

03

Возбуждение низкочастотных колебаний водной поверхности в электростатическом поле

© А.М. Орлов, И.О. Явтушенко, М.В. Чурилов

Ульяновский государственный университет
E-mail: OrlovAM@ulsu.ru

Поступило в Редакцию 29 января 2010 г.

Изучалось поведение жидкости в межэлектродном воздушном пространстве с индуцированным электрическим зарядом на одном из электродов. Исследовано физическое воздействие электростатического поля на неподвижную водную поверхность. Отмечено, что формирование конических выступов на водной поверхности ($1000 \leq U \leq 12000 \text{ V}$) ограничивается плазменным разрядом, обеспечивающим циклическое колебание жидкости с постоянной частотой f . Изменение частоты с потенциалом имеет ступенчатый характер. Изменение потенциала в пределах 500–900 V не приводит к существенным изменениям f , но последующая трансформация U сопровождается резонансной сменой частот в узком диапазоне напряжений (20–40 V).

Явление неустойчивости поверхности капли по отношению к собственному или индуцированному заряду представляет большой интерес в связи с многочисленными академическими [1–4] и техническими [5–7] приложениями. При наличии внешнего электрического поля на проводящую или диэлектрическую жидкость действуют электрические силы, заставляющие ее смещаться, перемещаться или деформироваться. Несмотря на теоретическую или экспериментальную констатацию этих фактов, нами не встречено работ, фиксирующих резонансное колебание формируемых в жидкости выступов в постоянном электростатическом поле. Поэтому основная цель наших исследований заключалась в экспериментальном подтверждении и изучении условий резонансного колебания жидкости в межэлектродном воздушном пространстве с индуцированным электрическим зарядом на одном из электродов.

Объектом исследований служил 1%-ный водный раствор серной кислоты. Источником напряжения U являлась батарея конденсаторов общей емкостью 4 μF . Зарядное устройство позволяло снимать с конден-

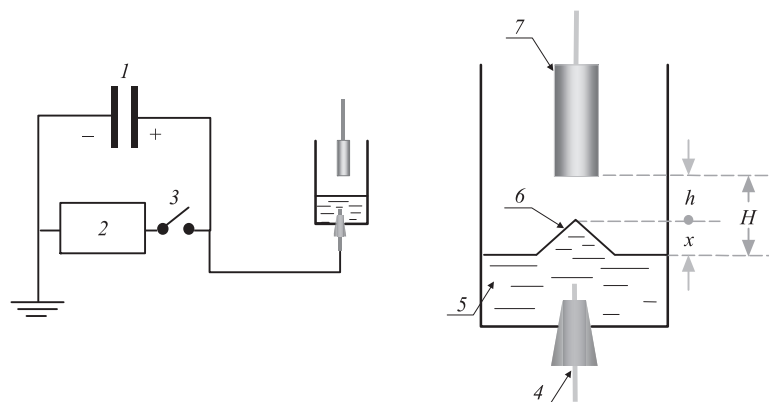


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема установки, используемой при исследовании низкочастотных колебаний выступов водной поверхности в электростатическом поле: 1 — батарея конденсаторов, 2 — зарядное устройство, 3 — выключатель, 4 — медный электрод в резиновой пробке, 5 — водный раствор, 6 — выступ, сформированный в электростатическом поле на водной поверхности, 7 — медный цилиндр со штоком.

саторной батареи (в дальнейшем — конденсатора) любое напряжение в пределах 100–12 000 V.

Электрическая схема и общий вид установки представлены на рис. 1. Опыты проводились в стеклянной емкости с внутренним диаметром $\varnothing 63$ и высотой 115 мм. В днище емкости по центру просверливалось отверстие $\varnothing 12$ мм. Положительный полюс конденсатора соединялся с запрессованным в резиновую пробку медным электродом $\varnothing 2$ мм, который возвышался над торцом резиновой пробки на 5 ± 0.5 мм. Пробка с электродом герметично фиксировалась в отверстии стеклянной емкости. Отрицательный полюс конденсатора заземлялся. Емкость заполнялась электролитом, уровень которого на 7 ± 1 мм возвышался над торцом нижнего (положительного) электрода. Над раствором вертикально размещался не заземленный медный цилиндр $\varnothing 7.8$ и высотой 25 мм, совмещенный резьбовым соединением с 200-мм Cu-штоком $\varnothing 2$ мм. Шток жестко фиксировался в текстолитовом изоляторе. Воздушный зазор H между торцом цилиндра и поверхностью раствора контролировался при $U = 0$ с точностью ± 0.25 мм.

При подаче положительного потенциала $U \approx (3-4) \cdot 10^3 \text{ V}$ от заряженного конденсатора к нижнему электроду на свободной водной поверхности под нависающим медным цилиндром начинал расти водяной выступ конической формы. Угол при вершине конуса в предпробойном состоянии приблизительно соответствовал углу Тейлора $98-99^\circ$ [1]. При подъеме выступа на определенную высоту $x(U, H)$ над водной поверхностью между нависающим торцом медного цилиндра и вершиной конуса происходил искровой разряд, приводящий к быстрому проседанию выступа и появлению на водной поверхности, бегущей от центра волны. Сразу после провала выступ начинал расти вновь. Максимальное время подъема при минимальных напряжениях ($\sim 4.66 \text{ kV}$ при $H = 3.5 \text{ mm}$) могло достигать $8-10 \text{ s}$ и соответствовало межразрядному временному промежутку, плавно уменьшающемуся с увеличением U . Эти пульсации еще не достигают режима резонансных колебаний. При более высоких напряжениях зависимость частоты колебания f от потенциала U становится ступенчатой.

При постоянстве параметров опыта спровоцированный разрядом колебательный процесс мог продолжаться сколь угодно долго. Каждый искровой разряд регистрировался радиотехническими средствами с записью информации на цифровом запоминающем осциллографе. По числу одиночных или сгруппированных разрядных импульсов за контролируемый промежуток времени определяли частоту f колебаний выступов. Основные результаты этих исследований представлены на рис. 2. Здесь же приведена и зависимость частоты искрового разряда между положительным электродом, выступающим из раствора на 1.9 mm , и нависающим медным цилиндром (3, рис. 2). Вопреки монотонному изменению $f(U)$ этой кривой погруженный в раствор электрод радикально меняет частотную зависимость искрового разряда с напряжением: на кривых 1, 2 и 4 (рис. 2) отчетливо проявляются резонансные всплески первого, второго, третьего порядков и предшествующие им широкие интервалы напряжений с практически неизменной частотой разряда.

Резонансные всплески реализуются в очень узком диапазоне напряжений, ширина которого не превышает $20-40 \text{ V}$. При этом каждый последующий резонансный всплеск, как и соответствующие им площадки, все менее отчетливо проявляется на кривой¹, и в пределе фиксируется

¹ Фиксируемый при этом разброс точек по f остается кратным частоте колебаний $f(U)$ первой площадки.

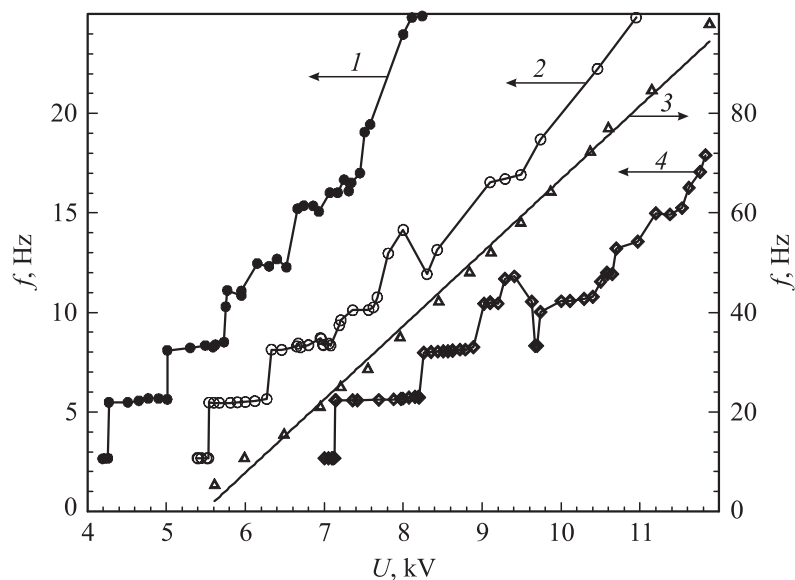


Рис. 2. Частотная характеристика искрового разряда в межэлектродном воздушном зазоре: 1, 2 и 4 — между образовавшимся водным выступом и торцом медного цилиндра ($H = 2.58, 3.13$ и 3.82 mm соответственно); 3 — между двумя металлическими электродами с межцентровым расстоянием 1.87 mm (оцененным по пробивному напряжению), один из которых (анод) выступает из раствора на 1.9 mm. Воздушный зазор между водной поверхностью и нависающим электродом соответствует 3.77 mm.

лишь монотонный рост $f(U)$ с явной тенденцией выхода на зависимость первого типа (3, рис. 2).

Величина потенциала радикально влияет на глубину проседания выступа после искрового разряда. При малых напряжениях (до 4 kV) выступы, после каждого искрового разряда, успевают совершать несколько $5-7$ быстро затухающих колебаний. При потенциалах первых площадок ($f \approx 2.7$ Hz) вспученная область после искрового разряда почти не погружается ниже уровня электролита, и вынужденная частота колебаний жидкости в точности соответствует частоте спаренных (реже одиночных) искровых разрядов. При потенциалах следующих площадок глубина проседания выступов после разряда уменьшается:

она оказывается тем меньше, чем больше U . При больших напряжениях, соответствующих линейному изменению $f(U)$, выступ визуально кажется неподвижным, а частота разряда превышает 25 Hz.

Еще одна особенность связана с воспроизводимостью потенциалов частотных переходов: режимы резонансных всплесков хорошо воспроизводятся, если дублирующие опыты проводятся в пределах² первых 20–30 min в едином цикле, без какого-либо воздействия на ранее установленное значение H , оцениваемое при $U = 0$. Однако кривая может заметно смещаться вдоль оси напряжений (в пределах ± 500 V) при переустановке H . Влияние H на потенциал резонансного перехода особенно отчетливо проявляется при дозированном изменении уровня водного раствора. Так, при одном и том же значении предельного потенциала, например, первой площадки, резонансный всплеск происходит при добавлении в ячейку всего одной капли воды (36.19 mg), повышающей уровень раствора (уменьшающей H) всего на 11.6 μ m. Такая сильная зависимость требует более точной оценки H .

Для выявления взаимного расположения кривых вдоль оси напряжений при различных H мы провели специальный цикл исследований, сущность которых заключалась в более точной фиксации ширины воздушного зазора между торцом верхнего цилиндра и гладью водной поверхности по первому резонансному всплеску. Для этого устанавливали стартовое значение $H = 3 \pm 0.25$ mm и плавным изменением напряжения на конденсаторе фиксировали потенциал первого резонансного перехода с последующим отключением зарядного блока и разрядом конденсатора. Затем из исследуемой ячейки бюреткой отбирался контролируемый объем раствора (1.0 ± 0.005 ml), изменяющий уровень электролита на 3 ± 0.0016 mm, и вновь определялось напряжение первого резонансного перехода с последующим обесточиванием конденсатора. После принудительной разрядки конденсатора следовал очередной отбор жидкости и т.д. Результаты этих исследований (1, рис. 3) позволяют по фиксируемому с достаточной точностью напряжению резонансного перехода производить более точную оценку относительного расположения каждой кривой $H(U)$.

Частотные характеристики всех площадок при конкретных значениях H связаны между собою как $f = nf_1$, где $f_1 \approx 2.7$ Hz — частота искрового разряда первой площадки, а $n = 1, 2, 3$ — последовательная

² Этот временной интервал контролируется скоростью естественного испарения жидкости, влияющей на H .

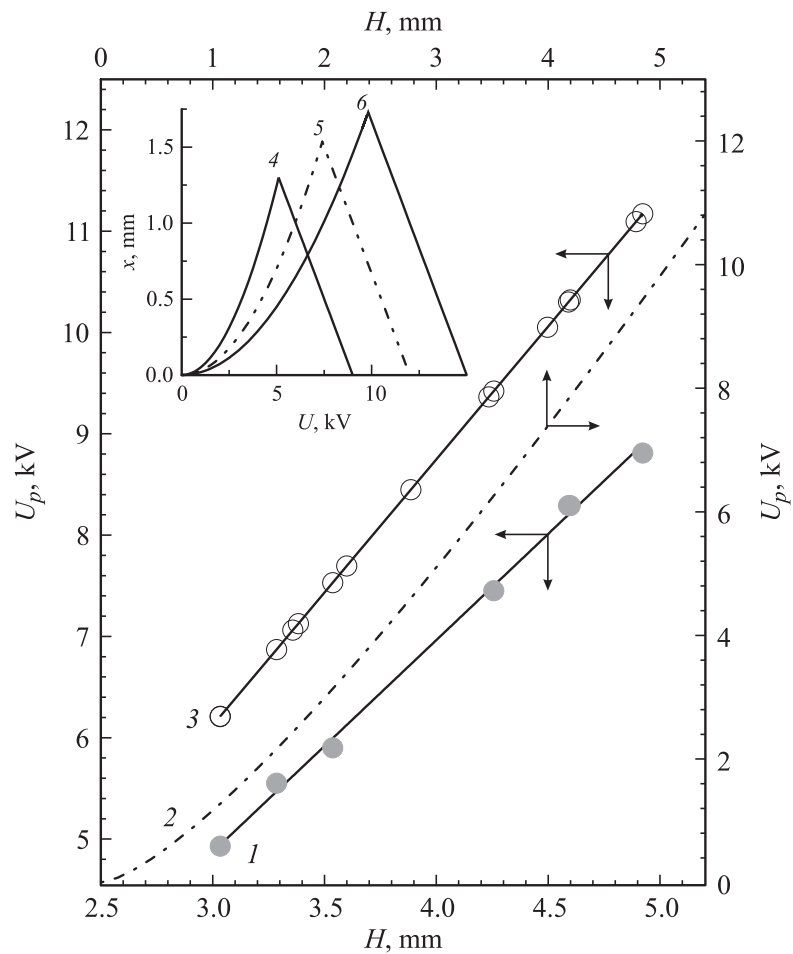


Рис. 3. Влияние ширины межэлектродного пространства H с формирующимся выступом на стартовый потенциал возбуждения плазмы (2) и напряжение резонансного перехода (1,3). Расчет (2) проводился по уравнению (3); 1-я зависимость соответствует резонансному переходу (2.7 → 5.46) Hz; 3-я — (5.65 → 8.13) Hz. На вставке — экстремальное изменение высоты подъема выступа над водной поверхностью, вызванное плазменным разрядом: 4 — $H = 3 \text{ mm}$, 5 — 4 mm ; 6 — 5 mm .

нумерация площадок. Подобные изменения свидетельствуют о резонансном характере смены частот. Очевидно, частота электрического пробоя синхронизирована не только со скоростью поднятия и опускания выступа в электрическом поле, но и с собственной частотой его колебания в матричной жидкости. Резонансные всплески могут быть реализованы лишь при кратном совпадении собственных частот колебаний f формируемого столба жидкости с вынужденными колебаниями, период которых определяется частотой пробоя межэлектродного промежутка.

Вынужденные колебания при фиксированном U провоцируются искровым разрядом в момент поднятия выступа до пробивного промежутка $h = U/E_p$, где $E_p = 30 \text{ kV/cm}$ — пробивная напряженность электрического поля для воздуха. Но как показывает опыт, высота подъема выступа также зависит от U . Поэтому прикладываемое напряжение, прежде всего, должно обеспечить такую высоту подъема конуса, при которой реализуется искровой разряд. Учитывая это, найдем взаимосвязь между контролируемым параметром $H = x + h$ и прикладываемым потенциалом U . Для чего введем дополнительные обозначения: σ — поверхностная плотность заряда; ϵ_a — абсолютная диэлектрическая проницаемость; ρ — плотность раствора; S — эффективная площадь электрода с индуцированным зарядом; E — напряженность электрического поля. При этом учтем, что для любого параметра подстрочные символы „ H “ или „ h “ определяют соответствие параметра данному воздушному зазору (рис. 1), а „ p “ указывает на режим электрического пробоя.

Появление отрицательного электрического заряда на торце свободно висящего незаряженного медного цилиндра связано с электрической индукцией, обеспечивающей разделение имеющихся в проводнике положительных и отрицательных зарядов. Сила взаимодействия

$$F = \frac{\sigma^2 S}{2\epsilon_a} = \frac{\epsilon_a E_H^2 S}{2} \quad (1)$$

между отрицательно заряженной поверхностью медного образца и положительно заряженной поверхностью раствора создает отрицательное давление

$$p = \frac{\epsilon_a E_H^2}{2} = \rho g x, \quad (2)$$

способствующее вытягиванию столба жидкости в направлении верхнего электрода на высоту

$$x = \frac{\varepsilon_a E_H^2}{2\rho g} = \frac{\varepsilon_a}{2\rho g} \left(\frac{U}{H}\right)^2 \quad (3)$$

вплоть до пробивного значения $x = H - h_p$, поэтому каждому H должно соответствовать свое стартовое значение потенциала плазменного разряда. Найдем эту взаимосвязь.

Естественно, минимальное значение разрядного потенциала должно быть согласовано по двум параметрам. Во-первых, оно должно обеспечить искровой разряд между металлическим электродом и вершиной растущего выступа ($U = h_p E_{ph}$), что может произойти лишь при условии $x = H - U/E_{ph}$. Во-вторых, энергия электрического поля должна быть достаточной для подъема выступа на необходимую высоту x , определяемую уравнением (3). Так что координирование параметров происходит при конкретном значении

$$x = H - \frac{U}{E_{ph}} = \frac{\varepsilon_a}{2\rho g} \left(\frac{U}{H}\right)^2, \text{ откуда } U^2 + \frac{2\rho g H^2}{\varepsilon_a E_p} U - \frac{2\rho g H^3}{\varepsilon_a} = 0. \quad (4)$$

Его решение дает хорошо согласующийся с экспериментом (2, рис. 3) результат

$$U = -\frac{\rho g H^2}{\varepsilon_a E_p} + \sqrt{\left(\frac{\rho g H^2}{\varepsilon_a E_p}\right)^2 + \frac{2\rho g H^3}{\varepsilon_a}} \quad (5)$$

и позволяет предсказать, по величине устанавливаемых воздушных зазоров H , численные значения минимальных напряжений, необходимых для пробоя воздушного промежутка между верхним электродом и вершиной формируемого выступа.

Если h оказывается недостаточной для пробоя воздушного зазора ($h < h_p$), то геометрические параметры конуса в электрическом поле остаются неизменными. С ростом потенциала высота поднятия жидкости, согласно (3), увеличивается пропорционально U^2 . Рост ограничивается лишь пробивным напряжением $U = U_p$, последующее увеличение которого способствует пробоя более протяженного h_p , обеспечивающего линейное изменение $x(U) = H - U/E_{ph}$. Так что результирующее уравнение, описывающее изменение высоты подъема выступа с ростом

потенциала, может быть представлено соотношением вида

$$x = \alpha \frac{\varepsilon_a}{2\rho g} \left(\frac{U}{H} \right)^2 + (1 - \alpha) \left(H - \frac{U}{E_{hp}} \right), \quad (6)$$

где α — ступенчатая функция: $\alpha = 1$, если $U < U_{ph}$ и $\alpha = 0$, если $U > U_{ph}$. Этим требованиям удовлетворяет

$$\alpha = \frac{b + |b|}{2b}, \quad \text{где } b = U_{ph} - U.$$

На вставке рис. 3 представлены некоторые результаты расчетов, проведенных по уравнению (6). Подобное изменение $x(U)$ должно оказывать доминирующее влияние на частотные характеристики колеблющейся в электрическом поле жидкости, поскольку частота колебаний непосредственно связана с массой, следовательно, и с высотой выступа x . Именно этим объясняются резонансные смены частот колеблющихся выступов при любых фиксированных H .

Таким образом, в работе вскрыт механизм формирования, подъема и колебания выступа на водной поверхности в электростатическом поле разной напряженности, созданном индуцированным зарядом. Теоретически и экспериментально установлено изменение высоты подъема выступа с потенциалом. Определен режим плазменного разряда на вспученной поверхности выступа, который реализуется лишь в постэкстремальной зоне напряжений, характеризующихся резонансной сменой частот колебаний.

Список литературы

- [1] *Taylor G.I.* // Proc. Roy. Soc. London. 1964. V. A 280. P. 383–397.
- [2] *Петрин А.Б.* // ЖЭТФ. 2007. Т. 132. В. 6 (12). С. 1409–1414.
- [3] *Майков И.Л., Директор Л.Б.* // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. В. 6. С. 1314–1321.
- [4] *А.И. Григорьев* // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 7. С. 41–47.
- [5] *Francois M., Shyy W.* // Progr. Aerospace Sci. 2002. V. 38. N 4–5. P. 275–304.
- [6] *Georjon T.L., Reitz R.D.* // Atomization Sprays. 1999. V. 9. P. 231–254.
- [7] *Paradis P.-F., Ishikawa T., Yoda S.* // Int. J. Thermophys. 2003. V. 24. N 4. P. 1121–1136.