УДК 533.952

НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ВАКУУМЕ И ЭКТОННАЯ МОДЕЛЬ

А. Н. Долгов[1], Н. А. Клячин[2], А. А. Родионов[3], Ф. К. Гасратов[3], А. В. Огинов[3]

Проводилась регистрация токов и напряжений в коротком вакуумном промежутке на начальной стадии дугового разряда, инициируемого вспомогательным искровым разрядом по поверхности диэлектрика. Обнаружено образование облака разреженной плазмы в вакуумном промежутке из-за ионизации остаточного газа электронами, испущенными из вспомогательного разряда. Зарегистрировано прохождение в вакуумном промежутке катодного электронного пучка и пучка ионов. Показано, что в направленном от катода к аноду в корпускулярном потоке электронами переносится заряд, на порядок величины больший, чем заряд, переносимый ионами. Экспериментально выявлен ускорительный механизм в прикатодной плазме, связанный с поляризацией плазмы и формированием центров взрывной электронной эмиссии.

Ключевые слова: вакуумный диод, остаточный газ, ионизация.

Введение. Исследования процессов, протекающих в вакуумных разрядах, развиваются во многих направлениях, что обусловлено возможностями практического использования вакуумных разрядов для решения немаловажных технических задач, например, в разработке вакуумной коммутационной аппаратуры [1], создании источников сильноточных пучков ионов металлов [2, 3]. Считается, что развитие модельных представлений о формировании искрового, а затем и дугового разрядов в вакууме, сделало возможным появление принципиально новой области микро- и наноэлектроники – вакуумной наноэлектроники [4].

[1] ФГУП "Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова", 127055 Россия, Москва, ул. Сущёвская, 22.

[2] НИЯУ "МИФИ", 115409 Россия, Москва, Каширское ш., 31.

[3] ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: oginov@lebedev.ru.

Реальная электрическая прочность практически значимых миллиметровых вакуумных промежутков (ВП) с широкими электродами, как правило, на два порядка ниже теоретического предела $E_0 \sim 3 \cdot 10^9$ В/м [5]. По вопросу о причинах первого нарушения электрической прочности плоского ВП в литературе дано описание множества разнообразных механизмов, связанных с наличием на поверхности электродов каких-либо геометрических, химических или иных неоднородностей: микровыступов, частиц, открытых пор, диэлектрических пленок, включений вторых фаз [1–4, 6, 7]. Следуя этой концепции, до рубежа 20–21 веков мало кто сомневался в том, что удаление с поверхности катода всех загрязнений и острых выступов должно привести к резкому возрастанию пробивной напряженности электрического поля плоского ВП вплоть до величины порядка $E_0 \sim 30$ МВ/см, которая соответствует началу интенсивной автоэлектронной эмиссии из металлов.

Однако оказалось, что значительные усилия, затрачиваемые на обеспечение чистоты и совершенства электродов, дают сравнительно слабый эффект. В связи с этим, в настоящее время наблюдается некоторая стагнация и напряженное ожидание качественного скачка в понимании физики инициирования импульсного вакуумного пробоя. В то же время, возникает интуитивное понимание того, что "последние" факторы, ограничивающие электрическую прочность плоского ВП, следует искать не на поверхности электродов, а в самой структуре их материала на уровне нанометровых и атомных масштабов [8].

Недавно появившиеся теории, опирающиеся на весьма косвенные данные, указывают на то, что внутренними провокаторами вакуумного пробоя могут быть линейные дефекты кристаллической структуры, скорее всего, дислокации [9], которые, как известно, под действием нагрузки способны размножаться и быть носителями пластической деформации. Однако прямая фиксация первичных предпробойных изменений на исходно чистой и гладкой поверхности материала электродов требует применения новых экспериментальных подходов, поскольку эти изменения скрыты и скоротечны, а в ходе развития пробоя следы этих изменений уничтожаются искровыми процессами.

Какими бы ни были процессы, инициирующие импульсный вакуумный пробой, они, как считается, приводят к возбуждению на катоде взрывной электронной эмиссии и переходу пробоя в искровую стадию, при которой растущая проводимость ВП определяется эмиссией электронов с границы расширяющейся плазмы взрывоэмиссионного центра (катодного факела) [7].

В настоящей работе предполагалось, во-первых, изучить динамику потока заряженных частиц в коротком (∼1 мм) ВП при относительно невысоком приложенном напряжении (порядка нескольких кВ) на начальной стадии дугового разряда, который инициируется инжекцией форплазмы вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика. Во-вторых, ставилось целью, путем анализа полученных экспериментальных данных изучить физические явления и процессы, указывающие новые направления в развитии модельных представлений о вакуумном пробое, например, касающиеся процессов в прикатодной плазме.

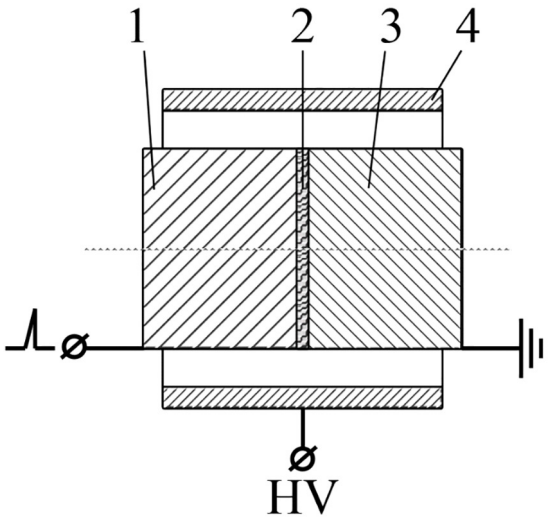


Рис. 1: *Схема вакуумного электроразрядного устройства (вакуумного диода):* 1 – *вспомогательный электрод,* 2 – *диэлектрическая шайба,* 3 – *катод,* 4 – *анод, HV – подключение высоковольтного вывода емкостного источника тока.*

Постановка эксперимента. Низкоиндуктивное разрядное устройство – вакуумный диод – использованное в экспериментах, представляет собой трёхэлектродную осесимметричную систему из трех никелевых электродов и цилиндрического изолятора (рис. 1). Анод в виде полого цилиндра имеет внутренний диаметр 7 мм и высоту 7 мм. Зазор катод–анод составляет 1 мм. Диэлектрическая шайба, разделяющая катод и вспомогательный электрод (все три указанные элемента конструкции также цилиндрической формы), соосная с ними и с анодом, имеет толщину 0.1 мм (слюда) и плотно зажимается между ними. Разрядное устройство монтировалось в диэлектрической оправке и размещалось в компактной вакуумной камере, имеющей коаксиальные токовводы. Вакуумный диод (вакуум $\sim 10^{-1}$ Па) выступает в роли коммутатора с переменным сопротивлением для последовательного колебательного RLC-контура (C = 0.1 мкФ,

$L \approx 10$ мкГн, $R = 4.7$ Ом), период собственных колебаний которого составляет 6 мкс. Достигаемая амплитуда тока – 100 А. Катод заземлен, анод до начала коммутации находится под положительным потенциалом величиной 3 кВ. Процесс коммутации стартует при подаче на вспомогательный электрод положительного относительно катода импульса потенциала амплитудой до 4 кВ и длительностью фронта 5 мкс. Происходит пробой по поверхности диэлектрической шайбы, и плазма, образованная продуктами эрозии, инициирует процесс создания проводящей среды в промежутке катод–анод. Сила тока во вспомогательном разряде достигает 8–10 А, его продолжительность ∼30 нс.

В каждой серии экспериментов после достижения необходимого давления остаточных газов в вакуумной камере производилась предварительная тренировка находящегося в ней разрядного устройства – вакуумного диода путем осуществления пробных дуговых разрядов. Только после тренировки, целью которой являлась очистка находящихся в вакууме поверхностей от сорбированного газа, производилась регистрация осциллограмм соответствующих физических параметров. Как показали ранее выполненные эксперименты для эффективной очистки от сорбированных газов достаточно произвести несколько десятков срабатываний разрядного устройства [10].

Осуществлялась регистрация динамики напряжения (измерялось с помощью омических делителей, обладающих низким уровнем электромагнитной наводки) и тока (измерялся с помощью низкоиндуктивного сопротивления, включенного в соответствующую цепь) как основного коммутирующего разряда в промежутке катод–анод, так и вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика. Кроме того, в отдельной серии экспериментов проводилась оценка температуры и плотности плазмы вспомогательного искрового разряда по поверхности диэлектрика с использованием анода в качестве зонда Ленгмюра. При этом высокое напряжение на промежуток катод–анод не подавалось, и искровой разряд в промежутке не возникал. Подаваемый на зонд как положительный, так и отрицательный постоянный потенциал не превышал 300 В. Стабилизация потенциала осуществлялась с помощью конденсатора, включенного в низкоиндуктивную цепь питания зонда. Достаточно хорошая повторяемость от разряда к разряду силы тока на зонд при заданном потенциале зонда позволила путем набора статистики получить вольт-амперную характеристику зонда в различные моменты времени после старта вспомогательного разряда [5].

Результаты эксперимента. Регистрация напряжения в промежутке катод–поджигающий электрод и катод–анод позволяет, по существу, проследить изменения проводимости среды в межэлектродном пространстве. Старт спада напря-

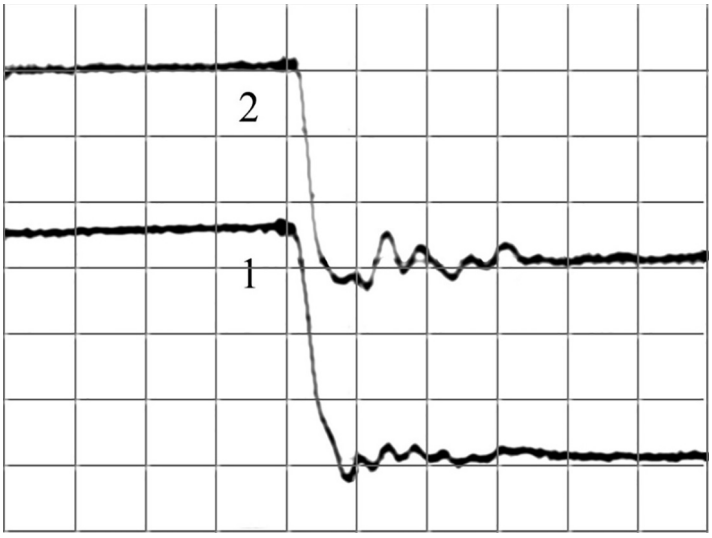


Рис. 2: *Осциллограммы. Развертка* – 40 *нс/дел. Луч №* 1 – *напряжение поджига, чувствительность* – 1 *кВ/дел. Луч №* 2 – *напряжение в промежутке катод–анод, чувствительность* – 1 *кВ/дел. Осциллограммы напряжения имеют инвертированную полярность.*

жения в промежутке катод–анод, свидетельствующий о начале процесса перехода межэлектродной среды из непроводящего в проводящее состояние, отстаёт от старта спада напряжения в промежутке катод–вспомогательный электрод не более чем на несколько наносекунд (рис. 2). Таким образом, процесс перехода среды из непроводящего в проводящее состояние происходит почти синхронно с процессом рождения и действия центров взрывной электронной эмиссии (ЦВЭЭ) [6], возникающих во вспомогательном искровом разряде, с точностью до нескольких наносекунд. Если бы возникающей в промежутке катод–анод проводящей средой оказалась форплазма вспомогательного искрового разряда, то кинетическая энергия входящих в ее состав ионов материала электродов должна была бы составлять более 10 кэВ. Измеренная зондовым методом температура электронов в плазме искрового разряда по поверхности диэлектрика на начальной стадии достигает 20–30 эВ и затем падает до 2–4 эВ за время порядка 100 нс. В таком случае сверхзвуковая скорость потока плазмы отразилась бы определенным образом на форме вольт-амперной характеристики зонда, что не наблюдалось [11]. Зарегистрированная в промежутке катод–анод концентрация электронов составила $\sim 10^{16}$–10^{17} м$^{-3}$ [12]. В указанных условиях радиус Дебая $R_D = (\varepsilon_0 k T_e / n_e e^2)^{1/2}$ [13] составлял $\sim 10^{-5}$–10^{-4} м. Таким образом, под воздействием вспомогательного раз-

ряда пространство в промежутке катод–анод действительно оказывается заполнено проводящей средой, но она не является выше упомянутой форплазмой, эмитируемой из вспомогательного разряда. Механизм быстрого возникновения плазмы в промежутке катод–анод явно имеет иную природу.

Методика измерений, осуществляемых с высоким временным разрешением с использованием зонда Ленгмюра, была отработана при исследовании лазерной плазмы, получаемой с помощью наносекундного лазера в сходных с вспомогательным искровым разрядом условиях (давление остаточного газа $\sim 10^{-1}$ Па, длительность импульса лазерного излучения и длительность искрового разряда 30 нс). Интенсивность излучения лазера на мишени составляла $\sim 10^9$ Вт/см^2 [11]. Плотность потока энергии в ЦВЭЭ также составляет $\sim 10^9$ Вт/см^2 [6]. Близкими оказались и зарегистрированные на сравнимых расстояниях в этих условиях температуры и концентрации электронной компоненты плазмы [6, 11]. Зарегистрированная температура плазмы вспомогательного разряда дает возможность говорить о том, что спектр излучения данного источника позволяет ему эффективно и с минимальной временной задержкой в пределах ~ 10 нс ионизовать остаточный газ в промежутке катод–анод, превращая его в проводящую среду [14].

Отметим, что помещение диода в однородное магнитное поле ~ 0.15 Тл, линии индукции которого параллельны оси симметрии диода, не внесло сколько-нибудь заметного изменения в динамику проводимости среды за счет ожидаемого уменьшения скорости диффузии плазмы вспомогательного разряда в вакуум и ограничения распространения эмитируемых с катода электронов с энергиями, не превышающими 200 эВ у его поверхности. Действительно, если на уровне оценки принять температуру электронов в плазме ~ 10 эВ, то средняя величина радиуса Лармора $R_L = m_e v_e/$ (эВ) для них составит $\sim 10^{-4}$ м при $v_e \approx (2kT_e/m_e)^{1/2} \approx 10^6$ м/с, а характерное время электрон-ионных столкновений $\tau_{ei} \approx \lambda_{ei}/v_e \approx 1/(\sigma_{ei} \cdot n_i \cdot v_e)$ будет $\sim 10^{-4}$ с при сечении упругого рассеяния $\sigma_{ei} \approx 10^{-19}$ м^2 [15] и $n_i \approx n_e \approx 10^{17}$ м$^{-3}$. Время диффузии плазмы через область магнитного поля протяженностью $x_{\text{dif}} = 10^{-3}$ м можно оценить как $t_{\text{dif}} \approx (x_{\text{dif}}) 2 \cdot \tau_{ei}/(R_L^2)$ [16], что даст $t_{\text{dif}} \approx 10^{-2}$ с, т. е. магнитное поле должно было оказать заметное влияние на распространение форплазмы. Полученный экспериментально результат оказался отличен от теоретически ожидаемого, но он согласуется с данным о генерации в вакуумном искровом разряде по поверхности диэлектрика надтепловых электронов с энергиями ~ 500 эВ [12, 17]. Авторы [17], используя в своих экспериментах метод магнитного барьера, продемонстрировали, что надтепловые электроны эффективно ионизуют остаточный газ и являются основой механизма быстрого возникновения проводящей среды

в промежутке катод–анод [12]. Можно утверждать, что указанные энергии надтепловых частиц не обусловлены ускорением в приложенной к электродам разности потенциалов. Во-первых, надтепловые электроны, испущенные из вспомогательного разряда, распространяются в направлении, перпендикулярном направлению электрического поля, приложенного к искровому разряду. Во-вторых, согласно данным [18] даже при напряжении между электродами (в нашем случае это катод и вспомогательный электрод) 10 кВ максимальная энергия электронов при вакуумном пробое по поверхности диэлектрика не превышает 50 эВ.

Остается добавить, что зондовые исследования вспомогательного искрового разряда выявили следующую картину потока эмитируемых из него заряженных частиц. Корпускулярная эмиссия наблюдается с момента инициирования разряда в системе поджига. Через $\sim$2 нс после старта фиксируется поток электронов, причем регистрируемый ток на зонд в среднем $\sim$0.6 А практически остается неизменным при потенциале зонда в интервале от –300 до +300 В. Через $\sim$4 нс после старта фиксируется поток ионов. Ионный ток на зонд падает от $\sim$1.5 А до $\sim$0.6 А с ростом потенциала зонда в интервале от –300 до +300 В. В дальнейшем через $\geq$ 40 нс регистрируемые вольт-амперные характеристики зонда свидетельствуют о том, что окружающей средой зонда становится плазма. Предположительно распространение потока ионов в аномальном направлении, т. е. противоположном направлению вектора напряженности приложенного от внешнего источника электрического поля, происходит под действием электрического поля сгустка электронов, эмитированных из катодного факела.

Что касается разряда в промежутке катод–анод, то на осциллограммах тока в промежутке катод–анод первоначально регистрируется прохождение электронного пучка, распространяющегося от катода к аноду (первый пик тока положительной полярности на рис. 3). Следом наблюдается распространение пучка ионов в том же направлении (пик отрицательной полярности на рис. 3). Продолжительность электронного пучка составляет 20–30 нс. Это близко к продолжительности цикла ЦВЭЭ и позволяет предположить, что мы наблюдаем начальную стадию формирования катодного пятна, характеризующуюся выбросом электронов и ионов из ЦВЭЭ [6]. Синхронные осциллограммы напряжения на промежутке катод–анод дают возможность наблюдать свидетельство развития в межэлектродном пространстве сильной электронной неустойчивости [19], проявляющей себя в виде сильных колебаний напряжения. Зафиксирован всплеск тока через 200 нс после начала его протекания, который обычно связывают с замыканием промежутка плазмой катодного факела [6]. Далее в межэлектродном

промежутке катод–анод протекает, по-видимому, только ток проводимости, величина которого в первую очередь определяется параметрами коммутируемой цепи. Таким образом, наблюдаемая на начальной стадии дугового разряда в промежутке катод–анод картина потока заряженных частиц, которая вырисовывается из наблюдаемой динамики тока, весьма напоминает соответствующую картину, полученную в случае регистрации зондовым методом потоков заряженных частиц, эмитируемых из вспомогательного искрового разряда. Данное обстоятельство полностью соответствует представлениям эктонной модели Г. А. Месяца [6].

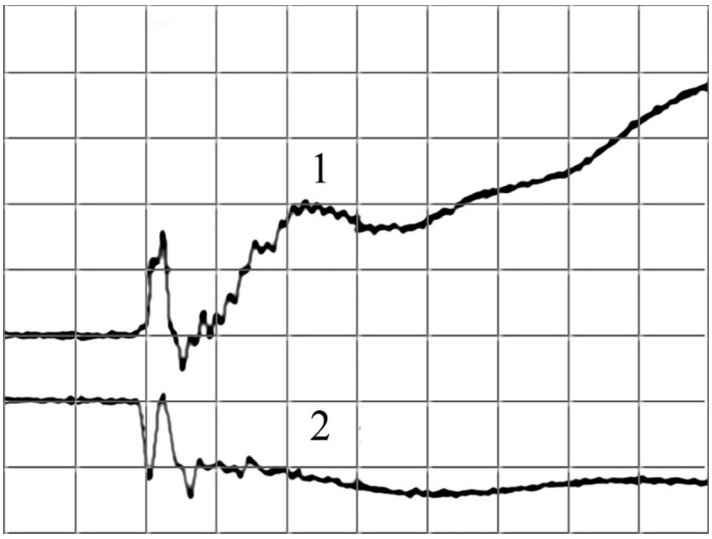


Рис. 3: *Осциллограммы. Развертка* – 100 *нс/дел. Луч №* 1 – *ток в промежутке катод–анод, чувствительность* – 20 *А/дел. Луч №* 2 – *напряжение в промежутке катод–анод, чувствительность* – 2 *кВ/дел.*

Была осуществлена серия экспериментов, в которых при всех прочих равных условиях электроду, называемому выше в тексте анодом, сообщался отрицательный потенциал величиной 3 кВ. В этом случае не зарегистрировано появление электронного и ионного пучков. Наблюдалась значительная (до 1 мкс) задержка начала протекания тока проводимости в промежутке катод–анод по отношению к инициирующему разряду по поверхности диэлектрика. Данное обстоятельство свидетельствует о важной роли бегущих впереди катодного факела электронов при “правильной”, т. е. положительной полярности анода, в развитии дугового разряда в вакуумном диоде. Опережающие факел электроны создают условия для реализации механизма амбиполярной диффузии плазмы в вакуум. Кроме того, при “неправильной”, т. е. отрицательной полярности указан-

ного электрода, значительно снижается скорость распространения в межэлектродный промежуток плазмы катодного факела вспомогательного разряда. Амбиполярная диффузия плазмы в вакуум сменяется относительно медленным тепловым расширением.

Обсуждение результатов эксперимента. Таким образом, в промежутке катод–анод при "правильной", т. е. положительной полярности анода после инициирования в нем разряда присутствуют как равновесный ионизованный остаточный газ, определяющий ток проводимости, так и пучки заряженных частиц, распространяющихся от катода к аноду. Причем становится возможным пространственное разделение отрицательно и положительно заряженных частиц. Проанализируем полученные результаты. Аппроксимируем ток проводимости на начальной стадии разряда прямой линией и вычтем его из полного регистрируемого тока (рис. 4), т. е. выделим эмитированный с катода поток частиц. Нетрудно увидеть, что в данном приближении ток проводимости начинает протекать в момент замыкания межэлектродного промежутка плазмой катодного факела. Если отсчитывать время пролета положительно заряженного корпускулярного потока в промежутке от начала наиболее быстрого роста тока электронной эмиссии или момента достижения максимума в первом пике сигнала (положительной полярности), что, по-видимому, можно отождествить с электрическим взрывом микроскопического участка поверхности катода, то соответствующая скорость распространения положительно заряженных частиц в межэлектродном пространстве составит $(2.5-5)\cdot 10^4$ м/с, а энергия направленного движения ионов (по-видимому, никеля) ∼200–750 эВ. Можно предположить, что ускорение ионов до указанной энергии, явно превышающей среднюю тепловую, происходит под действием электрического поля электронов, бегущих впереди плазмы катодного факела. Следует отметить, что имеется разработанная А. В. Гуревичем с коллегами теория ускорения ионов при расширении неоднородной плазмы в вакуум [20–22], и получены экспериментальные результаты [23], в ряде случаев согласующиеся с данной теорией.

Результаты экспериментов по регистрации корпускулярных потоков, эмитируемых из вакуумного искрового разряда по поверхности диэлектрика [12] позволяют предположить, что и в нашем случае энергии бегущих впереди плазмы катодного факела электронов и ионов примерно равны по величине, а их генерация связана с ЦВЭЭ.

В рамках эктонной модели предполагается, что взрывная эмиссия электронов (ВЭЭ) – это результат протекания в микрообъеме катода примерно тех же процессов, которые имеют место при электрическом взрыве проводников (ЭВП). Простейшая модель возбуждения ВЭЭ – это джоулев разогрев током автоэлектронной эмиссии микро-

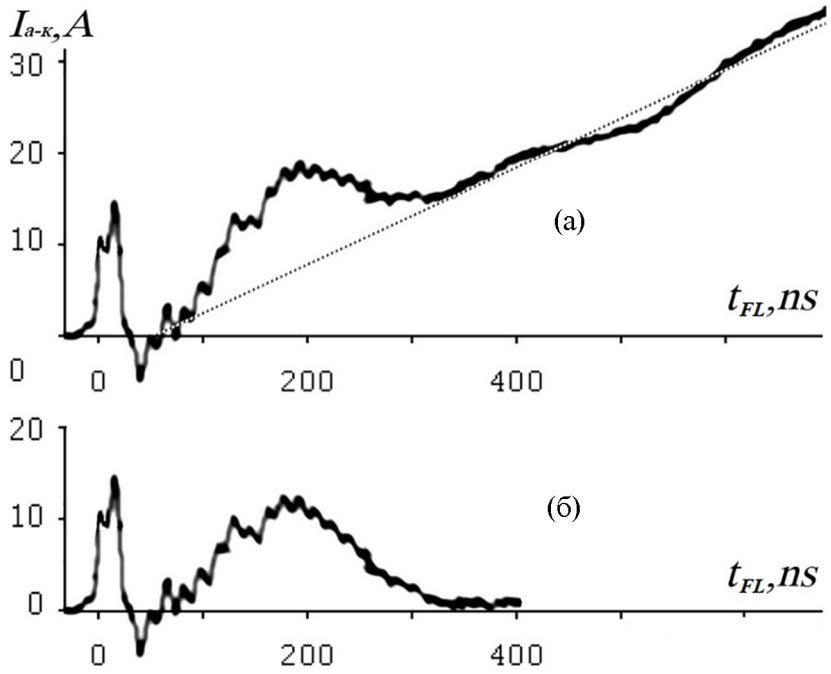


Рис. 4: *Выделение вклада неравновесных потоков зарядов в полный регистрируемый ток в промежутке катод–анод: (а) прорисовка осциллограммы полного тока $I_{к-а}$ (рис. 3); горизонтальной пунктирной линией показан нулевой уровень сигнала, наклонной пунктирной линией показана аппроксимация тока проводимости; (б) вклад пучковых потоков зарядов в полный ток; t_{FL} – время пролета в промежутке катод–анод положительно заряженных частиц, отсчитанное от предполагаемого момента электрического взрыва проводника или момента рождения ЦВЭЭ.*

острий на поверхности катода. Для возбуждения ЦВЭЭ необходимо, чтобы вложенная в микрообъем неоднородности на поверхности катода удельная энергия w_0 превысила удельную энергию сублимации ($w_0 > 10^4$ Дж/г) [6]. Эктонная модель подразумевает сублимацию и ионизацию вещества микрообъема микронеоднородности на поверхности катода с последующим ускорением внешнего слоя разлетающейся плазмы в процессе ее амбиполярной диффузии в вакуум. Вложенная в микрообъем энергия, согласно представлениям разработчиков эктонной модели, в процессе расширения плазмы, образованной в результате электрического взрыва проводника, преобразуется в кинетическую энергию частиц плазмы. Для ситуации, когда радиус разлета плазмы стал много больше характерного начального размера взрывающегося микрообъема, и в предположении, что процесс разлета плазмы является адиабатическим, скорость распространения внеш-

него слоя плазменного сгустка, разлетающегося в вакуум, можно выразить как [24]:

$$v = (4 \cdot \gamma \cdot w_0/(\gamma - 1))^{1/2},$$

где γ – показатель адиабаты для расширяющейся плазмы. Для металлов в широком диапазоне значений атомного номера – от 13 (Al) до 82 (Pb), согласно экспериментальным данным скорость расширения в вакуум (скорость амбиполярной диффузии) составляет $(1-2) \cdot 10^4$ м/с [6]. Следовательно, величина вложенной удельной энергии, предваряющей микровзрыв, лежит в пределах $w_0 = (1-4) \cdot 10^4$ Дж/г, если принять $\gamma = 1.67$ [25]. Точно такие же значения w_0 были получены при численном моделировании катодного пятна [26].

Результаты наших экспериментов показывают, что наряду с этими процессами существует еще некоторый механизм ускорения частиц (в первую очередь электронов), которому соответствует, по-видимому, еще более высокий уровень вложенной удельной энергии w_0, и который имеет сходство с механизмом ускорения частиц, присутствующим в ЭВП.

На рис. 5 приведены данные, демонстрирующие, что свойства плазмы из ЦВЭЭ наиболее похожи на свойства плазмы взрывающихся проволочек, по крайней мере с точки зрения развития ускорительных процессов, на самой ранней стадии искрового разряда в вакууме, когда очевидно имеют место ускорительные процессы. Источником исходных данных для построения приведенного графика послужили работы [12, 24–27] и результаты настоящей работы.

Помимо пучка электронов и корпускулярного потока с преобладанием положительного заряда на осциллограмме наблюдается еще пик положительной полярности. При выбранном начале отсчета времени пролета указанному пику соответствует скорость направленного движения заряженных частиц $(0.6-0.8) \cdot 10^4$ м/с. Указанная скорость соответствует скорости теплового расширения плазмы в вакуум при средней энергии частиц $\sim$10 – 20 эВ, что примерно соответствует измеряемым температурам электронов в вакуумном искровом разряде по поверхности диэлектрика. Соединение промежутка катод–анод потоком плазмы катодного факела, движущейся с тепловой скоростью (на переднем фронте энергия частиц $\sim$30 эВ), переводит разряд в режим короткого замыкания. Искровой разряд переходит в дуговой.

Анализ вклада неравновесных потоков зарядов в полный ток разряда на его начальной стадии (рис. 4) показал, что отрицательный заряд, переносимый пучком электронов, составляет $q_e \approx 8 \cdot 10^{-7}$ Кл. Пучок ионов переносит положительный заряд

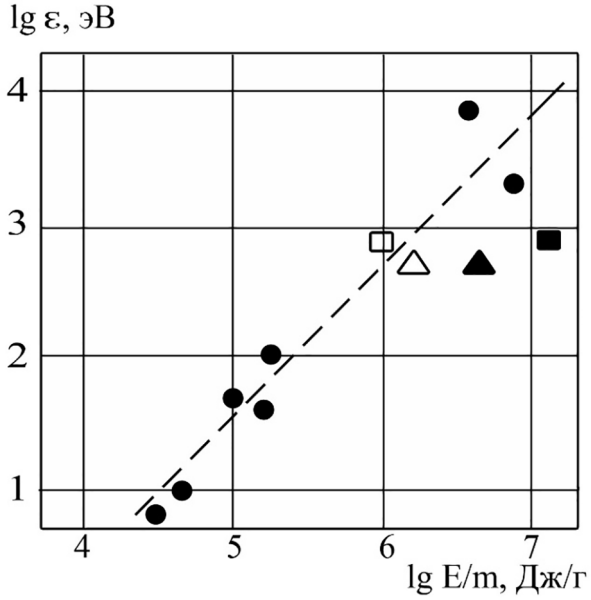


Рис. 5: *График зависимости зарегистрированной средней энергии ε ускоренных частиц или достигнутой температуры электронов от удельной энергии E/m, где E – энергия, вложенная во взрывающийся проводник, m – масса проводника. Круги – данные по взрывающимся проволочкам (приведены достигнутые температуры электронов)* [24−27]*, квадрат – данные по пробою короткого* $\sim$1 *мм вакуумного промежутка в низкоиндуктивном диоде (приведена средняя энергия ускоренных ионов), треугольник – данные по пробою по поверхности диэлектрика протяженностью* $\sim$0.1 *мм в вакууме (приведены максимальные значения зарегистрированной энергии ускоренных электронов и ионов)* [12]*. Квадрат и треугольник с темной заливкой – принимается в расчет вся энергия искрового разряда; квадрат и треугольник со светлой заливкой – принимается в расчет энергия только начальной стадии разряда, в которой наблюдается поток ускоренных частиц.*

$q_i \approx 1.1 \cdot 10^{-7}$ Кл. Таким образом отношение зарядов составляет $q_e/q_i \approx 7$, т. е. почти порядок величины. В равновесном потоке зарядов, следующем за ними, переносится избыточный отрицательный заряд $q_{ee} \approx 3 \cdot 10^{-6}$ Кл. С учетом этих данных отношение переносимых в пучках зарядов может достигать $(q_e + q_{ee})/q_i \approx 35$.

Автор [28] в поисках ответа на вопрос – каков же все-таки механизм эмиссии электронов в той стадии после взрыва микроскопического участка поверхности катода, когда обычно происходит резкое усиление тока, указывал на следующее обстоятельство. Эксперименты показали, что при импульсном пробое вакуумного промежутка с острий-

ным катодом импульсом напряжения длительностью 10 нс и временем нарастания на переднем фронте 1 нс, при протекающем токе $10^2 - 10^3$ А (с площадки 10^{-10} м^2) в импульсе тока переносится электронов в $10^1 - 10^3$ больше, чем имеется ионов в плазменном сгустке. Из указанного обстоятельства был сделан вывод о том, что дело не в ионизации испаренного материала, как предлагает эктонная модель [6], а в поляризации плазмы факела и образовании положительного пространственного заряда у поверхности металла, дополнительно усиливающем поле, что в свою очередь приводит к еще более быстрой термоавтоэлектронной эмиссии электронов. В результате вполне определенный физический смысл приобретает так называемый коэффициент усиления электрического поля, обозначаемый обычно символом β_E. Величина β_E согласно экспериментальным данным должна достигать нескольких сотен [6], что вызывает чувство недоумения у исследователей, т. к. в экспериментах, несмотря на все усилия и ухищрения, не удается наблюдать соответствующих структур на поверхности катода [29], более того, предполагаются возможные ограничения и недостатки эктонной модели [30].

Таким образом, наши результаты, с одной стороны, согласуются с идеями Ю. П. Райзера [28], а с другой, дополнительно указывают на наличие некоторого ускорительного механизма для электронов в прикатодной плазме, связанного с формированием ЦВЭЭ.

Заключение. Суммируем проведенную работу и основные полученные результаты. Проводилась регистрация токов и напряжений в низкоиндуктивном вакуумном диоде на начальной стадии дугового разряда в коммутируемой диодом цепи. Инициирование процесса коммутации, т. е. перехода промежутка катод–анод в диоде в проводящее состояние вплоть до режима короткого замыкания, осуществлялось с помощью вспомогательного искрового разряда по поверхности диэлектрика.

Наблюдалось образование в коротком коммутируемом вакуумном промежутке облака разреженной плазмы в результате ионизации остаточного газа электронами, испущенными из вспомогательного инициирующего искрового разряда по поверхности диэлектрика.

На начальной стадии импульсного дугового разряда зафиксировано развитие электронной неустойчивости, проявляющей себя в виде сильных колебаний напряжения. Зарегистрировано прохождение электронного пучка с катода и пучка ионов после падения разности потенциалов в результате, по-видимому, снижения омического сопротивления канала тока, что соответствует представлениям о механизме аномального ускорения ионов катодного факела вакуумной искры [19, 31, 32].

Показано, что на начальной стадии разряда в направленном от катода к аноду электронном потоке переносится заряд, на порядок величины больший, чем заряд, переносимый ионами. Данное обстоятельство может свидетельствовать о том, что в условиях падения приложенного к вакуумному промежутку напряжения происходит не просто разлет плазмы – продукта функционирования ЦВЭЭ, но также процесс, стимулирующий эмиссию электронов, например, поляризация прикатодной плазмы. Экспериментально показано наличие ускорительного механизма для электронов в прикатодной плазме, связанного с формированием ЦВЭЭ.

Исследование выполнено при поддержке РНФ (грант № 23-19-00524).

Л И Т Е Р А Т У Р А

[1] Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, *Импульсный электрический разряд в вакууме* (Новосибирск, Наука, 1984).

[2] Р. Латам, *Вакуумная изоляция установок высокого напряжения* (М., Энергоатомиздат, 1985).

[3] И. Н. Сливков, *Процессы при высоком напряжении в вакууме* (М., Энергоатомиздат, 1986).

[4] High-Voltage Vacuum Insulation. *Basic Concepts and Technological Practice.* Edited by Latham R. (London, Academic Press, 1995).

[5] Е. В. Нефедцев, Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук (Томск, 2022, ФГБУН Институт сильноточной электроники СО РАН).

[6] Г. А. Месяц, *Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга* (М., Наука, 2000).

[7] Г. А. Месяц, *Взрывная электронная эмиссия* (М., Физматлит, 2011).

[8] R. V. Latham, From “Whiskers” to “Dust” – the Critical Role of Dedicated Diagnostic Techniques in Promoting Paradigm Shift. Proc. 24th ISDEIV, 2010, Braunschweig, Germany, P. 1-5.

[9] S. Calatroni, A. Descoeures, J. W. Kovermann, et al., Proc. Of Linear Accelerator Conference LINAC-2010, Tsukuba, Japan VOP070. P. 217-219.

[10] В. И. Асюнин, С. А. Бушин, С. Г. Давыдов и др., Успехи прикладной физики **3**(6), 542 (2015).

[11] С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, А. С. Каторов и др., Успехи прикладной физики **9**(3), 187 (2021). DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-3-187-201.

[12] S. G. Davydov, A. N. Dolgov, A. A. Kozlov, et al., Physics of Atomic Nuclei **85**, 2076 (2022). DOI: 10.1134/S106377882209007.

[13] И. А. Семиохин, *Элементарные процессы в низкотемпературной плазме*. Учебн. пособие (М., Изд-во Моск. Ун-та, 1988).

[14] Т. У. Арифов, Г. А. Аскарьян, Н. М. Тарасова, Письма в ЖЭТФ **8**(1), 1 (1968).

[15] В. И. Раховский, *Физические основы коммутации электрического тока в вакууме* (М., Наука, 1970).

[16] С. К. Жданов, В. А. Курнаев, М. К. Романовский, И. В. Цветков, *Основы физических процессов в плазме и плазменных установках*. Под ред. В. А. Курнаева (М., МИФИ, 2007).

[17] С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, А. А. Козлов и др., Письма в ЖТФ **49**(17), 43 (2023). DOI: 10.21883/PJTF.2023.17.56088.19637.

[18] Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, УФН **139**(2), 265 (1983). DOI: 10.1070/PU1983v026n02ABEH004322.

[19] Д. Л. Шмелев, Г. А. Месяц, С. А. Баренгольц, Письма в ЖТФ **33**(10), 19 (2007).

[20] А. В. Гуревич, Л. В. Парийская, Л. П. Питаевский, ЖЭТФ **49**, вып. 2(8), 647 (1965).

[21] А. В. Гуревич, А. П. Мещеркин, ЖЭТФ **80**(5), 1810 (1981).

[22] А. В. Гуревич, А. П. Мещеркин, Физика плазмы **9**, 955 (1983).

[23] А. В. Гуревич, Д. М. Карфидов, А. П. Мещеркин, К. Ф. Сергейчев, Краткие сообщения по физике ФИАН № 5, 27 (1988).

[24] *Электрический взрыв проводников* (пер. с англ. Е. Т. Антропова, к.ф.-м.н. В. Н. Колесникова, к.ф.-м.н. Е. Е. Ловецкого). Под ред. д-ра ф.-м.н. А. А. Рухадзе и к.т.н. И. С. Шпигеля (М., Мир, 1965).

[25] В. А. Бурцев, Н. В. Калинин, А. В. Лучинский, *Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках* (М., Энергоатомиздат, 1990).

[26] V. M. Romanova, G. V. Ivanenkov, A. R. Mingaleev, et al., Plasma Physics Reports **41**(8), 617 (2015). DOI: 10.1134/S1063780X15080085.

[27] N. Yu. Kravchenko, S. S. Kovtunov, Discrete and Continuous Models and Applied Computational Science **31**(1), 75 (2023). DOI: 10.22363/2658-4670-2023-31-1-75-86.

[28] Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*. Учебное руководство: Для ВУЗов 2-е издание, переработанное и дополненное (М., Наука, 1993). ISBN 5-02-014615-3.

[29] А. Ю. Емельянов, П. Г. Габдуллин, А. В. Архипов, Н. М. Гнучев, Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки **177**(3), 144 (2013).

[30] S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, I. N. Tilikin, et al., IEEE Transactions on Plasma Science **46**(11), 3815 (2018). DOI: 10.1109/TPS2018.2852058.

[31] С. А. Баренгольц, Г. А. Месяц, Э. А. Перельштейн, ЖЭТФ **118**(6), 1358 (2000). DOI: 10.1134/1.1342883.

[32] С. А. Баренгольц, Г. А. Месяц, Э. А. Перельштейн, ЖТФ **79**(10), 45 (2009). DOI: 10.1134/S1063784209100077.

Поступила в редакцию 8 августа 2024 г.
После доработки 8 февраля 2025 г.
Принята к публикации 3 апреля 2025 г.