

01; 03; 04

ДВИЖЕНИЕ ШАРОВОЙ МОЛНИИ В ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ ЧЕРЕЗ ШИРОКОЕ КРУГЛОЕ ОТВЕРСТИЕ ПЛОСКОГО ЭКРАНА

Н. И. Гайдук

Используя результаты многочисленных наблюдений шаровой молнии в природных условиях, для специально подобранных моделей исследуются основные уравнения движения молнии в воздушном потоке, вытекающем через широкое круглое отверстие плоского экрана. Построенные решения уравнений движения дают возможность предсказать основные закономерности движения молнии. Приведены примеры движений рассмотренного типа, описанные в литературе.

В научной литературе все чаще стали появляться работы, посвященные различным частным проблемам шаровой молнии [1-4]. Это связано с тем, что проблема шаровой молнии является достаточно сложной, и в настоящее время можно считать, что сколько-нибудь удовлетворительной теории, объясняющей ее природу или описывающей основные ее физические свойства, по-видимому, пока не существует, хотя различные гипотезы, касающиеся ее внутренней структуры и некоторых ее свойств, выдвигаемые в известных работах [5-11], дают односторонние частные решения проблемы, не охватывая ее, к сожалению, в целом. Иначе говоря, имеется ряд моделей шаровой молнии [12], каждая из которых в какой-то степени объясняет только некоторые наблюдаемые факты, но всегда находятся и такие, которым она противоречит. Вместе с тем многочисленные наблюдения шаровой молнии в естественных условиях дают основание считать ее изолированным самостоятельным объектом, образованным электронно-ионной электроразряженной низкотемпературной плазмой умеренной плотности, обладающей электромагнитным полем и имеющей свою особую внутреннюю структуру.

В настоящей работе также рассматривается одна из частных проблем шаровой молнии, связанная с движением ее в воздушных потоках. Рассматриваемая проблема обладает по сравнению с другими заметным преимуществом — наибольшим охватом экспериментальных наблюдений, достоверность которых не вызывает никаких сомнений из-за многократно перекрывающихся подтверждений очевидцев, опубликованных в различных литературных источниках [5, 8-13]. Последнее обстоятельство позволяет использовать эти сведения и для достаточно обоснованного выбора соответствующей модели решаемой задачи, и для экспериментальной проверки получаемых при решении результатов.

Рассмотрим движение шаровой молнии в воздушном потоке, протекающем через широкое круглое отверстие плоского экрана.

Известно [5-13], что движущаяся в воздушном потоке шаровая молния свободно проходит через широкое отверстие, сохраняя свою сферическую форму, а приблизившись к узкому отверстию экрана на расстояние порядка ее диаметра, она замедляет свое движение около него и вытекает через это отверстие в виде цилиндрической струи, уносящей с собой плазму молнии и уменьшающей вследствие этого ее радиус до величины радиуса струи. По другую сторону

экрана эта струя, не разрываясь на части, вновь преобразуется по истечении короткого промежутка времени в шаровую молнию того же радиуса.

Из этих фактов следует, что в первом приближении шаровую молнию можно моделировать идеальной несжимаемой жидкостью ограниченного объема и плотности, равной плотности воздуха, подверженной действию внутренних объемных сил взаимного притяжения ее частиц, создаваемых электромагнитным взаимодействием частиц плазмы молнии соответствующей структуры, и задача о движении молнии в воздушных потоках сводится к исследованию течения этой жидкости в движущейся вязкой воздушной среде. Такое течение описывается системой уравнений, содержащей уравнения Навье—Стокса с обычными граничными условиями прилипания на поверхностях твердых тел, уравнения Эйлера с объемными силами внутреннего притяжения частиц идеальной жидкости с граничными условиями, соответствующими отсутствию прилипания частиц воздуха на ее подвижной поверхности, и два уравнения непрерывности.

Поскольку решение поставленной выше задачи с непреодолимыми трудностями математического порядка осложняется отсутствием сведений об объемных внутренних силах, действующих в идеальной жидкости, то для упрощения ее воспользуемся следующим опытным фактом: при движении молнии в воздушном потоке через широкое круглое отверстие градиенты скоростей этого потока незначительны, как и градиенты давлений, поскольку они не могут преодолеть силы внутренних напряжений молнии и заметным образом деформировать ее сферическую форму, а вызывают лишь перемещение молнии как целого объекта. Поэтому в качестве модели молнии можно принять недеформируемый шар радиуса a . Движение воздушного потока с перемещающейся в нем шаровой молнией можно описывать уравнением Эйлера, а если пренебречь сжимаемостью воздуха и считать движение потенциальным, то уравнением Лапласа для потенциала скорости L [14, 15]. Поскольку точное решение задачи и в такой постановке встречает определенные трудности [16], то воспользуемся следующей упрощенной моделью рассматриваемого процесса.

Заменим воздушный поток, вытекающий из круглого отверстия радиуса $b > a$ плоского экрана навстречу или вслед за движущейся по осевой линии молнией, потоком, создаваемым одним лишь нитевидным кольцевым источником соответствующей интенсивности, контур которого совпадает с контуром отверстия бывшего экрана, и проведем через центр O_1 кольцевого источника ось O_1z перпендикулярно к его плоскости, поместив шаровую молнию в точке O на расстоянии s от точки O_1 (рис. 1).

Такое видоизменение постановки задачи можно считать допустимым, так как в окрестности молнии, находящейся на расстоянии $s > b$ от центра кольцевого источника, характеристики потока, создаваемого этим источником, мало отличаются от характеристик потока, вытекающего через круглое отверстие того же радиуса плоского экрана. Та же ситуация имеет место и на малых расстояниях $s < a$, когда вытекающий воздушный поток, сосредоточенный в кольцевой щели, образованной поверхностью молнии и контуром отверстия, также может быть заменен потоком, создаваемым кольцевым источником того же радиуса. Некоторым нарушением граничного условия на плоскости $s=0$, т. е. на поверхности устраненного нами экрана, можно, очевидно, пренебречь при $s > a$, а при $s < a$ такое пренебрежение, хотя и в меньшей степени, может быть оправдано тем, что радиус кольцевого источника больше радиуса молнии.

Движение воздушного потока, создаваемого кольцевой нитью радиуса ν , описывается уравнением [16, 17]

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial L}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial L}{\partial \theta} \right) = \frac{2\gamma \delta (r - c) \delta(\theta - \alpha)}{c^2 \sin \alpha}, \quad (1)$$

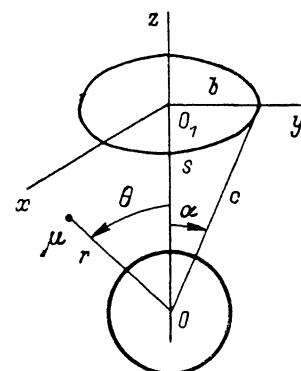


Рис. 1.

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

Пусть шаровая молния в данный момент движется по осевой линии в воздушном потоке источника под действием некоторой внешней силы со скоростью $-\dot{s}$. Тогда

$$v_r(a) = -\dot{s} \cos \theta. \quad (2)$$

Решение уравнения (1) ищем в виде [17, 18]

$$L = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{b_n}{r^{n+1}} - \frac{\gamma r^n}{c^{n+1}} P_n(\cos \alpha) \right] P_n(\cos \theta), \quad (3)$$

где b_n — коэффициенты, подлежащие определению; $P_n(\cos \alpha)$, $P_n(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра.

При граничном условии (2) решение (3) примет вид

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

где введены обозначения $P_{na} = P_n(\cos \alpha)$, $P_{n\theta} = P_n(\cos \theta)$.

Давление воздушной среды [16]

$$p = p_0 - \frac{\rho v^2}{2} - \rho \frac{\partial L}{\partial t}, \quad (5)$$

где p_0 — давление в бесконечности, ρ — плотность воздуха.

Используя (4) и (5), имеем

$$\begin{aligned} p = p_0 + \frac{1}{2} \rho \dot{s}^2 \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \rho \dot{s}^2 \sin^2 \theta - \frac{1}{2} a \rho \dot{s} \cos \theta - \\ - \frac{1}{2} \sin^2 \theta \left[\gamma \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1) a^{n-1}}{(n+1) c^{n+1}} P_{na} P'_{n\theta} - \frac{\dot{s}}{2} \right]^2 - \\ - \gamma \dot{s} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{(n+1) s P_{na}}{c^{n+3}} - \frac{b^2 P'_{na}}{c^{n+4}} \right] \frac{(2n+1) a^n P_{n\theta}}{n+1} + \rho \gamma \dot{s} \sin^2 \theta \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1) a^{n-1}}{(n+1) c^{n+1}} P_{na} P'_{n\theta}, \end{aligned}$$

где

$$P'_{n\theta} = \frac{dP_n(\cos \theta)}{d(\cos \theta)}, \quad P'_{na} = \frac{dP_n(\cos \alpha)}{d(\cos \alpha)}.$$

Сила, действующая на шаровую молнию со стороны воздушного потока, определяется выражением

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

где первый член соответствует силе сопротивления, испытываемой молнией в воздушной среде при своем ускоренном движении [16], а второй член, при вычислении которого были опущены члены ряда степени выше $(a/c)^7$, определяет силу взаимодействия молнии с воздушным потоком кольцевого источника.

Полагая, что плотность молнии равна плотности воздуха [5-6], имеем следующее уравнение движения молнии в поле кольцевого источника:

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

где $z = s/a$, $\beta = b/a$.

Если при $t=0$ $z=z_0=s_0/a$, $\dot{z}=\dot{z}_0=s_0/a$, то кинематическое уравнение движения молнии можно записать в виде

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

где E и

$$U_\beta(z) = -\frac{\gamma^2}{a^6} \left[\frac{1}{2(z^2 + \beta^2)^2} + \frac{4 - 3\beta^2}{6(z^2 + \beta^2)^3} - \frac{2\beta^2}{(z^2 + \beta^2)^4} + \frac{3\beta^4}{2(z^2 + \beta^2)^5} \right] \quad (8)$$

— полная механическая и потенциальная энергии, приходящиеся на единицу массы молнии; знак перед интегралом определяется знаком начальной скорости \dot{z}_0 [19].

Отметим некоторые характерные особенности движения молнии в потенциальном поле (8): а) поскольку интенсивность γ гидродинамической особенности входит в уравнения движения (6) и (7) в квадрате, то шаровая молния движется одинаковым образом и в поле источника ($\gamma > 0$) и в поле стока ($\gamma < 0$), т. е. мол-

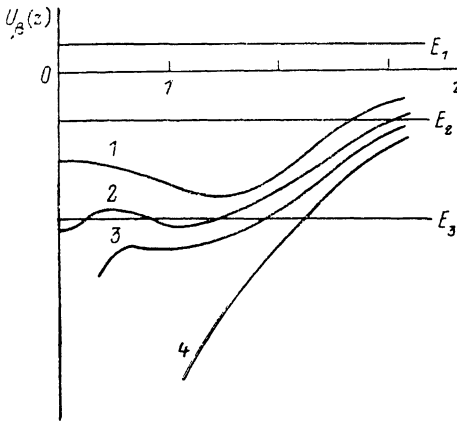


Рис. 2.

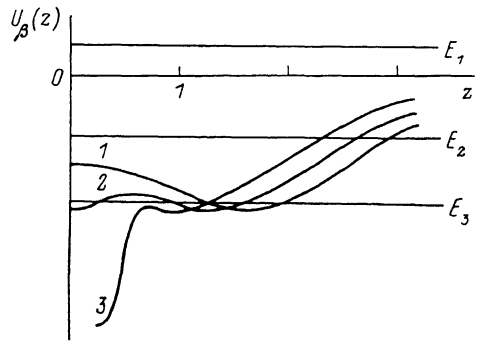


Рис. 3.

ния «не отличает» источник от стока; б) для четной потенциальной функции (8) сила (6), действующая на молнию в поле кольцевого источника, является функцией нечетной, и, следовательно, характер движения молнии обладает симметрией относительно плоскости кольцевого источника.

Исследуем движение шаровой молнии в следующих частных случаях.

1. Величина воздушного потока не зависит от радиуса β кольцевой нити ($\gamma = \text{const}$). В реальных условиях это соответствует случаю, когда имеется возможность искусственно создавать необходимую разность давлений по обе стороны экрана, обеспечивающую постоянную обильность воздушного потока при любом радиусе отверстия.

Графики функций $U_\beta(z)$ схематически представлены на рис. 2, где показано их взаимное расположение при различных значениях β : 1 — 2, 2 — 3/2, 3 — 1, 4 — $\beta \rightarrow 0$.

Функция $U_\beta(z)$ обладает следующими стационарными точками: $z_1 = 0$, $z_2 = \sqrt{5\beta^2 + 1} - \beta^2 - 1$, $z_3 = \frac{\beta}{\sqrt{2}}$, $z_4 = \infty$, в которых $U_\beta(z_1) = -\gamma^2/6a^6\beta^6$, $U_\beta(z_3) = -2\gamma^2/27a^6\beta^4$, $U_\beta(z_4) = 0$; значения $U_\beta(z_2)$ существуют лишь при $0 < \beta < \sqrt{3}$. При $\sqrt{3} < \beta < \infty$ потенциальный барьер находится в плоскости кольца при $z_1 = 0$, а при $2\sqrt{2}/3 < \beta < \sqrt{3}$ он расположен между точками z_1 и z_3 . При $0 < \beta \leq 1$ функция $U_\beta(z)$ не существует при $0 < z < \sqrt{1 - \beta^2}$, что и отмечено обрывом кривых 3 и 4 в соответствующих точках.

На основании приведенных графиков можно считать, что узкие отверстия захватывают покоящуюся молнию с более далекого расстояния, действуя на нее с большей силой.

Отметим, что наличие потенциальной барьера в плоскости отверстия экрана или в его ближайшей окрестности следует ожидать и при решении задач с более точной постановкой и с использованием более совершенных моделей с недеформируемой молнией. Действительно, при $\beta < 1$ наличие барьера очевидно, а при $\beta \geq 1$ приближающаяся к отверстию молния начинает в некоторой степени перекрывать своим телом воздушный поток, что и способствует возникновению барьера в плоскости экрана или его ближайшей окрестности. Это означает, что принятая нами модель с достаточной степенью полноты описывает реальный процесс движения шаровой молнии в воздушном потоке через широкое круглое отверстие экрана. Разрешенные области движения молнии при заданных начальных условиях (z_0, E) определяются по вышеуказанным графикам, где $E_1 > 0, E_3 < E_2 < 0$.

При $E = E_1$ и $1 < \beta < \infty$ шаровая молния совершает инфинитное движение: если $z_0 > 0$ и $\dot{z}_0 > 0$, то она уходит от кольца в бесконечность, а если $z_0 > 0$ и $\dot{z}_0 < 0$, то она, пройдя через кольцо, уходит в бесконечность по другую его сторону. При $\beta > \sqrt{3}$ и $E_2 > U_\beta(z_1)$ движение молнии финитно: она совершает нелинейные колебательные движения относительно плоскости кольца $z_1 = 0$, проникая через него в ту и другую стороны, а при $U_\beta(z_1) > E_2 > U_\beta(z_3)$ она совершает малые колебания в окрестности кольца около точки $z = z_3$, если β не слишком велико, так как при больших значениях β $U_\beta(z_1) \sim U_\beta(z_3) \sim 0$.

При $1 < \beta < \sqrt{3}$ и $E_2 > U_\beta(z_2)$ молния также совершает нелинейные колебания относительно плоскости кольца, а при $U_\beta(z_1) < E_3 < U_\beta(z_2)$ и $U_\beta(z_3) < E_3 < U_\beta(z_2)$ она совершает малые колебания в окрестности кольца около точек z_1 и z_3 соответственно в зависимости от своего положения в начальный момент времени.

При $0 < \beta \leq 1$ можно рассматривать движение молнии лишь по одну сторону от кольца, поскольку в реальных условиях, приблизившись в воздушном потоке на расстояние $z \geq \sqrt{1 - \beta^2}$ к отверстию экрана, она замедляет свое движение около него, деформируется и начинает протекать через отверстие, если время существования ее достаточно велико. В частном случае, когда радиус отверстия много меньше радиуса молнии, можно считать $\beta \rightarrow 0$. В таком случае для действующей силы (6) получаем ряд, первый член которого указан и в [20], а для потенциальной энергии имеем выражение

$$U_0(z) = -\frac{\gamma^2}{a^6} \left[\frac{1}{2z^4} + \frac{2}{3z^6} \right].$$

Если при $t = 0$ $z = z_0, \dot{z} = 0$, то молния достигает отверстия за время

$$\tau \approx \frac{a^3}{|\gamma|} \int_1^{z_0} \frac{dz}{\sqrt{\frac{1}{z^4} - \frac{1}{z_0^4} + \frac{4}{3} \left(\frac{1}{z^6} - \frac{1}{z_0^6} \right)}}.$$

2. Величина воздушного потока пропорциональна квадрату радиуса кольцевой нити ($\gamma = \kappa \beta^2, \kappa = \text{const}$). В реальных условиях это соответствует случаю, когда постоянная разность давлений по обе стороны экрана обеспечивает постоянную скорость истечения воздуха через отверстие произвольного радиуса. Графики функций $U_\beta(z)$ для этого случая представлены схематически на рис. 3, где указаны их номера при тех значениях β , что и на рис. 2 (за исключением кривой 4, для которой $U_0(z) \rightarrow 0$), и их взаимное расположение. Поскольку в рассматриваемых условиях $U_\beta(z_3) = -\frac{2\gamma^2}{27a^6\beta^4} = -\frac{2\kappa^2}{27a^6} = \text{const}$, то при всех $1 < \beta < \infty$ глубина потенциальной ямы в точках z_3 одинакова, однако более широкие отверстия будут захватывать шаровую молнию с более далекого расстояния, действуя на нее с большей силой, чем узкие. Разрешенные области движения молнии при значениях полной энергии E_1, E_2 и E_3 (рис. 3) определяются аналогично рассмотренному случаю 1. Приведем в качестве примера численное решение уравнения (6), положив $\gamma = 10, a = 1, b = 2$ и считая, что при $t = 0$ $z_0 = 4, \dot{z}_0 = 0$. Поскольку $\beta = 2 > \sqrt{3}$, то потенциальный барьер находится

в плоскости кольца при $z_1=0$, где $U_2(0)=-0.2604$. Полная энергия $E=z_0^2/2+U_2(z_0)=-0.1036$, т. е. $0 > E > U_2(0)$ и, следовательно, движение молнии финитно: она должна совершать нелинейные колебательные движения, проникая через кольцо источника в ту и другую стороны. Решение уравнения (6) представлено на рис. 4 в виде графиков функций: $z=z(t)$ — сплошная линия, а $\dot{z}=\dot{z}(t)$ — штриховая. Как следует из решения, молния совершает нелинейные колебания около точки $z_1=0$ с периодом $T \approx 36$. Падая на кольцевой источник из точки $z_0=4$ и преодолевая потенциальный барьер в точке $z_1=0$, она начинает уменьшать свою скорость падения от точки $z_3=\beta/\sqrt{2}$ до точки $z_1=0$. При $t_1 \approx 9$ молния проходит через центр кольца и, достигнув наибольшего удаления от него при $t_2 \approx 18$, снова начинает свое падение на источник, но уже с другой стороны.

В литературе описаны многочисленные наблюдения захвата шаровой молнии потоками нагретого воздуха или дыма, выбрасываемыми кирпичными трубами нагретых печей [5, 8-10, 12]. Часто встречаются описания захвата молнии открытыми форточками или окнами при наличии воздушной тяги того или иного направления. Приводятся наблюдения, где шаровая молния захватывается открытой форточкой и заносится внутрь помещения, а затем через короткий промежуток времени снова выбрасывается на улицу через эту же форточку, хотя изменение направления воздушного потока за это время произойти не могло. Приведем описание одного такого случая [21]:

«Водитель . . . В. Снигур возвращался из командировки, разразилась гроза. . . Левое окно (автомобиль УАЗ) было открыто: водитель время от времени высовывался, чтобы рассмотреть дорогу. И вдруг. . . в это окно влетел шарик диаметром около десяти сантиметров. Он проплыл над панелью, ни к чему не прикоснувшись, и исчез через то же окно. . . Хорошо, что все обошлось благополучно. И этому, пожалуй, способствовал поток свежего ветра, который вынес молнию из салона. . .».

Действительно, открытое боковое окно при движении автомобиля является источником по отношению к улице и стоком по отношению к салону автомобиля, поскольку скорость воздуха внутри салона в направлении движения автомобиля равна нулю. Возникшая на пути движущегося автомобиля молния была захвачена источником, а затем была выброшена на улицу стоком, т. е. потоком воздуха, уходящим через боковое окно. Следует заметить, что вязкость воздуха должна вносить некоторые искажения в движение молнии через широкие круглые отверстия плоского экрана, поскольку вязкий воздушный поток не обладает полной симметрией относительно плоскости отверстия.

Аналогичным образом молнию притягивает отверстие малого радиуса. При наличии тяги молния приближается к нему и, деформируясь, протекает через него: «Н. К. Кулишова утверждает, что виденная ею во время грозы в июне 1961 г. шаровая молния вошла и ушла в трещину оконного стекла, диаметр молнии 10—20 см» [5].

Установленные закономерности движения шаровой молнии в воздушных потоках, протекающих через широкие круглые отверстия плоского экрана, а также в потоках, создаваемых узкими отверстиями, моделируемых кольцевыми и точечными источниками и стоками, находят свое экспериментальное подтверждение в тех редких опытах, которые случайно ставит природа в естественных условиях.

Литература

- [1] Крайнов В. П., Смирнов Б. М., Шматов И. М. // ДАН СССР. 1985. Т. 283. № 2. С. 361—365.
 [2] Стаханов И. П. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 8. С. 1538—1541.

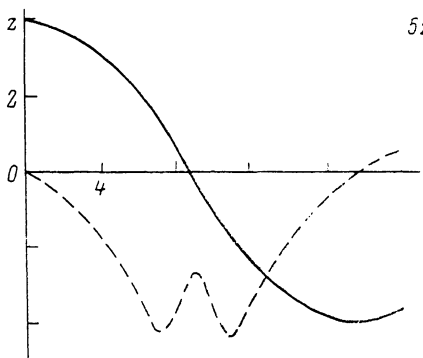


Рис. 4.

- [3] Крайнов В. П., Лебедев Г. П., Назарян А. О., Смирнов Б. М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1791—1796.
- [4] Смирнов Б. М. // УФН. 1986. Т. 149. Вып. 2. С. 177—219.
- [5] Стаханов И. П. О физической природе шаровой молнии. М.: Энергоиздат, 1985. 210 с.
- [6] Капица П. Л. // ДАН СССР. 1955. Т. 101. № 2. С. 245—249.
- [7] Смирнов Б. М. // УФН. 1975. Т. 116. Вып. 4. С. 731—737.
- [8] Сингер С. Природа шаровой молнии. М.: Мир, 1973. 233 с.
- [9] Леонов Р. А. Загадка шаровой молнии. М.: Наука, 1965. 78 с.
- [10] Имянитов И. М., Тихий Д. Я. За гранью законов науки. М.: Атомиздат, 1980. 190 с.
- [11] Дмитриев М. Т. // Природа. 1967. Вып. 6. С. 98—106.
- [12] Лихошерстных Г. // Техника — молодежи. 1983. Вып. 3. С. 38—43.
- [13] Григорьев А. И. // Техника — молодежи. 1982. Вып. 2. С. 46—47.
- [14] Гайдуков Н. И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1797—1801.
- [15] Гайдуков Н. И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 10. С. 1899—1903.
- [16] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 734 с.
- [17] Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 704 с.
- [18] Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1966. 724 с.
- [19] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. М.: Наука, 1965. 204 с.
- [20] Ламб Г. Гидродинамика. М.: Гостехиздат, 1947. 784 с.
- [21] Шаровая молния в . . . кабине. Труд (газета). 1985. 21 августа. С. 4.

Орехово-Зуевский педагогический институт

Поступило в Редакцию
7 апреля 1987 г.

В окончательной редакции
21 января 1988 г.