР. 1988. Т. 301. № 5. С. 1076—1079.
- [18] *Гайдуков Н. И.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 88—94.
- [19] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 734 с.

Орехово-Зуевский педагогический  
институт

Поступило в Редакцию  
6 августа 1990 г.  
В окончательной редакции  
21 января 1991 г.