УДК 537.521

DOI: 10.21779/2542-0321-2018-33-3-35-39

О.А. Омаров, Н.О. Омарова, П.Х. Омарова, Г.Р. Магомедов

Взрывные процессы на катоде при пробое газов во внешнем магнитном поле и без него

Дагестанский государственный университет; Россия, 367001, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43а; inporao@mail.ru

Взрывная модель развития катодного пятна предполагает выделение большой энергии на эмиссионном центре с последующим нагревом и взрывом микроострия. Значение удельной энергии, выделяемой в течение очень малого промежутка времени ($\leq 10^{-8}$ с), составляет $6 \cdot 10^7$ Дж/кг. В молекулярных газах при перекрытии плазменным стримером промежутка возбуждаются ионизационные фронты, которые в результате дрейфа термоэлектронного пучка распространяются к аноду. А в инертных газах образование катодного пятна соответствует ступени напряжения на ВАХ. По времени формирование катодного пятна совпадает с началом резкого роста тока и спада напряжения на разрядном промежутке. Образование искрового канала сопровождается резким увеличением энерговыделения, что приводит к взрывообразному расширению этой области. Сформировавшаяся ударная волна имеет скорость $\sim 10^7$ м/с с энергией электронов, равной 10 кэВ. Спектр прикатодной плазмы характеризуется интенсивными линиями материала катода АП с высокими потенциалами возбуждения и интенсивным континуумом в диапазоне 260–360 нм.

Ключевые слова: *электронный пучок, катодное пятно, ионизационный фронт, магнитное поле.*

Введение

При формировании катодного пятна наблюдается первая стадия, включающая в себя нагрев металла в твердом состоянии, плавление, нагрев жидкого металла до начала парообразования. Вторая стадия – это стадия взрыва, сопровождаемая резким возрастанием сопротивления проводника, уменьшением плотности проводника. Если первую стадию можно охарактеризовать только одной термодинамической переменной – температурой или удельной энергией, то вторая стадия связана с дрейфом электронного пучка через плазму объемного тлеющего разряда со значительным выделением энергии и повышением температуры [1–3].

Механизмы формирования катодного пятна и термоэлектронного пучка, а также искрового канала и дуговой стадии в молекулярных и инертных газах практически совпадают. При пробое молекулярных газов в результате перекрытия плазменным стримером промежутка также возбуждаются ионизационные фронты, распространяющиеся к аноду в результате дрейфа термоэлектронного пучка. В отличие от молекулярных газов, в инертных газах образование катодного пятна соответствует ступени напряжения на ВАХ. С образованием катодного пятна наблюдается дрейф термоэлектронного пучка, приводящий к резкому росту проводимости и удельного энерговклада. Дрейф электронного пучка приводит к образованию искрового канала с $d = 0,1$ мм [1, 2].

За счет дрейфа электронного пучка с энергией $eU = 5$ кэВ происходит трансформация стримерного канала в искровой. Скорость дрейфа и длительность электронного пучка определяются соотношениями

$$\frac{m_e v^2}{2} = eU; v_n = \left(\frac{2eU}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{10^7 \text{ м}}{с}, \quad (1)$$

$$\frac{m_e dv}{dt} = eE; \int_0^{t_n} dt = \int_0^{v_n} \frac{m_e}{eE} dv; t_n \approx \frac{m_e}{eE} v_n \sim 10^{-11} \text{ с} \quad (2)$$

Покадровая съемка одиночного искрового канала с помощью электронно-оптического преобразователя пробоя Ag в коротких промежутках в однородных импульсных электрических и магнитных полях позволяет проследить развитие стримера с момента его образования в основном у анода, с концентрацией электронов $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Плазменный стример распространяется при незначительных перенапряжениях непрерывно, а при больших перенапряжениях – пульсируя к катоду со скоростью $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ [3, 4], образуя тлеющий объемный разряд высокого давления, с концентрацией электронов $\sim 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [2]. По мере приближения плазменного стримера к катоду напряженность электрического поля резко возрастает до значений $E \sim 10^8 \text{ В/м}$, что приводит к образованию катодного пятна, с возникновением которого наблюдается начало резкого роста тока с увеличением его плотности. Концентрация электронов в термопучке определяется из соотношения

$$n_e \sim \frac{j}{ev} \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}. \quad (3)$$

Результаты экспериментальных исследований

С образованием катодного пятна плотность электронов резко увеличивается, что ведет к повышению плотности тока и переходу объемного разряда в искровой канал [2, 3].

В результате дрейфа пучка электронов в неизотермической плазме в зависимости от соотношения скорости дрейфа электронов v и тепловой скорости электронов и ионов v_{Te} , v_{Ti} могут возбуждаться неустойчивости – ионно-звуковая или ионно-звуковая совместно с Бунемана [5, 6].

Согласно нашему эксперименту $E \sim 10^4 \text{ В/см}$, $v_{ei} \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $T_i \sim 10^3 \text{ К}$ и $v \sim 10^7 \text{ см/с}$, что значительно больше значения $v_{Ti} \sim 10^5 \text{ см/с}$. Таким образом в условиях нашего эксперимента реализуется критерий ионно-звуковой неустойчивости.

Ионно-звуковая неустойчивость (турбулентный нагрев плазмы) развивается до установления термодинамического равновесия в плазме ($T_i \approx T_e$). Инкремент неустойчивости пропорционален токовой скорости, что обуславливает наблюдаемое экспериментально уменьшение времени резкого спада напряжения [3].

Дальнейшая стадия разряда характеризуется изотермической плазмой с постоянной проводимостью (стадия искрового канала и горения квазистационарной дуги).

Таким образом, искровой пробой газов протекает в результате формирования следующих стадий: лавинно-стримерная; объемного тлеющего разряда; катодного пятна; дрейфа электронного пучка; турбулентного нагрева плазмы; образование искрового канала с высокоионизованной плазмой; горение квазистационарной дуги; распад плазмы.

Рассмотрим зависимость мощности, выделяемой на всех стадиях пробоя Ag, от величины напряженности магнитного поля [7, 8]. Строились вольтамперные характеристики пробоя при различных значениях напряженности внешнего продольного магнитного поля, по которым определялся энерговыход в разрядный промежуток. Эксперимент проводился при следующих условиях: $p = 2280 \text{ Тор}$; $U_{np} = 7 \text{ кВ}$; $C = 1 \text{ мкФ}$;

$W = 55 \%$; $d = 0,3$ см.

Максимальный энерговклад приходится на начало резкого спада напряжения (образование узкого канала и его расширение [9, 10]) в интервале времени 300–450 нс от переднего фронта прикладываемого к промежутку высоковольтного импульса напряжения.

С образованием катодного пятна и искрового канала увеличивается интенсивность свечения ионных линий аргона и одновременно регистрируется интенсивный непрерывный спектр в области 350–360 нм, которым соответствует излучение плазмы полностью ионизованного плазменного канала диаметром $2r = d = 0,1$ мм. На каналодуговой стадии степень ионизации достигает 100 %, температура определяется по проводимости $\sigma \approx 10^{-3} T^{3/2} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$.

Время резкого спада пробойного напряжения с формированием катодного пятна уменьшается в магнитном поле. Это свидетельствует об ускорении процесса распространения моноэнергетического электронного пучка от катода к аноду (т. е. формирование искрового канала) и перехода к стадии квазистационарной дуги. Внешнее продольное магнитное поле также препятствует расширению искрового канала, что свидетельствует о соизмеримости магнитного давления с кинетическим:

$$\frac{\mu_0 H^2}{2} \cong nkT, \quad (5)$$

$$T \cong \frac{\mu_0 H^2}{2nk} \sim 10^6 - 10^7 \text{ K}.$$

Анализ полученных результатов

При стримерном механизме пробоя газов высокого давления с образованием катодного пятна формируется моноэнергетический электронный пучок, инициирующий образование высокоионизованного плазменного искрового канала. Одновременно наблюдается спад напряжения на промежутке при замыкании его прорастающим плазменным каналом.

В случае с молекулярными газами также справедлива модель трансформации одиночного канала, предполагающая увеличение проводимости плазмы стримера, которая характеризуется однородной интенсивностью свечения. С образованием искрового канала резко увеличивается энерговыделение, что приводит к взрывообразному расширению этой области.

Электрическое поле катодного слоя $E_k \sim 10^8$ В/м при наличии микронеоднородностей и диэлектрических вкраплений достаточно для инициирования взрывной эмиссии и формирования катодного пятна.

Лавина электронов в переходном от автоэлектронного к взрывно-эмиссионному режиму получила название *эктон*. Количество электронов в эктоне $\sim 10^{10} - 10^{11}$ [5]. В данном случае с микроэммитера инициируется электронная ударная волна со скоростью

$\sim \sqrt{\frac{\varepsilon}{m}}$ – (ε , m – энергия и масса электрона). Она формирует в разрядной области искровой канал и анодное пятно. Электроны с поверхности катода в переходном от автоэлектронного к взрывно-эмиссионному режиму, попадая в область сильного поля, переходят в режим непрерывного ускорения. Величина критического поля, при превышении которой электроны переходят в режим непрерывного ускорения, равна [6, 7]

$$E_{кр} \approx 3,38 \cdot 10^3 pz^*/I, \quad (7)$$

где z^* – число электронов в атоме, I – средняя энергия возбуждения, или средняя энер-

гия неупругих потерь. Для аргона $z^* = 18$, $I = 100$ эВ и $E_{кр}/p = 600$ В/см Тор.

Сформировавшаяся ударная волна имеет скорость $\sim 10^7$ м/с с энергией электронов, равной 10 кэВ [8].

Уменьшение интенсивности спектральных линий ионов с ростом интенсивности континуума через 30 нс свидетельствует о повышении температуры плазмы в искровом канале уже на ранних стадиях его формирования.

Заключение

Показано, что в условиях больших скоростей ввода электрической энергии в магнитных полях на фронте ударной волны поглощается излучение видимой области спектра из канала. Магнитное поле способствует развитию фронта ударной волны и более быстрому ее вырождению в звуковую волну.

Выражаем благодарность А.А. Рухадзе за обсуждение и полезные советы в процессе написания работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках госзадания 27.6618.2017/8.9.

Литература

1. Рухадзе А.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Омаров О.А. Энергетические характеристики пробоя газов высокого давления в сильных продольных магнитных полях // Прикладная физика и математика. – 2017. – № 5. – С. 34–47.
2. Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х. Роль термоэлектронной эмиссии в формировании и развитии искрового канала в газах // Прикладная физика. – 2015. – № 3. – С. 52–56.
3. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 344 с.
4. Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Омарова Н.О., Хачалов М.Б. Газовые разряды высокого давления во внешнем продольном магнитном поле: монография.- Махачкала: ИПЦ ДГУ, 2014. – 214 с.
5. Дзлизева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю., Павлов С.И., Новиков Л.А., Майоров С.А. Управление ионным увлечением в пылевой плазме // Письма в ЖЭТФ. – 2014. – Т. 100, вып. 11. – С. 801.
6. Maiorov S.A., Kodanova S.K., Golyatina R.I., Ramazanov T.S. Kinetic characteristics of ions in the gas discharge and on the target surface // Physics of Plasmas. – 2017. – Vol. 24, Issue 6. – 063502.
7. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Али Рафид А.А. Импульсный объемный разряд в гелии при высоких перенапряжениях // Успехи прикладной физики. – 2015. – Т. 3, № 2. – С. 154–161.
8. Терешонок Д.В. Исследование поверхностного тлеющего разряда для задач плазменной аэродинамики // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40, вып. 3. – С. 83–89.
9. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. МФТИ. – Долгопрудный: Интеллект, 2009. – 736 с.

10. Tarasenko V.F., Baksht E. and Burachenko A.G. An efficient cathode for generating an supershort avalanche electron beam in air at atmospheric pressure // Technical Physics Letters. – 2010. – Vol. 36, № 4. – P. 375–378.

Поступила в редакцию 19 июня 2018 г.

UDC 537.521

DOI: 10.21779/2542-0321-2018-33-3-35-39

**Explosive processes at cathode in the probe of gases
in the external magnetic field and without it**

O.A. Omarov, N.O. Omarova, P.Kh. Omarova, G.R. Magomedov

*Dagestan State University; Russia, 367001, Makhachkala, M. Gadzhiev st., 43a;
inporao@mail.ru*

An explosive model for the development of cathode spot involves the release of high energy on the emission center, followed by heating and explosion of micro-tip. The value of the specific energy emitted during a very short time ($\leq 10^{-8}$ s) is $6 \cdot 10^7$ J/kg. In molecular gases, when the plasma streamer of the gap overlaps, ionization fronts are excited, which, as a result of the drift of the thermionic beam, propagate to the anode. And in inert gases, the formation of a cathode spot corresponds to the voltage step on the current-voltage characteristic. In time, the formation of the cathode spot coincides with the onset of a sharp increase in current and a decrease in the voltage across the discharge gap. The formation of a spark channel is accompanied by a sharp increase in energy release, which leads to an explosive expansion of this region. The generated shock wave has a velocity of $\sim 10^7$ m/s with an electron energy of 10 keV. The spectrum of the near-cathode plasma is characterized by intense lines of the AIII cathode material with high excitation potentials and an intense continuum in the 260–360 nm range.

Keywords: electron beam, cathode spot, ionization front, magnetic field.

Received 19 June, 2018