

## МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

## Простые лекционные демонстрации неустойчивости и самоорганизации

В.В. Майер, Е.И. Вараксина, В.А. Саранин

*Для демонстрации явления самоорганизации предлагается использовать слой диэлектрической жидкости, в котором создано электрическое поле. Источником поля является распределённый заряд, переносимый на поверхность жидкости коронным разрядом с острия. Изложена теория явления. Проведена аналогия с неустойчивостью Рэлея–Тейлора и осуществлено сравнение с неустойчивостью Бенара. Обоснованы возможность и целесообразность использования рассмотренного явления для демонстраций в лекциях как по естественным, так и по гуманитарным дисциплинам.*

PACS numbers: 01.50.My, 01.55.+b, 05.65.+b, 47.20.Bp, 47.20.Ma

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201411g.1249

### Содержание

1. Введение (1249).
  2. Самоорганизация в поле коронного разряда (1249).
  3. Неустойчивость слоя жидкости в электрическом поле (1250).
  4. Экспериментальное обоснование теоретической модели (1252).
  5. Аналогия с неустойчивостью Рэлея–Тейлора (1253).
  6. Сравнение с явлением Бенара (1253).
  7. Заключение (1254).
- Список литературы (1254).

### 1. Введение

Изучение явлений самоорганизации в системах различной природы относится к предметной области науки, называемой синергетикой. Под самоорганизацией в физике понимают самопроизвольное установление в неравновесных диссипативных средах устойчивых регулярных структур. Первые теоретические исследования синергетических явлений были проведены около полувека назад И. Пригожиным с сотрудниками и вслед за ними Г. Хакеном. Установлено, что самоорганизация происходит в открытых нелинейных системах при определённом критическом значении внешнего потока вещества или энергии. Наиболее известный и детально изученный пример самоорганизации — шестигранные конвективные ячейки Бенара, возникающие при подогреве горизонтального плоскопараллельного слоя жидкости снизу. К физическим явлениям самоорганизации

относятся также рябь Фарадея, вихревая дорожка Кармана, вихри Тейлора, генерация лазерного излучения и т.д.

В современных естественнонаучных дисциплинах явления неустойчивости и самоорганизации всегда упоминаются, а в курсах физики изучаются [1], но демонстрируются редко. Дело в том, что демонстрация, например, шестигранных ячеек Бенара требует использования хотя и простой по идее, но сравнительно громоздкой и неудобной в обращении экспериментальной установки, занимает заметное время и не позволяет показать в динамике переход от одной диссипативной структуры к другой. Для того чтобы обеспечить наблюдение вихрей Тейлора аудиторией, нужно изготовить специальный и довольно сложный в механическом отношении физический прибор [2].

Наиболее приемлемы на лекции такие демонстрации явлений неустойчивости и самоорганизации открытых систем, которые не требуют особой подготовки, используют общедоступное оборудование и занимают не более нескольких минут. Сформулированному критерию полностью удовлетворяют явление неустойчивости горизонтального слоя вязкой жидкости на нижнем торце пластинки и процесс образования ячеистой структуры в слое диэлектрической жидкости, находящемся в поле коронного разряда [3].

### 2. Самоорганизация в поле коронного разряда

На рисунке 1 приведена фотография предлагаемой демонстрационной установки. Над горизонтально расположенной металлической пластиной 1 находится ориентированная вертикально игла 2. Пластина и игла соединены с полюсами маломощного источника высокого напряжения 3. На пластину направлен объектив веб-камеры 4, сигнал с которой после обработки компьютером даёт изображение на мониторе 5 и на большом экране с помощью мультимедийного проектора.

**В.В. Майер, Е.И. Вараксина, В.А. Саранин.**

Глазовский государственный педагогический институт им. В.Г. Короленко, физический факультет, ул. Первомайская 25, 427621 Глазов, Удмуртская Республика, Российская Федерация  
E-mail: mvv2011@list.ru, saranin@ggpi.org

Статья поступила 5 марта 2014 г.

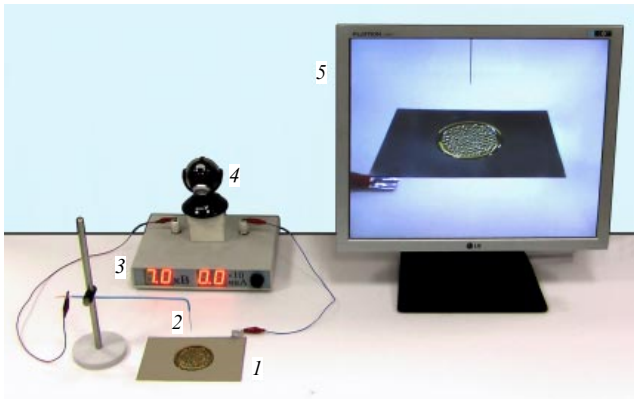


Рис. 1. Экспериментальная установка для демонстрации самоорганизации в поле коронного разряда: 1 — металлическая пластина, 2 — игла, 3 — источник высокого напряжения, 4 — веб-камера, 5 — монитор компьютера.

При демонстрации на пластину наносят каплю трансформаторного или машинного масла, иглу помещают над центром капли вертикально на расстоянии нескольких сантиметров и постепенно повышают напряжение между электродами. При этом капля растекается по поверхности пластины так, что приобретает форму близкого к плоскопараллельному слою, ограниченного круглым валиком. Высота валика такова, что жидкость в нём гидростатическим давлением уравнивает электростатическое давление на центральную область капли. Установлено, что электростатическое давление вызвано не столько электрическим ветром, сколько взаимодействием поверхности капли, заряженной коронным разрядом, с металлической подложкой.

При определённом напряжении поверхность жидкости внезапно теряет устойчивость и на ней появляются возмущения, которые хорошо видны в отражённом свете. Небольшое увеличение напряжения приводит к возникновению упорядоченной структуры, состоящей из более или менее правильных ячеек. При данном напряжении необходимо определённое время для стабилизации упорядоченной структуры. Возможно, полная стабилизация ячеек не происходит ни при каком напряжении. Дальнейшее повышение напряжения вызывает уменьшение размеров ячеек, которые непрерывно возникают и исчезают, образуя в каждый данный момент времени определённую структуру. Если для выполнения эксперимента используются капля трансформаторного масла толщиной 2 мм и стальная швейная игла, острие которой, имеющее радиус закругления 0,05 мм, расположено на расстоянии 50 мм от капли, то поверхность масла теряет устойчивость при напряжении примерно 6 кВ, а при 20 кВ наблюдаются энергичное появление и исчезновение мелких ячеек. На рисунке 2 приведена фотография типичной ячеистой структуры растекшейся в поле коронного разряда капли масла.

Явление, очевидно, объясняется тем, что при коронном разряде ионы соответствующего знака с острия оседают на поверхности капли, создавая на ней заряд определённой плотности. При этом внутри масла возникает электрическое поле с напряжённостью  $E$ , направленной вертикально. Это поле дополнительно к гидростатическому и капиллярному создаёт в жидкости электростатическое давление  $p_e = \epsilon_0 \epsilon E^2 / 2$ , которое вызывает



Рис. 2. Капля масла в поле коронного разряда.

неустойчивость поверхности масла и разбиение капли на закономерно расположенные ячейки. Таким образом, в опыте развитие неустойчивости приводит к самоорганизации слоя жидкости.

### 3. Неустойчивость слоя жидкости в электрическом поле

Для определения порога возникновения неустойчивости гравитационно-капиллярной волны в электрическом поле необходимо получить дисперсионное соотношение, связывающее инкремент волны  $\alpha$  и волновое число  $k$ . Вывести это соотношение можно различными способами [4]. Однако наиболее простым и наглядным нам представляется способ получения дисперсионного соотношения для гравитационно-капиллярных волн, изложенный в [5]. Ему и будем следовать.

Пусть плоскопараллельный слой жидкости плотностью  $\rho$  и толщиной  $h$  находится на бесконечно протяжённом горизонтальном электроде. Введём декартову систему координат так, чтобы ось  $z$  была направлена вертикально вниз, а плоскость  $z = 0$  совпадала с поверхностью жидкости, находящейся в равновесии (рис. 3). Будем считать электрическое поле сосредоточенным только в жидкости, однородным, направленным по оси  $z$  и обозначим его напряжённость как  $E_0$ .

Равновесное давление внутри жидкости равно сумме давления на её поверхности и гидростатического давления:

$$p_r = p_a + \rho g z. \quad (1)$$

Если на поверхности возникает малое возмущение

$$z = \xi(t, x) = \xi_1(t) \exp(-ikx), \quad (2)$$

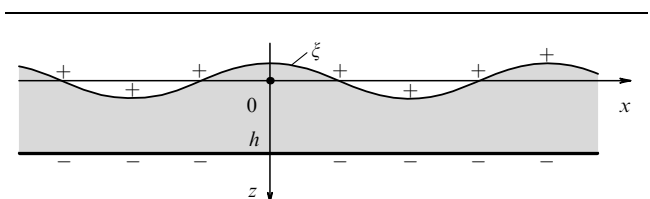


Рис. 3. К теории неустойчивости поверхности жидкости в электрическом поле.

то движение идеальной жидкости можно считать потенциальным и использовать линеаризованное уравнение Эйлера

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p, \quad (3)$$

где  $|p| \ll p_r$  — возмущение давления в жидкости. Учитывая уравнение непрерывности  $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$ , для потенциала скорости  $\Phi$  из выражения  $\mathbf{v} = \nabla \Phi$  получаем уравнение Лапласа

$$\Delta \Phi = 0. \quad (4)$$

Выражая в (3)  $\mathbf{v}$  через потенциал  $\Phi$ , имеем

$$\nabla \left( \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} + p \right) = 0. \quad (5)$$

Выражение в скобках в левой части (5) может быть равно некоторой функции времени, которую примем равной нулю [5, с. 36]:

$$\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} + p = 0. \quad (6)$$

Так как при малом возмущении  $\xi$  изменение давления на поверхности складывается из гидростатической и гидродинамической компонент,  $p = \rho g \xi + p_g$ , из (6) получаем

$$p_g = -\rho g \xi - \rho \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_{z=0}. \quad (7)$$

С другой стороны, при наличии электрического поля давление вблизи поверхности жидкости имеет вид [6, с. 94]

$$P = p_a + \frac{\rho \varepsilon_0 E^2}{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{2} (E_n^2 - E_\tau^2). \quad (8)$$

Ввиду несжимаемости жидкости и постоянства электрического поля можно пренебречь стрикционным слагаемым [7, с. 140]. Используя известное соотношение

$$\int_V \operatorname{rot} \mathbf{E} dV = \oint_S (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) dS,$$

вывод которого приведён, например, в [8, с. 589], на поверхности жидкости имеем граничное условие

$$(\mathbf{n} \times \mathbf{E})_{z=\xi} = 0. \quad (9)$$

Это означает отсутствие касательных компонент поля  $E_\tau = 0$ , тогда из (8) получаем

$$P = p_a + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{2} E_n^2.$$

Если на поверхности жидкости возникло возмущение, то напряжённость поля можно представить в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 - \nabla \varphi, \quad \Delta \varphi = 0, \quad (10)$$

где  $\varphi$  — потенциал возмущения поля. Тогда из предыдущей формулы электростатическое давление на поверхности так выражается как

$$P = p_a + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{2} [(\mathbf{E}_0 - \nabla \varphi) \mathbf{n}]^2,$$

где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор нормали к поверхности. Отсюда с точностью до малых первого порядка получаем возмущение электростатического давления

$$p_e = -\varepsilon_0 \varepsilon E_0 \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0}. \quad (11)$$

На поверхности жидкости должен выполняться баланс возмущений давлений: гидродинамическое давление должно быть уравновешено лапласовским и электростатическим:

$$p_g = p_e + \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)_{z=\xi}, \quad (12)$$

$$\frac{1}{R_1} = 0, \quad \left( \frac{1}{R_2} \right)_{z=\xi} = -\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}.$$

Из (7), (11) и (12) получаем

$$-\rho g \xi - \rho \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_{z=0} = -\varepsilon_0 \varepsilon E_0 \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0} - \sigma \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}. \quad (13)$$

Периодические по  $x$  решения уравнения Лапласа (4) для  $\Phi$  и  $\varphi$ , удовлетворяющие граничным условиям при  $z = h$ :  $\varphi(z)_{z=h} = 0$ ,  $(\partial \Phi / \partial z)_{z=h} = 0$ , имеют вид

$$\Phi = C_1(t) \cosh [k(z-h)] \exp(-ikx), \quad (14)$$

$$\varphi = C_2(t) \sinh [k(z-h)] \exp(-ikx).$$

Для определения  $C_2(t)$  воспользуемся граничным условием (9). Нормаль к возмущённой поверхности, согласно [9, с. 406, 407], выражается как

$$\mathbf{n} = \frac{-\mathbf{i} \xi'_x + 0\mathbf{j} + \mathbf{k}}{\sqrt{1 + \xi'^2_x}}.$$

Подставляя это выражение в (9) и учитывая (10), имеем

$$-\left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_{z=0} + \xi'_x E_0 = 0, \quad (15)$$

здесь штрих означает производную по  $x$ . Как следует из формул (2), (14) и (15),

$$C_2 = \frac{E_0}{\sinh(kh)} \xi_1,$$

тогда возмущение электростатического потенциала

$$\varphi = \frac{\sinh [k(z-h)]}{\sinh(kh)} E_0 \xi. \quad (16)$$

Для потенциала скорости имеем кинематическое граничное условие

$$v_z = \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{\partial \xi}{\partial t}. \quad (17)$$

Используя (17), приведём (13) к виду

$$\rho g \xi + \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \varepsilon_0 \varepsilon E_0^2 \coth(kh) k \xi - \sigma k^2 \xi. \quad (18)$$

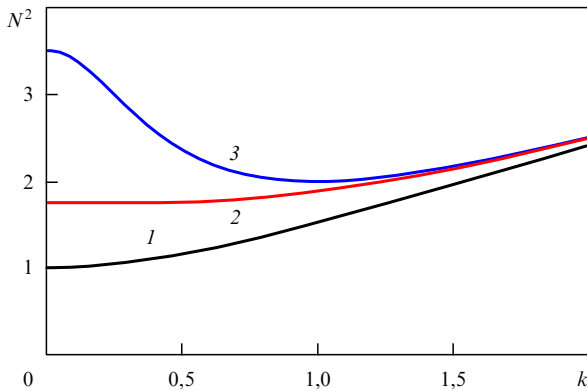


Рис. 4. Зависимость  $N^2(k)$  при разных  $h$ : 1 —  $h = 1$ ; 2 —  $h = \sqrt{3}$ ; 3 —  $h = 3,5$ .

Продифференцируем уравнение (18) по времени и учтём (17):

$$\rho g \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \rho \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \sigma k^2 \frac{\partial \Phi}{\partial z} - k \varepsilon_0 \varepsilon E_0^2 \coth(kh) \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0. \quad (19)$$

Примем  $C_1(t) = \exp(\alpha t)$ , тогда из (14) и (19) находим

$$\rho g k \sinh(kh) + \rho \alpha^2 \cosh(kh) + \sigma k^3 \sinh(kh) - k^2 \varepsilon_0 \varepsilon E_0^2 \coth(kh) = 0.$$

Отсюда получаем дисперсионное соотношение

$$\rho \alpha^2 = [k^2 \varepsilon_0 \varepsilon E_0^2 \coth(kh) - \rho g k - \sigma k^3] \tanh(kh). \quad (20)$$

Неустойчивость наступает при условии  $\alpha^2 > 0$ , критическое поле определяется из условия  $\alpha^2 = 0$  или

$$\varepsilon_0 \varepsilon E_0^2 = \left( \frac{\rho g}{k} + \sigma k \right) \tanh(kh). \quad (21)$$

Далее удобно выбрать единицу измерения длины, равную капиллярной постоянной жидкости  $a = \sqrt{\sigma/\rho g}$ . Тогда (21) можно привести к виду

$$N^2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E_0^2}{\rho g a} = \left( \frac{1}{k} + k \right) \tanh(kh). \quad (22)$$

Зависимость  $N^2(k)$  при разных  $h$  приведена на рис. 4. Из рисунка видно, что, с точки зрения возникновения неустойчивости, при  $h = 1$  наиболее опасны длинноволновые возмущения,  $k = 0$ , а при  $h = 3,5$  наиболее опасны возмущения с волновым числом  $k_m \approx 1$ . Можно показать [4], что локальный минимум на кривой  $N^2(k)$  исчезает при  $h_* = \sqrt{3}a$ .

Таким образом, для  $h > h_*$  ( $h$  в единицах  $a$ ) получаем  $k_m \approx 1$  и  $N^2 = 2 \tanh h$ . Так как уже при  $h = 2$  имеем  $\tanh h = 0,964$ , при  $h > h_*$  можно считать  $N^2 \approx 2$ . Для тонких слоёв жидкости,  $h < h_*$ , имеем асимптотику  $k_m \rightarrow 0$  и  $N^2 = h$ . В размерной форме это даёт  $\varepsilon_0 \varepsilon E_{0m}^2 = \rho g h$ . Тогда для разности между потенциалами заряженной поверхности слоя масла ( $\rho = 0,88 \times 10^3 \text{ кг м}^{-3}$ ,  $\varepsilon = 2,3$ ) и электрода, на котором этот слой находится, получаем

$$U_{0m}^2 = \frac{\rho g}{\varepsilon_0 \varepsilon} h^3 \approx 0,42 h^3. \quad (23)$$

#### 4. Экспериментальное обоснование теоретической модели

Полуколичественное обоснование изложенной теории может быть получено в учебном эксперименте, если использовать цилиндрическую кювету небольшого диаметра с металлическим дном и диэлектрической стенкой. На рисунке 5 приведена серия из четырёх фотографий ячеистой структуры слоя масла при последовательном увеличении разности между потенциалами коронирующей иглы и металлического дна кюветы. Отчётливо видно, что явление носит волновой характер. По объёму масла, заливаемого в кювету, можно оценить толщину слоя и для каждой толщины  $h$  определить критическое напряжение  $U_{0m}$ , при котором поверхность становится неустойчивой.

На рисунке 6 в логарифмическом масштабе приведён график зависимости (23)  $U_{0m}^2 = 0,42 h^3$  (прямая линия) и в

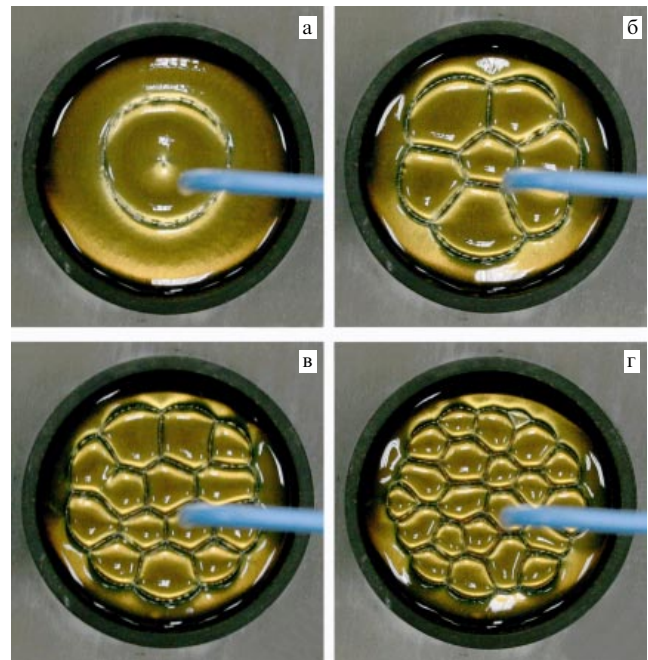


Рис. 5. Ячеистая структура слоя масла при последовательном увеличении разности потенциалов между коронирующей иглой и металлическим дном кюветы при разности потенциалов: (а) 5,8 кВ, (б) 7,8 кВ, (в) 9,3 кВ, (г) 11 кВ.

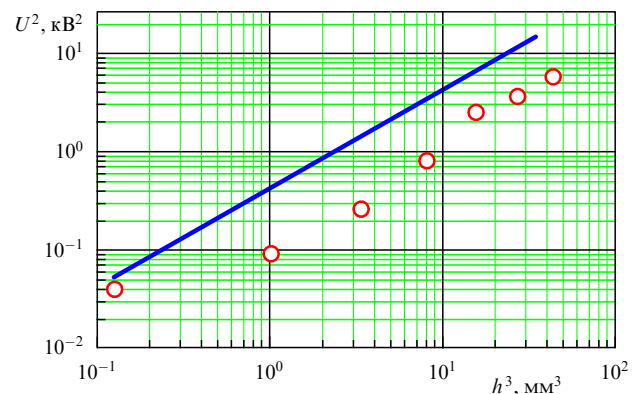


Рис. 6. Зависимость  $U_{0m}^2 = 0,42 h^3$  (прямая линия) и экспериментальные точки, показанные в логарифмическом масштабе.

том же масштабе показаны точки, соответствующие экспериментальным данным. Видно неплохое соответствие результатов эксперимента и теории.

## 5. Аналогия с неустойчивостью Рэлея – Тейлора

Упрощённо можно считать, что описанное явление представляет собой электрический аналог неустойчивости типа Рэлея – Тейлора. Как известно, этот вид неустойчивости имеет место, если над менее плотной жидкостью находится несмешивающаяся с ней более плотная. Тогда любое возмущение приводит к колебаниям плоской границы раздела этих жидкостей. Если длина  $\lambda$  стоячей волны, устанавливающейся на этой границе, превышает критическое значение  $\lambda_*$ , то система становится неустойчивой и находящаяся сверху тяжёлая жидкость во впадинах волны проваливается вниз.

Для того чтобы обеспечить условия, при которых наблюдается неустойчивость Рэлея – Тейлора, достаточно в установке, изображённой на рис. 1, выключить источник высокого напряжения и перевернуть пластинку с нанесённым на неё слоем масла. Снятие напряжения означает, что напряжённость электрического поля  $E_0 = 0$ , и из уравнения (20) получим

$$\rho\alpha^2 = -(\rho g k + \sigma k^3) \tanh(kh). \quad (24)$$

Перевернув пластинку с маслом, можно считать, что вверху находится тяжёлая жидкость, а внизу — лёгкая с пренебрежимо малой плотностью. Чтобы учесть это, достаточно в уравнении (24) изменить знак перед  $g$  на противоположный.

Тогда все возмущения, для которых выполняется условие

$$k^2 < \frac{\rho g}{\sigma}, \quad \text{или} \quad \lambda > \lambda_* = 2\pi\sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}}, \quad (25)$$

вследствие неустойчивости Рэлея – Тейлора будут экспоненциально возрастать. Исследование (24) с изменённым знаком  $g$  на экстремум при  $kh \rightarrow \infty$  показывает, что наиболее быстро возрастают возмущения с длиной волны

$$\lambda = \lambda_{**} = 2\pi\sqrt{\frac{3\sigma}{\rho g}}. \quad (26)$$

В конечном итоге именно они и приводят к формированию периодической структуры, показанной на рис. 7.

Неустойчивость Рэлея – Тейлора нетрудно продемонстрировать на простом опыте. В невысокий сосуд наливают достаточно густое машинное или трансформаторное масло, погружают в него край вертикально расположенной металлической пластинки толщиной порядка 5 мм и поднимают пластинку над сосудом. Масло, стекая по пластинке вниз, образует на её нижнем торце слой, поверхность которого неустойчива. В результате на этой поверхности возникает и растёт гравитационно-капиллярная волна (см. рис. 7), выпуклости которой превращаются в капли, отрывающиеся от пластинки.

Непосредственно на лекции можно измерить линейной длину  $\lambda_{**}$  образующейся волны и подтвердить справедливость выражения (26).

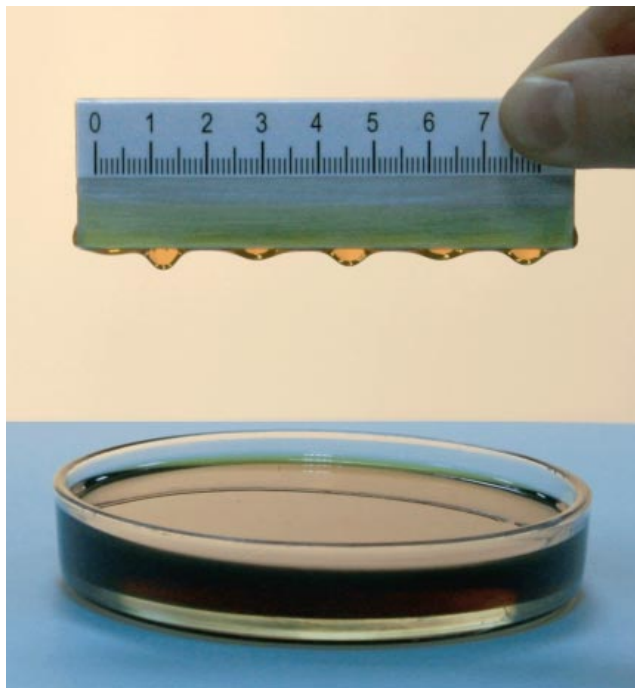


Рис. 7. Образование гравитационно-капиллярной волны на слое масла (неустойчивость Рэлея – Тейлора).

Возвращаясь к явлению неустойчивости поверхности масла в поле коронного разряда, обращают внимание на аналогию между электростатическим давлением на поверхность масла и гидростатическим давлением находящейся над ним более тяжёлой жидкости. И в том и в другом случае внешнее давление на поверхность слоя жидкости приводит к структурированию этого слоя, представляющему собой явление самоорганизации. Но если в первой открытой системе имеется поток энергии извне, то во второй можно говорить о потоке извне вещества.

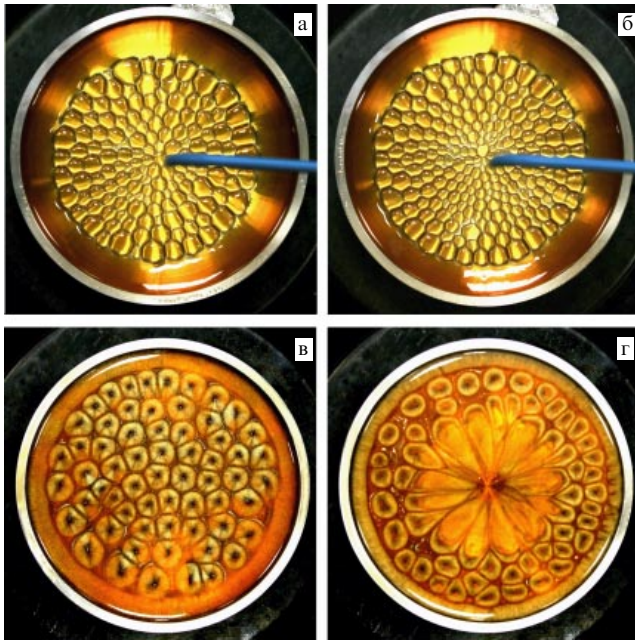
Заметим, что гравитационно-капиллярные волны изучаются во всех курсах теоретической физики [5], и даже если неустойчивость Рэлея – Тейлора там не упоминается, соответствующее дисперсионное соотношение (24) выводится. В современных учебных пособиях [10, 11] подробно изложена линейная теория неустойчивости Рэлея – Тейлора границы раздела несмешивающихся жидкостей (см. также обзор [12]).

## 6. Сравнение с явлением Бенара

Одна из задач лекционных демонстраций — это формирование наглядно-чувственного образа изучаемого физического явления. Поэтому имеет глубокий смысл постановка таких опытов, которые позволяют на одной и той же экспериментальной установке визуально сравнить два физически разных явления, общность которых выявляется в теории.

Сравнительная демонстрация неустойчивости слоя жидкости в электрическом и тепловом поле без особого труда может быть осуществлена, если не стремиться к получению строго шестигранных ячеек Бенара. Для этого на электроплитку ставят дюралевую кювету с внутренним диаметром 90 мм, высотой стенки 5 мм и толщиной дна 20 мм. В кювету наливают трансформа-





**Рис. 8.** Ячеистая структура на поверхности масла: (а, б) в поле коронного разряда, (в) конвективные ячейки Бенара, (г) развитие системы ячеек Бенара при введении капли холодного масла.

торное масло так, чтобы образовался слой толщиной 2–4 мм. Над кюветой располагают коронирующую иглу и демонстрируют процесс образования ячеистой структуры (рис. 8а, б). Обращают внимание на ограниченность размеров структуры, обусловленную характерной геометрией коронного разряда.

После этого включают электроплитку, обеспечивая нагрев дна кюветы, и размешивают в масле чешуйчатый порошок алюминиевой краски. С началом образования конвективных ячеек Бенара плитку выключают и демонстрируют явления, происходящие в слое масла (рис. 8в). Толщину слоя нетрудно изменять, откачивая масло медицинским шприцем, снабжённым силиконовым шлангом. Исключительно красивые динамически развивающиеся явления наблюдаются, если в центр системы ячеек Бенара ввести каплю холодного масла (рис. 8г).

### Simple lecture demonstrations of instability and self-organization

V.V. Mayer, E.I. Varaksina, V.A. Saranin

Department of Physics, Korolenko Glazov State Pedagogical Institute,  
ul. Pervomaiskaya 25, 427621 Glazov, Udmurtskaya Respublika, Russian Federation  
E-mail: mvv2011@list.ru, saranin@ggpi.org

A dielectric liquid layer which has an electric field created inside it is proposed as a means for demonstrating the phenomenon of self-organization. The field is produced by distributed charge transferred by a corona discharge from the tip to the liquid surface. The theory of the phenomenon is presented. An analogy with the Rayleigh–Taylor instability is drawn and a comparison with the Benard instability is given. The practicality of the method for scientific and humanitarian audiences is examined.

PACS numbers: 01.50.My, 01.55.+b, 05.65.+b, 47.20.Bp, 47.20.Ma

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201411g.1249

Bibliography — 12 references

Received 5 March 2014

Uspekhi Fizicheskikh Nauk 184 (11) 1249–1254 (2014)

Physics–Uspekhi 57 (11) (2014)

## 7. Заключение

Рассмотренное в настоящей статье явление неустойчивости слоя диэлектрической жидкости в поле коронного разряда отличается богатством физического содержания, максимальной доступностью и существенно расширяет возможности лекционных демонстраций процессов самоорганизации. Теория этого явления в линейном приближении тесно связана с традиционными курсами общей и теоретической физики, и она может быть изучена при решении серии учебных задач. Качественное объяснение самоорганизации жидкости в электрическом поле можно дать по аналогии с объяснением неустойчивости Рэлея–Тейлора, что обеспечивает возможность использования обсуждаемого явления в широком спектре не только естественных, но и гуманитарных дисциплин.

## Список литературы

1. Белонучкин В Е, Заикин Д А, Ципенюк Ю М *Основы физики* Т. 2 *Квантовая и статистическая физика* (М.: Физматлит, 2001)
2. Аржаник А Р, Михайличенко Ю П *Вестник Томск. гос. педагогич. ун-та. Сер. Естественные науки* (2(18)) 85 (2000)
3. Майер В В, Вараксина Е И *Учебная физика* (4) 43 (2013)
4. Саранин В А *Устойчивость равновесия, зарядка, конвекция и взаимодействие жидких масс в электрических полях* (М.–Ижевск: РХД, 2009)
5. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986); Landau L D, Lifshitz E M *Fluid Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1987)
6. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982); Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)
7. Сивухин Д В *Общий курс физики* Т. 3 *Электричество* (М.: Наука, 1983)
8. Тамм И Е *Основы теории электричества* (М.: Наука, 1976); Tamm I E *Fundamentals of the Theory of Electricity* (Moscow: Mir Publ., 1979)
9. Бронштейн И Н, Семендяев К А *Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов* (М.: Наука, 1986); Bronshtein I N, Semendyayev K A *A Guide Book to Mathematics for Technologists and Engineers* (Oxford: Pergamon Press, 1964)
10. Векштейн Г Е *Физика сплошных сред в задачах* (М.: Ин-т компьют. исслед., 2002)
11. Лабунцов Д А, Ягов В В *Механика двухфазных систем* (М.: Изд-во МЭИ, 2000)
12. Гетлинг А В *УФН* 161 1 (1991); Getling A V *Sov. Phys. Usp.* 34 737 (1991)