МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 1 • 1993

УДК 532.5.011

Н. И. ГАЙДУКОВ

ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ШАРОВОЙ МОЛНИИ С НЕСТАЦИОНАРНЫМИ ВОЗДУШНЫМИ ПОТОКАМИ

Проблеме шаровой молнии в настоящее время посвящено большое число работ, в которых рассматриваются различные подходы к ее решению [1—4]. Современное состояние этой проблемы представлено в работе [2], в которой отмечается, что это сложное явление включает в себе ряд тесно связанных проблем из различных областей физики, и решение общей проблемы может быть получено лишь после того, как удастся разрешить частные. 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 вопросы движения шаровой молнии в воздушных потоках освещены в литературе наиболее полно, то решению этой проблемы и следует отдать предпочтение по сравнению с другими.

Многочисленные результаты наблюдений, касающиеся особенностей ее движения в высокоскоростных воздушных потоках, дают основание считать, что она ведет себя в воздушном потоке подобно недеформируемому шару в идеальной несжимаемой жидкости [5—6]. В частности, вследствие этого эффекта 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 до его хвостового оперения [7]. 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 [8]. Очевидно, что ни о каком преследовании самолета под действием гидродинамических сил в этом случае речь идти не может. Не касаясь физических причин такого поведения молнии в воздушной среде, примем это свойство как данное многочисленных экспериментальных наблюдений [5—7].

Рассмотрим одномерное движение шаровой молнии в нестационарном воздушном потоке, создаваемом самолетом, сохраняющим постоянное направление своего движения, полагая, что молния может оказаться или перед самолетом, или позади него. Такая постановка задачи возникает из наблюдений, имевших место в реальных условиях, когда молния, размеры которой сравнимы с размерами самолета, испытывала гидродинамическое взаимодействие с его двигателями [7, 9].

Воздушный поток, создаваемый летящим самолетом, имеет весьма сложную конфигурацию, и точное описание гидродинамического взаимодействия его с шаровой молнией в общем случае вызывает затруднение. Однако в случаях, когда поток моделируется достаточно простой совокупностью движущихся в воздушной среде гидродинамических источников и стоков, задачу удается разрешить аналитически. На расстояниях, превышающих размеры летательного аппарата, искажениями воздушного потока, создаваемыми его крыльями и хвостовым оперением, можно пренебречь. В таком случае летящий одномоторный самолет можно моделировать движущимся точечным гидродинамическим диполем, а молнию — недеформируемым шаром радиуса a.

Моделируя воздушно-реактивный двигатель летящего навстречу молнии истребителя диполем, обтекаемым со скоростью u вдоль оси z потоком идеальной несжимаемой жидкости, запишем уравнение движения окружающей среды в виде [10]

$$\Delta L = \frac{2\gamma}{r^2 \sin\theta} [\delta(r - s) - \delta(r - s + \Delta S)]\delta\theta \tag{1}$$

где L — потенциал скорости; r, θ, φ — сферические координаты с началом в центре молнии; s — расстояние от центра молнии до источника; Δs — расстояние между источником и стоком; γ — интенсивности источника и стока, приходящиеся на единицу телесного угла; $\delta(r - s)$ — дельта-функция Дирака.

Полагая, что молния движется со скоростью $\dot{s}$, запишем граничные условия

$$v_r(a) = -\dot{s}\cos\theta, \quad v_r(\infty) = u\cos\theta \tag{2}$$

Считая, что при $\gamma \to \infty$ и $\Delta s \to 0$ $\lim \gamma\Delta s = M$, ищем решение уравнения (1) в виде

$$L = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{a_n}{r^{n+1}} + b_n r^n \right] P_n(\cos\theta) + M \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+1)\, r^n}{S^{n+2}} P_n(\cos\theta)$$

где $P_n(\cos\theta)$ — полиномы Лежандра, a_n и b_n — постоянные, подлежащие определению из граничных условий; последняя сумма описывает потенциал точечного диполя с моментом M, направленным вдоль оси z. Используя граничные условия (2), имеем

$$L = \frac{a^3 \dot{s}\cos\theta}{2r^2} + u\left(r + \frac{a^3}{2r^2}\right)\cos\theta + M\sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{na^{2n+1}}{r^{n+1}} + (n+1)\, r^n\right]\frac{P_n(\cos\theta)}{s^{n+2}} \tag{3}$$

Давление воздушной среды

$$p = p_0 - \frac{\rho v^2}{2} - \rho\frac{\partial L}{\partial t} \tag{4}$$

Согласно (3) и (4), для давления на поверхности молнии получим выражение

$$p = p_0 - \frac{1}{2}\rho\dot{s}^2 - \frac{1}{2}\rho\sin^2\theta\left[M\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)a^{n-1}}{s^{n+2}}\frac{dP_n(\cos\theta)}{d(\cos\theta)} + \frac{3u+\dot{s}}{2}\right]^2 +$$

$$+ \rho\dot{s}M\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)(n+2)\,a^n}{s^{n+3}}P_n(\cos\theta) - \frac{1}{2}\rho a\ddot{s}\cos\theta + \rho\dot{s}^2\cos^2\theta -$$

$$- \frac{3}{2}\rho u\dot{s}\sin\theta - \rho M\dot{s}\sin^2\theta\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)a^{n-1}}{s^{n+2}}\frac{dP_n(\cos\theta)}{d(\cos\theta)} -$$

$$- \rho\dot{M}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)\,a^n}{s^{n+2}}\frac{dP_n(\cos\theta)}{d(\cos\theta)} - \frac{3}{2}\rho a\dot{u}\cos\theta$$

определяющее действующую на молнию силу. Полагая плотность ее плазмы равной плотности воздуха [1, 2], запишем уравнение ее движения в виде

$$\ddot{s} = -\frac{12M^2}{a^7}\left[\left(\frac{a}{s}\right)^7 + 4\left(\frac{a}{s}\right)^9\right] - \frac{6Mu}{s^4} - \frac{2\dot{M}}{s^3} - \dot{u} \tag{5}$$

Из уравнения (5) следует, что при $\dot{M} > 0$ и $\dot{u} > 0$ сила притяжения, действующая на преследуемую истребителем молнию, возрастает, а при $\dot{M} < 0$ и $\dot{u} < 0$ она убывает. В литературе описаны случаи, когда при заходе истребителя на посадку его воздушно-реактивный двигатель захватывает шаровую молнию большого радиуса. Поскольку пилот в течение нескольких секунд снижает обороты двигателя, то $\dot{M} < 0$ и $\dot{u} < 0$. В результате этого захваченная молния в течение 1 с до начала процесса своего протекания через сопло летит вместе с истребителем, не касаясь его обшивки и находясь впереди него в поле стока на расстоянии $\sim 2a$. В следующую секунду она или поглощается стоком двигателя, заглушая его [9], или, теряя устойчивость своей формы, разряжает свой электрический заряд в сопло, сжигая носовую часть его обшивки и выводя из строя электрические приборы управления.

Рассмотрим частный случай движения молнии при $M = \text{const}$ и $u = \text{const}$, предварительно введя в уравнение (5) следующие обозначения:

$$s = az, \quad s_0 = az_0, \quad \dot{s}_0 = a\dot{z}_0, \quad \alpha = \frac{2M^2}{a^8}, \quad \beta = \frac{2Mu}{a^5} \tag{6}$$

$$E = \frac{\dot{z}_0^2}{2} - \frac{\alpha(z_0^2+3)}{z_0^8} - \frac{\beta}{z_0^3}, \quad U(z) = -\frac{\alpha(z^2+3)}{z^8} - \frac{\beta}{z^3}$$

где s_0 и $\dot{s}_0$ — координата и скорость молнии при $t = 0$; E, $U(z)$ — полная механическая энергия и одномерный потенциал, приходящиеся на единицу массы молнии.

Используя (5) и (6), запишем кинематическое уравнение движения молнии в виде

$$t = \pm \int_{z_0}^{z} \frac{dz}{\sqrt{2\,[E - U(z)\,]}} \qquad (7)$$

где знак перед интегралом определяется знаком начальной скорости.

Из уравнения (7) следует, что молния будет притягиваться к двигателю одномоторного истребителя до соприкосновения как при ее непроизвольном преследовании им, так и при «убегании» от нее. Оба эти эффекта наблюдены в реальных условиях неоднократно [9, 11].

Рассмотрим случай взаимодействия шаровой молнии с двухмоторным самолетом, полагая, что она совершает одномерное движение, находясь впереди него или позади. Различие во взаимодействии с одномоторным истребителем состоит в том, что в этом случае молния взаимодействует с двумя точечными диполями, размещенными на расстоянии b по обе стороны от осевой линии и обтекаемыми однородным потоком, скорость которого u направлена вдоль этой же оси. Это обстоятельство должно изменить некоторым образом характер одномерного движения молнии. Если моделировать двухмоторный самолет двумя точечными диполями, то точное аналитическое решение получить не удается. В таком случае несколько видоизменим модель. Будем считать, что диполи распределены непрерывным образом по кольцу радиуса b, плоскость которого перпендикулярна и моменту нитевидного кольцевого диполя, и направлению движения поступательного потока. Такое видоизменение модели вполне допустимо, поскольку кольцевой диполь, как и два точечных, не перекрывает собой осевую линию и не препятствует движению поступательного потока, т. е. в этом случае сохраняются все характерные особенности движения воздушного потока, обтекающего молнию, и вместе с тем эта модель обеспечивает построение точного решения, которое должно содержать все характерные особенности решения задачи с двумя диполями.

Уравнение движения воздушного потока в этом случае запишется в виде

$$\Delta L = \frac{2\gamma}{r^2 \sin\theta}\,[\delta\,(r - c_1)\,\delta\,(\theta - \alpha_1) - \delta\,(r - c_2)\,\delta\,(\theta - \alpha_2)\,] \qquad (8)$$

где γ — интенсивности кольцевых источника и стока, приходящиеся на единицу телесного угла; s_1 и s_2 — расстояния от центра молнии до центров кольцевых источника и стока соответственно;

$$c_1^2 = s_1^2 + b^2;\ \ c_2^2 = s_2^2 + b^2;\ \ \sin\alpha_1 = \frac{b}{c_1};\ \ \sin\alpha_2 = \frac{b}{c_2};\ \ \Delta s = s_1 - s_2$$

где $r,\ \theta, \varphi$ — сферические координаты с началом в центре молнии. Граничные условия заданы выражениями (2).

Ищем решение уравнения (8) в виде

$$L = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{a_n}{r^{n+1}} + b_n r^n \right) P_{n\theta} + M \sum_{n=0}^{\infty} r^n f_{n\alpha} P_{n\theta}$$

$$P_{n\theta} = P_n(\cos\theta);\ \ P_{n\alpha} = P_n(\cos\alpha);\ \ P_{n\alpha}{}' = \frac{dP_n(\cos\alpha)}{d(\cos\alpha)}$$

$$f_{n\alpha} = \frac{(n+1)\,s\,(s^2 + b^2)^{1/2} P_{n\alpha} - b^2 P_{n\alpha}{}'}{(s^2 + b^2)^{(n+4)/2}}$$

где a_n, b_n — постоянные, подлежащие определению; последняя сумма определяет потенциал кольцевого диполя с моментом

$$M = \lim \gamma\Delta s;\ \ \gamma \to \infty,\ \ \Delta s \to 0$$

Используя граничные условия (2), имеем

$$L = \frac{a^3 \dot{s} \cos\theta}{2r^2} + u\left(r + \frac{a^3}{2r^2}\right)\cos\theta + M \sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{na^{2n+1}}{(n+1)r^{n+1}} + r^n\right] f_{n\alpha} P_{n\alpha}$$

Опуская вычисления, аналогично предыдущему случаю получаем уравнение движения молнии в виде

$$\ddot{z} = -\frac{3M^2 z\,(2z^2 - 3\beta^2)}{a^8\,(z^2 + \beta^2)^6}\left[2z^2 - \beta^2 + \frac{8z^4 - 24z^2\beta^2 + 3\beta^4}{(z^2 + \beta^2)^2}\right] - \qquad (9)$$

$$-\frac{3Muz(2z^2-3\beta^2)}{a^5(z^2+\beta^2)^{7/2}}-\frac{\dot M(2z^2-\beta^2)}{a^4(z^2+\beta^2)^{5/2}}-\frac{\dot u}{a}$$

$$z = s/a, \quad \beta = b/a$$

Отметим, что при $\beta \to 0$ последнее уравнение переходит в уравнение (5).

Уравнение (9) при M = const и u = const позволяет построить кинематическое уравнение движения молнии, аналогичное уравнению (7). Однако характер движения молнии, размеры которой сравнимы с размерами самолета, движущегося с постоянной скоростью u, можно определить непосредственно. Так, например, устойчивое положение равновесия молния будет занимать при $z_0 = \sqrt{3/2}\,\beta \simeq 1{,}22\,\beta$, находясь в потенциальной яме, отделенной от плоскости кольцевого диполя потенциальным барьером. Отсюда следует, что молния, совершая одномерное движение вдоль линии полета самолета, будет находиться на постоянном расстоянии от двухмоторного самолета, или преследуя его, или, будучи преследуема им, избегая при этом столкновения. Оба эффекта широко описаны в литературе [4—7, 9, 11, 12].

При встрече молнии большого радиуса с двухмоторным самолетом на линии его движения она обычно «уходит» без столкновения вверх или вниз [11]. Это явление связано с отсутствием осевой симметрии характеристик воздушного потока для двух- или многомоторного самолета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Смирнов Б. М.* Проблема шаровой молнии. М.: Наука, 1988. 208 с.
2. *Смирнов Б. М.* Физика шаровой молнии//Усп. физ. наук. 1990. Т. 160. № 4. С. 1—45.
3. *Стаханов И. П.* О физической природе шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 209 с.
4. *Сингер С.* Природа шаровой молнии. М.: Мир, 1973. 239 с.
5. *Гайдуков Н. И.* Уравнения движения шаровой молнии в поле точечного источника//Докл. АН СССР. 1988. Т. 301. № 5. С. 1076—1079.
6. *Гайдуков Н. И.* Уравнения движения шаровой молнии в поле вихревой нити//Журн. тех. физ. 1986. Т. 56. В. 9. С. 1797—1801.
7. *Кузовкин А. С., Семенов А. Е.* НЛО — невидимая реальность?// Крылья Родины. 1988. № 9. С. 32—33.
8. *Седов Л. И.* Механика сплошной среды. Т. 1. М.: Наука, 1973. 536 с.
9. *Коротков Б. А.* Внимание: шаровая молния//Техника — молодежи. 1982. № 4. С. 58—59.
10. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
11. *Мензел Д.* О «летающих тарелках». М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 352 с.
12. *Вострухин В.* Ровно в 4.10...//Газета «Труд». 1985. 30 янв. С. 3.

Москва

Поступила в редакцию
31.I.1992