

Экспериментальное исследование искрового разряда по диэлектрической поверхности в вакууме

В. И. Асюнин, С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, А. В. Корнеев,
 А. А. Пшеничный, Р. Х. Якубов

Зафиксировано уменьшение амплитуды тока искрового разряда по диэлектрической поверхности в вакууме с увеличением протяженности искрового промежутка. В присутствии продольного магнитного поля происходит затягивание переднего фронта импульса напряжения пробоя, а ток, в свою очередь, из четко выраженного импульса превращается в знакопеременные колебания. Наблюдалось замедление процесса пробоя при наличии предваряющего искру слабotoчного разряда.

Ключевые слова: искровой разряд, разряд по поверхности диэлектрика, магнитное поле, тлеющий разряд.

Введение

Интерес к искровому разряду по поверхности диэлектрика в вакууме вызван его успешным применением в силовоточной и высоковольтной электронике в приборах коммутации и размыкания цепей [1].

Цель настоящей работы – изучить некоторые аспекты процесса перехода межэлектродного промежутка, который образован поверхностью диэлектрика на границе с вакуумом, в проводящее состояние при подаче на указанный промежуток импульса напряжения. Основным инструментом исследования – снятие временных зависимостей тока и напряжения разряда по поверхности диэлектрика.

Методика эксперимента

Используемое в проведенных исследованиях электроразрядное устройство представляет собой

трехэлектродную коаксиальную отпаянную систему. Основные элементы электроразрядной системы – анод, катод, поджигающий электрод, диэлектрическая шайба, разделяющая катод и поджигающий электрод и плотно зажатая между ними. Разрядное устройство размещается в герметичной диэлектрической вакуумной камере, откачанной до давления 10^{-2} – 10^0 Па и снабженной вакуумноплотными выводами-тоководами, позволяющими подключать электроразрядное устройство к внешним цепям.

Геометрия разрядного устройства имела два варианта конфигурации, представленные на рис. 1. В варианте «А» диаметр катода может составлять 5 мм при толщине диэлектрической шайбы – 0,1 мм; либо диаметр катода 9 мм и толщина диэлектрической шайбы – 1 мм. Зазор в промежутке катод–анод в обоих случаях – 1 мм. В варианте «Б» диаметр анода – 2 мм, зазор в промежутке катод–анод – 1 мм, толщина диэлектрической шайбы – 0,1 мм. Зазор в промежутке катод–анод – 1 мм. Материал электродов – алюминиевый сплав, материал диэлектрической шайбы – слюда. В описываемых экспериментах между диэлектрической шайбой и прилегающими электродами дополнительно и соосно с ними размещались металлические прокладки, каждая толщиной 0,1 мм. Между диэлектрической шайбой и катодом – одна прокладка коваровая и вторая титановая, между диэлектрической шайбой и поджигающим электродом – единственная коваровая прокладка. Как показали предыдущие эксперименты, наличие указанных прокладок повышает стабильность срабатывания разрядного устройства [2].

Асюнин Вячеслав Игоревич, инженер II кат.
 Давыдов Сергей Геннадьевич, научный сотрудник.
 Долгов Александр Николаевич, ведущий научный сотрудник, профессор.
 Корнеев Андрей Владимирович, младший научный сотрудник.
 Пшеничный Александр Александрович, инженер I кат.
 Якубов Рустам Халимович, начальник научно-исследовательского отдела.
 Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова.
 Россия, 127055, Москва, ул. Сушэвская, д. 22.
 Тел. 8 (499) 400-19-70, доб. 1302.
 E-mail: vniia4@vniia.ru

Статья поступила в редакцию 15 ноября 2016 г.

© Асюнин В. И., Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Корнеев А. В., Пшеничный А. А., Якубов Р. Х., 2017

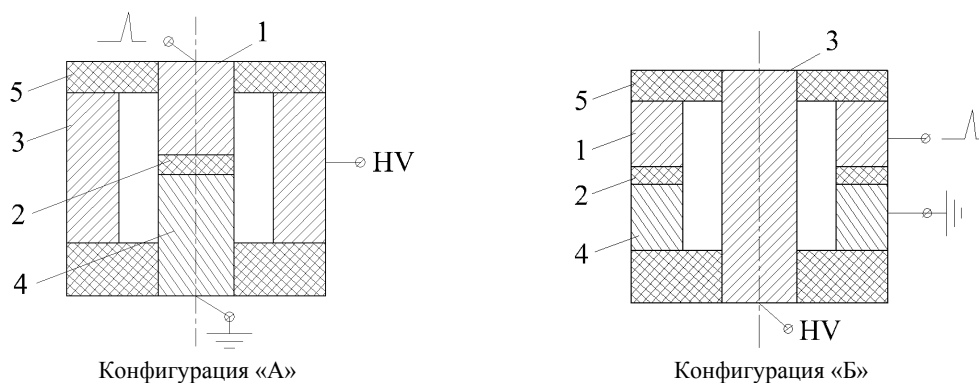


Рис. 1. Схема вакуумного разрядного устройства: 1 – поджигающий электрод; 2 – диэлектрическая шайба; 3 – анод; 4 – катод; 5 – диэлектрическая вакуумная камера.

Катод в обоих случаях заземлен. Анод до момента инициирования разряда находится под постоянным положительным либо отрицательным потенциалом величиной до 3 кВ. Для инициирования разряда на поджигающий электрод подается положительный относительно катода импульс напряжения амплитудой 3,5 кВ и крутизной $(1-2) \times 10^9$ В/с.

Измерения напряжения в разряде осуществлялись с помощью низкоиндуктивных омических и емкостных делителей, сила тока определялась исходя из напряжения на низкоиндуктивном сопротивлении, включенном в цепь разряда.

Результаты эксперимента

Следует отметить, что мы рассчитывали обнаружить следы единичного срабатывания системы поджига в виде результатов эрозионного воздействия искрового разряда по поверхности диэлектрика как на поверхность самой диэлектрической шайбы, так и на поверхность электродов – катода и поджигающего электрода, чтобы изучить особенности формирования разряда вблизи границы металл–диэлектрик–вакуум. Однако попытки найти указанные следы успехом не увенчались, по-видимому, вследствие недостаточного пространственного разрешения используемой аппаратуры.

В ходе проведенных экспериментов не удалось зафиксировать влияние величины и знака начального потенциала анода, другими словами, радиального электрического поля, на протекание тока по поверхности диэлектрика даже при максимальной толщине диэлектрической шайбы, сравнимой по протяженности с промежутком катод–анод. Вероятно, эффект усиления, в первую очередь, электрического поля, обусловленного разностью потенциалов катода и поджигающего электрода в тройной точке «металлическая поверхность катода–диэлектрик–вакуум» оказывается существенно преобладающим.

Зафиксирована зависимость амплитуды тока поджига при минимальной продолжительности заднего фронта (на спаде) импульса напряжения поджига от толщины диэлектрической шайбы, а именно, с увеличением толщины шайбы амплитуда силы тока поджига снижается. При толщине диэлектрика 0,1 мм амплитуда силы тока поджига в конфигурации «А» составила 7,5–10 А, а в конфигурации «Б» 6–10 А. При толщине диэлектрика 1 мм в конфигурации «А» амплитуда силы тока поджига составила 3–4 А.

Ранее была обнаружена возможность влиять на эрозионные процессы в вакуумном разряде, который инициировался пробоем по диэлектрику, с помощью магнитного поля [2]. Поэтому вполне естественным является стремление изучить возможное влияние магнитного поля на процесс развития разряда по поверхности диэлектрика в вакууме. В экспериментах удалось зафиксировать влияние внешнего коаксиального, практически однородного магнитного поля с индукцией 0,05 Тл на профиль осциллограмм напряжения и тока пробоя по поверхности диэлектрика в конфигурации «А» при толщине диэлектрической шайбы 1 мм (см. рис. 2). В присутствии магнитного поля, силовые линии которого были параллельны поверхности диэлектрика и сонаправлены силовым линиям электрического поля, происходит затягивание переднего фронта импульса напряжения пробоя с ~10 нс до ~60–100 нс. Ток поджига, т. е. ток в промежутке катод–поджигающий электрод, в свою очередь, из четко выраженного импульса длительностью примерно 30 нс и амплитудой 3–4 А превращается в знакопеременные колебания с нарастающей до ~1 А в течение ~150 нс амплитудой. Кроме того, можно отметить, что в отсутствие вышеуказанного магнитного поля в промежутке катод–поджигающий электрод при спаде тока до нуля устанавливается напряжение ~200 В. В присутствии магнитного поля при затухании колебаний тока по поверхности диэлектрика напряжение в промежутке катод–поджигающий электрод уста-

навливается близким к нулю. При толщине шайбы 0,1 мм для обеих конфигураций разрядного устройства влияние указанного магнитного поля не обнаружено даже при индукции поля 0,15 Тл.

Затягивание до ~ 100 нс процесса развития искрового разряда по поверхности диэлектрика иногда наблюдается и в отсутствие магнитного поля для диэлектриков толщиной 0,1 мм (см. рис. 3).

В этом случае можно отметить прекращение и даже некоторое падение напряжения поджига примерно за 200 нс до момента, когда начинается развитие искрового разряда. Ток в цепи поджига при этом не регистрируется в силу его малости. Наблюдаемая длительность импульса тока последующего искрового разряда, составляет ~ 100 нс, а его амплитуда снижена до примерно 2–3 А.

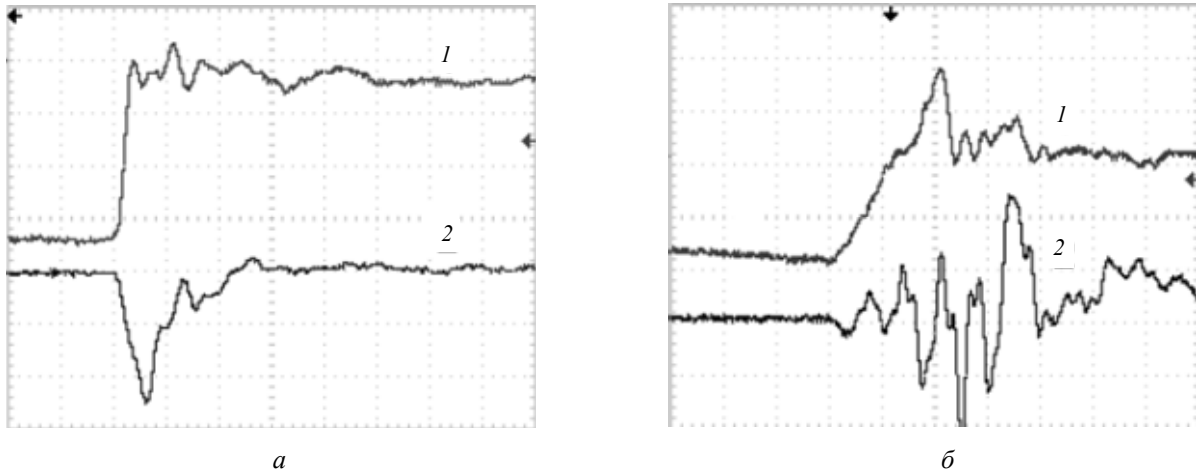


Рис. 2. Осциллограммы процессов. а) – Магнитное поле отсутствует. Развертка – 25 нс/дел. Луч № 1 – напряжение поджига, чувствительность – 500 В/дел. Луч № 2 – ток поджига, чувствительность – 2 А/дел. б) – Однородное продольное магнитное поле величиной 0,05 Тл. Развертка – 50 нс/дел. Луч № 1 – напряжение поджига, чувствительность – 500 В/дел. Луч № 2 – ток поджига, чувствительность – 0,5 А/дел.

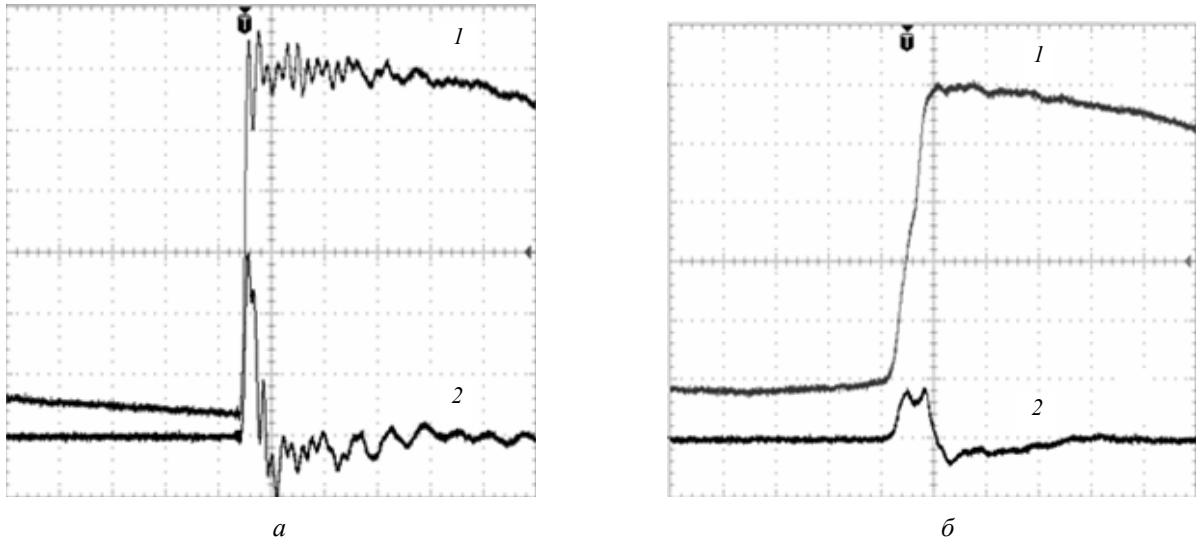


Рис. 3. Осциллограммы пробоя: а) – быстрый пробой, б) – медленный пробой. В обоих случаях развертка – 100 нс/дел. Луч № 1 – напряжение поджига, чувствительность – 500 В/дел. Луч № 2 – ток поджига, чувствительность – 2,5 А/дел.

Обсуждение результатов

При пробое по поверхности диэлектрика у поверхности диэлектрика образуется облако плазмы из газообразных продуктов эрозии материала соответствующих электродов и диэлектрика, а также сорбированных на их поверхности газов [3, 4]. В первую очередь плазма, вероятно, образуется из вещества катода, т. к. (судя по силе регист-

рируемого тока поджига) разряд по поверхности диэлектрика доходит до стадии искры, а значит, формируется катодное пятно. Именно в этом катодном пятне происходит основное энерговыделение в цепи поджига. Если происходит формирование катодного пятна, то на поверхности катода должны наблюдаться следы его присутствия в виде кратеров. Оценка сверху на основе полученных осциллограмм напряжения и тока поджига дает

для энергии, выделяющейся в катодном пятне при разряде в цепи поджига, величину порядка 3×10^{-4} Дж. Если считать, что вся эта энергия при образовании кратера главным образом идет на испарение материала катода, то учитывая, что образование катодного пятна в нашем случае наиболее вероятно у границы металл–диэлектрик–вакуум [3] и, соответственно, таким материалом является материал прокладки – ковар, получим оценку линейного размера кратера ~ 10 мкм. Однако учет скорости прогрева материала дает иную оценку линейного размера кратера, а именно,

$$L \approx (\chi\tau)^{1/2} \approx 1 \text{ мкм}, \quad (1)$$

где $\chi = \lambda / \rho c = 2 \times 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ – коэффициент температуропроводности ковара [5], λ – коэффициент теплопроводности, ρ и c – плотность и удельная теплоемкость вещества электрода, $\tau = 30 \text{ нс}$ – длительность существования источника энерговыделения, т. е. катодного пятна. Если мы примем во внимание, что вещество, выбрасываемое из катодного пятна, ионизовано, то для сведения баланса энергии учет данного обстоятельства при линейном размере кратера ~ 1 мкм и сопоставимости размеров кратера по всем трем измерениям потребует предположить, что в плазме катодного пятна преобладают ионы с кратностью > 10 , а это не соответствует экспериментальным данным [3].

Имеющиеся в нашем распоряжении технические возможности, предоставленные растровым электронным микроскопом JEOLJSM-35F, позволяли уверенно наблюдать объекты диаметром $\geq 2\text{--}3$ мкм. Следы единичного срабатывания системы поджига нам не удалось обнаружить, как уже сказано, несмотря на всю тщательность поиска таковых. Следовательно, у нас есть основания полагать, что оценка линейных размеров кратера величиной ~ 1 мкм действительно близка к реальности. Согласно современным представлениям, по-видимому, самым эффективным механизмом превращения энергии внешнего источника тока в иные виды энергии в катодном пятне является аномальное ускорение ионов до энергий ~ 100 эВ на частицу [6]. Однако и этот механизм для сведения баланса энергии требует образования кратера с линейными размерами как минимум ~ 5 мкм. Остается предположить, что за время искрового разряда по поверхности диэлектрика успевают сформироваться, по крайней мере, порядка 10^2 центров взрывной электронной эмиссии в составе катодного пятна. Нечто подобное наблюдали авторы [7] в экспериментах с микрозарядами, инициируемыми потоком плазмы на поверхности ме-

талла. Нельзя также исключить, что в тройной точке металл–диэлектрик–вакуум механизм образования центров взрывной электронной эмиссии может несколько отличаться от тех механизмов, которые обычно рассматриваются для поверхности металла в вакууме или газовой среде [8–11].

Дополнительно следует отметить, что минимально необходимая для возбуждения центра взрывной электронной эмиссии энергия составляет всего $\sim 10^{-8}$ Дж [3], а при регистрируемой в экспериментах скорости распространения плазмы из катодного пятна до $\sim 10^4$ м/с радиус области на поверхности электрода, накрытой этой плазмой и способной стать областью формирования вторичных эктонов [7, 8, 11], составит ~ 30 мкм. Объем вещества, выбрасываемого из сопутствующих кратеров с линейными размерами ~ 1 мкм, которые способны разместиться на соответствующей поверхности, может даже заметно превысить объем кратера с линейными размерами ~ 5 мкм.

Включение коаксиального магнитного поля с индукцией $\sim 0,05$ Тл препятствует убеганию электронов из облака ионизованного газообразного вещества у поверхности диэлектрика, появляющегося при пробое. Электронная температура выбрасываемой из катодного пятна плазмы может составлять $0,5\text{--}5$ эВ [3]. Ларморовский радиус электронов в указанном магнитном поле составит $0,03\text{--}0,1$ мм. На основе данных спектрометрических исследований экспериментально установлен тот факт, что плазма, испускаемая на ранней стадии существования катодного пятна, т. е. на стадии искры, является слабоионизованной (не более 1 %) с концентрацией заряженных частиц на уровне 10^{24} м^{-3} [12, 13].

Если размер центра взрывной электронной эмиссии принять порядка 1 мкм [3], а плотность испускаемой им плазмы считать убывающей обратно пропорционально квадрату расстояния [14], то на расстоянии ~ 100 мкм от центра взрывной электронной эмиссии концентрация заряженных частиц составит $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$, а радиус Дебая

$$r_D \approx (\epsilon_0 k T / e^2 n)^{1/2} \approx 10^{-5} \text{ м} = 10 \text{ мкм}, \quad (2)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная (в системе СИ), k – постоянная Больцмана, T – температура плазмы, e – заряд электрона, n – концентрация заряженных частиц. При величине сечения рассеяния электрона на атомарной частице $\sigma \approx 10^{-20} \text{ м}^2$ получим в качестве оценки для длины свободного пробега электрона величину

$$L \approx 1 / (n\sigma) \approx 1 \text{ см}. \quad (3)$$

Таким образом, мы имеем дело с плазмой, в которой электронная компонента замагничена (что остается справедливым и на расстоянии 1 мм от центра взрывной электронной эмиссии). В отсутствие магнитного поля возможно убегание некоторой части электронов из плазмы у поверхности диэлектрика на анод, вызывая появление в цепи поджига нескомпенсированного электрического заряда. Электрическую емкость в цепи поджига (емкость пары проводников «катод–поджигающий электрод») можно оценить величиной 10^{-12} – 10^{-11} Ф, что соответствует заряду на ней порядка 10^{-10} – 10^{-9} Кл при указанном выше остаточном напряжении. Заряд, переносимый импульсом тока в цепи поджига, составляет величину порядка 10^{-7} Кл.

Можно предположить, что присутствие у поверхности диэлектрика замороженной в магнитное поле электронной компоненты плазмы приводит к раскачке в ней альфвеновских волн при выбросах плазмы из центров взрывной электронной эмиссии. Поперечные по отношению к поверхности диэлектрика и линиям индукции колебания электронной компоненты, по-видимому, и приводят к искажению регистрируемой формы импульса тока поджига. Период наблюдаемых (вероятно, альфвеновских по своей природе) колебаний составляет 40 нс. Для концентрации заряженных частиц $\sim 10^{20}$ м⁻³, исходя из величины скорости альфвеновских волн

$$v_A = B / (\mu_0 M n)^{1/2} \quad (4)$$

и соотношения

$$v_A = \lambda / T \quad (5)$$

(где v_A – скорость альфвеновских волн, B – индукция магнитного поля, λ – длина волны, T – период колебаний, μ_0 – магнитная постоянная, M – масса иона), получим в качестве оценки длины волны вблизи катода (а при толщине диэлектрика 0,1 мм и вблизи поджигающего электрода) величину ~ 1 мм. При толщине диэлектрика 1 мм оценка даст ~ 1 см для длины волны вблизи поджигающего электрода. При проведении этой оценки мы полагали, что электронная компонента плазмы будет вовлекать в колебательное движение и ионную компоненту.

Остается добавить, что, по-видимому, при толщине диэлектрика 1 мм влияние рассмотренных колебаний на протекающий у поверхности диэлектрика ток достаточно сильно различается вблизи катода и поджигающего электрода, и поэтому оказывается заметным, например, в результате действия более сильного электрического поля за счет разделения зарядов и большей concentra-

ции нескомпенсированного заряда частиц вблизи катода. Колебания линий индукции магнитного поля, вдоль которых движутся по спиральным траекториям электроны, также оказывают воздействие на процесс переноса электронов от катода к поджигающему электроду, при этом либо прижимая электроны к поверхности диэлектрика, где они испытывают более частые столкновения с тяжелыми частицами, либо отталкивая их от поверхности в область меньшей концентрации тяжелых частиц.

При наличии магнитного поля падает амплитуда тока поджига, текущего по поверхности диэлектрика толщиной 1 мм, следовательно, падает и мощность, выделяющаяся в канале тока, соответственно замедляется процесс ионизации газобразных продуктов эрозии и рост проводимости канала тока, затягивается передний фронт импульса напряжения пробоя.

Для диэлектрика толщиной 0,1 мм сходная картина получается, когда по его поверхности или вблизи нее развивается какой-то слаботочный, вероятно, тлеющий, разряд. Каким-то образом это явление затрудняет развитие искрового разряда, что выражается в уменьшении амплитуды и затягивании длительности импульса тока поджига. Можно предположить, что наличие проводящей среды (т. е. слабоионизованного остаточного газа) у границы металл(катод) – диэлектрик меняет картину электрического поля у поверхности металла, уменьшая среднюю напряженность электрического поля.

Заключение

Проведенные экспериментальные исследования и теоретические оценки процессов в искровом разряде по поверхности диэлектрика в вакууме позволяют сделать следующие основные выводы.

Кратеры, оставляемые на поверхности катода вблизи кромки диэлектрика в процессе единичного искрового разряда с амплитудой до 10 А, имеют размер менее 2 мкм. Не наблюдалась привязка искрового разряда при многократном срабатывании разрядного устройства, что приводило бы к появлению более крупных кратеров. Возможно, образование вторичных центров взрывной электронной эмиссии обусловлено потоками плазмы, рождение которых связано с процессами в первичных центрах взрывной электронной эмиссии.

Зафиксирована зависимость амплитуды тока поджига от толщины диэлектрической шайбы: с увеличением толщины шайбы амплитуда силы тока разряда по поверхности диэлектрика снижается.

В присутствии магнитного поля, силовые линии которого были параллельны поверхности диэлектрика и сонаправлены силовым линиям электрического поля, происходит затягивание переднего фронта импульса напряжения пробоя с ~ 10 нс до ~ 60 – 100 нс. Ток поджига, т. е. ток в промежутке «катод–поджигающий электрод», в свою очередь, из четко выраженного импульса длительностью примерно 30 нс и амплитудой 3–4 А превращается в знакопеременные колебания с нарастающей до ~ 1 А амплитудой.

Присутствие у поверхности диэлектрика в замороженной в магнитное поле электронной компоненты плазмы, по-видимому, приводит к раскачке в ней альфвеновских волн при выбросах плазмы из центров взрывной электронной эмиссии.

Когда по поверхности диэлектрика или вблизи нее развивается какой-то слаботочный, вероятно, тлеющий, разряд, то данное обстоятельство затрудняет развитие искрового разряда, что выражается в уменьшении амплитуды и затягивании длительности импульса тока поджига.

ЛИТЕРАТУРА

1. Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника. – М.: Наука, 2004.

2. Асиунин В. И., Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Пшеничный А. А., Якубов Р. Х. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 6. С. 605.

3. Месяц Г. А. Этоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000.

4. Бушин С. А., Галкин С. С. // Вакуумная техника и технология. 2014. Т. 23. Вып. 1. С. 39.

5. Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др. Физические величины: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1991.

6. Месяц Г. А., Баренгольц С. А. // УФН. 2002. Т. 172. Вып. 10. С. 1113.

7. Иванов В. А., Сахаров А. С., Кобышев М. Е. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 6. С. 697.

8. Pushkarev V. N., Bochkaev M. B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. Vol. 27. P. 1214.

9. Батраков А. В., Юттнер Б., Попов С. А., Проскуровский Д. И., Фогель Н. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 75. Вып. 2. С. 84.

10. Баренгольц С. А., Месяц Г. А. / В сборнике: Физика экстремальных состояний вещества. ИПХФ РАН. – Черно-голова. 2002. С. 128.

11. Shmelev D. L., Barengolts S. A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. Vol. 41. P. 1954.

12. Galburt V. A., Zelenin A. E., Sikharulidze G. G. // International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes. 1984. Vol. 55. No. 2. P. 125.

13. Methling R., Popov S. A., Batrakov A. V., Uhrlandt D., Weltmann K.-D. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. Vol. 41. No. 8/2. P. 1904.

14. Jüttner B., Förster A. / Proc. XVII Int. Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Berkeley. 1996. P. 118.

PACS: 52.80.-s, 52.80.Vp

The experimental research of the vacuum spark discharge on a dielectric surface

V. I. Asiunin, S. G. Davydov, A. N. Dolgov, A. V. Korneev,
A. A. Pshenichniy, and R. Kh. Yakubov

All-Russia Research Institute of Automatics
22 Sushchevskaya str., Moscow, 127055, Russia
E-mail: vnii@vniia.ru

Received November 15, 2016

Decrease of the spark discharge current amplitude on a dielectric surface in vacuum against increase of a discharge gap length has been determined. In presence of a longitudinal magnetic field, the pulse leading edge of the disruption voltage is extended. At the same time, the clear current pulse turns into a reversal vibration. In addition, the discharge process deceleration has been obtained on conditions that a low-current discharge precedes the spark.

Keywords: spark discharge, dielectric surface, magnetic field, glow discharge.

REFERENCES

1. G. A. Mesyats, *Pulse Energetics and Electronics* (Nauka, Moscow, 2004) [in Russian].
2. V. I. Asyunin, S. G. Davydov, A. N. Dolgov, T. I. Kozlovskaya, A. A. Pshenichniy, and R. Kh. Yakubov, *Usp. Prikl. Fiz.* **2**, 605 (2014).
3. G. A. Mesyats, *Ectons in Vacuum Discharge* (Naika, Moscow, 2000) [in Russian].
4. S. A. Bushin and S. S. Galkin, *Vakuumn. Tekhn. Tekhnol.* **23** (1), 39 (2014).
5. A. P. Babichev, N. A. Babushkina, A. M. Bratkovskii, et al., *Physical Values. Handbook*, (Energoatomizdat, Moscow, 1991) [in Russian].
6. G. A. Mesyats and S. A. Barengolts, *Phys. Usp.* **172** (10), 1113 (2002).
7. V. A. Ivanov, A. S. Sakharov, and M. E. Konyzhev *Usp. Prikl. Fiz.* **1** (6), 697 (2013).
8. V. N. Pushkarev and M. B. Bochkarev, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27**, 1214 (1994).
9. A. V. Batrakov, B. Jüttner, S. A. Popov, D. I. Proskurovskii, and N. Fogel, *Tech. Phys. Lett.* **75** (2), 84 (2012).
10. S. A. Barengolts and G. A. Mesyats, in *Book: Physics of Extreme States of Matter* (IPKhF, Chernogolovka, 2002) P. 128 [in Russian].
11. D. L. Shmelev and S. A. Barengolts, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41**, 1954 (2013).
12. V. A. Galburt, A. E. Zelenin and G. G. Sikharulidze, *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes* **55** (2), 125 (1984).
13. R. Methling, S. A. Popov, A. V. Batrakov, D. Uhrlandt, and K.-D. Weltmann, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** (8/2), 1904 (2013).
14. B. Jüttner and A. Förster, in *Proc. XVII Int. Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*. (Berkeley, 1996). P. 118.