

- [4] *Vabelowsky T.* // *Physika.* Vol. 28. P. 1160.
- [5] *Дешман С.* Теоретические основы вакуумной техники. М.: ИЛ, 1959. 626 с.
- [6] *Брюэр Л.* Электронная структура переходных металлов и химия их сплавов. М.: *Металлургия*, 1966. 230 с.
- [7] *Федоров Г.Б., Смирнов Е.А.* // *Металлургия и металловедение чистых металлов.* М.: Атомиздат, 1961. Вып. 3. С. 34–42.
- [8] *Голубцов И.В., Микульская Г.Ю.* // Термодинамические свойства металлических сплавов. Баку, 1975. С. 62–65.
- [9] *Драпкин Б.М., Иванов Ю.Н., Малюков И.Н., Моисейченко В.Л.* // Новый метод определения энергии сублимации веществ / Сб. тр. Ярославль, 1974. № 2. С. 139–143.
- [10] *Прокошкин Д.А., Васильева Е.В.* // Физико-химические исследования жаропрочных сплавов. М.: Наука, 1968. С. 96–106.
- [11] *Грузин П.Л., Тютюнник А.Д.* // *Физика металлов и металловедение.* 1956. Т. 3. С. 70–75.
- [12] *Морачевский А.Г., Сладков И.Б.* Термодинамические расчеты в металлургии. Справочник. М.: *Металлургия*, 1985. 136 с.
- [13] Свойства элементов. Справочник / Под ред. Г.В.Самсонова. М.: *Металлургия*, 1976. 599 с.

Рыбинский авиационный технологический институт

Поступило в Редакцию
5 июня 1991 г.

В окончательной редакции
3 февраля 1992 г.

01;03
© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 9, 1992

ДВИЖЕНИЕ ШАРОВОЙ МОЛНИИ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ

Н.И.Гайдуков

Введение

Проблеме шаровой молнии в настоящее время посвящено большое число работ, в которых рассматриваются различные подходы к ее решению [1–5]. Однако физика этого явления остается пока что неизвестной, хотя определенные успехи в этом направлении и достигнуты, т.е. уже сейчас можно высказать ряд достаточно достоверных утверждений относительно ее физико-механических свойств: шаровая молния — изолированный самостоятельный объект, несущий электрический заряд; в высокоскоростных воздушных потоках с малыми градиентами скоростей молния, на поверхности которой отсутствует прилипание частиц воздуха, сохраняет свою сферическую форму; движение молнии в неоднородных воздушных потоках удовлетворительно описывается уравнениями движения идеальной несжимаемой жидкости [6–8].

Современное состояние проблемы шаровой молнии представлено в работе Б.М.Смирнова [2], в которой отмечено, что это явление весьма сложное, включающее в себе ряд тесно связанных проблем из различных областей физики, и решение общей проблем может быть получено лишь после того, как удастся разрешить частные. Поскольку получить шаровую

молнию в лабораторных условиях не удается, то частные проблемы этого явления, естественно, не могут выдвигаться и решаться в произвольном порядке. Выбор частной проблемы, подлежащей решению, определяется тем узким кругом вопросов, где достигнут наиболее высокий уровень достоверной информации, касающейся каких-либо четко установленных, наиболее характерных свойств шаровой молнии. Поскольку в вопросах движения молнии в воздушных потоках мы располагаем наиболее полной информацией, то эта частная проблема и должна решаться в первую очередь.

В настоящей работе рассматривается движение шаровой молнии в нестационарных воздушных потоках некоторых частных типов и приводятся примеры подобных движений, описанные в литературе.

1. Движение удаленной шаровой молнии в нестационарном воздушном потоке из узкого отверстия плоского экрана

Полагая, что радиус a молнии не менее чем на порядок превышает радиус отверстия экрана, будем рассматривать движение недеформируемого шара в поле нестационарного точечного источника, моделирующего воздушный поток из узкого отверстия экрана. Положение центра M шаровой молнии будем описывать сферическими координатами s, α, β неподвижной системы, в центре которой расположен источник переменной интенсивности $\gamma(t)$, приходящейся на единицу телесного угла. Совместим с точкой M центр подвижной системы координат $Mxyz$, направив ось Mz к источнику, ось Mu в направлении орта e_β , ось Mx в противоположную орту e_α сторону.

Движение воздушного потока описывается уравнением [9]

$$\Delta L = -\frac{2\gamma(t)}{s^2} \delta(r-s) \delta(\cos \theta - 1), \quad (1)$$

где r, θ, φ — сферические координаты, определяемые относительно подвижной системы координат $Mxyz$ с полярной осью Mz ; $\delta(r-s)$ — дельта-функция Дирака.

Граничные условия такие: на поверхности молнии при $r = a$

$$v_r(a) = -s\dot{\alpha} \sin \theta \cos \varphi + s\dot{\beta} \sin \alpha \sin \theta \sin \varphi - \dot{s} \cos \theta, \quad (2)$$

в бесконечно удаленных точках

$$v_r(\infty) = 0. \quad (3)$$

Решая уравнение (1) при граничных условиях (2) и (3), получаем

$$L = \frac{a^3}{2r^2} (s\dot{\alpha} \sin \theta \cos \varphi - s\dot{\beta} \sin \alpha \sin \theta \sin \varphi + \dot{s} \cos \theta) - \gamma(t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{na^{2n+1}}{(n+1)r^{n+1}} + r^n \right] \frac{P_n(\cos \theta)}{s^{n+1}}, \quad (4)$$

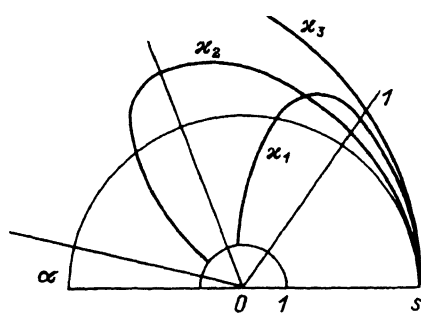


Рис. 1.

где $P_n(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра.

Определив составляющие силы, действующей на молнию, и положив плотность плазмы молнии равной плотности воздуха $[1^{-5}]$, запишем уравнения ее движения в виде

$$\ddot{s} - s(\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2 \sin^2 \alpha) = -\frac{2\gamma^2}{a^5} \left[\left(\frac{a}{s}\right)^5 + 2 \left(\frac{a}{s}\right)^7 \right] + \frac{\dot{\gamma}}{s^2}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{s} \frac{d}{dt}(s^2 \dot{\alpha}) - s \dot{\beta}^2 \sin \alpha \cos \alpha = -\frac{\gamma \dot{\alpha}}{s^2}, \quad (6)$$

$$\frac{1}{s \sin \alpha} \frac{d}{dt}(s^2 \dot{\beta} \sin \alpha) = -\frac{\gamma \dot{\beta} \sin \alpha}{s^2}, \quad (7)$$

где все вычисления ограничены рядами не выше $(a/s)^7$.

Из уравнений (5)–(7) следует, что а) молния испытывает в меридиальном и азимутальном направлениях в поле источника торможение, а в поле стока в этих же направлениях — ускорение; б) в поле источника падающей интенсивности или стока растущей интенсивности молния всегда испытывает радиальное притяжение; в) в поле источника растущей интенсивности или стока падающей интенсивности радиальная сила, действующая на молнию, может оказаться равной нулю или приобрести любой знак в зависимости от численных значений параметров правой части (5). Отметим, что при $\gamma = \text{const}$ уравнения (5)–(7) совпадают с уравнениями, записанными для стационарного потока [7].

Поскольку аналитическое решение уравнений (5)–(7) построить не представляется возможным, то приведем в качестве примера их численное решение для случая $\beta = 0$, $\gamma = 100 \exp[\mu t]$, $a = 1$, положив при $t = 0$ $s_0 = 4$, $\dot{s}_0 = 0$, $\alpha_0 = 0$, $\dot{\alpha}_0 = 3.17$.

На рис. 1 показаны в полярной системе координат для трех значений параметра κ ($\kappa_1 = 1$, $\kappa_2 = 0$, $\kappa_3 = -1$) соответствующие им траектории молнии, на движение по которым она затрачивает соответствующие времена 0.92, 2.02, ∞ . При $\kappa_3 = -1$ молния не захватывается источником падающей интенсивности и уходит в бесконечность, поскольку она имела достаточно большую начальную азимутальную скорость движения.

2. Движение шаровой молнии в стационарном воздушном потоке, протекающем через широкое круглое отверстие плоского экрана

В соответствии с принятой моделью движение идеальной несжимаемой жидкости через широкое круглое отверстие плоского экрана с перемещающимся в ней по осевой линии шаром, радиус которого меньше радиуса отверстия, описывается уравнением Эйлера, а если считать движение потенциальным, то уравнением Лапласа для потенциала скорости L . Поскольку точное решение задачи в такой постановке встречает определенные трудности, то воспользуемся следующей упрощенной моделью рассматриваемого процесса.

Заменим воздушный поток, вытекающий из круглого отверстия радиуса $b > a$ плоского экрана, потоком, создаваемым одним лишь нитевидным кольцевым источником соответствующей переменной интенсивности, контур которого совпадает с контуром отверстия устраненного нами экрана, и проведем через центр 0_1 кольцевого источника ось 0_1z перпендикулярно к его плоскости, поместив шаровую молнию в точке 0 на расстоянии s от точки 0_1 . Допустимость такого видоизменения постановки задачи обсуждена ранее в работе [8].

Движение воздушного потока, создаваемого кольцевой нитью радиуса b , описывается уравнением

$$\Delta L = \frac{\gamma(t)\delta(r-c)\delta(\theta-\alpha)}{c^2 \sin \alpha} \quad (8)$$

где r, θ, φ — сферические координаты с центром в точке 0 ; $c^2 = s^2 + b^2$; $\sin \alpha = b/c$; $\gamma(t)$ — интенсивность кольцевого источника, приходящаяся на единицу телесного угла.

Пусть шаровая молния в данный момент движется по осевой линии в воздушном потоке со скоростью $-\dot{s}$. Тогда граничное условие на ее поверхности при $r = a$ будет иметь вид

$$v_r(a) = -\dot{s} \cos \theta. \quad (9)$$

Решение уравнения (8) при граничных условиях (9) и (3) запишем в виде

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

где $a \leq r < c$.

Определяя действующую на молнию силу со стороны воздушного потока и полагая плотность вещества молнии равной плотности воздуха, имеем следующее уравнение ее движения:

$$\ddot{z} = -\frac{\gamma^2 z(2z^2 - \beta^2)}{a^6(z^2 + \beta^2)^4} \left[1 + \frac{2z^2 - 3\beta^2}{(z^2 + \beta^2)^2} \right] + \frac{\dot{\gamma}z}{a^3(z^2 + \beta^2)^{3/2}}, \quad (10)$$

где $z = s/a$, $\beta = b/a$.

При вычислении действующей силы были опущены члены ряда степени выше $(a/c)^7$. При $\gamma = \text{const}$ уравнение (10) соответствует случаю, рассмотренному в [8].

В природных условиях весьма часто удается наблюдать движение молнии в воздушных потоках, протекающих через широкие отверстия плоского экрана. Чаще всего эти потоки следует считать стационарными, так как за время движения молнии через отверстие резкое изменение атмосферных условий маловероятно. Движение молнии явно в нестационарном потоке наблюдается крайне редко. Приведем в качестве примера один из этих случаев, описанный в [10]: „В одной из палат Красноярской клинической больницы пациенты готовились ко сну. За окном шумел ливень. Вдруг в открытую форточку плавно влетел ярко-желтый шар... Шаровую молнию размером 20–25 сантиметров окружал светящийся ореол... В палате заметно посветлело. Санитарка, выходявшая в этот момент из палаты, не заметила необычного пришельца и резко закрыла за собой дверь. Шар, подхваченный сквозняком, стремительно вылетел обратно в форточку.“

Для улицы открытая форточка является стоком, который захватил молнию и через форточку занес ее в палату. Теперь форточка для молнии является источником той же интенсивности. Однако в результате резкого закрывания внутренней двери наступает быстрое разрежение воздушной среды в палате, что вызывает резкий всплеск интенсивности форточки — источника, выбросившего молнию на улицу.

Приведем численный расчет данного процесса, моделируя одиночный всплеск интенсивности источника функцией Гаусса,

$$\gamma = \gamma_0 + \gamma_1 \exp \left[-\frac{(t - \tau)^2}{2\sigma^2} \right].$$

Положив $\gamma_0 = 10$, $\gamma_1 = 10$, $\sigma = 0.5$ с, $\tau = 5.8$ с, $a = 1$, $\beta = 2$, примем следующие начальные условия: при $t = 0$ $z_0 = 2.8$ м, $\dot{z}_0 = 0$. Численное решение уравнения (10) для этого случая приведено на рис. 2, где функция $z = z(t)$ представлена сплошной линией, а $\dot{z} = \dot{z}(t)$ — штриховой. Из решения задачи следует, что молния, оказавшись в состоянии покоя на расстоянии $z_0 = 2.8$ м от форточки со стороны улицы, была захвачена стоком и в момент времени $t_1 \simeq 2.4$ с пересекла плоскость форточки, удалившись от нее в помещение до $z_2 \simeq -3$ м в момент времени $t_2 \simeq 5.5$ с. Поскольку максимум интенсивности наступает при $t = 5.8$ с, то молния с момента времени t_2 начинает двигаться обратно к форточке с возрастающей скоростью и, пересекая ее плоскость при $t_3 \simeq 7$ с, выбрасывается на улицу безвозвратно. При наличии более полных экспериментальных данных этого процесса приведенная модель допускает различного рода уточнения, вследствие чего описание этого процесса будет приближаться к действительности.

Построенные уравнения движения шаровой молнии в нестационарных воздушных потоках находят свое экспериментальное подтверждение в тех редких опытах, которые случайно сама природа ставит в естественных условиях.

Таким образом, движение шаровой молнии в нестационарных воздушных потоках удовлетворительно описывается в рамках той же модели, что и в стационарных. Различие состоит лишь в том, что в рассматриваемом случае уравнения движения молнии будут содержать дополнительные члены, характеризующие скорость изменения параметров этих

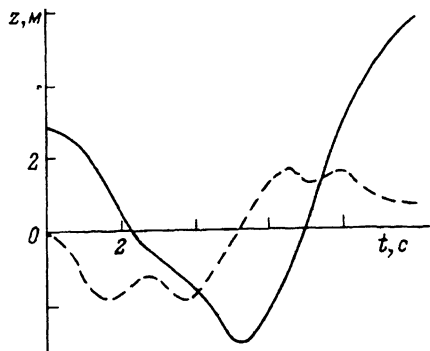


Рис. 2.

потоков. Это означает, что используемая модель учитывает все особенности внешних потоков, влияющие соответствующим образом на характер движения шаровой молнии.

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.О. О физической природе шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 210 с.
- [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] Гайдуков Н.И.// ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 10. С. 1899-1903.
- [7] Гайдуков Н.И.// ДАН СССР. 1988. Т. 301. № 5. С. 1076-1079.
- [8] Гайдуков Н.И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 88-95.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 734 с.
- [10] Унесло сквозняком. Труд (газета). 30.08.1987. С. 4.

Орехово-Зуевский педагогический институт

Поступило в Редакцию
4 июля 1991 г.
В окончательной редакции
15 января 1992 г.