

ПЛАЗМЕННЫЙ РАЗРЯД С ОБЪЕМНЫМ СВЕЧЕНИЕМ В ЖИДКОЙ ФАЗЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАЗВУКА

Н. А. Булычев, М. А. Казарян, Е. С. Гриднева, Э. Н. Муравьев,
В. Ф. Солинов, К. К. Кошелев, О. К. Кошелева, В. И. Сачков, С. Г. Чен

В настоящей работе показано, что в жидкости в интенсивном ультразвуковом поле выше порога кавитации может существовать специфическая форма электрического разряда, с объемным свечением во всем пространстве между электродами и возрастающей вольт-амперной характеристикой, присущей аномальному тлеющему разряду в газе. Такой разряд можно инициировать между плоскими или стержневыми электродами в жидкости в режиме развитой кавитации, возбуждаемой ультразвуковым акустическим полем. Установлено, что при кавитации между электродами, погруженными в жидкость, возникает плазменный шнур, который стабилен при относительно малых напряжениях (около 30–60 вольт) и величинах тока 4–8 ампер.

Ключевые слова: плазма, ультразвук, кавитация, электрический разряд.

Введение. Широко используемый в технике дуговой разряд в водных электролитах является в настоящее время единственным известным видом стационарного плазменного разряда в жидких средах [1]. В последние годы такой разряд находит применение в физико-химических исследованиях и при синтезе различных материалов [2, 3]. Особенностью простого дугового разряда в жидких средах является локализация плазменной области вблизи торцов стержневых электродов и падающий характер вольт - амперной характеристики. С другой стороны, известно, что в зоне интенсивной кавитации доля парогазовой компоненты в жидкости имеет заметную величину, поэтому в фазе разрежения ультразвукового поля, когда давление в пузырьках заметно уменьшается [4, 5], условия электрического пробоя в зоне кавитации облегчают возбуждение различных форм разряда от аномального тлеющего разряда до дугового.

Можно предположить, что, целенаправленно изменяя акустические параметры ультразвукового поля, можно получить возможность влиять на процессы горения плазмы в кавитирующей жидкости.

Целью настоящей работы является экспериментальная проверка возможности возбуждения квазистационарного объемного разряда в зазоре между плоскими электродами в углеводородных жидкостях в режиме развитой кавитации, возбуждаемой в зазоре ультразвуковым акустическим полем.



Рис. 1: Внешний вид плазменного реактора.

Экспериментальная часть. Эксперименты проводились на лабораторной установке, показанной на рис. 1, электрическая схема которой приведена на рис. 2 в варианте, когда в качестве источника питания разряда в жидкости используется конденсатор C_1 , заряжаемый до напряжения $U = 300 - 500$ В. Инициирование разряда осуществляется высоковольтным импульсом на вторичной обмотке импульсного трансформатора TX_1 при коммутации управляемым разрядником конденсатора C_2 в первичной обмотке этого трансформатора. Типичные параметры разрядного контура: напряжение зарядки конденсатора C_2 : 5–10 кВ, коэффициент трансформации $TX_1 - 4:1$. Для поддержания рабочей температуры в пределах 60 °С выделяющуюся теплоту отводили с помощью теплообменников.

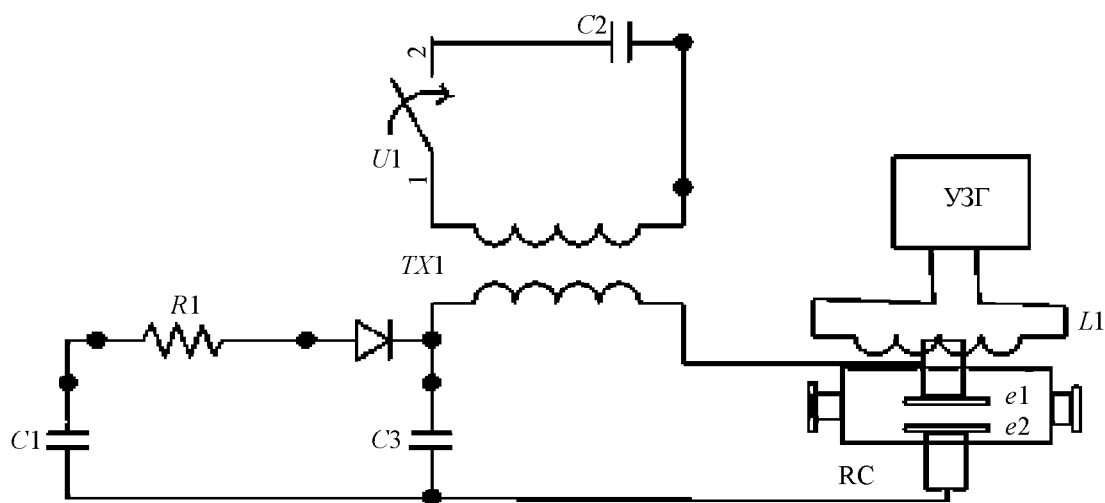


Рис. 2: Схема питания дуги в плазменном реакторе.

Основу установки составляют реакционная камера RC , в которую введены разрядные электроды $e1$, $e2$ и ультразвуковой излучатель, трансформаторный генератор высоковольтных импульсов для зажигания разряда, источник питания разряда в жидкости, ультразвуковой генератор, средства управления и контроля электрофизических и акустических характеристик. Камера снабжена диагностическими окнами для наблюдения динамических процессов в оптическом диапазоне видимого свечения разряда и фланцами для ввода контактных датчиков.

Ультразвуковой генератор (УЗГ) с магнитострикционным преобразователем обеспечивают регулирование выходной акустической мощности до 2 кВт в частотном диапазоне 15–27 кГц. Параметры акустического оборудования позволяют реализовать интенсивность ультразвукового поля в рабочем объеме жидкости до 10 Вт/см² и изменять режим кавитации в широких пределах. Основные эксперименты проводились на деионизированной воде, химически чистом додекане, бензине и дизельном топливе.

Эксперименты по влиянию ультразвукового поля на возбуждение разряда в жидкости проводились следующим образом. Предварительно включался ультразвуковой генератор, режим которого устанавливался на уровне, превышающем порог возникновения кавитации в зазоре между электродами. Затем включался разрядник, коммутирующий конденсатор C_2 на первичную обмотку повышающего импульсного трансформатора. Импульс напряжения, возникающий на вторичной обмотке, вызывал пробой межэлектродного промежутка в реакционной камере, который подхватывался разрядом конденсатора C_1 , заряженного до напряжения 300–500 В. При параметрах схемы

рис. 2 продолжительность разряда составляла несколько миллисекунд. Изменяя величину сопротивления R_1 и напряжение зарядки конденсатора C_1 , можно в широких пределах изменять длительность горения разряда. Такая схема удобна для исследования вольт-амперных характеристик разряда, определения тока обрыва и энергетики зажигания разряда.

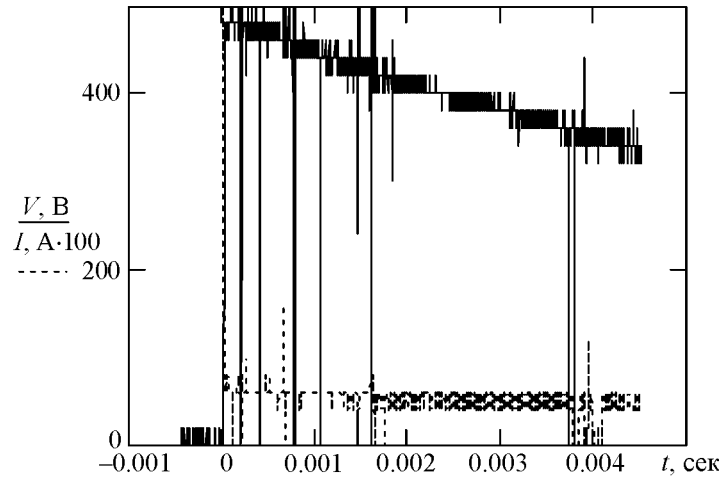


Рис. 3: Осциллограммы напряжения на электродах (верхняя кривая) и разрядного тока (нижняя кривая) при выключенном УЗ генераторе. На оси ординат V в вольтах, I в амперах с масштабным множителем 100. На оси абсцисс время в сек.

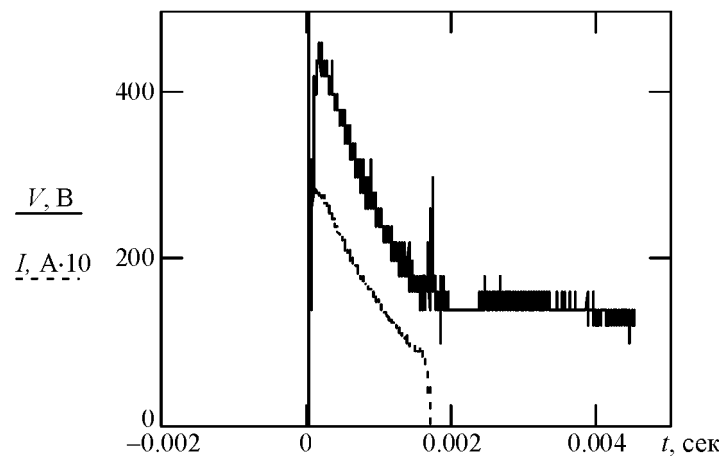


Рис. 4: Осциллограммы напряжения на электродах (верхняя кривая) и разрядного тока (нижняя кривая) при включенном УЗ генераторе. На оси ординат V в вольтах, I в амперах с масштабным множителем 10. На оси абсцисс время в сек.

Результаты и обсуждение. Типичные осциллограммы тока и напряжения при разряде конденсатора C_1 на разрядный промежуток в деионизированной воде с электродами из стали диаметром 50 мм и зазором между электродами 5–10 мм показаны на рис. 3 и 4. Осциллограммы на рис. 3 показывают разряд конденсатора C_1 , заряженного предварительно до напряжения около 500 В при выключенном ультразвуковом генераторе. Ток разряда не превышает 1 А, свечение отсутствует, сопротивление разрядного промежутка около 200 Ом, плотность тока разряда не более 0.05 А/см².



Рис. 5: Фотография объёмного разряда, реализованного в лабораторной установке под действием кавитации на плоских электродах.

Характер разряда конденсатора C_1 кардинальным образом меняется при включении ультразвукового генератора и установке мощности, превышающей порог кавитации. Возникает довольно интенсивное свечение во всей области между электродами (рис. 5), продолжительность которого соответствует длительности импульса тока до момента его обрыва (на рис. 4 около 2 мс). Сопротивление разрядного промежутка составляет около 15 Ом в начале разряда и плавно нарастает до 20 Ом в момент, предшествующий обрыву тока. На осциллограмме напряжения наблюдаются флуктуации напряжения на разрядном промежутке. Обрыв тока разряда сопровождается коротким импульсом напряжения.

Для сравнения были сняты осциллограммы напряжения на электродах и тока разряда в случае, когда один из электродов выполнен в виде стержня диаметром 2 мм, при

этом разряд происходит между торцом стержня и плоской поверхностью ультразвукового излучателя в режиме кавитации. В этом случае возникает дуговой разряд с падающей характеристикой, свечение в котором локализуется вблизи торца стержневого электрода, при этом плотность тока на торце стержневого электрода составляет 200–500 А/см², а сопротивление разрядного промежутка изменяется в пределах 5–10 Ом.

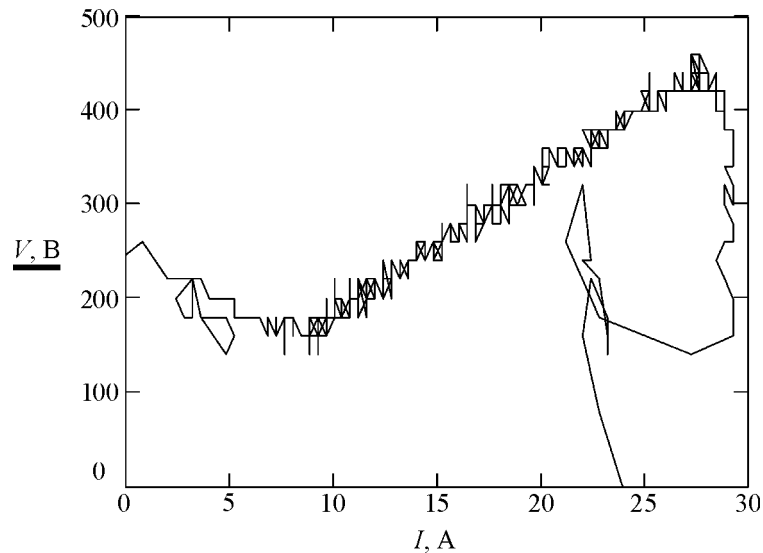


Рис. 6: Фазовая траектория разряда при кавитации на плоских электродах в координатах V (напряжение на разрядном промежутке), I (ток разряда), отражающая вид вольт-амперной характеристики разрядного промежутка.

На рис. 6 показана фазовая траектория разряда в ультразвуковом поле с интенсивностью, превышающей порог кавитации в координатах напряжение–ток, которая отражает вольт-амперную характеристику разряда при уменьшении напряжения на плоских разрядных электродах в процессе разряда конденсатора C_1 . Видно, что в диапазоне от приблизительно 160–450 В вольт-амперная характеристика имеет возрастающий характер, при этом ток возрастает от 7 до 27 А. Плотность разрядного тока составляет 0.35–1.4 А/см².

Отметим, что в этом режиме дугового разряда со стержневым электродом включение ультразвукового генератора не приводит к заметным изменениям характерных значений напряжения и тока дуги, а также вида вольт-амперной характеристики разрядного промежутка. Происходит лишь изменение спектра флуктуаций напряжения – при включении ультразвука уменьшается интенсивность низкочастотной части спектра шумов напряжения и увеличивается интенсивность высокочастотной части спектра.

Таким образом, проведенные эксперименты показывают, что в жидкости в интенсивном ультразвуковом поле выше порога кавитации может существовать новая форма электрического разряда, характеризующаяся объемным свечением во всем пространстве между электродами и возрастающей вольт-амперной характеристикой, присущей аномальному тлеющему разряду в газе.

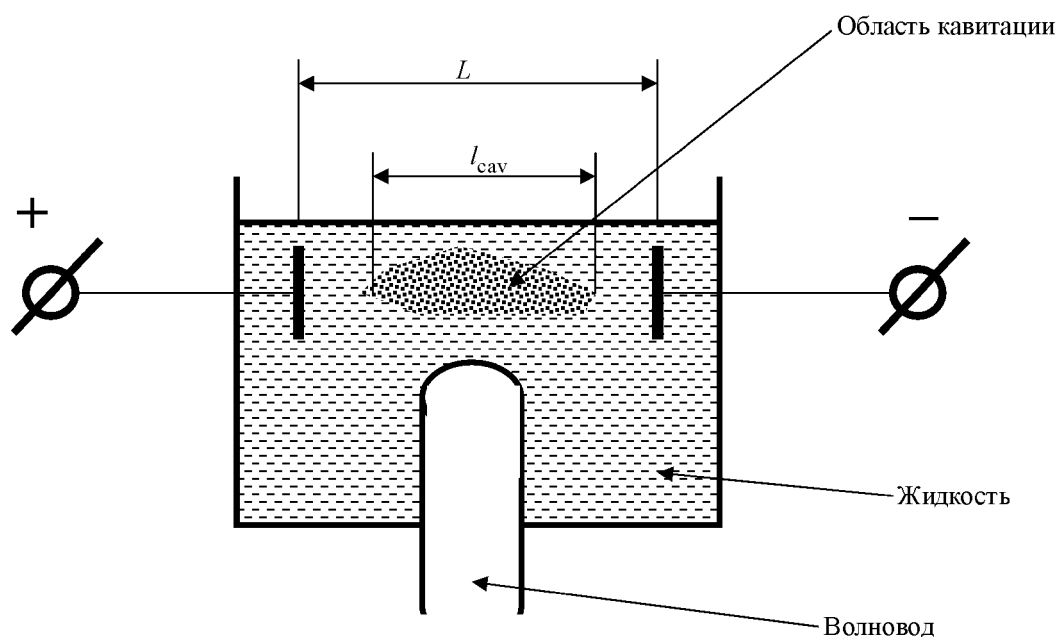


Рис. 7: Схема, положенная в основу расчёта параметров высоковольтного разряда в кавитирующей жидкости.

Если верна гипотеза о том, что в проведенных экспериментах мы имеем дело с аномальным тлеющим разрядом в пузырьково-жидкостной кавитирующей среде, то можно предложить следующий сценарий развития такого разряда. В среде с развитой кавитацией могут присутствовать множественные неустойчивые пузырьки, у которых на стадии роста многократно увеличивается их радиус, при этом в период отрицательного давления ультразвукового поля давление газа и пара в пузырьках может падать до очень малой величины [6, 7]. Электрическое поле может способствовать выстраиванию таких пузырьков в цепочки с образованием множественных газовых микроканалов в зазоре между электродами, в которых при пониженном давлении газа выполняются условия пробоя Пашена и поддержания аномального тлеющего разряда в этих микроканалах. Эти микроканалы могут быть динамическими образованиями, которые непрерывно рождаются и гибнут в ультразвуковом акустическом и квазистационар-

ном или стационарном электрическом поле, создавая усредненную картину свечения объемного разряда. Такой разряд с развитой поверхностью микроканалов может представлять интерес в соноплазмохимических исследованиях, т.к. развитая поверхность раздела плазма–жидкость приводит к увеличению в среднем диффузионных потоков химически активных частиц из плазмы в жидкость.

Для более полного понимания этого явления необходимо провести элементарный анализ причин возникновения такого разряда. Ультразвуковое поле, генерируемое колеблющимся упругим волноводом в жидкости, приводит к появлению кавитации в этой жидкости (рис. 7). Кавитационная область характеризуется наличием большого количества пузырьков, возникших в результате разрыва жидкости. Внутри этих пузырьков находятся пар и газ при высокой температуре и давлении, когда идёт процесс ионизации, сопровождающийся возникновением электронов. Следует определить наименьшее значение напряжения, при котором возможно появление разряда, т.е. выполнение условий, когда в электрическом поле за время между столкновениями электрон успевает набрать энергию, превышающую энергию ионизации атомов, образующих жидкость (в случае воды это энергия ионизации водорода или кислорода). Уравнение движения электрона в электрическом поле с напряженностью $E \equiv U/L$, где U – разность потенциалов, имеет очень простой вид:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{q}{m} \frac{U}{L} \equiv g, \quad (1)$$

где q и m – масса и заряд электрона, v – его скорость движения в электрическом поле, L – длина разрядного промежутка. Считая, что в начальный момент времени электрон покоится в пузырьке, решение уравнения (1) можно записать в следующей форме:

$$v(t) = gt. \quad (2)$$

Расстояние $l(t)$, которое электрон проходит за время t , описывается формулой:

$$l(t) = \frac{gt^2}{2}. \quad (3)$$

Следовательно, длину кавитационной области l_{cav} электрон пролетит за время t_{cav} , которое связано с l_{cav} выражением:

$$t_{\text{cav}} = \sqrt{\frac{2l_{\text{cav}}}{g}}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (2), получим выражение для скорости v_{cav} , которую электрон получит, пролетев всю кавитационную область длиной l_{cav} . Если при этом его кинетическая

энергия $F \equiv mv_{\text{cav}}^2/2$ будет превосходить энергию ионизации атомов F_{ion} , входящих в состав жидкости, то этот уровень разности потенциалов на электродах можно считать пороговым для зажигания высоковольтного разряда, т.е.:

$$\frac{mv_{\text{cav}}^2}{2} \geq F_{\text{ion}} \quad (5)$$

является уравнением для определения порогового значения разности потенциалов U_{th} , при котором разряд зажигается. Из (2), (4) и (5) получаем:

$$U_{\text{th}} = \frac{LF_{\text{ion}}}{ql_{\text{cav}}}. \quad (6)$$

Пороговое значение растёт с увеличением расстояния между электродами и падает с ростом размера области кавитации.

Простая модель, рассмотренная выше, позволяет качественно объяснить наблюдаемое явление. Поскольку условием зажигания разряда в жидкости без кавитации является требование набора электроном энергии, достаточной для ионизации, на длине свободного пробега l_c в жидкости, которая, как правило, намного меньше l_{cav} , то явление разряда может возникать иногда только в области кавитации и на её краях. А в случае, когда дистанция между электродом и областью кавитации превосходит l_c , в этой области электрон не успевает разогнаться между столкновениями до энергии ионизации и разряда там не происходит. Это должно приводить к заметному увеличению общего разрядного тока по сравнению со случаем разряда в отсутствие кавитации.

Из формулы (6) можно записать простое соотношение, связывающее пороговые значения разности потенциалов при наличии кавитации U_{th}^c и в случае ее отсутствия U_{th}^f для зажигания разряда в жидкости:

$$U_{\text{th}}^c = \frac{l_c}{l_{\text{cav}}} U_{\text{th}}^f. \quad (7)$$

Таким образом, наличие кавитации существенно снижает величину разности потенциалов, необходимую для появления разряда в жидкости.

Входящая в выражение (7) величина длины свободного пробега электрона в жидкости в момент начала лавинной ионизации l_c может быть выражена через диэлектрическую постоянную жидкости ε , линейный размер атома a , подвергающегося ионизации, и другие параметры среды. Для этого воспользуемся граничным условием равенства электрической индукции на границе раздела электрода и жидкости:

$$\varepsilon E_i = U_{\text{th}}^f/L, \quad (8)$$

где E_i – напряженность электрического поля внутри жидкости для значений, близких к пороговому потенциалу возникновения разряда. С другой стороны, значение U_{th}^f в отсутствие кавитации определяется формулой (6), в которой вместо l_{cav} надо использовать l_c . В результате для l_c получаем выражение через характеристики жидкости и поля:

$$l_c = \frac{F_{ion}}{qE_i\varepsilon}. \quad (9)$$

Входящую в выражение (9) напряженность можно выразить через энергию ионизации атомов жидкости F_{ion} , если учесть, что в момент ионизации атом поглощает соответствующее количество энергии электрического поля. Тогда из (9) получаем окончательное выражение для l_c :

$$l_c = \frac{\sqrt{aF_{ion}}}{4\varepsilon\sqrt{3q^2}}a. \quad (10)$$

Из выражения (10) видно, что пробег электрона вблизи порога зажигания разряда весьма мал.

Из формулы (6) можно получить некоторые оценки величины порогового значения разности потенциалов, при превышении которого начинается разряд в кавитирующей жидкости. Для воды, молекулы которой состоят из атомов водорода и кислорода, имеющих одинаковую энергию ионизации 13 эВ, параметр U_{th} имеет следующее значение в приближении, когда область кавитации занимает все пространство между электродами:

$$U_{th} \approx 13 \text{ В}.$$

Полученная величина хорошо согласуется с экспериментом. По порядку величины параметр l_{cav} также оказывается близким к атомным размерам молекулы воды.

Выводы. В проведенных экспериментах наблюдается новая форма электрического разряда в жидкости – объемный разряд между плоскими электродами в кавитирующей жидкости в интенсивном ультразвуковом поле. Возрастающий вид вольт-амперной характеристики такого разряда характерен для аномального тлеющего разряда в газе. Предложен качественный сценарий развития такого разряда через пробой газовых микроканалов, образованных неустойчивыми кавитационными микропузырьками в стадии их роста.

Работа частично поддержана грантом Программы Президиума РАН “Поддержка инноваций и разработок” на 2012 г.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] И. З. Ясногородский, *Нагрев металлов и сплавов в электролите* (М., Машгиз, 1949).
- [2] Д. И. Свергун, Л. А. Фейгин, *Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние* (М., Наука, 1986).
- [3] R. Gunnerman, Patent USA No US 6,500,219B1, 2002.
- [4] Г. Флинн, Физика акустической кавитации в жидкостях. В кн.: *Физическая акустика*. Под ред. У. Мезона (М., Мир, 1967), т. 1Б, с. 7.
- [5] O. V. Abramov, *High-Intensity Ultrasonics Theory and Industrial Applications* (Gordon and Breach Science Publishers, 1998).
- [6] R. Gopinath, A. K. Dalai, J. Adjaye, *Energy & Fuel* **3**(6), 386 (2005).
- [7] О. В. Абрамов, В. О. Абрамов, Ю. В. Андриянов и др., *Материаловедение*, № 2 (143), 57 (2009).

Поступила в редакцию 30 марта 2012 г.