

01;04

Феноменологическая модель неустойчивой стадии вакуумного искрового разряда

© С.А. Баренгольц,^{1,2} Г.А. Месяц,³ Э.А. Перельштейн⁴

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: sb@nsc.gpi.ru

² Московский физико-технический институт
141700 Долгопрудный, московская область, Россия
e-mail: sb@nsc.gpi.ru

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: mesyats@sci.lebedev.ru

⁴ Объединенный институт ядерных исследований,
141980 Дубна, Московская область, Россия
e-mail: perel@nusun.jinr.ru

(Поступило в Редакцию 20 ноября 2008 г.)

Предложена модель неустойчивой стадии искрового разряда в вакууме, описывающая все ее характерные проявления: всплески тока в диоде, рост потенциала на фронте катодного факела, коллективное ускорение ионов в вакуумных и плазменных диодах, изменение механизма эрозии катода, появление электронных микропучков с высокой плотностью тока на аноде. Показано, что эти процессы связаны с возникновением заряженного слоя пространственно-неоднородной плазмы на границе катодного факела в неустойчивой стадии искрового разряда в вакууме. Его появление обусловлено ограниченной эмиссионной способностью плазмы на фронте катодного факела при его расширении в вакуум. Это приводит к разрыву плазмы, который представляет собой „вырывание“ электронов из граничной области факела, и образованию на короткое время заряженной плазмы — плотного ионного сгустка на границе катодного факела. Полученные в рамках модели оценки находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными по исследованию физических процессов в неустойчивой стадии искрового вакуумного разряда.

PACS: 52.80.Vp, 52.80.Mg, 52.75.Pv, 52.40.Mj

Введение

Искровой разряд в вакууме — это сильноточный самостоятельный разряд с падающей вольт-амперной характеристикой. Длительность искрового разряда определяется временем заполнения плазмой межэлектродного промежутка, после чего разряд переходит в дуговую стадию. Значительный прогресс в исследовании вакуумного искрового разряда был достигнут благодаря открытию в 1966 г. явления взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ), когда было установлено, что ток искры — это ток ВЭЭ, возникающей в результате микроскопических взрывов на поверхности катода [1], а динамика изменения тока определяется движением катодной плазмы, названной катодным факелом (КФ). Ввиду кратковременности такого микровзрыва испускание электронов при ВЭЭ идет отдельными порциями, названными эктонами [2]. На основе эктонного представления получили свое логическое объяснение экспериментальные данные по измерению параметров катодной плазмы, эрозийных характеристик катодов, определены механизмы самоподдержания искрового разряда в вакууме и т. д.

В результате детального исследования явления взрывной электронной эмиссии было установлено, что существует две стадии отбора тока ВЭЭ. В начальной стадии

разлета катодного факела ток в диоде подчиняется закону Чайльда–Ленгмюра. По истечении некоторого времени, зависящего от длины межэлектродного промежутка и приложенного напряжения, на осциллограммах тока наблюдаются кратковременные ($\sim 10^{-8}$ с) выбросы тока, амплитуда которых в несколько раз превышает ленгмюровский предел. Увеличение тока приводит к резкому (в 5 раз и более) росту плотности тока на аноде. Кроме того, установлено, что ток по поверхности анода в этом случае распределен неравномерно, появляются микропучки с повышенной плотностью тока. Эти микропучки приводят к появлению локальных участков плавления на аноде. Таким образом, разряд переходит в неустойчивый режим отбора тока.

Детальное исследование этого режима показало, что всплески тока сопровождаются появлением большого импульсного положительного потенциала плазмы катодного факела [1–4]. Величина этого потенциала оказалась сравнимой с приложенным к диоду напряжением. Зондовые измерения потенциала по длине катодного факела, выполненные в [4], позволили локализовать область большого положительного потенциала непосредственно вблизи фронта катодного факела. На основной части катодного факела падение потенциала незначительное.

Другим экспериментальным фактом, характерным для неустойчивого режима, является ускорение ионов в сторону анода в широком спектре энергий. Впервые этот эффект был обнаружен Плюто в плазменном диоде и заключается в генерировании аномально ускоренных положительных ионов в виде коротких по длительности сгустков [5]. Максимальные значения энергии ионов (число их в спектре сравнительно невелико) достигаются для легких элементов. Они пропорциональны заряду ионов и по величине могут в 3 раза превышать энергию, соответствующую диодному напряжению при больших его значениях (300 кВ в [6]). Необходимо отметить, что значения энергии максимально ускоренных электронов в случае плазменного эмиттера в работе [7] также превышали значения, соответствующие приложенному напряжению, в 3 раза. Авторами высказывалось предположение о том, что „это связано с перенапряжением на ускоряющем промежутке в момент развития неустойчивости“.

В работе [3] при напряжении на диоде 100 кВ для энергий ускоренных ионов сохранялась пропорциональность заряду для ионов, движущихся к катоду значений. Энергии ионов соответствовали 60–80% от приложенной к катоду разности потенциалов [3,8]. Для ионов, ускоренных к аноду, энергия не была пропорциональна заряду ионов и фактор 3 для превышения энергии отсутствовал. Аналогичный результат был получен в экспериментах [9] при сравнительно большом приложенном к диоду напряжении — 2 МВ.

Переход в неустойчивый режим приводит к изменению характера эрозии катода [10]. В этом случае экспериментальные значения массы, уносимой с вершины острия, оказались примерно на порядок меньшими расчетных значений, полученных из предположения джоулевой диссипации энергии в области стягивания тока. В то же время обнаружена эрозия периферийной части острейшего катода, что свидетельствует об образовании новых эмиссионных центров именно в этой области катода.

В настоящее время нет модели, которая описывала бы всю совокупность явлений, наблюдаемых в неустойчивой стадии вакуумного искрового разряда, а именно: превышение током разряда ленгмюровского предела, рост потенциала плазмы на границе катодного факела, появление аномально ускоренных ионов, изменение характера эрозии катода, формирование электронных микропучков в анодной плоскости. Развиваемые в настоящей работе представления основаны на разрыве плазмы, который представляет собой „вырывание“ электронов из граничной области факела и образование на короткое время заряженной плазмы — плотного ионного сгустка на границе факела.

Следует отметить, что понятие о разрыве плазмы для объяснения всплесков тока в неустойчивой стадии было введено в [7,10]. Разрыв плазмы в этих работах следует понимать, по-видимому, как разрыв плазменного столба на две части с промежутком между ними, причем

в промежутке электронная проводимость очень мала (практически нулевая). Таким образом, закрыта возможность выравнивая потенциала в двух областях плазменного столба. Передняя часть столба — плазменный сгусток — оказывается изолированной, т.е. находится под плавающим потенциалом. Из сгустка эмитируются электроны, обеспечивая дополнительный к катодному ток. Сгусток заряжается положительно и возникает положительная разность потенциалов между сгустком и основной частью катодного факела.

В работах [7,10] отмечается, что „в результате диод превращается в триод с сеткой — плазменным сгустком, находящимся под большим положительным потенциалом по отношению к той части КФ, которая непосредственно примыкает к катоду“. И далее: „очевидно, такая система обладает значительно большей токопропускной способностью по сравнению с диодом“. Поэтому на этом пути можно объяснить сильное превышение анодного тока в неустойчивом режиме токопрохождения над ленгмюровским, который соответствует диоду фронт факела–анод. Действительно, при большом положительном потенциале на сгустке электроны, попадающие в зазор фронт плазменного столба–сгусток, ускоряются до больших значений энергий и предельный ток в зазоре сгусток–анод сильно растёт [11].

В работе [12] предложен конкретный физический механизм образования сгустка и проведены эксперименты по проверке работоспособности этого механизма. Предложение основано на неравномерности поступления катодного материала в плазму. После окончания режима устойчивого распространения катодного факела к аноду наступает так называемая пауза, когда анодный ток ограничен эмиссионной способностью плазменного фронта катодного факела. В это время разрушается двойной слой на границе факела, и движение фронта, обусловленное амбиполярной диффузией, замедляется. Если в это время за счет взрывной эмиссии образуется новый плотный сгусток плазмы, то он может догнать и затем обогнать замедлившийся фронт катодного факела. В результате впереди фронта движется оторванный от основного плазменного столба плотный сгусток плазмы, и происходят предполагаемые в [7,10] процессы при разрыве плазмы.

Однако поскольку в начале неустойчивого режима разряда ток ограничен эмиссионной способностью плазмы [1], разрыв плазмы должен был бы сопровождаться сильным увеличением эмиссионной способности плазмы в месте разрыва. Кроме того, для достаточно быстрых всплесков тока сигнал не успевает пройти путь от фронта факела к катоду, и фронт начинает, как и сгусток, заряжаться положительно [13], т.е. разность потенциалов между фронтом и сгустком убывает. С другой стороны, если считать, что увеличение анодного тока связано с током эмиссии из сгустка, то увеличения токопрохождения нет, так как триодная конфигурация здесь отсутствует.

1. Закон сохранения заряда в пограничном слое плазмы

Введем суммарную плотность заряда в пограничном слое плазмы:

$$\rho = \rho_i - \rho_e = e(n_i - n_e). \quad (1.1)$$

Из уравнения непрерывности имеем

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial(\rho_i - \rho_e)}{\partial t} + \operatorname{div}(\mathbf{j}_i - \mathbf{j}_e) = 0, \quad (1.2)$$

где плотность электронного тока есть сумма плотности катодного электронного тока \mathbf{j}_{ec} и плотности электронного тока из плазмы катодного факела \mathbf{j}_{epl} . Будем считать, что в режиме устойчивого токопрохождения ток нарастает во времени достаточно медленно, так что рост положительного потенциала на фронте факела приводит, с учетом изменения потенциала вдоль плазменного столба, к росту разности потенциалов в прикатодной области и увеличению числа одновременно функционирующих экононов. При нарастании во времени приложенного к диоду напряжения катодный ток в некоторый момент времени t_{cr} может превысить критическое значение тока в диоде $\mathbf{j}_{ec}(t_{cr})$, равное предельному току эмиссии плазмы [7,10]. Начинается режим неустойчивого токопрохождения, в котором появляются быстрые всплески тока с плотностью, значительно превышающей плотность тока в устойчивом режиме прохождения. Согласно работе [13,14], такое увеличение плотности тока можно объяснить дополнительной эмиссией электронов из пограничного слоя плазмы за счет продвижения границы квазинейтральной плазмы назад к катоду на расстояния, превышающие дебаевский радиус на фронте факела, и увеличением ширины положительно заряженного пограничного слоя. Именно это увеличение плотности тока нами обозначено \mathbf{j}_{epl} , при $t > t_{cr}$

$$\mathbf{j}_{epl} = \mathbf{j}_e - \mathbf{j}_{ec}(t_{cr}). \quad (1.3)$$

Следует отметить, что для случая вакуумного диода предположение о том, что эмиссионная граница может отставать от фронта катодного факела, впервые выдвинуто в работе [15], где было показано, что по истечении некоторого времени рост тока в диоде с уменьшением токовой нагрузки резко замедляется, несмотря на дальнейшее расширение катодного факела.

В соответствии с эктонной теорией вакуумного искрового разряда плотность плазмы сильно нарастает при удалении от фронта факела внутрь плазменного столба [2]. Эмиссионная способность плазменного эмиттера сильно увеличивается, что и приводит к быстрым всплескам тока.

Проинтегрируем (1.2) по пограничному слою в пределах $(0, d)$, где 0 соответствует подвижной границе квазинейтральной плазмы, а d — ширине заряженного пограничного слоя плазмы. В результате получим:

$$\frac{\partial(\sigma_+)}{\partial t} + j_i|_{x=d} - j_i|_{x=0} - j_e|_{x=d} + j_e|_{x=0} = 0, \quad (1.4)$$

где $\sigma_+ = e(N_i - N_e)$, eN_i , eN_e — поверхностные плотности ионов и электронов (число частиц на единицу площади) слоя. В начальной стадии повышения потенциала отражения электронов в вакуумном промежутке не происходит, прохождение электронов через слой можно считать квазистационарным и уходом ионов из промежутка на малых временах всплеска тока можно пренебречь (большая разность масс ионов и электронов), т.е. $j_i|_{x=d} = 0$.

Пространственный заряд электронов в заряженном слое на время пролета слоя электроном t_f медленно растёт со временем, но его можно не учитывать при выполнении условия

$$\frac{\partial j_e(t)|_{x=d}}{\partial t} t_f \ll j_e(t)|_{x=d},$$

Более существенным в реальной экспериментальной ситуации является быстрое перераспределение электронов по объему плазмы, приводящее к частичной нейтрализации положительного заряда слоя за счет натекания в него электронов из прилегающей области (поперек направления основного тока электронов). Этот важный эффект учтем здесь феноменологически, путем введения параметра нейтральности положительного заряда слоя — $f = \frac{\bar{n}_i - \bar{n}_{epl}}{\bar{n}_{epl}}$, где \bar{n}_i и \bar{n}_{epl} — средние значения плотности ионов и компенсирующих положительный заряд электронов в слое.

В результате получаем увеличение положительного заряда слоя:

$$\frac{d\sigma_+}{dt} = f j_i|_{x=0}. \quad (1.5)$$

Внутри объема плазмы сохраняется квазинейтральность. Для этого необходимо, чтобы выполнялось условие

$$j_i|_{x=0} = j_{epl}|_{x=0}. \quad (1.6)$$

С учетом (1.6) интеграл по времени в (1.5) даст поверхностную плотность положительного заряда в слое

$$\sigma_+ = f \int_0^t j_{epl}|_{x=0} dt. \quad (1.7)$$

Чтобы учесть возможный уход ионов из пограничного слоя, введем характерное время жизни ионов в слое τ . Уход ионов определяется потоками ионов через границы слоя, связанными с тепловыми скоростями ионов и движением ионов в электрическом поле пространственного заряда электронов и ионов.

Уравнение (1.5) с учетом ухода ионов запишем в виде:

$$\frac{d\sigma_+}{dt} = f j_{epl}|_{x=0} - \frac{eN_i}{\tau}, \quad (1.8)$$

Строгое рассмотрение задачи о накоплении ионов в пограничном слое требует решения нестационарной самосогласованной проблемы Власова для электронов и ионов, поэтому здесь для качественного понимания процессов ограничимся результатом, полученным в рамках сделанных допущений.

2. Трехслойная модель неустойчивой стадии искрового разряда в вакууме

В качестве простейшей модели используем представление ионного слоя в виде δ -образного слоя, в котором собраны все ионы заряженного пограничного слоя. Такая трехслойная модель использовалась в работе [11], где ионный слой считался неподвижным и имел фиксированное число ионов. Аналогичная модель использовалась при исследовании диода Люса в работе [16], где учитывалось движение ионного слоя, а число ионов в слое также считалось фиксированным.

Таким образом, приходим к задаче с геометрией, приведенной на рисунке. Ионный слой расположен на расстоянии d от границы квазинейтральной плазмы и на расстоянии D от анода. На анодной пластине поддерживается потенциал $V_0(t)$. В произвольный момент времени распределение потенциала U , который создается ионным слоем, имеет вид, показанный на этом рисунке. Решение электростатической задачи, соответствующей трехслойной модели с поверхностной плотностью положительного заряда слоя σ_+ , приводит к потенциалу вида

$$U = \frac{V_0 - U_f + 4\pi\sigma_+(D-d)}{D}x + U_f, \quad 0 < x < d;$$

$$U = \frac{V_0 - U_f}{D}x + 4\pi\sigma_+d\left(1 - \frac{x}{D}\right) + U_f, \quad d < x < D. \quad (2.1)$$

В формулах (2.1) U_f — потенциал на фронте катодного факела.

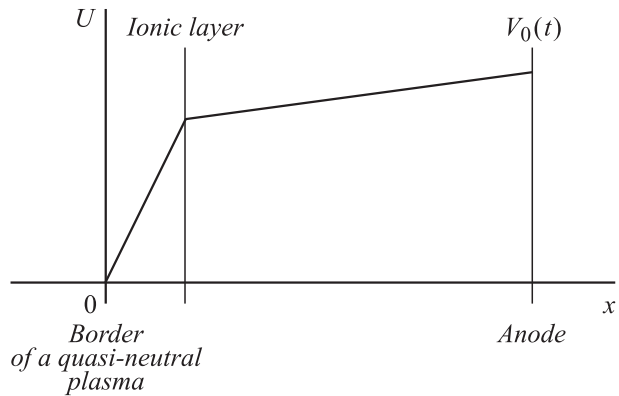
В случае $D/d \gg 1$, $U(d) \approx V_0$ получаем приближенное выражение для поверхностной плотности положительного заряда

$$\sigma_+ \sim \frac{V_0}{4\pi d}, \quad (2.2)$$

или с учетом $\sigma_+ \sim f e n d$, где n — средняя плотность ионов в пограничном слое,

$$f e n \sim \frac{V_0}{4\pi d^2}. \quad (2.3)$$

Чтобы упростить модель роста положительного потенциала на фронте катодного факела, ограничимся случаем, когда вкладом в полный потенциал от электронного потока U_e можно пренебречь в сравнении с ионным потенциалом (2.1). Такая ситуация может реализоваться при высоких значениях U и большом электрическом поле, ускоряющем электроны. Тогда реализуется режим „убегающих электронов“ [17,18], электроны быстро набирают энергию и, с учетом сохранения электронного тока, плотность электронов быстро падает до значений, много меньших плотности ионов. Как показано в работе [11], на динамику электронного пучка при больших токах влияет поле электронов, отраженных в промежутке фронт факела–анод. Поэтому будем здесь рассматривать начало процесса, когда отраженных электронов нет.



Трехслойная модель. Распределение потенциала.

Плазменный электронный ток в пограничном слое факела будем считать ленгмюровским и соответствующим диоду с приложенным потенциалом $U - U_f$ и расстоянием между границей квазинейтральной плазмы и фронтом ионного слоя d :

$$j_{epl} = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} \frac{(U(d) - U_f)^{3/2}}{d^2}. \quad (2.4)$$

Будем считать, что плазменный ток равен предельному плазменному эмиссионному току, для которого примем модель термокатода Ричардсона, т. е.

$$j_{epl} = \frac{1}{4} e n(d) v_T - j_{ec}(t_{cr}), \quad (2.5)$$

где $n(d)$ — плотность электронов на границе квазинейтральной плазмы, v_T — тепловая скорость плазменных электронов. В устойчивом режиме токопрохождения $j_{epl} = 0$ и соответственно:

$$j_{ec}(t_{cr}) = \frac{1}{4} e n(d=0) v_T. \quad (2.6)$$

Совокупность уравнений (1.7), (2.1), (2.5) и (2.6) определяет рассматриваемую простую модель. Подставим в (2.4) потенциал $U(d)$ из (2.1) с учетом начального возмущения потенциала δU , обусловленного, например, малым начальным возмущением δN_i , и опуская малую поправку порядка d/D . В результате после несложных преобразований получим:

$$d^{1/3} j_{epl}^{2/3} = \frac{4\pi}{(9\pi)^{2/3}} \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/3} (\sigma_+ + \delta\sigma_+). \quad (2.7)$$

Дифференцируя полученное равенство по времени, после простых преобразований приходим к дифференциальному уравнению

$$d^{1/3} \frac{d j_{epl}}{dt} + \frac{1}{2} d^{-2/3} j_{epl} \frac{dd}{dt} = 2f \left(\frac{2\pi e}{3m}\right)^{1/3} j_{epl}^{4/3}, \quad (2.8)$$

которое надо дополнить начальным условием

$$d^{1/3}(t=0) j_{epl}^{2/3}(t=0) = \frac{4\pi}{(9\pi)^{2/3}} \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/3} \delta\sigma_+. \quad (2.9)$$

Чтобы учесть нарастание плотности плазмы при удалении от фронта факела внутрь плазменного столба, примем линейную аппроксимацию плотности

$$j_{\text{epi}}(d) = \frac{1}{4} e \frac{\partial n}{\partial d}(0) v_T d. \quad (2.10)$$

После подстановки (2.10) в (2.8) и простых преобразований получим дифференциальное уравнение для ширины заряженного слоя, которое запишем в безразмерных переменных $u = d/r_D$, $\tau = \omega_L t$, где ω_L — ленгмюровская частота и $r_D = v_T/\omega_L$ — дебаевский радиус плазмы на границе факела:

$$\frac{du}{d\tau} = \gamma u, \quad (2.11)$$

с начальным условием $u(\tau = 0) = u_0$, а значение u_0 определяется из уравнений (2.9–2.10). Инкремент нарастания ширины слоя равен

$$\gamma = \frac{2f}{3\sqrt{3}} \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial u} \right)^{1/3} \cong 0.5f \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial u} \right)^{1/3}. \quad (2.12)$$

Таким образом, показана возможность возникновения неустойчивости пограничного заряженного слоя пространственно-неоднородной плазмы на границе катодного факела на неустойчивой стадии искрового разряда в вакуумном или плазменном диоде — пограничной неустойчивости. Физической причиной возникновения пограничной неустойчивости в рассмотренной модели является срыв тока, связанный с ограниченной эмиссионной способностью плазмы на фронте катодного факела. Это объясняет общность явлений в плазменных и вакуумных диодах при больших токах (порядка 100–1000 А) и высоких значениях плотности тока (порядка 100 А/см² и выше). Действительно, как следует из эктонной теории [2], одному эктону соответствует ток около 10 А. Соответственно в сильноточных диодах токи создаются сотнями эктонов, и флуктуации токов, связанные с их дискретной структурой, оказываются несущественными, так же как в плазменных диодах. Для небольшого числа эктонов (слабые токи) флуктуации тока становятся существенными, и значения катодного тока могут сильно меняться за малые промежутки времени. В этом случае срыв катодного тока компенсируется плазменным током на границе катодного факела и возникает пограничная неустойчивость. Другой механизм срыва тока, согласно эктонной модели, обусловлен тем, что скорость генерации эктонных процессов на катоде не в состоянии обеспечить рост токоотбора из пограничного слоя плазмы катодного факела при его расширении. Пограничный слой начинает заряжаться положительно, что приводит к пограничной неустойчивости.

С развитием неустойчивости из-за уменьшения положительного заряда слоя экспоненциальный рост импульсов тока и положительного напряжения на слое

замедляется и начинает формироваться задний фронт импульсов.

Основные механизмы нейтрализации слоя за время выброса тока следующие. Первый связан с существованием критического тока, при превышении которого в промежутке граница катодного факела–анод образуется глубокая потенциальная яма (виртуальный катод) и появляется обратный ток [11,13]. Пространственный заряд обратного тока нейтрализует пограничный слой и, таким образом, уменьшает ток эмиссии из плазмы. Быстрые колебания потенциала в слое и токов (в пикосекундном диапазоне) хорошо видны при численном моделировании динамики глубокой потенциальной ямы в вакуумном диоде [11].

Второй — медленный механизм, который приводит, по-видимому, к формированию огибающей импульса выброса, связан с уходом ионов из пограничного слоя (см. 1.8). Время ухода ионов из слоя в продольном направлении определяется коллективным ускорением и движением ионов в сторону катода за счет положительного заряда слоя. Расширение ионного слоя в поперечном направлении также приводит к уменьшению плотности ионов и уменьшению тока из плазмы.

Третий механизм связан с нарушением со временем изолирования пограничного слоя от катода [13], перестройкой потенциала вдоль плазменного столба катодного факела и увеличением катодного тока. Как видно из осциллограмм в работах [6] и [10], по окончании всплеска ток в диоде возвращается на ленгмюровскую кривую, соответствующую росту потенциала со временем. Таким образом, появляется возможность многократных всплесков тока и положительного потенциала на границе катодного факела.

3. Обсуждение результатов

Для иллюстрации и обсуждения сделанных в модели предположений и полученных результатов используем данные известных экспериментальных и теоретических работ [6,10].

Прежде всего, надо отметить, что рассматриваемая модель объединяет все известные эффекты, в неустойчивой стадии вакуумного искрового разряда на основе пограничной неустойчивости. В ходе развития неустойчивости происходит „разрыв плазмы“, гипотеза о котором появлялась в предыдущих работах [7,10–15]. Смысл этого термина в данной модели состоит в образовании и расширении положительно заряженного пограничного слоя на фронте катодного факела.

Сопоставим результаты, следующие из модели, с экспериментальными результатами работы [10]. Выберем для примерного расчета данные, соответствующие диоду с острым молибденовым катодом и плоским анодом с длиной промежутка катод–анод 2 мм, с приложенным импульсным напряжением с амплитудой 30 кВ и длительностью импульса до 100 ns. В режиме неустойчивого

токопрохождения наблюдались короткие (характерное время ~ 5 ns) всплески плотности тока, которая возрастала до значений, в 2–5 раз превышающих начальную плотность тока (~ 100 А/см²).

Для модельных расчетов необходимо знать плотность электронов плазмы по краю катодного факела n_{0pl} в момент времени t_{cr} , соответствующий переходу от устойчивого к неустойчивому токопрохождению. Прием оценку плотности на основе данных по эрозии катода, сделанную в [10] по формуле:

$$n_{0pl} \approx \frac{A_{er} t_{cr}}{\frac{4}{3} \pi (v t_{cr})^3 A_{Mo} M}, \quad (3.1)$$

где $A_{er} = 2 \cdot 10^{-4}$ g/s — средняя скорость эрозии молибденового катода, $v = 10^6$ cm/s — скорость разлета плазмы, $A_{Mo} = 95$ — атомный номер молибдена, M — масса протона. В соответствии с [10] возьмем $t_{cr} = 75$ ns. Тогда плотность плазменных электронов оценивается как $n_{0pl} \approx 6.8 \cdot 10^{12}$ см⁻³.

Если принять тепловую энергию электронов плазмы равной $T_e = 5$ eV, а плотность тока в начале всплеска $j_0 = 85$ А/см² [10], то по формуле (2.6) получим $n_{0pl} \approx 1.5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, что для наших оценок удовлетворительно согласуется со значением, полученным с использованием данных по эрозии катода. Соответствующее вычисление критического времени по расчетной формуле (4) работы [10] дает значение $7.1 \cdot 10^{-8}$ s.

Полученному из данных по эрозии катода значению плотности электронов соответствует ленгмюровская частота $\omega_L \approx 1.5 \cdot 10^{11}$ s⁻¹ и дебаевский радиус $r_D \approx 10^{-3}$ cm.

Таким образом, с помощью результатов работы [10] можно оценить три параметра, необходимых для расчетов в рамках предлагаемой модели, а именно: плотность тока в начале всплеска $j_0 = 85$ А/см², отношение максимальной плотности тока в выбросе к критической плотности тока $\frac{j_{epi}(d)_{max}}{j_{ec}(t_{cr})} \approx 3.5$ и длительность нарастания тока всплеска T_{spl} , которая находится в наносекундном диапазоне. Оценка времени всплеска в модели дается формулой

$$T_{spl} \approx \frac{\ln(d/r_D)}{\gamma \omega_L}. \quad (3.2)$$

Используя эти величины и результаты предыдущего раздела, можно получить ширину заряженного слоя в момент максимума всплеска — d и два параметра модели: фактор нейтрализации и относительный градиент плотности заряда. Их зависимости от времени всплеска иллюстрируются табл. 1. В таблице также приведены соответствующие расчетные максимальные значения всплеска положительного потенциала на фронте катодного факела, которые оценивались по формуле

$$U \approx 4\pi d^2 e f n_{0pl} \cdot 300. \quad (3.3)$$

В экспериментах [10] величина потенциала на фронте катодного факела не измерялась, хотя такая информация

Таблица 1. Модельная зависимость параметров слоя заряженной плазмы от длительности фронта токового всплеска в экспериментах [10]

f	0.07	0.08	0.09	0.1	0.11	0.12
d , cm	0.16	0.13	0.11	0.09	0.08	0.07
$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial d}, \frac{1}{cm}$	22	26.9	32.1	37.6	43.3	49.4
T_{spl} , ns	3.7	2.9	2.34	1.93	1.62	1.38
U , kV	21.8	16.7	13.2	10.7	8.8	7.4

Таблица 2. Модельная зависимость параметров слоя заряженной плазмы от длительности фронта токового всплеска в экспериментах [6]

f	0.13	0.14	0.15	0.16	0.17	0.18
d , cm	0.29	0.26	0.23	0.21	0.19	0.18
$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial d}, \frac{1}{cm}$	191	213	237	261	286	311.7
T_{spl} , ns	0.9	0.8	0.7	0.6	0.55	0.5
U , kV	290	250	217.7	191.4	169.5	151.2

и сопоставление ее со временем нарастания фронта всплеска дали бы хороший критерий приближения рассматриваемой простой модели к экспериментальной ситуации.

Работа [6] дает хороший пример вакуумного диода с высоким приложенным напряжением — 300 kV и большим током в начале всплеска — около 1 kA. Время появления всплеска $0.75 \cdot 10^{-7}$ s от начала импульса диодного напряжения. На основании экспериментальных результатов, полученных авторами [6], для численных оценок примем требуемые значения: плотность тока до всплеска — 80 А/см² и отношение максимальной плотности тока в выбросе к критической плотности тока $\frac{j_{epi}(d)_{max}}{j_{ec}(t_{cr})} \approx 55$. В этом случае при $T_e = 5$ eV плотность плазмы на фронте факела $n \sim 1.5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, ленгмюровская частота $\omega_L \sim 2.2 \cdot 10^{11}$ s⁻¹, дебаевский радиус $r_D \sim 6 \cdot 10^{-4}$ cm.

Повторив ту же процедуру расчета, что и в предыдущем случае, приходим к результатам, показанным в табл. 2.

Анализируя параметры, приведенные в табл. 1 и 2, следует иметь в виду, что они получены без ограничения ширины заряженного слоя, которая, естественно, не превосходит длины плазменного столба катодного факела. При невыполнении этого условия соответствующие столбцы в таблицах должны отбрасываться или модель должна усложняться с учетом более крутого спада плотности при удалении от катода. Кроме того, модельные параметры в таблицах должны уточняться с учетом полей пространственного заряда проходящего электронного пучка. Такое уточнение потребует численного моделирования, которое планируется провести в дальнейшем.

Таким образом, анализ экспериментальных данных работ [6,10] с позиций предлагаемой модели приводит к согласию экспериментальных и расчетных результатов по порядку величин.

Предлагаемая модель позволяет также объяснить явление в неустойчивом режиме искрового разряда микропучков с большой плотностью тока за счет физического механизма, отличного от рассмотренного в работе [19]. В этой работе образование микропучков связывается со сжатием самофокусирующегося электронного пучка типа Беннета–Будкера [20,21]. В таких пучках удержание ионов обеспечивается суммарным отрицательным зарядом, а удержание электронов происходит за счет заряда ионов и токового стягивания электронного пучка. В данной модели в быстропотекающих импульсных процессах за счет эмиссии электронов из „изолированного“ заряженного слоя обеспечивается положительный суммарный заряд, который не расплывается за время импульса благодаря большой массе ионов. В результате в заряженном слое создаются условия для фокусировки ускоряемых электронов, пучки сфокусированных электронов фиксируются в экспериментах по измерению плотности тока в плоскости анода, как микропучки [1,10].

Рассмотрим эффект образования микропучков в электрическом поле положительно заряженного пограничного слоя в самом простом приближении „тонкой линзы“. Расчет проведем для траекторий электронов, влетающих в слой параллельно оси пучка, а толщину линзы — ширину заряженного слоя — будем считать много меньшей расстояния между фронтом факела и анодом. В параксиальном приближении в результате получим фокусное расстояние линзы

$$F = \frac{2\pi v^2 \gamma}{\omega_L^2 f d}, \quad (3.4)$$

где v — средняя продольная скорость, которую электрон приобретает в ускоряющем электрическом поле слоя, γ — продольный релятивистский фактор электрона (который следует учитывать при большом падении потенциала на слое).

Для параметров, рассчитанных в рамках данной модели, в случае экспериментов [6,10] получаем оценку фокусного расстояния $F \sim 2.5 \text{ mm}$ и $F \sim 1.4 \text{ cm}$, что сравнимо с расстоянием катод–анод (2 mm и 2 cm соответственно). Таким образом, можно заключить, что образование микропучков в неустойчивой стадии искрового разряда в диоде объясняется фокусирующими свойствами положительно заряженного пограничного слоя на фронте катодного факела.

Изменение характера эрозии, согласно рассматриваемой модели, связано с изменением механизма образования новых эмиссионных центров. Если в начальной стадии разряда их возникновение обусловлено только взаимодействием плотной прикатодной плазмы с катодом [2], то переход в неустойчивый режим приводит к бомбардировке катода высокоэнергетичными ионами из

периферийных слоев катодного факела, находящихся под высоким положительным потенциалом.

Оценить плотность потока мощности, приносимую ионами на катод, можно следующим образом:

$$W_i = j_i U = n(ZeU)^{3/2} \sqrt{\frac{2}{AM}}, \quad (3.5)$$

где Z — средний заряд ионов. Для экспериментальных условий работы [10] плотность тока ионов на границе $j_{ib} \sim 10 \text{ A/cm}^2$ и соответствующая ей плотность потока мощности $W_i \sim 10^5 \text{ W/cm}^2$. Необходимая для инициирования новых эмиссионных центров плотность потока мощности на катоде $\sim 10^8 - 10^9 \text{ W/cm}^2$ [22] может достигаться двумя путями. С одной стороны, ток ионов с периферийной части собирается на небольшой части острейшего катода, в связи с чем плотность тока ионов возрастает как $j_i = j_{ib} S_{pl}/S_c$, где S_{pl} — площадь заряженного слоя на границе катодного факела, S_c — площадь на катоде, подвергаемая бомбардировке ионами. Если граница катодного факела полусферическая, к моменту перехода разряда в неустойчивый режим отношение $S_{pl}/S_c \sim 10^4$. С другой стороны, движение эмиссионной границы в глубь плазмы ведет к росту ее концентрации и соответственно увеличению плотности тока j_{ib} .

Заключение

Таким образом, высказанное нами ранее предположение о существовании заряженного слоя на границе катодного факела [13,15] получило в настоящей работе физическое обоснование и позволило дать достаточно четкую картину процессов в неустойчивой стадии вакуумного разряда. В начальной (сравнительно короткой) части импульса напряжения ток во взрывоэмиссионном диоде обеспечивается термоэлектронной эмиссией с границы плазмы катодного факела. По мере расширения катодной плазмы и роста напряжения на диоде достигаются условия насыщения тока, ограниченного эмиссионной способностью граничного слоя плазмы. Скорость генерации эктонных процессов на катоде способствует в течение некоторого времени протеканию тока в диоде, соответствующего предельному ленгмюровскому. Такое квазистационарное увеличение тока обеспечивается при потенциале фронта плазмы, близком к катодному падению.

При дальнейшем расширении плазмы катодного факела эмиссионная способность ее границы не в состоянии обеспечить протекание предельного тока. Это приводит к возникновению неустойчивости пограничного заряженного слоя — пространственно-неоднородной плазмы на границе катодного факела. Потенциал заряженного слоя на границе катодного факела возрастает, а эмиссионная граница движется в глубь плазмы с более высокой концентрацией. При высоких значениях потенциала электроны с высокими энергиями влетают в промежуток

фронт катодного факела—анод. Это приводит к всплеску анодного тока и образованию глубокой нестационарной ямы, в которую захватывается часть ионов плазмы вблизи фронта факела, причем энергия колебаний ионов, захваченных в яму, превышает энергию, соответствующую приложенному напряжению. При прохождении заряженного слоя на границе катодного факела происходит фокусировка ускоряемых электронов, которая приводит к образованию микропучков с высокой плотностью тока в плоскости анода.

Бомбардировка катода высокоэнергетичными ионами, обусловленная высоким положительным потенциалом периферийных слоев катодного факела, сопровождается иницированием новых эктонов, в том числе и на боковой поверхности катодного острия. Процесс образования заряженного слоя на границе катодного факела может повторяться, приводя к многократным всплескам тока в диоде, появлению высокоэнергетичных ионов, образованию микропучков и т. д.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ: гранты № 08-02-00720 и 08-08-00801.

Список литературы

- [1] Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
- [2] Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с.
- [3] Короп Е.Д., Плютто А.А. // Изв. вузов. Физика. 1973. Вып. 4. С. 131.
- [4] Баженов Г.П., Ладыженский О.Б., Чесноков С.М., Шнак В.Г. // ЖТФ. 1979. Т. 79. Вып. 1. С. 117.
- [5] Плютто А.А. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. Вып. 6 (12). С. 1589.
- [6] Короп Е.Д., Плютто А.А. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 12. С. 2534.
- [7] Plutto A.A., Suladze K.V., Korop E.D., Ryzhkov N.N. // Proc. of the 5th Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Poznan, 1972. P. 145.
- [8] Короп Е.Д. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 10. С. 2187.
- [9] Bradley L.P., Kuswa G.W. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 29. N 21. P. 1441.
- [10] Проскуровский Д.И., Ротштейн В.П., Шубин А.Ф., Янкевич Е.Б. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 10. С. 2135.
- [11] Баренгольц С.А., Казаринов Н.Ю., Месяц Г.А., Перельштейн Э.А., Шевцов В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 4. С. 64.
- [12] Баженов Г.П., Ладыженский О.Б., Литвинов Е.А., Чесноков С.М. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 10. С. 2086.
- [13] Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Перельштейн Э.А. // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. Вып. 6 (12). С. 1358.
- [14] Barenholts S.A., Kazarinov N.Y., Mesyats G.A., Perelshstein E.A., Shevtsov V.F. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. Vol. 31. N 5. P. 847.
- [15] Баженов Г.П., Месяц Г.А., Чесноков С.М. // Радиотехника и электроника. 1975. Т. 20. С. 2413.
- [16] Долгополов В.В., Кириченко Ю.В., Пащенко А.В., Романов С.С., Ткач Ю.В. // Укр. физ. Журн. 1989. Т. 34. Вып. 8. С. 1164.

- [17] Dreicer H. // Phys. Rev. 1959. Vol. 115. N 2. P. 21.
- [18] Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1976. 314 с.
- [19] Короп Е.Д., Меерович Б.Э., Сидельников Ю.В., Сухорук С.Т. // УФН. 1979. Т. 129. Вып. 1. С. 87.
- [20] Будкер Г.И. // Атомная энергия. 1956. Т. 5. С. 9.
- [21] Bennet W.H. // Phys. Rev. 1934. Vol. 45. P. 890.
- [22] Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Цветух М.М. // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. Вып. 6. С. 1213.