

Об устойчивости шаровой молнии по отношению к собственному и индуцированному зарядам

Н. А. Петрушов, * А. И. Григорьев, С. О. Ширяева

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
ул. Советская, 14, г. Ярославль, 150000, Россия, *e-mail: grig@uniyar.ac.ru

Исходя из аналогии, между заряженной каплей, висящей в электростатическом подвесе, и шаровой молнией, имеющей электрический заряд и плавающей в воздухе в суперпозиции гравитационного и электростатического полей, двух феноменов, различающихся только ролью сил Архимеда, делаются выводы о роли тех либо иных физических свойств шаровой молнии и особенностях ее движения и существования. Так, показано, что при фиксированных физических параметрах шаровой молнии ее радиус не может превышать определенной величины. То же самое можно сказать про отношение про отношения плотностей вещества шаровой молнии и окружающей среды, а также про величину ее коэффициента поверхностного натяжения.

Ключевые слова: шаровая молния, заряд, плотность, поверхностное натяжение.

УДК 551.594.2

ВВЕДЕНИЕ

Проблема устойчивости шаровой молнии (ШМ) занимает центральное место в науке об этом явлении природы. В нижеследующем рассмотрении будем исходить из предположения, что ШМ можно моделировать сферической каплей идеальной несжимаемой жидкости. Последнее возможно, если скорость движения вещества в ШМ много меньше скорости звука. Поэтому будем рассматривать электростатическую неустойчивость ШМ, отталкиваясь не от какой-либо ее модели, а от общефизических положений: представлений об устойчивости заряженной капли во внешнем электростатическом поле, в суперпозиции которого с противоположно направленным гравитационным полем капля неподвижна. Имеется в виду взвешенная в воздухе шаровая молния. Факт «взвешенности» в воздухе уже подразумевает, что плотность ее вещества больше плотности воздуха. Если бы плотность вещества ШМ была бы равна плотности воздуха и плавала только за счет силы Архимеда, то ее движение было бы хаотичным, а не прямолинейным, каковым оно является по свидетельству ~ 75% респондентов, так как ее возможная инерция ничтожна, а сила трения при движении значительна. Достаточно вспомнить, как движутся мыльные пузыри (хотя плотность воздуха внутри них чуть-чуть больше плотности окружающего воздуха). Особенности наблюдаемого движения ШМ указывают на то, что она взвешена в окружающем воздухе и находится в состоянии устойчивого, а не безразличного равновесия.

Горизонтальное движение ШМ может быть обусловлено как ветром, так и горизонтальной компонентой внешнего электрического поля

между грозовым облаком и землей [1–3]. На ее движение должны оказывать влияние окружающие предметы, поскольку в соответствии с вышесказанным она должна двигаться вдоль эквипотенциальных линий. В частности, на ее движение должны оказывать влияние электропровода. В таблице приведены данные наблюдений, различных независимых авторов об особенностях ее движения.

В [2–3] упоминается о способности ШМ двигаться независимо от направления потока воздуха. В [4] говорится о том, что заряд ШМ должен, взаимодействуя с зарядом земли, влиять на ее движение. В [5] упоминаются описания из нескольких обзоров, говорящие в пользу наличия такого свойства у ШМ, но в целом такая способность подвергается сомнению. В [6–8] приводятся конкретные (в статистическом смысле) данные о способности ШМ двигаться независимо от ветра. В [6] указывается, что при наличии у ШМ заряда внешнее приземное электростатическое поле должно оказывать влияние на ее движение.

Подводя итог сказанному выше, отметим, что у ШМ, скорее всего, имеется электрический заряд (достаточно значительный, чтобы влиять на ее движение), а поэтому следует рассмотреть вопрос об ее устойчивости в суперпозиции гравитационного и внешнего электростатического полей с учетом возможного влияния выталкивающей силы (силы Архимеда).

АНАЛИЗ

Наличие электрического заряда у ШМ [9] наталкивает на мысль о схожести общефизических закономерностей плавания ШМ в воздухе и левитации заряженной капли в электростатическом подвесе [10–11].

Вероятности при наблюдении различных типов движения ШМ

Вид движения ШМ	Данные [6] (по 1743 описаниям)	Данные Стаханова [4] (по 928 описаниям)	Данные Рейли [7] (по 98 описаниям)	Данные МакНэлли [8]
Двигалась неравномерно	$0,086 \pm 0,007$	–	–	–
Двигалась горизонтально равномерно	$0,75 \pm 0,02$	$0,75 \pm 0,03$	$0,53 \pm 0,07$	–
Падала из облака	$0,047 \pm 0,005$	–	–	–
Поднималась к облакам	$0,004 \pm 0,002$	–	–	–
Вращалась	$0,051 \pm 0,005$	–	$0,20 \pm 0,05$	–
Огибала препятствия	$0,026 \pm 0,004$	–	–	–
Двигалась вдоль провода	$0,039 \pm 0,005$	–	$0,16 \pm 0,04$	$0,20 \pm 0,04$

Указаны вероятности наблюдения со статистическими погрешностями.

В частности, заряженная капля во внешних гравитационном и электростатическом полях может быть устойчива только в некоторой области значений параметров. При выходе последних из области устойчивости капля становится неустойчивой и распадается. Основываясь на общих механизмах подвеса ШМ и заряженной капли во внешнем электростатическом поле (не останавливаясь на постановке задачи и выводе критерия неустойчивости капли или ШМ), применим критерий неустойчивости поверхности капли, полученный в [10], для нашей ШМ.

Критическое условие устойчивости заряженной капли в однородном электростатическом поле \vec{E}_0 и коллинеарном ему, но противоположно направленном $\vec{E}_0 \parallel -\vec{g}$ гравитационном поле \vec{g} , строго выводится в [10] и имеет вид:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4} \left(1 + \frac{10}{21} e^2 \right) \eta + \left(1 + \frac{87}{42} e^2 \right) W + \\ & + \frac{81}{280\pi} \left(1 + \frac{4171}{630} e^2 \right) w \geq 1; \end{aligned} \quad (1)$$

$$w \equiv \frac{E_0^2 R}{\sigma}; \quad W \equiv \frac{Q^2}{16\pi\sigma R^3}; \quad \eta \equiv \frac{g(\rho - \rho_{ex})R^2}{\sigma};$$

$$e^2 \equiv \frac{9w}{16\pi(1-W)}.$$

В (1) Q – собственный заряд ШМ; E_0 – напряженность внешнего электростатического поля; R – радиус ШМ; σ – коэффициент поверхностного натяжения ШМ; g – ускорение свободного падения; ρ – плотность вещества ШМ; ρ_{ex} – плотность воздуха; e^2 – квадрат эксцентриситета сфероида, которым с точностью до e^2 можно аппроксимировать равновесную форму заряженной капли в электростатическом поле. В неравенстве (1), когда его левая часть меньше

единицы, поверхность капли будет устойчива, когда больше единицы – неустойчива.

Легко видеть, что при $w = 0$, $e = 0$, $\eta = 0$ из (1) получается точный критерий Рэлея неустойчивости сильно заряженной сферической капли [12] $W \geq 1$. При $W = 0$, $\eta = 0$, $e = 9w/16\pi$ из (1) получим критерий Тейлора [13] $w \geq 2,63$. Критерий Тейлора определен с достаточно большим разбросом в ряде экспериментальных и расчетных работ [13–19] от $w = 2,22$ до $w = 3,36$, но наиболее достоверным принимается $w = 2,62$. При $w = 0$, $W = 0$, $e = 0$ из (1) получаем критерий неустойчивости незаряженной капли в гравитационном поле в виде $\eta > 4$. Это условие означает, что неустойчивость незаряженной капли по отношению к гравитационному полю реализуется, и капля выбросит струйку навстречу \vec{g} , когда радиус сферической капли превысит две капиллярные постоянные жидкости, что представляется достаточно прозрачным.

Нетрудно заметить, что условие неподвижности капли, которое элементарно выводится из условия приравнивания веса капли с учетом силы Архимеда электростатической силе взаимодействия ее заряда с внешним полем [10], полностью совпадает с условием плавания ШМ:

$$g = \frac{3QE_0}{4\pi R^3(\rho - \rho_{ex})} \quad (2)$$

или в безразмерном виде:

$$\eta = 3\sqrt{\frac{Ww}{\pi}}.$$

На рис. 1 представлены для различных радиусов ШМ две кривые: кривая 1 – соответствующая критическому условию электростатической неустойчивости заряженной ШМ в однородном

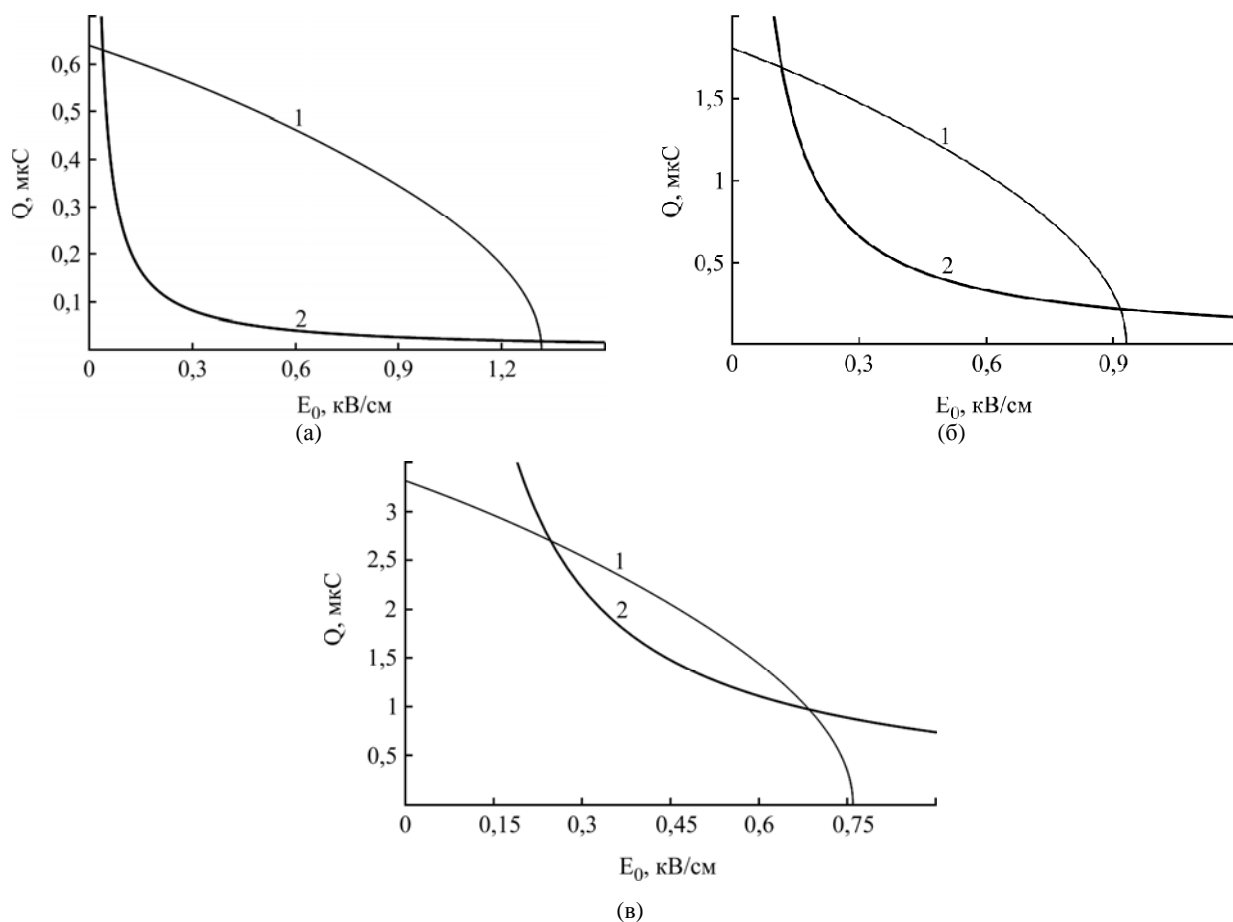


Рис. 1. Критические условия электрогидродинамической устойчивости поверхности заряженной ШМ во внешнем электростатическом поле (линия 1) и условие плавления ШМ в среде (линия 2), рассчитанные при $\sigma = 73$ дин/см, $g = 980,7$ см/с², $\rho_{ex} = 0,0012$ г/см³, $\rho/\rho_{ex} = 1,05$. (а) $R = 10$ см; (б) $R = 20$ см; (в) $R = 30$ см.

электростатическом поле и поле сил тяжести (1) и кривая 2 – соответствующая условию плавления (2). Область, находящаяся под линией 1, соответствует устойчивости ШМ, над линией 1 – условиям неустойчивости. Однако ШМ будет «висеть в воздухе» только при значении собственного заряда шаровой молнии Q и значении напряженности внешнего электростатического поля E_0 , которые удовлетворяют условию плавления (2), то есть лежат на кривой 2, для различных радиусов ШМ. Смещение значений Q и E_0 с кривой 2 приведет к нарушению равновесия между архимедовой, кулоновской и гравитационной силами, и ШМ придет в движение.

Таким образом, при значениях Q и E_0 , находящихся под линией 2, силы, действующие на ШМ, окажутся не скомпенсированными, и ШМ будет опускаться к земле, при значениях Q и E_0 , находящихся над линией 2, – подниматься вверх от земли. При противоположном знаке заряда ШМ, при изменении направления вектора напряженности на противоположное, при движении облаков ситуация меняется «с точностью до наоборот»: при значениях Q и E_0 , находящихся под линией 2, – подниматься вверх от земли, при значениях Q и E_0 , находящихся над линией 2, – опускаться к земле.

Как видно из рисунков, «висящая» в воздухе ШМ имеет две точки пересечения с кривой 1, одна соответствует большому собственному заряду и слабому внешнему полю, другая – слабому собственному заряду и сильному внешнему полю. Видно, что с увеличением радиуса ШМ кривые сближаются. Как показывают расчеты, при тех же значениях плотности вещества ШМ и величине коэффициента поверхностного натяжения уже при $R = 35$ см кривая 2 не пересекается с кривой 1, а целиком располагается выше ее. Это означает, что ШМ с $R = 35$ см и фиксированными прочими условиями (такими же, при которых рассчитывались рис. 1а–в) не может быть устойчивой, так как целиком лежит в области неустойчивости. Чтобы получить устойчивую ШМ большего размера, следует уменьшить плотность вещества ШМ, при которой производится расчет.

С увеличением радиуса ШМ точки пересечения кривых 1 и 2 «висящей» ШМ смещаются: левая – в сторону больших полей и меньших зарядов, правая – наоборот. При дальнейшем увеличении радиуса ШМ область допустимых значений Q и E_0 , при которых шаровая молния будет неподвижна, уменьшается. И будет уменьшаться до тех пор, пока не останется

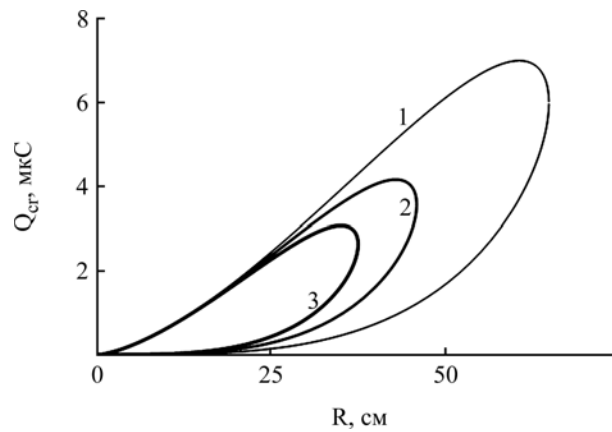


Рис. 2. Зависимость критических значений заряда плавающей ШМ от ее радиуса при различных плотностях вещества ШМ: 1 – $\rho/\rho_{ex} = 1,015$; 2 – $\rho/\rho_{ex} = 1,03$; 3 – $\rho/\rho_{ex} = 1,045$. Рассчитано при $\sigma = 73$ дин/см; $g = 980,7$ см/с²; $\rho_{ex} = 0,0012$ г/см³.

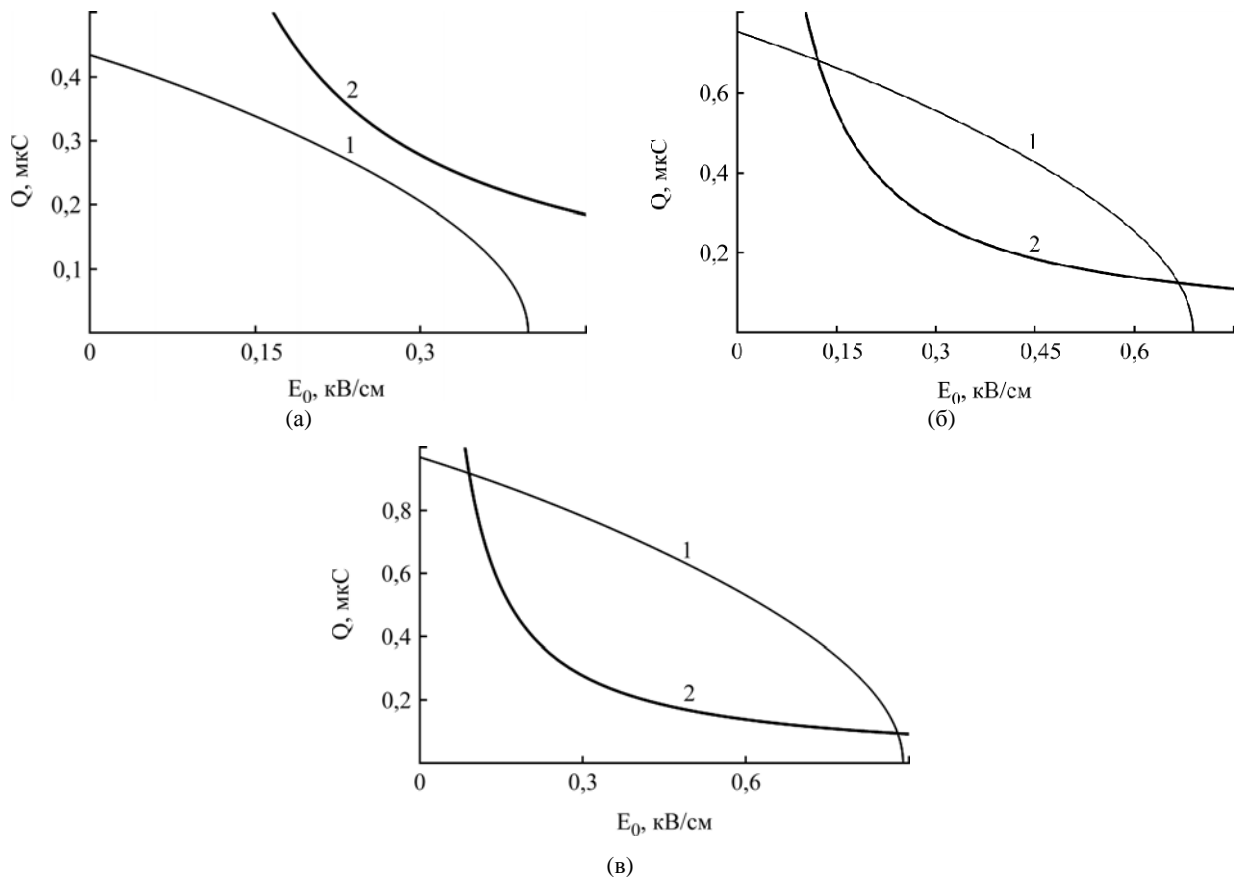


Рис. 3. Критические условия электрогидродинамической устойчивости поверхности заряженной ШМ во внешнем электростатическом поле (линия 1) и условие плавления в среде (линия 2) при различных значениях величины коэффициента поверхностного натяжения: (а) $\sigma = 10$ дин/см; (б) $\sigma = 30$ дин/см; (в) $\sigma = 50$ дин/см. Рассчитано при $R = 15$ см; $g = 980,7$ см/с²; $\rho_{ex} = 0,0012$ г/см³; $\rho/\rho_{ex} = 1,05$.

одна точка, которая будет соответствовать максимально возможному размеру устойчивой при данных условиях ШМ и единственном соотношении между Q и E_0 , при котором она будет неподвижна.

Если построить зависимость координат точек пересечения кривых 1 и 2 в системе координат «заряд – радиус» от радиуса ШМ, то получатся кривые типа приведенных на рис. 2 для различных отношений плотности вещества ШМ к плотности окружающего воздуха: ρ/ρ_{ex} . Из рис. 2 видно, что максимальный радиус ШМ при фик-

сированных значениях прочих физических величин ограничен. Во всяком случае существование ШМ с радиусами порядка метра и больше, как об этом сообщают иногда свидетели, сомнительно.

Следует отметить, что о ШМ больших размеров очевидцы сообщают, как правило, на основании оценки угловых размеров наблюдаемой ШМ, а сами подобные наблюдения осуществляются с большого расстояния [4, 6]: так, по данным [4], на основании 965 описаний наблюдений ШМ в 0,173 от общего числа описаний наблюдения велось более чем с 50 м; по данным [6], на

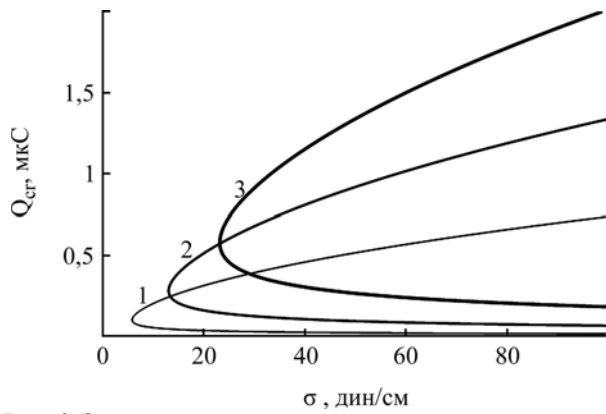


Рис. 4. Зависимость критических значений заряда плавающей ШМ от величины коэффициента поверхностного натяжения вещества ШМ при $g = 980,7 \text{ см/с}^2$; $\rho_{ex} = 0,0012 \text{ г/см}^3$; $\rho/\rho_{ex} = 1,05$. 1 – $R = 10 \text{ см}$; 2 – $R = 15 \text{ см}$; 3 – $R = 20 \text{ см}$.

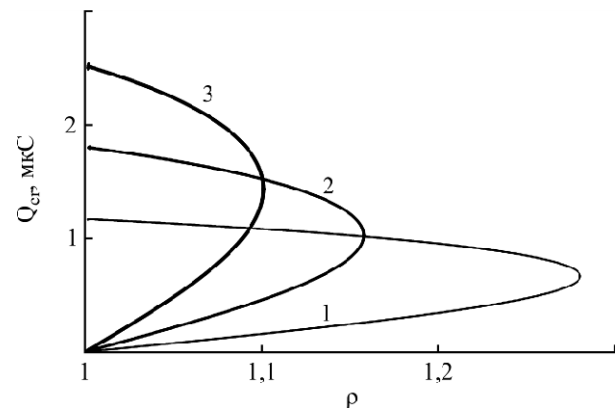


Рис. 5. Зависимость критического значения заряда плавающей ШМ от относительной ее плотности вещества для различных радиусов: 1 – $R = 15 \text{ см}$; 2 – $R = 20 \text{ см}$; 3 – $R = 25 \text{ см}$. Рассчитано при $\sigma = 73 \text{ дин/см}$; $g = 980,7 \text{ см/с}^2$; $\rho_{ex} = 0,0012 \text{ г/см}^3$.

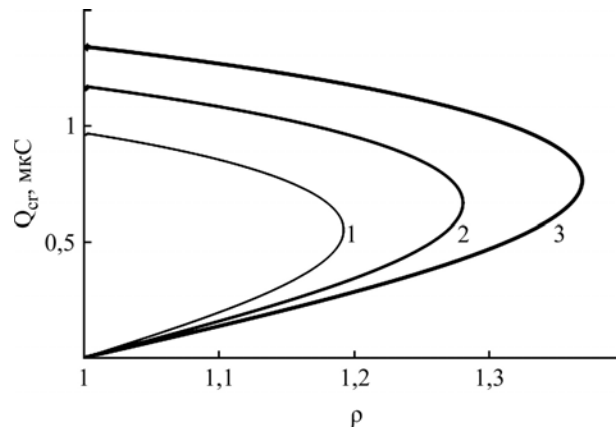


Рис. 6. Зависимость критического значения заряда плавающей ШМ от относительной плотности ее вещества при различных значениях коэффициента поверхностного натяжения: 1 – $\sigma = 50 \text{ дин/см}$; 2 – $\sigma = 73 \text{ дин/см}$; 3 – $\sigma = 96 \text{ дин/см}$. Рассчитано при $R = 15 \text{ см}$; $g = 980,7 \text{ см/с}^2$; $\rho_{ex} = 0,0012 \text{ г/см}^3$.

основании 1440 описаний наблюдение велось более чем с 50 м в 0,128 доли описаний. Другими словами, условия наблюдения ШМ больших размеров допускают ошибку по порядку величины.

Из рис. 2 видно, что с увеличением ρ/ρ_{ex} максимальный радиус ШМ, которая может существовать при фиксированных значениях прочих физических величин, уменьшается.

На рис. 3 приведены кривые, качественно аналогичные изображенным на рис. 1: кривая 1 соответствует критическому условию электростатической неустойчивости заряженной ШМ в однородном электростатическом поле и поле сил тяжести (1) и кривая 2 соответствует условию плавания (2). Но они рассчитаны для конкретного радиуса ШМ и различных значений величины коэффициента поверхностного натяжения. Прочие физические параметры приняты такими же, как и при расчетах на рис. 1. Видно, что с ростом величины коэффициента поверхностного натяжения кривые 1 и 2 на рис. 3 разъезжаются, увеличивается и расстояние между положениями точек пересечения кривых 1 и 2. Рис. 3а иллю-

стрирует ситуацию, когда не существует точек пересечения кривых 1 и 2, то есть нет устойчивых состояний ШМ. Рис. 3б построен при слишком малой величине коэффициента поверхностного натяжения ШМ, который, как следует из сказанного, должен иметь минимальную (достаточно большую) величину.

Как видно из условия (2), коэффициент поверхностного натяжения σ не влияет на условие неподвижности шаровой молнии, но с ростом σ в соответствии с (1) область устойчивости шаровой молнии увеличивается (на рис. 3, кривая 1 смещается от начала координат).

На рис. 4 изображена зависимость критических значений собственного заряда ШМ от величины коэффициента поверхностного натяжения σ , то есть множество решений системы уравнений (1) и (2), построенных в зависимости от σ при различных значениях радиуса ШМ (номера кривых на этом рисунке следующие: 1) $R = 10 \text{ см}$, 2) $R = 15 \text{ см}$, 3) $R = 20 \text{ см}$). Видно, что с ростом радиуса ШМ расчетные кривые смещаются вверх и вправо и что для каждого радиуса имеется оптимальное значение σ . При

росте σ область устойчивости ШМ увеличивается. Чем больше радиус ШМ, тем больше минимальное значение коэффициента поверхностного натяжения, при котором она может существовать.

На рис. 5 изображена зависимость критических значений собственного заряда плавающей ШМ от относительной плотности ее вещества, то есть множество решений системы уравнений (1) и (2), построенных в зависимости от ρ , при $\sigma = 73$ дин/см, $g = 980,7$ см/с², $\rho_{ex} = 0,0012$ г/см³, $R = 15$ см (кривая 1), $R = 20$ см (кривая 2) и $R = 25$ см (кривая 3). Несложно заметить, что с ростом радиуса ШМ максимально допустимое отношение плотностей снижается.

Сходные выводы следуют из рис. 6, на котором изображена зависимость критических значений собственного заряда ШМ от относительной плотности ее вещества при различных значениях величины коэффициента поверхностного натяжения: $\sigma = 50$ дин/см (кривая 1), $\sigma = 73$ дин/см (кривая 2) и $\sigma = 96$ дин/см (кривая 3). Из проведенного анализа следует, что чем больше значение коэффициента поверхностного натяжения у ШМ, тем больше критическое значение плотности ее вещества.

Следует отметить, что расчетные величины зарядов ШМ во всех случаях получаются порядка единиц микрокулон.

ШМ иногда видят поднимающейся к облакам или падающей на землю (см. таблицу). Такие виды движения, по-видимому, связаны с тем, что при изменении внешней обстановки (например, при изменении величины напряженности электростатического поля у поверхности земли из-за грозового разряда или передвижения облаков) нарушается баланс сил в условии плавания ШМ. Баланс сил в условии плавания ШМ может нарушаться и в результате теплообмена с окружающей средой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На особенности движения и существования ШМ накладываются ограничения, связанные с наличием у нее электрического заряда, внешнего электрического поля с отличной от нуля напряженностью и выталкивающей силы (силы Архимеда). Другими словами, ШМ плавает в воздухе в состоянии баланса действующих на нее сил. В итоге физико-химические свойства ШМ не произвольны, а связаны между собой, диапазоны их возможного варьирования ограничены. Так, линейный размер ШМ не может быть больше определенной (небольшой) величины, измеряемой десятками сантиметров при заданных значениях прочих физических величин.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-01-00170-а и 14-08-00240-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brand W. *Der Kugelblitz. Probleme der Kosmischen Physik*. Hamburg: H. Grand, 1923. 170 p.
2. Имянитов И.М., Тихий Д.Я. *За гранью закона*. Ленинград: Гидрометеиздат, 1967. 141 с.
3. Сингер С. *Природа шаровой молнии*. Пер. с англ. М.: Мир, 1973. 239 с.
4. Стаханов И.П. *Физическая природа шаровой молнии*. М.: Атомиздат, 1979. 242 с.
5. Барри Дж. *Шаровая молния и четочная молния*. Пер. с англ. М.: Мир, 1983. 285 с.
6. Григорьев А.И. *Шаровая молния*. Ярославль: Изд. ЯрГУ, 2010. 200 с.
7. Rayle W.D. *Ball Lightning Characteristics*. NASA Tehnical Note D-3188. 1966.
8. McNally J.R.Jr. *Preliminary Report on the Ball Lightning. Second Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of the American Physical Society*. Gatlinburg. 1960, (2–5), Paper J-15. P. 1–25.
9. Григорьев А.И., Петрушов Н.А., Ширяева С.О. *Сборник трудов XI Международной конференции «Волновая электрогидродинамика проводящей жидкости. Долгоживущие плазменные образования и малоизученные формы естественных электрических разрядов в атмосфере»*. 04–07 июля 2015 года, Ярославль, ЯрГУ им. П.Г. Демидова, 2015. С. 43–56.
10. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Белавина Е.И. *ЖТФ*. 1989, **59**(6), 27–34.
11. Ширяева С.О., Петрушов Н.А., Григорьев А.И. *ЖТФ*. 2015, **85**(8), 33–39.
12. Rayleigh (Strutt J.W.) *Phil Mag*. 1882, **14**, 184–186.
13. Taylor G.I. *Proc Roy Soc London*. 1964, **A280**, 383–397.
14. Macky W.A. *Proc Roy Soc London*. 1931, **A133**(882), 565–587.
15. Zeleny J. *Phys Rev*. 1917, **10**(1), 1–6.
16. Zeleny J. *Phys Rev*. 1920, **16**(2), 102–125.
17. Garton C.G., Krasucki Z. *Trans Faraday Soc*. 1964, **60**, 211–226.
18. Wilson C.T., Taylor G.I. *Proc Cambridge Phil Soc*. 1925, **22**, 728–730.
19. Morrison C.A., Leavitt R.P., Wortman D.E. *J Fluid Mech*. 1981, **104**, 886–897.

Поступила 19.10.15

Summary

Using the analogy between the charged drop hanging in an electrostatic sub-weight and the ball lightning with an electric charge and floating in the air in the superposition of gravitational and electrostatic fields, two phenomena differing only by the role of the Archimedes forces conclusions are made concerning the role of those or other physical properties of ball lightning in the peculiarities of its movement and existence. It is shown that at the fixed physical parameters of ball lightning its radius cannot exceed a certain size. The same can be told about the relation of the density of the substance of ball lightning and environment, and also about the value of its coefficient of a superficial tension.

Keywords: ball lightning, charge, density, surface tension.