

УДК 537.5

Е.В. НЕФЁДЦЕВ^{1,2}, С.А. ОНИЩЕНКО¹, А.В. БАТРАКОВ¹

ОСОБЕННОСТИ КОРОТКОИМПУЛЬСНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ВАКУУМНОЙ ИЗОЛЯЦИИ*

Приведены результаты исследования короткоимпульсной электрической прочности миллиметровых плоских вакуумных промежутков с электродами, прошедшими обработку электронным пучком. Показано, что напряженность электрического поля первого пробоя вакуумных промежутков с электродами из чистых металлов в значительной степени определяется кристаллической структурой металла. Развитие первого короткоимпульсного пробоя сопровождается очень резким ростом электрического тока. Малая длительность тестирующих импульсов исключает влияние всех известных инерционных механизмов пробоя с характерным временем действия свыше 20 нс. Рассмотрены некоторые общие предположения относительно природы факторов, стимулирующих короткоимпульсный пробой вакуумных промежутков.

Ключевые слова: электрическая изоляция в вакууме, вакуумный разряд.

Введение

Свойства вакуумной изоляции изучаются уже более столетия. Вакуум, как изолятор, используется в электронных лампах, вакуумных коммутаторах и разрядниках, электронных микроскопах и анализаторах поверхности, ускорителях и сепараторах заряженных частиц, электрореактивных космических двигателях и других устройствах. Казалось бы, вакуум должен обладать идеальными изоляционными свойствами, по крайней мере, вплоть до напряженностей электрического поля $E_0 \sim 20$ МВ/см, при которых возникает интенсивная автоэлектронная эмиссия с поверхности катода. Однако электрическая прочность практически значимых миллиметровых и сантиметровых вакуумных промежутков (ВП) на два порядка ниже этого теоретического предела и почти на порядок ниже электрической прочности твердых и жидких диэлектриков.

Возникновению самостоятельного разряда в ВП предшествует появление сгустков плазмы на поверхности катода – катодных факелов, функционирование и расширение которых поддерживается совокупностью микровзрывов [1–3]. В экспериментах, выполненных в неоднородном поле с использованием острейного катода, было показано, что появление пробоя связано с достижением напряженностью электрического поля на поверхности катода значений порядка E_0 . Этот факт явно указывал на то, что микровзрывы – следствие тепловой неустойчивости при протекании тока автоэлектронной эмиссии через поверхность острия. Отсюда представляется возможной реализация аналогичного механизма пробоя также в промежутке с широким катодом, поверхность которого содержит концентраторы электрического поля в виде микроострий, механических задиров, ребер и т.д. После этапа кондиционирования ВП серией пробоев этот механизм является одним из основных, поскольку исходные «слабые» места на поверхности электродов оказываются замещенными продуктами эрозии от предшествующих микровзрывов, которые тоже ограничивают электрическую прочность, но на более высоком уровне напряженностей поля.

Что касается причин возникновения первого пробоя в ВП, то в литературе представлено множество разнообразных механизмов, связанных с наличием на поверхности электродов каких-либо геометрических или химических неоднородностей: случайных микроострий, частиц, открытых пор, диэлектрических пленок, включений вторых фаз и др. [4, 5]. Следуя такой обобщенной точке зрения, можно прийти к выводу о том, что удаление с поверхности всех загрязнений и острых выступов должно привести к резкому, более чем на 2 порядка величины, возрастанию пробивной напряженности электрического поля плоского ВП вплоть до величины E_0 . Поскольку значительные усилия, затрачиваемые на обеспечение чистоты и совершенства электродов, дают сравнительно слабый эффект, в последнее время формируется иная точка зрения, основанная на том, что фактор ограничения электрической прочности следует искать не только на поверхности, но и в

* Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 16-08-00849-а. При выполнении работы использовалось научное оборудование Томского регионального центра коллективного пользования ТНЦ СО РАН.

объеме материала. Эта точка зрения подкрепляется тем фактом, что на фоне статистического разброса, связанного с действием поверхностных факторов, обнаруживается явная зависимость электрической прочности ВП от материала электродов. Общеизвестно, что применение таких металлов, как медь и никель, нежелательно, в то время как нержавеющая сталь, молибден и титан дают возможность получить стабильные электроизоляционные характеристики ВП [4]. Замечено, что последние из перечисленных материалов являются более твердыми, однако есть и исключения, такие, как твердый вольфрам, который не обеспечивает высокой электрической прочности ВП. Авторами [6] при испытании на постоянном напряжении узких ВП, выполненных из различных металлов широкого диапазона характеристик, выявлена связь электрической прочности с кристаллической структурой материала электродов. Объяснить эту связь на основе устоявшихся моделей вакуумного пробоя не представляется возможным.

Переход к одиночным наносекундным тестирующим импульсам напряжения является важным шагом в направлении выявления «последнего» фактора, препятствующего достижению предельных значений электрической прочности ВП шириной порядка миллиметра. В ходе испытаний ВП короткими импульсами почти все механизмы вакуумного пробоя, описанные в литературе, попадают в категорию инерционных. Целью настоящей работы является краткий обзор результатов исследований короткоимпульсного вакуумного пробоя, выполненных в лаборатории вакуумной электроники ИСЭ СО РАН в течение последних нескольких лет, которые подтверждают фундаментальную связь электрической прочности плоских ВП со свойствами металлов, из которых изготовлены электроды.

1. Электроды. Экспериментальная оснастка

Достижение максимально высоких уровней пробивной напряженности ВП во многом определялось обработкой электродов широким низкоэнергетическим сильноточным микросекундным электронным пучком (НСЭП) в режиме плавления тонкого поверхностного слоя толщиной в единицы микрометров [7].

При правильно выбранных параметрах НСЭП достигается режим полировки поверхности электродов до $R_a \sim 0.1$ мкм [8], а основная часть загрязнений оказывается испаренной или растворенной в основной матрице кристаллической основы. Вторым условием достижения максимальной электрической прочности являлось испытание ВП короткими наносекундными импульсами, исключающих проявление инерционных механизмов стимулирования вакуумного пробоя, вызванных ударами перелетающих через промежуток заряженных многоатомных частиц, микроразрядами, ионным распылением поверхности катода, пластическим течением в материале и др. Характерной чертой короткоимпульсного пробоя являются многократные перенапряжения на ВП по отношению к предельным значениям электрической прочности, фиксируемой на постоянном напряжении.

В экспериментах (рис. 1) использовались электроды, представляющие собой диски диаметром 30 мм и толщиной 12 мм со скругленными по радиусу 6 мм краями. Плоская часть промежутка имела диаметр 18 мм. Во избежание вкраплений частиц абразива поверхности электродов не проходили механическую полировку. Перед

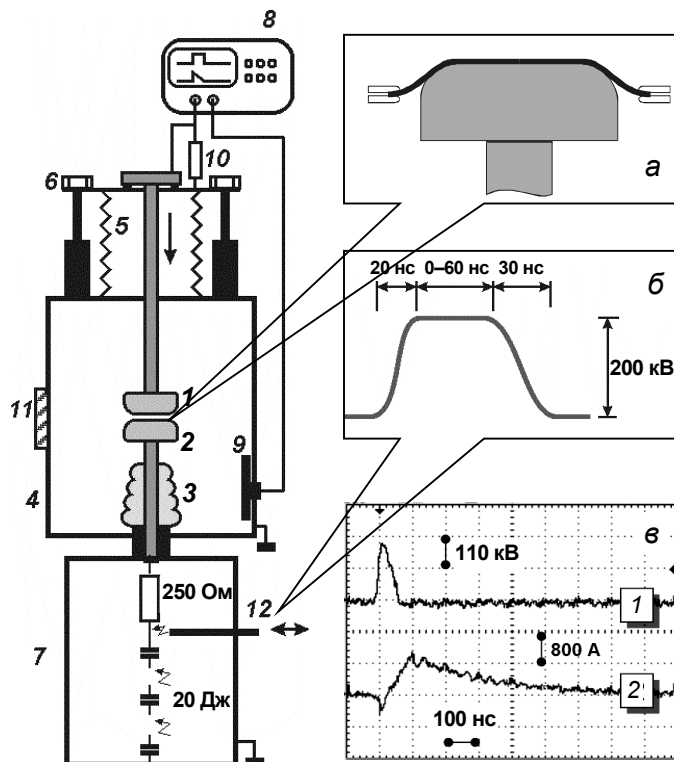


Рис. 1. Схема экспериментального стенда (слева): 1 – катод; 2 – анод; 3 – изолятор; 4 – вакуумная камера; 5 – сильфон; 6 – микрометрический регулятор; 7 – генератор; 8 – осциллограф; 9 – емкостной делитель; 10 – шунт; 11 – окно визуального контроля; 12 – срезающий разрядник. Справа: а – электрод с фольгой; б – форма тестирующего импульса; в – осциллограммы напряжения (кр. 1) и тока (кр. 2) при пробое

обработкой НСЭП (которая заменяет процедуру механической полировки) поверхность обрабатывалась резцом до шероховатости $R_a \sim 1.6$ мкм. В большей части экспериментальные образцы представляли собой электроды «со сменяемой поверхностью». Специальная оправка прижимала фольгу к электродному диску, изготовленному из нержавеющей стали, сохраняя форму рабочей поверхности диска, включая часть области скругления (рис. 1). Фольги имели содержание основного вещества не менее 99.5 вес. % и также проходили обработку НСЭП.

Одиночные импульсы напряжения амплитудой 0.2 МВ, длительностью фронта 20 нс и временем полуспада 50 мкс формировались генератором Маркса. Регулируемым разрядником импульсы могли быть срезаны в диапазоне длительностей порядка десятков-сотен наносекунд. Импульсная напряженность электрического поля в промежутке повышалась постепенно сближением электродов с шагом 10 мкм. Остаточное давление в вакуумной камере не превышало $2 \cdot 10^{-4}$ Па.

2. Предпробойные характеристики. Особенности короткоимпульсных тестовых испытаний вакуумных промежутков

Исследования функционирования предпробойных центров эмиссии на титановом катоде выполнены на несрезанных импульсах с использованием полупрозрачного (для электронов с энергией 0.2 МэВ) анода на основе 50-микронной титановой фольги. За фольгой, в качестве детектора прошедших электронов, мог быть помещен либо металлический коллектор для измерения тока эмиссии, либо сцинтиллятор CsI:Tl, преобразующий отдельные эмиссионные пучки электронов во вспышки, регистрируемые скоростной цифровой камерой HSFC-pro. С помощью этого метода, подробно описанного в [9, 10], ранее было обнаружено появление слаботочных предпробойных эмиссионных центров на катоде из нержавеющей стали.

Аналогичные эксперименты с чистыми титановыми катодами дали отрицательный результат – подобные эмиссионные центры не обнаруживались вплоть до пробоя ВП. Стабильные эмиссионные центры появлялись лишь после первого пробоя, в основном на месте возникновения искры. Очевидно, эти центры были связаны с продуктами эрозии электродов во время пробоя. В экспериментах использовался коллектор, состоящий из трех радиальных секций, что давало возможность грубо оценивать распределение тока по площади ВП. Чувствительность по току для каждого канала, как и в ранее проведенных исследованиях на одиночном коллекторе [11], составляла 1 мкА (ограничение связано с введением защитных элементов). Во время импульсов, предшествующих пробую (рис. 2, а), протекание эмиссионного тока свыше 1 мкА зарегистрировано не было. Во время воздействия пробивного импульса начальный рост тока происходил резко по всем трем каналам по закону, близкому к параболическому:

$$i = A(t - t_0)^2, \quad (1)$$

где A – коэффициент порядка $3\text{--}8 \text{ мкА} \cdot \text{нс}^{-2}$; t_0 – начальный момент времени роста тока.

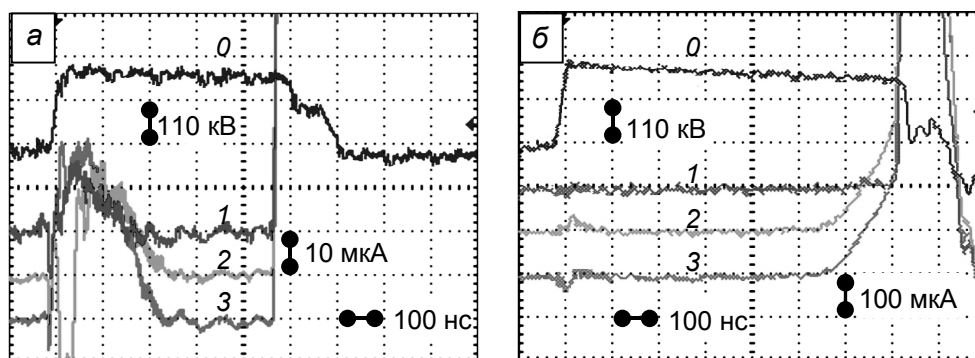


Рис. 2. Осциллограммы напряжения (кр. 0) и тока коллекторов (кр. 1–3) при первом (а) и повторном (б) пробоях

После первого и последующих пробоев все чаще возникали осциллограммы, на которых резкий параболический рост тока предвлялся затяжным участком возрастания, который мог быть зарегистрирован не всеми коллекторами (рис. 2, б). При этом переход от фазы медленного роста тока к резкому параболическому росту имел вид излома.

При постепенном уменьшении длины ВП установлено, что пробой возникает либо в области задержек $t_0 > 400$ нс, либо строго с задержкой 20 нс, равной моменту окончания фронта импульса (достижения максимума напряжения). Результаты, приведенные далее, связаны с тестированием ВП импульсами, срезанными на уровне длительности 100 нс, что гарантировало отсутствие влияния инерционных механизмов развития пробоя с характерными временами более 20 нс. Такой режим тестирования ВП будем называть короткоимпульсным, а напряженность поля, при которой фиксируется пробой в этих условиях, – короткоимпульсной электрической прочностью (КИЭП).

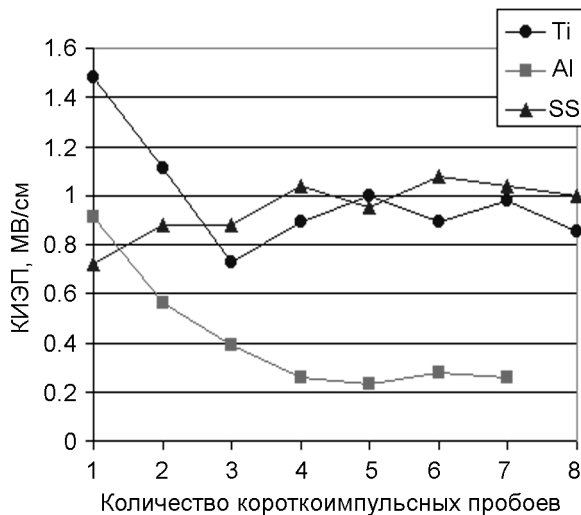


Рис. 3. Зависимость КИЭП от количества пробоев при использовании различных материалов электродов: титана, алюминия и нержавеющей стали (SS)

Результаты, приведенные далее, связаны с измерением КИЭП, соответствующей исключительно первому пробую.

3. Зависимость КИЭП от материала электродов

На множестве из семи гомогенных металлов было показано, что КИЭП сохраняет качественную связь с типом кристаллической решетки материала электрода, выявленную в работе [6] при испытаниях на постоянном напряжении (включающих этап кондиционирования). Самой «слабой» в отношении КИЭП ВП оказывается структура ГЦК (Ni, Cu, Al), более «прочной» – ОЦК (Ta, Nb) и наиболее «прочной» – ГПУ (Zr, Ti) [12]. Максимально высокой КИЭП (1.5 ± 0.2) МВ/см обладали ВП с электродами на основе титановой фольги. В соответствии со справочными данными [13], увеличение КИЭП в данном ряду соответствует уменьшению работы выхода электрона из материала (от 4.5 до 4.0 эВ), что свидетельствует о том, что КИЭП плоского ВП не определяется критериями классической теории автоэлектронной эмиссии (как и сами значения КИЭП, которые остаются на порядок величины меньшими теоретического предела E_0).

Исследования гетерогенных ВП (катод/анод) проведены на комбинациях Ti/Al и Al/Ti [12]. Выбор материалов обусловлен значительной разницей величины КИЭП для соответствующих гомогенных пар Al/Al и Ti/Ti (рис. 4). Как следует из рис. 4, при условии использования Al в качестве катода материал анода не играет определяющей роли в инициировании импульсного пробоя. Если же катодом является Ti, то анод как-то и в значительной степени оказывает влияние на КИЭП. Это, в свою очередь, доказывает, что перед появлением катодной искры между титановым катодом и анодом происходил обмен частицами (электронами, ионами, фотонами), хотя

В короткоимпульсном режиме тестирования осуществить контроль предпробойных токов на уровнях ниже ~ 100 мкА не удалось из-за наводок, вызванных токами зарядки ВП на фронте импульса (см. рис. 2).

В отличие от ВП с электродами из нержавеющей стали, для ВП, выполненных из гомогенных металлов (не сплавов), отсутствовал эффект кондиционирования последовательными пробоями. Каждый последующий пробой происходил при меньших значениях напряженности поля (рис. 3).

Эффект кондиционирования мог появиться после искусственного предварительного снижения КИЭП путем внесения небольшого счетного количества субмикронных частиц на любой из электродов или осуществления попыток дополнительной (после НСЭП) традиционной «очистки» поверхности электродов (механической полировкой, химическим травлением, плазменной обработкой, вакуумным отжигом и т.д.). Результаты, приведенные далее, связаны с измерением КИЭП, соответствующей исключительно первому пробую.

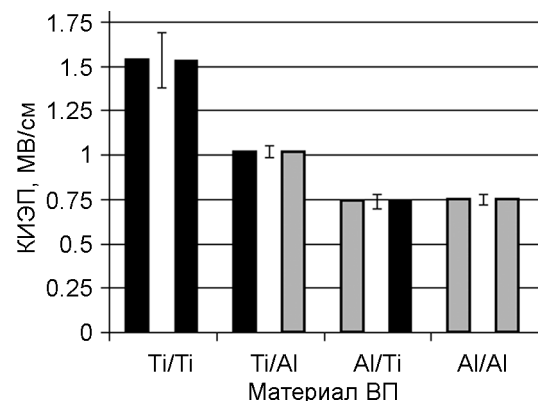


Рис. 4. КИЭП ВП с различными комбинациями катод/анод в системе материалов Ti и Al

хотя перед появлением катодной искры между титановым катодом и анодом происходил обмен частицами (электронами, ионами, фотонами), хотя

при этом не отрицается возможность такого обмена в том случае, если катодом является Al-электрод.

Как следует из рис. 4, смена материала катода при фиксированном материале анода в обоих случаях приводит к изменению КИЭП.

4. Корреляционные особенности распределения эрозионных меток

Анализ эрозионных следов на катоде в областях, где их концентрация невелика, свидетельствует о преимущественно попарной группировке взрывоэмиссионных кратеров (рис. 5). Кратеры, составляющие отдельную пару, близки друг к другу по диаметру и глубине. При этом размеры кратеров могут существенно отличаться при переходе от одной пары к другой (рис. 5). Элементный состав как в окрестности кратеров, так и в их жерлах не отличается от элементного состава регулярной поверхности, поэтому образование кратеров не связано с инородными включениями или частицами.

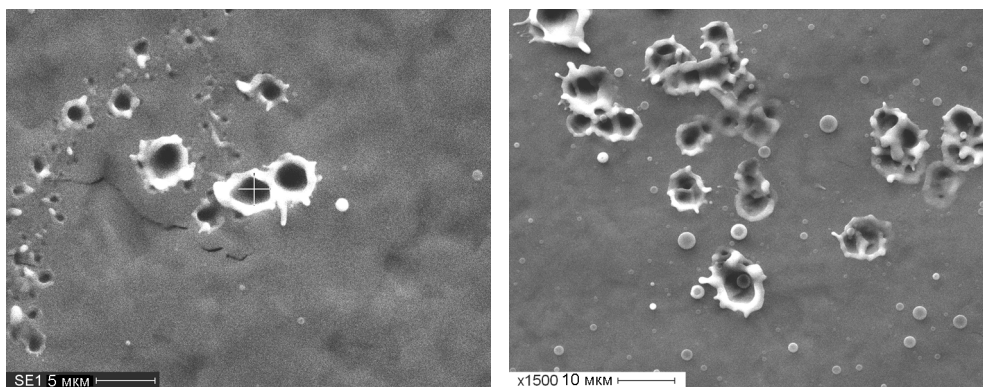


Рис. 5. Парная корреляция эрозионных кратеров на поверхности титанового катода после одиночного короткоимпульсного пробоя

Подобные пары взрывоэмиссионных кратеров можно выделить на снимках, сделанных в других работах (в частности, в работе [14]), где были созданы такие экспериментальные условия, при которых распределение кратеров является достаточно разреженным, а их размер сравнительно небольшим.

5. Обсуждение

5.1. Условия появления первой катодной искры и влияние анода

Появление вакуумной искры на поверхности катода связано с перегревом материала [1–3]. Если через малый участок поверхности катода протекает эмиссионный ток i_e , такой, что за короткое время τ он нагревает этот участок до температуры плавления $T_{пл}$, то характерный радиус инициирующего эмиссионного центра должен быть не более чем

$$r_0 < \left(\frac{\chi_0 i_e^2 \tau}{\pi^2 \rho c \ln(T_{пл}/T_0)} \right)^{1/4}, \quad (2)$$

где T_0 , χ_0 , c , ρ – соответственно начальная температура, температурный коэффициент удельного сопротивления, теплоемкость и плотность металла.

Формулу (2) можно получить из формулы, которая использовалась для оценки связи времени задержки вакуумного пробоя с величиной средней плотности тока автоэлектронной эмиссии [1–3]. В случае первого пробоя инициирование взрыва не связано с изначально большими токами эмиссии (см. п. 2). Ток первичной эмиссии достоверно меньше 1 мкА, а внезапное возрастание тока за время менее 10 нс достоверно приводит к пробую. При подстановке значения $i = 1$ мкА и $\tau = 10$ нс в формулу (2) для титана ($\chi_0 = 2.3 \cdot 10^{-9}$ Ом·м/К, $\rho = 4500$ кг/м³, $c = 521$ Дж/(кг·К), $T_{пл} = 1880$ К) получим оценку $r_0 < 0.6$ нм.

Даже столь малое значение следует считать завышенным из следующих соображений: 1) согласно данным [15], после тщательной очистки электродов *in situ*, при напряженности поля в миллиметровом ВП порядка 1 МВ/см значения предпробойного тока более чем на порядок величины

меньше 1 мкА; 2) при выводе формулы (2) предполагалось, что весь предпробойный ток протекает через единственный центр эмиссии; 3) при выводе формулы (2), с учетом кратковременности теплового воздействия, не учитывалось рассеяние тепла в металле и его потери на поверхностное излучение, поэтому реально, для поддержания температуры на уровне $T_{пл}$, ток должен охватывать меньший участок поверхности. Таким образом, для достижения состояния перегрева материала эмиссионным током область эмиссии должна иметь атомные масштабы. Поскольку длина свободного пробега электрона в металле значительно больше, чем атомные размеры, такая локализация тока невозможна, если не предполагать какого-либо сильного нарушения кристаллического порядка в точках эмиссии. Результаты наблюдений, представленные в п. 4, свидетельствуют о возможной связи областей первичной эмиссии с выходами дислокаций (см. пп. 5.3). Однако, несмотря на то, что поперечные размеры дислокаций имеют действительно атомные масштабы, в настоящее время нет теоретических работ, обосновывающих возможность облегченной и интенсивной эмиссии электронов через дислокационное ядро.

Сделанные оценки ставят под сомнение возможность развития искры исключительно в рамках процессов, происходящих на чистой и гладкой поверхности катода. Из данных п. 3 и работы [16] следует, что анод действительно оказывает значительное влияние на КИЭП. Более того, данные [16] свидетельствуют о том, что в условиях короткоимпульсного тестирования пробивная напряженность поля $E_{пр}$ зависит от длины промежутка d (то есть от расположения анода в пространстве при сохранении прочих условий на катоде) в соответствии с выражением

$$E_{пр} = \alpha d^{-1/2}, \quad (3)$$

где $E_{пр}$ – напряженность электрического поля, при котором происходит пробой; d – длина вакуумного промежутка; α – некоторая константа.

Эта закономерность, характеризующая так называемый эффект полного напряжения, свойственна также режиму испытаний ВП на постоянном напряжении. Для короткоимпульсного режима тестирования ВП связь (3) указывает на то, что состояние перегрева на катоде, приводящее к искре, должно быть спровоцировано выделением некоторой критической плотности энергии $W_{пр}$ в результате бомбардировки катода потоком положительных ионов, ускоряющихся в ВП. Простые оценки показывают, что перелет однозарядного иона титана в электрическом поле $1.5 \text{ МВ/см} = 0.2 \text{ МВ/1.3 мм}$ занимает около 3 нс, что вписывается во временные рамки развития короткоимпульсного пробоя. Таким образом, критерий пробоя запишется в виде

$$U \Delta Q > W_{пр}, \quad (4)$$

где U – амплитуда напряжения; ΔQ – плотность заряда, перенесенного ионами через промежуток в течение импульса.

С другой стороны, в соответствии с экспериментальной зависимостью (3) критерий пробоя можно записать в виде

$$U > \alpha d^{1/2}. \quad (5)$$

Если отсутствуют внешние факторы, способные изменить условия пробоя (например, внешнее излучение, изменение формы импульса регулировкой генератора, изменение состояния поверхности электродов механической обработкой или внесением частиц и т.д.), перенесенный ионный заряд может быть только функцией амплитуды напряжения и длины промежутка $\Delta Q(U, d)$. Сопоставляя (4) и (5), приходим к уточнению этой функции: перенесенный заряд должен быть пропорциональным напряженности поля в промежутке $E = U/d$:

$$\Delta Q = \beta \epsilon_0 E = \beta Q, \quad (6)$$

то есть, фактически, пропорциональным поверхностной плотности заряда электрода Q . Здесь β – коэффициент, определяемый материалом электрода; $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ – электрическая постоянная.

Таким образом, если экспериментальная закономерность (3) (или (5)) точна, то появление ионного потока, критичного для пробоя, может быть связано только с процессами на аноде. Если бы ионный поток был вторичным продуктом некоторого первичного электронного потока с катода, то в этом случае величина перенесенного ионного заряда должна бы быть функцией не только напряженности электрического поля, но и длины промежутка.

Экспериментальные данные работы [17] свидетельствуют о том, что в условиях предпробойного состояния, кроме субмикроамперного электронного тока, зависящего от шероховатости катода, существует некоторый малый стационарный ток положительных ионов ($\sim 10^{-14} - 10^{-13} \text{ А}$), на

фоне которого возникает перенос компактных порций положительного заряда ($\sim 10^{-11}$ – 10^{-9} Кл). Стационарная составляющая ионного тока не зависит от шероховатости катода, но зависит от шероховатости анода. Резкие импульсы ионного тока не сопровождаются флуктуациями электронного тока. Таким образом, есть основания предполагать, что резкий рост тока через промежуток, предваряющий развитие короткоимпульсного вакуумного пробоя (см. п. 2), ассоциирован с моментом срабатывания эмиссионных ионных источников на аноде, независимых от электронной эмиссии с катода. Ниже приводятся две гипотезы, описывающих возможное происхождение этих источников.

5.2. Эффект присутствия свободных многоатомных частиц. «Гипотеза частиц»

Как показали эксперименты [16], искусственное загрязнение поверхности анода субмикронными металлическими частицами резко снижает КИЭП промежутков, причем в почти равной степени с аналогичным загрязнением поверхности катода. При этом в области малых длин промежутка исчезает эффект полного напряжения. С позиции традиционных представлений о механизмах пробоя на постоянном или длинноимпульсном напряжении этот факт может показаться странным. В самом деле, считается, что наличие эффекта полного напряжения – это, напротив, свидетельство загрязненности поверхности электродов незакрепленными частицами, которые, захватывая с электрода определенную порцию заряда и ускоряясь в электрическом поле, своим ударом о противоположный электрод способны спровоцировать развитие вакуумного пробоя. Однако противоречий здесь нет. При короткоимпульсном пробое «рабочими» частицами выступают не многоатомные частицы, а отдельные ионы. Частицы же микронных и субмикронных размеров за время действия короткого импульса способны отойти от электрода лишь на небольшое расстояние. При этом, согласно [18, 19], они могут активно участвовать в «электрическом ослаблении» ВП иным способом. При отрыве металлической частицы от электрода во время нарастания напряжения локальная напряженность поля под частицей может резко возрасти и достигнуть значения $E_0 \sim 20$ МВ/см. Стабилизация локальной напряженности на уровне E_0 связана с протеканием туннельного электронного тока через узкий зазор между отлетающей частицей и электродом. Этот ток, согласно оценкам [19], не способен создать зону перегрева. Однако в работе не отрицается возможность запуска механизмов пробоя, связанных с сильным электростатическим воздействием на поверхности тела и частицы. Если закономерность (6) сохраняется в широком диапазоне электрических полей вплоть до значения E_0 , то на этапе нарастания напряжения под оторвавшейся от электрода частицей должна возникнуть ионная эмиссия, на порядок более плотная, чем в основной части электрода. При этом доля ионного потока, выходящего из-под частицы в основной промежуток, определяется формой частицы и ее поведением при отрыве (в [18, 19] рассматривалась динамика только сферических частиц). Если усредненный (по размерам и форме частиц) коэффициент выхода в основной промежуток γ считать постоянным и достаточно большим (более 0.1), качественный анализ приводит к следующим выводам. Для длинных межэлектродных промежутков эффект полного напряжения и соответствующая ему зависимость (3), свойственная чистому аноду, сохраняется, тогда как для коротких промежутков пробивная напряженность поля стремится к постоянному значению:

$$E_{\text{пр}} = \begin{cases} E_{\text{лим}} = \alpha d_0^{-1/2}, & d < d_0, \\ \alpha d^{-1/2}, & d > d_0, \end{cases} \quad (7)$$

причем критическое межэлектродное расстояние d_0 уменьшается с увеличением концентрации загрязняющих частиц на поверхности анода. На рис. 6 качественно показаны эмиссионные характеристики анода с разной степенью загрязненности частицами, характеризуемой их поверхностной концентрацией n (а), и соответствующие зависимости электрической прочности ВП от межэлектродного промежутка (б). Значение критической длины межэлектродного промежутка d_0 определяется эмиссионной характеристикой $\Delta Q(E)$ (зависимой от концентрации, размеров и природы загрязняющих частиц) и характеристической границей критерия (4). Согласно данным [16], подтверждающим зависимость (7), для электродов из нержавеющей стали коэффициент $\alpha \approx 0.45$ – 0.5 МВ·см $^{-1/2}$. При загрязнении электродов из нержавеющей стали мелкими частицами меди с размерами 0.1–0.3 мкм и концентрацией 0.2 – $0.5 \cdot 10^7$ см $^{-2}$ предельное значение КИЭП составляет $E_{\text{лим}} \approx 0.5$ – 0.7 МВ/см, а критическое межэлектродное расстояние $d_0 \approx 0.8$ – 1 см.

Переход от «генеральной характеристики» $E_{np}(d)$ к насыщению $E_{np} = E_{lim}$ в области узких промежутков $d < d_0$ связан с тем, что плотность ионной эмиссии в условиях достаточно быстрого нарастания напряженности среднего электрического поля $E = U/d$ перестает зависеть от самой величины E и устанавливается на уровне, определяемом плотностью переносимого заряда $\Delta Q = \gamma\beta\epsilon_0 E_0$.

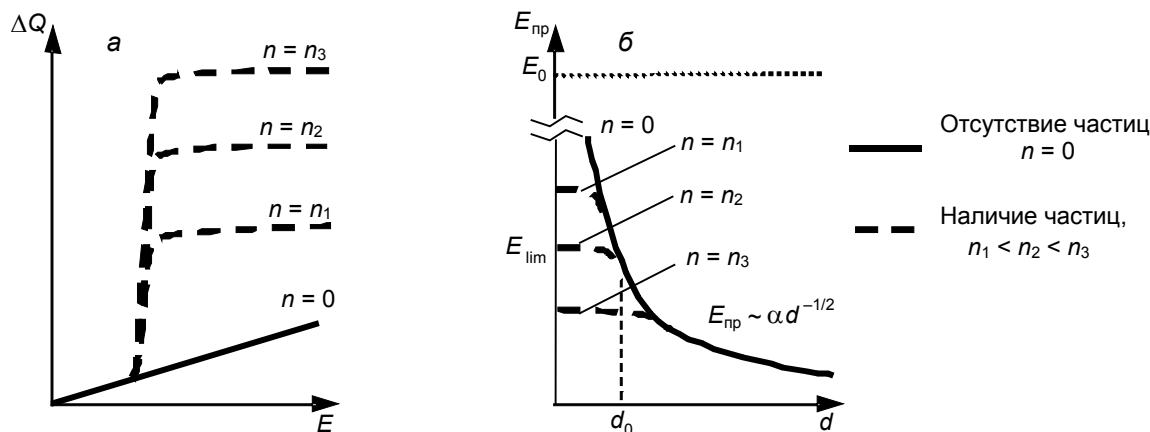


Рис. 6. Эмиссионные характеристики анода с разной поверхностной концентрацией субмикронных частиц n (а) и соответствующие зависимости электрической прочности ВП от межэлектродного промежутка (б)

В соответствии с рассуждениями, представленными выше, можно выработать следующую гипотезу о природе возникновения импульсной первичной эмиссии ионов, с которой предположительно ассоциируется начало короткоимпульсного пробоя (далее – «гипотеза частиц»). Причиной вакуумного пробоя является присутствие многоатомных неконтролируемых наночастиц, которые отрываются от поверхности электрода под действием возрастающих электрических сил во время фронта импульса напряжения и отходят от электрода на небольшое расстояние, соизмеримое с размером самой частицы. После разрыва контакта частицы с поверхностью электрода в силу того, что среднее поле вакуумного промежутка продолжает повышаться, возникает поляризационный эффект [19], который приводит к резкому усилению локального электрического поля между электродом и частицей, напряженность которого на короткое время стабилизируется на уровне E_0 . Это поле стимулирует появление ионной эмиссии под частицей, при этом часть ионов выходит в основной промежуток, где набирает энергию, достаточную для запуска процесса локального разрушения участка катода и поджига вакуумной искры.

Недостатком «гипотезы частиц» является отсутствие обоснования связи КИЭП с кристаллической структурой материала. Кроме того, в [19] приведены оценки, согласно которым частицы, имеющие размер менее десятой доли микрометра, не могут быть оторваны электростатической силой из-за того, что с уменьшением размера частицы эта сила убывает быстрее, чем удерживающие частицу силы Ван-дер-Ваальса. Вызывает сомнение и возможность появления электрополево-интенсивной ионной эмиссии в полях с напряженностью E_0 , которая на порядок меньше тех значений напряженности, при которых возможен разрыв межатомных связей [20].

Перечисленные недостатки «гипотезы частиц», зависимость КИЭП от кристаллической структуры металла, возникновение резких спонтанных всплесков ионного тока при постоянном напряжении и резкое развитие первого пробоя заставляют предполагать, что на поверхности электродов изначально имеются энергетически напряженные микроскопические области, которые, являясь эмиттерами ионов, обладают характеристиками, соответствующими данной кристаллической структуре. Такие области, вероятно, ассоциированы с кристаллическими дефектами.

5.3. «Дислокационная гипотеза»

Предположение об участии дислокаций в подготовительной стадии вакуумного пробоя (далее – «дислокационная гипотеза») обсуждалась Джурабековой с соавторами в ряде публикаций. На основе законов равновесной термодинамики и сопоставления с экспериментальными данными в работе [21] показано, что причиной вакуумного пробоя для постоянно действующего на-

пряжения может быть накопление критической концентрации дислокационных петель с радиусом несколько десятков нанометров. В работе [6] на основе сопоставления величины статической электрической прочности ВП с кристаллическим строением металлов, из которых они изготовлены, показано, что значение электрической прочности возрастает в ряду кристаллических структур ГЦК → ОЦК → ГПУ. Этот ряд соответствует снижению пластичности, связанной с наилегчайшим скольжением дислокаций. Таким образом, электрическая прочность ВП, косвенно или прямо, оказывается связанной с восприимчивостью материала электрода к малым механическим нагрузкам.

Известно, что электрическое поле напряженностью E создает растягивающее механическое напряжение в электродах равное

$$\sigma = \varepsilon_0 E^2 / 2. \quad (8)$$

Подстановка в эту формулу типовых значений напряженности пробоя дает значения давления на поверхность электродов, которые на один-два порядка ниже пределов текучести. Чтобы развить гипотезу о связи электрической прочности ВП с дислокационной пластичностью, авторы [6] показали, что под действием небольших нагрузок полосы скольжения могут формироваться внутри материала вблизи некоторой неглубокой микроскопической полости, являющейся концентратором напряжений. В результате переноса материала образуются микровыступы, которые впоследствии могут играть роль инициаторов пробоя. Таким образом, объясняя связь электрической прочности вакуума с кристаллическим строением, авторы [6] вновь приходят к классическим моделям иницирования пробоя, связанным с локальным усилением электрического поля на микроострии (или, возможно, с перелетом оторвавшейся многоатомной частицы через промежуток).

Переход от постоянного напряжения к коротким импульсам устраняет инерционные факторы влияния на электрическую прочность, связанные с пластической деформацией. Однако при этом связь электрической прочности с кристаллической структурой остается качественно такой же (см. п. 3). Таким образом, если придерживаться «дислокационной гипотезы», объясняющей сам факт такой зависимости, необходимо считать, что КИЭП обусловлена не коллективными процессами движения, взаимодействия и размножения дислокаций, а индивидуальными свойствами тех дислокаций, которые изначально находятся в материале. При этом дислокации должны обладать значительным запасом энергии, который они способны выделить за очень короткое время под действием относительно небольшой и кратковременной механической нагрузки.

Наблюдаемая парная корреляция эрозионных следов на поверхности катода после короткоимпульсного пробоя (см. п. 4) подсказывает, что каждая пара может быть связана с местами выходов на поверхность единого линейного дефекта – дислокационной полупетли. Известно, что дислокационные полупетли являются одним из распространенных видов поверхностных энергетически напряженных линейных дефектов, которые стремятся выйти на поверхность за счет собственных сил «линейного натяжения» [22]. Отчасти поэтому малые дислокационные полупетли размером менее 1 мкм являются неустойчивыми*. Более крупные полупетли, вписывающиеся в размер зерна, устойчивы благодаря сопротивлению барьеров Пайерлса или наличию стопорящих центров. Таким образом, должен существовать некоторый диапазон размеров, который соответствуют полупетлям, находящимся в состоянии неустойчивого равновесия, способным выйти на поверхность под действием относительно малых импульсных нагрузок. Приповерхностные дислокационные петли, полупетли и вообще участки дислокаций любых типов, имеющие параллельную поверхности ориентационную составляющую, испытывают также действие «сил изображения», стремящихся вытолкнуть их на поверхность и высвободить значительную упругую энергию [22].

В поддержку «дислокационной гипотезы» можно дать следующую краткую и весьма обобщенную аргументацию, подкрепленную теоретическими и экспериментальными данными. Дислокации являются теми структурными единицами кристалла, которые: 1) могут быть одновременно объектами объема и поверхности материала (в частности, дислокационные полупетли); 2) являются элементарными носителями упругой деформации, энергия которой, приходящаяся на одно межатомное расстояние, превышает энергию химических связей [23, 24]; 3) являются центрами электронной эмиссии при их взаимной аннигиляции или при выходе их участков на поверхность [25, 26]. На основе гипотезы объясняется также сильное влияние локального магнитного поля на

* В связи с этим такие дефекты не должны присутствовать на эмитирующей поверхности автоэмиссионных источников с субмикронным радиусом кривизны.

КИЭП [27] и, отчасти, особенности форм эрозионных следов импульсного пробоя на поверхности монокристаллических полупроводниковых катодов [28].

В то же время наличие попарно сгруппированных эрозионных следов на поверхности катода (см. п. 4) не может служить доказательством активного участия дислокаций в формировании первичных эмиссионных потоков. В самом деле, эрозионные следы формируются на искровой стадии пробоя, которая в контексте данной статьи рассматривается как одна из завершающих. Для обоснования «дислокационной гипотезы» требуется детальное теоретическое описание механизма резкого выхода на поверхность неглубоких участков дислокаций под действием малых нагрузок и передачи запасенной упругой энергии атомам поверхности, на основании которого можно было бы оценить вероятность отрыва этих атомов от поверхности (причем, преимущественно в ионизированном виде). Такая теоретическая модель должна учитывать наличие избыточного положительного кулоновского заряда дислокационных ядер в металлах [29] и влияние электропластического эффекта [30], возникающего, в данном случае, при зарядке емкости ВП.

Заключение

Приведенные экспериментальные данные ставят под сомнение возможность объяснения механизма инициирования первого наносекундного электрического пробоя в плоском вакуумном промежутке с чистыми электродами в рамках имеющихся моделей, которые сформулированы и подтверждены экспериментально. Явления, которые становятся главенствующими в условиях многократного электростатического перенапряжения, во многом определяются кристаллической структурой электродных материалов. Бесконтактному электромеханическому наносекундному воздействию на самый первый атомный слой поверхности металла во время короткого импульса напряжения сложно найти аналог среди традиционных методов нагружения при исследовании механических свойств материалов. Это создает дополнительные затруднения в попытках интерпретировать приведенные экспериментальные результаты на основе имеющихся данных. По-видимому, ключевым в объяснении механизма развития короткоимпульсного пробоя является вопрос о природе кратковременной эмиссии ионов с анода, экспериментально наблюдаемой в электрических полях напряженностью свыше 1 МВ/см.

Авторы выражают благодарность профессору Л.Б. Зуеву и профессору В.П. Ротштейну за критические замечания в ходе обсуждения материаловедческих аспектов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. – Новосибирск: Наука, 1984. – 256 с.
2. Месяц Г.А. Этоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000. – 424 с.
3. Месяц Г.А. Взрывная электронная эмиссия. – М.: Физматлит, 2011. – 280 с.
4. Латам Р. Вакуумная изоляция установок высокого напряжения. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 192 с.
5. Сливков И.Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 256 с.
6. Calatroni S., Descoeudres A., Kovermann J.W., et al. // Proc. Linear Accelerator Conf. (LINAC-2010). – Tsukuba, Japan, 2010. – P. 217–219.
7. Batrakov A.V., Nazarov D.S., Ozur G.E., et al. // IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. – 1997. – V. 4. – P. 857–862.
8. Onischenko S., Nefedtsev E.V., and Proskurovsky D.I. // Proc. 27 Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV-2016). – Suzhou, China, 2016. – V. 1. – P. 13–16.
9. Nefyodtsev E.V., Onischenko S.A., Proskurovsky D.I., and Batrakov A.V. // IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. – 2011. – V. 18. – No. 3. – P. 929–936.
10. Нефедцев Е.В., Онищенко С.А., Проскуровский Д.И., Батраков А.В. // ЖТФ. – 2012. – Т. 82. – Вып. 9. – С. 107–115.
11. Onischenko S.A. and Nefyodtsev E.V. // Proc. 25 Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV-2012). – Tomsk, Russia, 2012. – V. 1. – P. 33–35.
12. Onischenko S., Grenadyorov A., Oskomov K., et al. // Proc. 27 Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV-2016). – Suzhou, China, 2016. – V. 1. – P. 64–67.
13. Фоменко В. С. Эмиссионные свойства материалов: справочник. – Киев: Наукова думка, 1981. – 339 с.
14. Juttner B. // Plasma Phys. Control Fusion. – 1984. – V. 26. – No. 1A. – P. 249–258.
15. Чистяков П.Н., Радионовский А.Л., Татаринова Н.В. и др. // ЖТФ. – 1969. – Т. 39. – Вып. 6. – С. 1075–1079.
16. Johnson D.J., Savage M.E., Sharpe R.A., et al. // IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. – 2006. – V. 13. – No. 1. – P. 52–64.
17. Suzuki K. and Kobayashi S. // IEEE Trans. Electr. Insul. – 1982. – V. EI-17. – No. 5. – P. 457–462.
18. Пошехонов П.В., Соловьев В.И. // Радиотехника и электроника. – 1971. – № 9. – С. 1705–1711.
19. Nefyodtsev E.V. // IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. – 2014. – V. 21. – No. 2. – P. 892–905.

20. Черепнин Н.В. Сорбционные явления в вакуумной технике. – М.: Сов. радио, 1973. – 383 с.
21. Nordlund K. and Djurabekova F. // Phys. Rev. Special Topics – Accelerators and Beams. – 2012. – V. 15. – P. 071002.
22. Алехин В.П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. – М.: Наука, 1983. – 280 с.
23. Уэрт Ч., Томсон Р. Физика твердого тела. – М.: Мир, 1969. – 558 с.
24. Шаскольская М.П. Кристаллография. – М.: Высшая школа, 1976. – 391 с.
25. Абрамова К.Б., Щербаков И.П., Русаков А.И., Семенов А.А. // ФТТ.– 1999. – Т. 41. – № 5. – С. 841–843.
26. Молоцкий М.И. // ФТТ. – 1978. – Т. 20. – № 6. – С. 1651–1656.
27. Onischenko S., Nefedtsev E.V., and Proskurovsky D.I. // Proc. 27 Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV-2016). – Suzhou, China, 2016. – V. 1. – P. 13–16.
28. Onischenko S.A., Nefyodtsev E.V., Batrakov A.V., and Proskurovsky D.I. // Proc. 26 Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV-2014). – Mumbai, India, 2014. – V. 1. – P. 5–8.
29. Орлов А.Н. Введение в теорию дефектов в кристаллах. – М.: Высшая школа, 1983. – 144 с.
30. Зуев Л.Б., Громов В.Е., Курилов В.Ф., Гуревич Л.И. // ДАН СССР. – 1978. – Т. 239. – № 1. – С. 84–86.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 29.06.17.

² Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия