

УДК 621.039

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОННО-МАГНИТНАЯ МОДЕЛЬ КАТОДНОГО ПЯТНА ВАКУУМНОЙ ДУГИ

А.А. Андреев

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Украина, 61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1.

Поступила в редакцию 19 февраля 2007 г.

Рассмотрена физическая модель катодного пятна вакуумной дуги, в которой главными факторами являются автоэмиссия электронов в его окрестностях и их взаимодействие с собственным магнитным полем. Ток ячейки, который представляет собой импульс с передним и задним фронтами длительностью около $5 \cdot 10^{-9}$ с, создаёт вокруг неё магнитное поле. Во время прохождения этих фронтов тока через ячейку в её окрестностях индуцируются электрические поля, достигающие $3,5 \cdot 10^7$ В/см. Таким образом, вокруг ячейки у поверхности катода создаются скрещённые $E \times H$ -поля, величины которых убывают с увеличением расстояния от центра ячейки, как $1/R$. Под действием электрических полей по периметру токового канала ячейки протекают токи, аналогичные гало-токам, возникающим в плазме токамака при прохождении по ней импульсов разрядного тока. При увеличении тока ячейки гало-токи направлены противоположно ему, т.е. электроны движутся к катоду, а ионы ускоряются в сторону анода. При спаде тока ячейки индуцированное электрическое поле создаёт на поверхности катода автоэмиссию электронов, которые в скрещённых $E \times H$ -полях движутся по циклоидам в направлении центра ячейки, десорбируя газы и создавая поверхностную плазму (ореол) вокруг неё. Эти электроны, взаимодействуют с внешним магнитным полем. В направлении, где сумма магнитных полей (внешнего и собственного) максимальна, плотность поверхностной плазмы вблизи катодного пятна увеличена, что определяет преимущественное направление его движения. Предлагаемая модель позволяет объяснить многие экспериментальные факты, а именно появление слабого свечения вокруг катодного пятна, существование различных типов катодных пятен, их деление, обратное движение в тангенциальных магнитных полях, ускорение ионов в сторону катода, рентгеновское излучение пятна и т.п.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: катодное пятно, ячейка, обратное движение, электроны, ионы, вакуумная дуга, магнитное поле, плазма.

Катодные пятна (КП) – очень важное явление в вакуумных дугах. Их изучению посвящены многие публикации в научных журналах и фундаментальные труды, например, [1-3]. Однако до сих пор не существует общепринятого объяснения некоторых их свойств, в том числе и такого, как обратное движение в тангенциальном магнитном поле.

КП бывают 3-х типов:

- 1 – обладающие высокими скоростями и малой эрозией;
- 2 – со скоростями на два порядка ниже и значительно большей эрозией;
- 3 – малоподвижные, с высокой эрозией.

Вокруг КП существует ореол светящейся плазмы, интенсивность которого снижается по мере удаления от его границы. При увеличении тока, проходящего через КП, оно делится на фрагменты, причём величины токов, при которых КП начинает делиться, для плёночных катодов составляют доли ампера, а для массивных – десятки ампер [1]. Внутренняя структура КП состоит из значительного числа (до нескольких десятков) одновременно существующих ячеек с размерами около микрометра. Время существования ячейки составляет $10^{-7} \dots 10^{-9}$ с, ток ячейки – от долей до нескольких ампер, диаметр – от 1 мкм и более, плотность тока $> 10^8$ А/см² [1,2]. В отсутствие внешних магнитных полей КП хаотически перемещается по катоду, а во внешнем тангенциальном магнитном поле оно движется перпендикулярно ему в направлении, противоположном предписываемому правилом Ампера (так называемое «обратное» движение КП); при этом скорость КП как 1-го, так и 2-го типов растёт с увеличением магнитного поля, достигая определённого уровня насыщения. Если магнитное поле увеличивается до величин более 1 Тл, КП меняет направление движения на противоположное, т.е. при дальнейшем увеличении магнитного поля оно перемещается согласно правилу Ампера. При увеличении давления в камере выше определённого уровня направление движения КП также меняется с обратного на прямое [4]. На протяжённом катоде оно всегда движется к месту подключения источника питания дугового разряда. При увеличении температуры катода скорость КП уменьшается [5].

В плазменных потоках микросекундных вакуумных дуг с токами около 10 А обнаружены металлические ионы с энергиями, достигающими 10 кэВ, в то время как при более длительных дугах энергия ионов обычно находится в пределах сотни электрон-вольт [6-8]. В вакуумно-дуговой плазме обнаружены электроны, ускоренные до энергий 50...1000 эВ; обычно энергия электронов в ней составляет около 2,5 В [9-11]. Есть сведения о генерации импульсов рентгеновского излучения длительностью 0,03...1,5 нс из КП, причём эти импульсы совпадают по времени и длительности с импульсами потоков высокоэнергетических ионов [11,12].

В настоящее время существует много различных точек зрения, объясняющих в отдельности те или иные свойства или особенности поведения катодных пятен (например, наличие пятен трёх типов, их деление, увели-

ченный радиус их взаимодействия с магнитным полем, движение в магнитном поле в направлении, противоположном предписываемому правилом Ампера, рентгеновское излучение, ускорение ионов вплоть до энергий в несколько кэВ против основного электрического поля, присутствие аномально ускоренных электронов и др.). Однако не имеется физической модели, объясняющей все эти явления с единых позиций. Целью данной работы является описание физической электронно-магнитной модели катодного пятна, которая позволяет объяснить все эти явления.

ЭЛЕКТРОННО-МАГНИТНАЯ МОДЕЛЬ

Предлагаемая модель катодного пятна является в определённой степени упрощенной, она не учитывает влияния паров, плазмы и капель материала катода, гидродинамических процессов в ячейке и др. [13,14].

Магнитное поле, создаваемое током через ячейку, можно оценить из формулы зависимости для поля линейного проводника с током $B = \mu_0 I / \pi D$, где D – диаметр токового канала. В окрестностях ячейки существует круговое тангенциальное магнитное поле $H_{я}$, созданное током через ячейку $I_{я}$. Для T_i величина тока $I_{я}$, равная удвоенному значению порогового (минимального) тока в случае массивного катода, составляет 4 А [1]. Тогда при диаметре ячейки $1 \cdot 10^{-4}$ см собственное магнитное поле у края ячейки ≈ 16000 Э и уменьшается в радиальных направлениях как $1/R$. Ток, проходящий через ячейку, представляет собой импульс с амплитудой в несколько ампер, длительностью $10^{-7} \dots 10^{-9}$ с [2,3]; длительность его переднего (увеличение тока) фронта, например, для Mo и Cu, составляет $(3 \dots 5) \cdot 10^{-9}$ с [2], а заднего (погасание ячейки) – такого же масштаба. Во время прохождения импульса тока в результате изменения собственного магнитного поля ячейки в её окрестностях индуцируются электрические поля, величина которых в месте контакта с поверхностью металлического катода может достигать $3,5 \cdot 10^7$ В/см [15]. Таким образом, вокруг ячейки у поверхности катода при увеличении и спаде тока возникают скрещённые $E \times H$ -поля, величина которых убывает с увеличением расстояния от центра ячейки примерно как $1/R$. Под действием индуцированных электрических полей по периметру ячейки, где магнитные поля максимальны и, соответственно, максимальны значения dH/dt , протекают индуцированные токи, аналогичные галотокмам, возникающим в плазме токамака при прохождении по ней импульсов разрядного тока и направленные противоположно ему, т.е. по периметру токового канала $E_{и} > E_0$ [16].

При увеличении тока в ячейке индуцированное электрическое поле $E_{и}$ направлено противоположно основному E_0 (рис. 1).

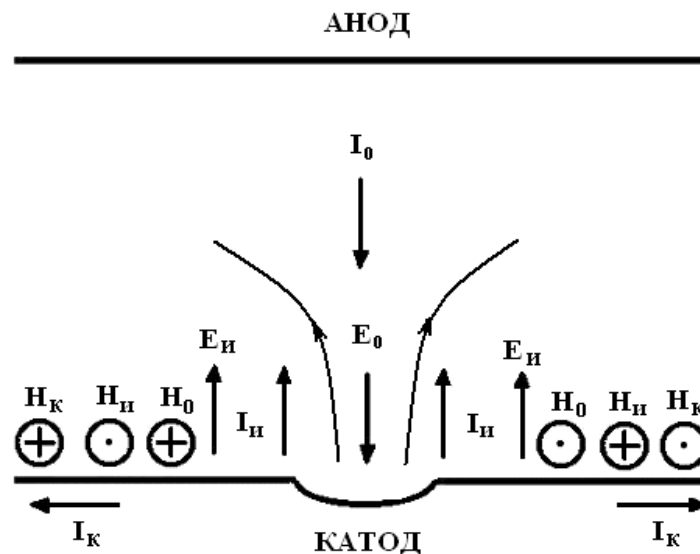


Рис. 1. Схема электрических и магнитных полей ячейки при возрастании в ней тока.

$E_0, E_{и}$ – основное и индуцированное электрические поля; $I_0, I_{и}$ – основной и индуцированный токи ячейки; $I_{к}$ – ток, протекающий по катоду; $H_0, H_{и}, H_{к}$ – магнитные поля, созданные этими токами

Ионы из прикатодной плазмы движутся в направлении анода, ускоряясь до энергий, определяемых полем $E = E_{и} - E_0$ (поскольку по периметру ячейки $E_{и} > E_0$). Поэтому энергия ускоренных ионов зависит от скорости возрастания тока в ячейке и, как видно из рис. 2, при скорости возрастания тока около 10^9 А/с может достигать 1 кэВ.

Однако вследствие высокой плотности прикатодной плазмы (порядка 10^{26} м⁻³ [17]) они теряют энергию и кратность заряда на столкновениях с её частицами. Поэтому средняя энергия и заряд ионов уменьшаются с увеличением коэффициента эрозии катода, который непосредственно характеризует плотность и объём плазменного факела [7,8]. В частности, они уменьшаются по мере увеличения температуры катода [18], когда коэффици-

ент эрозии возрастает [2]. Как видно из табл. 1 и 2, даже относительно небольшое изменение температуры катода приводит к существенному снижению средней энергии и кратности заряда ионов.

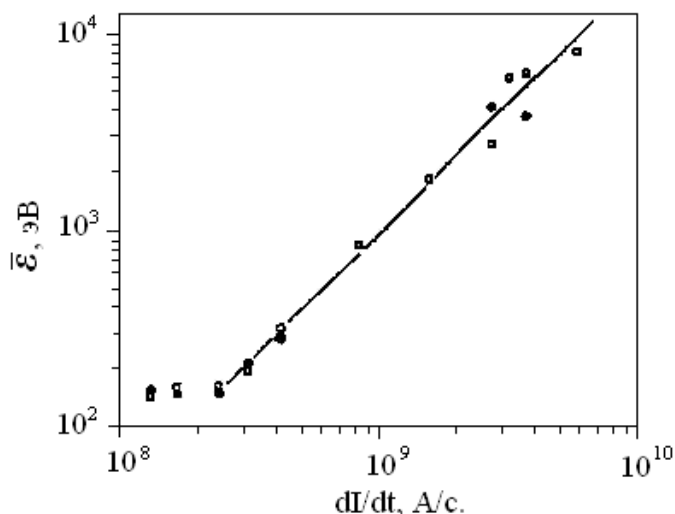


Рис. 2. Зависимость средней энергии ионов от скорости возрастания тока в вакуумной дуге для ионов Cu^+ (\square) и Cu^{2+} (\bullet) [19]

Таблица 1. Влияние температуры катода на среднюю энергию ионов и зарядовый состав ионного компонента плазменных потоков при $I_{\delta} = 100$ А, $p = 7 \cdot 10^{-4}$ Па [18]

T_k, K	$E_{iz}/Z, \text{эВ}$			$n_{iz} \cdot v_{iz} / \sum n_{iz} \cdot v_{iz}, \%$		
	Ti^{1+}	Ti^{2+}	Ti^{3+}	Ti^{1+}	Ti^{2+}	Ti^{3+}
390	57	35	21	17	81	2
620	33	22,5	9	29	69	2
770	32	22	7	34	65	1

Таблица 2. Зависимость относительного содержания ионов молибдена различной кратности заряда в плазменном потоке от интегральной температуры катода и тока дуги ($p = 7 \cdot 10^{-4}$ Па) [18]

T_k, K	I_{δ}, A	$n_{iz} v_{iz} / \sum n_{iz} v_{iz}, \%$					
		Mo^{1+}	Mo^{2+}	Mo^{3+}	Mo^{4+}	Mo^{5+}	Mo^{6+}
410	90	3	47	39	9	1,5	0,5
560	90	5	83	11	1	0,5	—
560	220	6	82	10	2	—	—

Поэтому высокоэнергетичные ионы обнаруживаются в кратковременных дугах (микросекундных), когда поверхность катода не успевает нагреться, и отсутствуют в длительных (миллисекундных и более), когда повышается температура испаряемой поверхности в окрестностях КП.

В случаях, когда $dI/dt \sim 10^{13}$ А/с, например, в высоковольтных дугах, индуцированное электрическое поле E_n на четыре порядка больше по сравнению с обычной низковольтной дугой и количество высокоэнергетичных ионов и их энергии существенно больше (см. рис. 2) [7,8,19].

Одновременно индуцированное электрическое поле E_n ускоряет электроны прикатодной плазмы в сторону катода, где они тормозятся у его поверхности, вызывая рентгеновское излучение [11,12], всплески которого совпадают во времени с импульсами высокоэнергетичных ионов [11]. В низковольтной дуге величина dI/dt составляет порядка 10^9 А/с и E_n , а следовательно, ускорение электронов относительно невелико [9], и рентгеновское излучение практически отсутствует. При увеличении напряжения на дуге скорость изменения тока существенно увеличивается, о чём можно судить по сокращению длительности импульса рентгеновского излучения от 0,03 до 0,2 нс (который равен длительности переднего фронта импульса тока) — излучение становится более жёстким [12]. Это же подтверждается и в работе [11], где в высоковольтной дуге при токах 100 кА и, соответственно, dI/dt около 10^{13} А/с электроны ускоряются до высоких энергий, и рентгеновское излучение жёсткое.

После достижения максимального значения тока в ячейке $E_n = 0$, и магнитное поле ячейки H_n определяется этим током. При уменьшении тока через ячейку (на заднем фронте импульса) индуцированное электрическое

поле $E_{и}$ совпадает по направлению с основным E_0 , направление индуцированного тока $I_{и}$ совпадает с направлением основного тока I_0 , т.е. $I_{я} = I_0 + I_{и}$. При этом $E_{и}$ ускоряет ионы в сторону катода, дополнительно разогревая края ячейки. Рассматриваемая далее модель поведения КП относится именно к этой фазе тока через ячейку.

Индукционное электрическое поле $E_{и}$ вызывает в окрестностях ячейки автоэмиссию электронов с поверхности катода. Эти электроны попадают в область $E \times H$ -полей, движутся к центру ячейки по циклоидам, высота которых определяется по формуле: $h = 2mc^2 E / eH^2$ [20], и создают поверхностную плазму вследствие десорбции газов (рис. 3). Удержанию электронов у катода также способствует магнитное поле $H_{к}$ тока $I_{к}$, протекающего в поверхностной зоне катода, совпадающее по направлению с полем тока ячейки H_0 и также возрастающее по направлению к ячейке. По мере приближения электронов к ячейке высота циклоид уменьшается, а их концентрация увеличивается. При этом из-за столкновений с частицами плазмы (молекулами, атомами, ионами газов или металлов) часть электронов теряет энергию, и под действием основного электрического поля E_0 уходит к аноду (по аналогии с процессами в магнетронах), участвуя таким образом в создании тока I_0 через ячейку. С увеличением плотности прикатодной плазмы (в том числе и при увеличении давления газа) количество таких электронов увеличивается, и разряд становится более устойчивым.

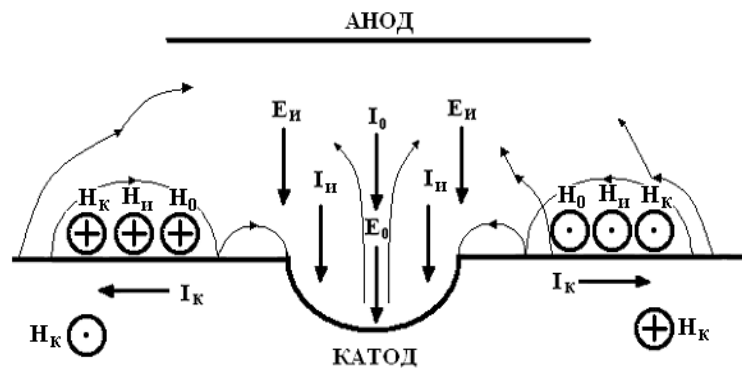


Рис. 3. Схема электрических и магнитных полей ячейки при снижении в ней тока.

$E_0, E_{и}$ – основное и индуцированное электрические поля; $I_0, I_{и}$ – основной и индуцированный токи ячейки; $I_{к}$ – ток, протекающий по катоду; $H_0, H_{и}, H_{к}$ – магнитные поля, созданные этими токами

По периметру ячейки, где изменение магнитного поля максимально и максимально индуцированное электрическое поле $E_{и}$, последнее ускоряет электроны в сторону анода. При малых токах низковольтной дуги (10...20 А), когда dl/dt относительно невелико, энергия этих электронов составляет ~ 50 эВ [9]; при $dl/dt \sim 10^{13}$ А/с их энергия превышает 1 кэВ [11]. При погасании катодного пятна, когда большинство ячеек гаснет за короткое время (~ 50 нс), суммарный поток ускоренных электронов хорошо заметен [9].

При увеличении плотности плазмы до значений, когда длина свободного пробега электронов становится сравнимой с размерами ячейки, рассматриваемая модель перестаёт работать, движение КП прекращается, а затем оно начинает двигаться в прямом направлении, т. е. согласно правилу Ампера. Например, в [21] показано, что при давлении аргона 150 мм рт.ст. на ртутном катоде при токе через ячейку 2 А наблюдается обратное движение КП, а при тех же условиях, но при токе 4,5 А движение КП прямое при любых магнитных полях, что, по-видимому, связано с увеличением плотности прикатодной плазмы из-за увеличения тока. Переход от обратного движения КП к прямому при токе дуги 120 А происходит также при давлении аргона ~ 150 мм рт. ст. (рис. 4) [4]. Это может говорить о том, что в последнем случае ток через ячейку КП не превышает 2 А.

При низком вакууме и загрязнённой поверхности катода поверхностная плазма образуется даже при небольших электрических полях, т.е. на относительно больших расстояниях от ячейки. Присутствие плёнки окислов на поверхности металла снижает работу выхода электронов. При наличии окисной плёнки толщиной 10...30 Å происходит прямое туннелирование электронов из металла в вакуум, что облегчает образование плазмы. В таких случаях поверхностная плазма (ореол) может создаваться на расстояниях от ячейки до нескольких сотен микрометров. При толщине плёнки 30...50 Å вероятность пробоя диэлектрического конденсатора (и создания ячейки) велика, так как туннельная эмиссия электронов ослаблена, а условия его зарядки хорошие [22]. Наличие большого количества сорбированных газов, микроострий и тонких диэлектрических плёнок способствует возникновению новых ячеек в пределах относительно большого плазменного ореола. Поэтому скорость перемещения существующих в таких условиях КП 1-го типа высокая.

В высоком вакууме и при очищенной поверхности катода образование достаточно плотной поверхностной плазмы затруднено, поскольку сорбированных газов мало, а диэлектрические плёнки отсутствуют. Электроны, образовавшиеся в результате автоэмиссии, движутся к ячейке, и по мере приближения к ней их плотность возрастает. Одновременно растёт величина индуцированного электрического поля, что ещё более увеличивает автоэмиссию электронов. Этим объясняется тот факт, что концентрация плазмы вне КП спадает в пространстве как $1/R^2$, где R – расстояние от центра ячейки [23].

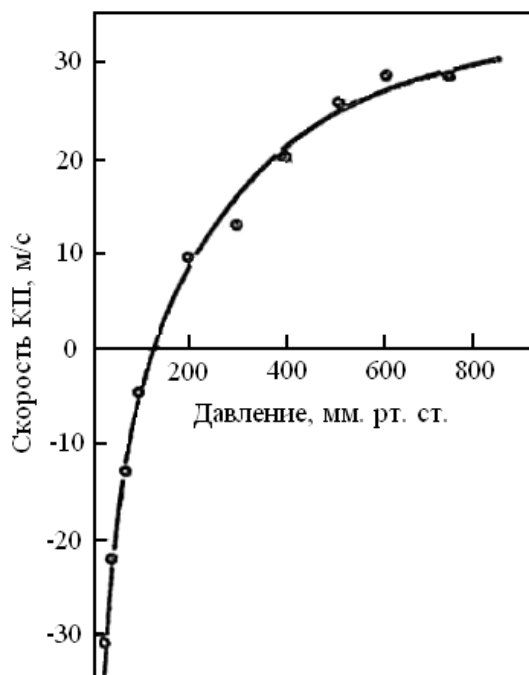


Рис. 4. Залежність напрямку і швидкості руху КП від тиску аргону. $V = 0,15$ Тл; $I = 120$ А [4]

В частині, при збільшенні температури катода кількість сорбованих на його поверхні газів зменшується, знижується густина плазми в межах ореола; відповідно меншими стають відстані, де є ймовірність виникнення нових ячеек, і швидкість руху КП зменшується [5]. Концентрація плазми в безпосередній близькості від ячейки становить 10^{20} см⁻³ [17] і напруженості індукційного електричного поля $3,5 \cdot 10^7$ В/см [15] достатньо для забезпечення вибухової емісії і утворення нової ячейки на чистому металі у краю попередньої, що і відбувається. Створенню нової ячейки недалеко від краю попередньої сприяє прискорення іонів в бік катода при її погасінні, вироблене індукційним електричним полем E_{in} , і інтенсивний розігрів їм металу по контуру ячейки. Внаслідок утворення нових ячеек у краю старих швидкість руху КП 2-го типу значно нижче, ніж у пятен 1-го типу.

Ці процеси відбуваються в прикатодній області (10^{-3} см). Вище цієї області згідно з законом Ампера токи окремих ячеек взаємно притягуються, це, ймовірно, призводить до того, що ячейки групуються в одну КП. Розташовані по периметру КП ячейки взаємодіють з поверхнею катода, і, як згадувалося вище, їх електрони утворюють навколо КП поверхню плазми-ореол, діаметр якого значно перевищує розміри КП і в межах якого виникають нові ячейки [15,24]. Умови виникнення нових ячеек всередині пятна значно гірше, ніж зовні, так як там відсутні сорбовані гази, а густоти парів недостатньо для утворення плазми, необхідної для пробоя. Тому КП 1-го і 2-го типів постійно переміщуються в напрямках, де умови виникнення ячеек більш сприятливі. В випадках, коли матеріал катода має високу пружність парів при високих температурах (наприклад, алюміній, цинк, срібло), тиск парів в пятні стає достатнім для створення плазми з густиною, необхідною для виникнення нових ячеек в межах КП. В таких випадках утворюються малоподвижні КП 3-го типу з великою кількістю крапель в плазменних струях [25].

По периметру КП існує магнітне поле H_y зовнішніх ячеек, яке, по суті, визначається матеріалом катода (т.е. пороговими токами ячеек, величина яких залежить від матеріалу [1]), і магнітне поле H_k , створене токами, текучими по поверхні катода. З збільшенням току, що проходить через КП, збільшується його діаметр і кількість ячеек. Поле H_y при цьому не змінюється, а поле H_k збільшується пропорційно току, що проходить через КП. Можливо припустити, що коли $H_k > H_y$, КП ділиться на окремі фрагменти. На цю думку наводить те, що токи, при яких ділиться КП, мінімальні на тонкопліночних катодах, коли практично весь ток розряду бере участь в створенні поля H_k , збільшуються з збільшенням товщини плівки (коли зменшується частка приповерхневих токів) і досягають декількох десятків ампер на масивних катодах, коли частка приповерхневих токів мінімальна. При цьому слід пам'ятати, що основною причиною ділення пятен на тонкопліночних катодах є випаровування самої плівки [1].

Розглянемо докладніше приклади руху КП, що складається з однієї ячейки. На витягнутому катоді при підключенні джерела струму до одного з його кінців весь ток розряду I_k тече по катоду до місця підключення, його магнітне поле H_k в цьому напрямку не ослабевает, електрони утримуються в прикатодній області на великій відстані від ячейки, створюючи умови для виникнення нових ячеек (рис. 5). З протилежної сторони КП через відсутність поля H_k густина і поширення поверхневої плазми менше, і ймовірно

ность возникновения новых ячеек с этой стороны существенно ниже. Поэтому КП в вакууме всегда движется по катоду в сторону места подключения тока.

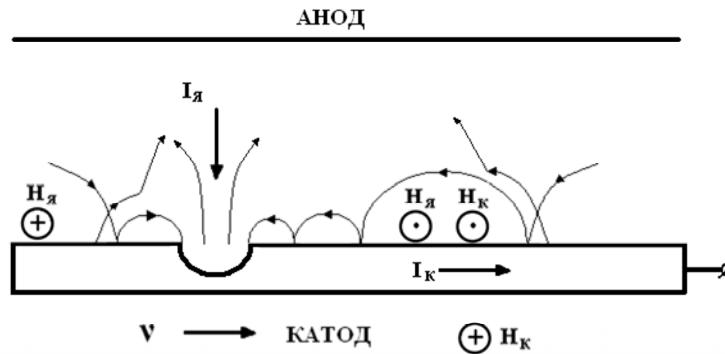


Рис. 5. Схема движения ячейки при снижении тока на длинном катоде

Рассмотрим движение ячейки во внешних магнитных полях (рис. 6). Внешнее тангенциальное магнитное поле складывается в «антиамперовом» направлении с $H_я$ и $H_к$. С этой стороны создается более плотная и протяжённая поверхностная плазма и лучшие условия для возникновения новых ячеек. С противоположной стороны ячейки внешнее поле направлено встречно компонентам поля $H_я$ и $H_к$, суммарное магнитное поле ослаблено, плотность плазмы ниже, и вероятность возникновения новых ячеек меньше. Поэтому КП в целом перемещаются в сторону, где плотность плазмы больше, т.е. против направления, соответствующего правилу Ампера, и, видимо, этим можно объяснить принцип максимума магнитного поля, сформулированный И.Г. Кесаевым, согласно которому КП движется в сторону, где магнитное поле максимально [1].

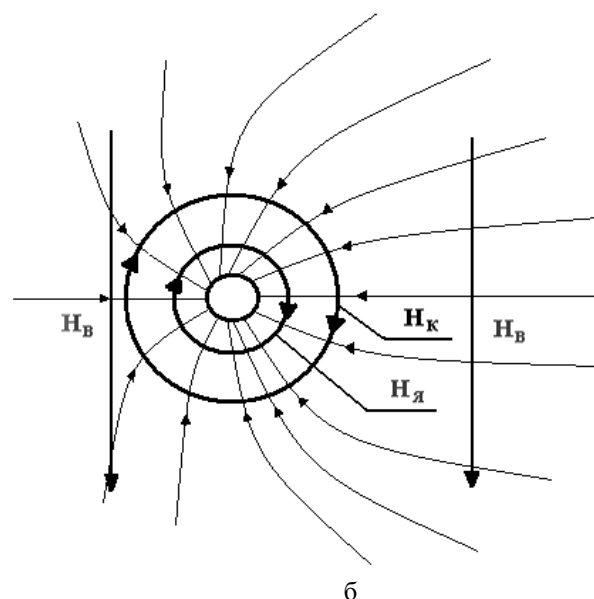
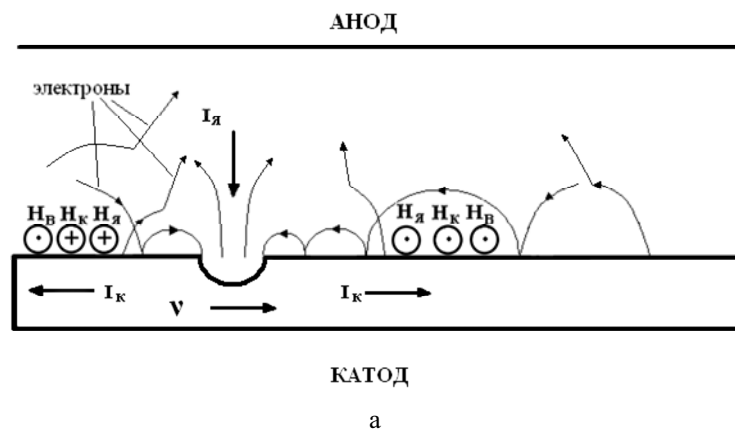


Рис. 6. Схема ячейки при снижении тока в присутствии внешнего магнитного поля: а – вид сбоку; б – вид сверху [13]

Можно сказать, что направление движения КП связано с появлением дополнительного количества электронов, замагниченных и удерживаемых у поверхности катода внешним тангенциальным магнитным полем со стороны обратного движения, что увеличивает концентрацию электронов, достигающих ячейки. На расстояниях от ячейки, где магнитное поле $H_{я} + H_{к} < H_{в}$, дополнительная плазма образуется даже при очень малых внешних магнитных полях, и поэтому КП очень чувствительно реагирует на них.

Таким образом, с внешними магнитными полями наиболее активно взаимодействуют электроны, находящиеся примерно на таком расстоянии от ячейки, где собственные магнитные поля по порядку величины сравнимы с внешними. На этих расстояниях от ячейки определяются характер и направление движения КП. Вероятно, с этим связано утверждение И.Г. Кесаева о том, что «величина эффективного радиуса взаимодействия катодного пятна с магнитным полем по какой-то причине оказалась превосходящей в несколько раз размеры самого пятна» [1].

С увеличением тангенциального магнитного поля плотность плазмы и величина ореола со стороны направления обратного движения увеличивается, растет вероятность появления новых ячеек на большем расстоянии, и, соответственно, увеличивается скорость движения КП. Однако из-за ограниченности величин $E \times H$ -полей она не превышает определённого уровня, достигая насыщения (рис. 7) [26]. При этом поведение КП 1-го и 2-го типа аналогично, что может служить подтверждением их одинаковой физической природы.

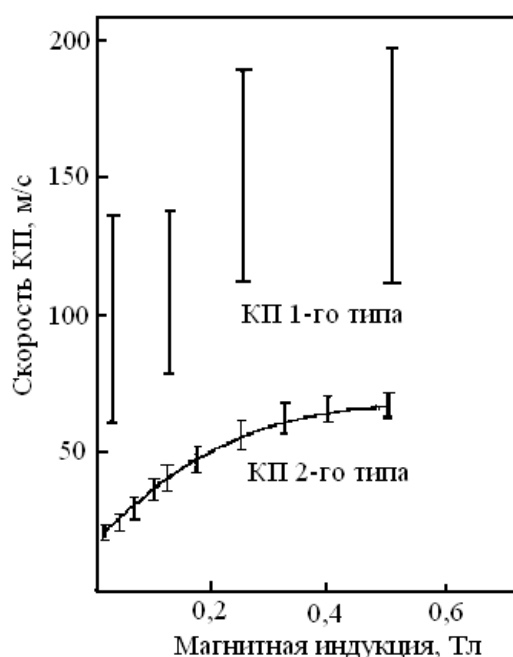


Рис. 7. Зависимость скорости КП 1- и 2-го типа от величины магнитного поля на катоде из титана [26].

С увеличением тока увеличивается поле $H_{к}$. При одном и том же внешнем тангенциальном поле в направлении обратного движения суммарное поле растёт (а в прямом направлении уменьшается), плотность плазмы со стороны обратного направления увеличивается, и поэтому увеличивается в этом направлении скорость КП [26].

Если десорбированных электронами газов мало, то в окрестностях ячейки образуется плазма малой плотности. Когда поток электронов достигает места, где возможно выделение газов или паров, плотность плазмы возрастает, возникает новая ячейка. Зигзагообразное движение КП [24], по-видимому, можно объяснить перемещением КП вдоль границ зёрен на металлическом поликристаллическом катоде, на которых больше всего сорбируется газов, а также возможна меньшая работа выхода электронов.

Магнитные поля величиной 1...2 Тл сравнимы с собственными полями у ячейки. При внешних магнитных полях, превышающих собственные, рассматриваемая модель не действует, и движение КП в таких случаях подчиняется закону Ампера (рис. 8) [4].

Если внешнее магнитное поле направлено к катоду под углом (рис. 9), то движение электронов от КП (ток I_1) направлено вдоль магнитных силовых линий, и его магнитное поле со стороны острого угла складывается с магнитными полями тока ячейки и катода, удерживая электроны у поверхности катода, повышая плотность поверхностной плазмы и, таким образом, увеличивая вероятность возникновения новых ячеек.

С противоположной стороны ячейки магнитные поля H_1 и $H_{я}+H_{к}$ разнесены в пространстве, и образующаяся плазма менее плотная. Поэтому КП, двигаясь в «антиамперовом» направлении под действием тангенциальной составляющей внешнего магнитного поля, смещается в сторону острого угла между ним и катодом, образуя угол Робсона [27].

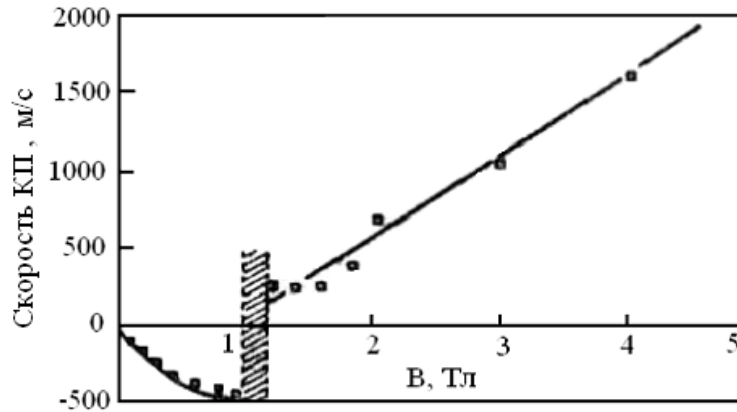


Рис. 8. Зависимость направления и скорости движения КП от величины внешнего магнитного поля [4]

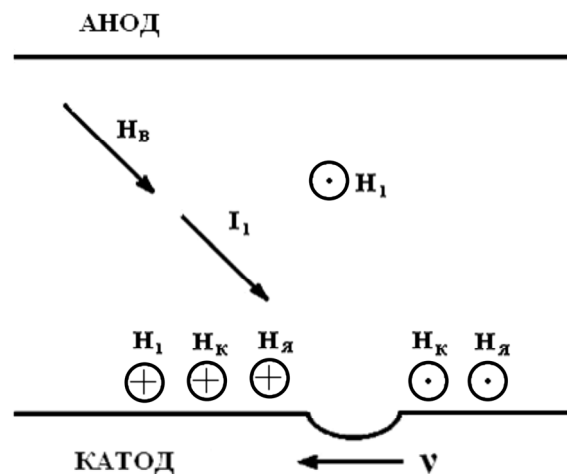


Рис. 9. Схема смещения ячейки в сторону острого угла при наклонном внешнем магнитном поле

ВЫВОДЫ

Таким образом, с помощью электронно-магнитной модели можно объяснить ряд свойств и особенностей поведения КП, в том числе появление слабого свечения (ореола), диаметр которого в несколько раз превышает диаметр самого КП; увеличенный радиус взаимодействия КП с магнитным полем; существование КП 3-х типов, их деление. Эта модель объясняет обратное движение КП в тангенциальном магнитном поле и переход к прямому движению в сильных магнитных полях или при увеличении давления газа. Также можно обосновать увеличение скорости перемещения КП при увеличении тока через него, движение КП к месту подключения тока на катоде, его смещение в сторону острого угла между поверхностью катода и внешним магнитным полем, присутствие в плазменных потоках anomalously accelerated ions and electrons, а также появление рентгеновского излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. - М.: «Наука», 1968. -244с.
2. Juttner B., Puchkarev V.F., Hantzsch E., Beilis I. Cathode Spots // Handbook of Vacuum Arc Science and Technology. R.L. Boxman, P. Martin, D. Sanders (editors), Noyes Publications (Park Ridge, NJ). -1995. -P. 73 – 281.
3. Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном дуговом разряде: пробой искра, дуга. - М.: Наука, 2000. - 424 с.
4. Drouet M.G. The Physics of the Retrograde Motion of the Electric Arc // Japanese Journal of Applied Physics. -1981. -V.20, № 6. - P.1027 – 1036.
5. Fang D.Y., Nurnberg A., Bauder U.H., Behrisch R. Arc velocity and erosion for stainless steel and aluminum cathodes // Journal of Nuclear Materials. - 1982. -V.111/112. - P.517 – 521.
6. Krinberg I.A., Lukovnikova M.P., Paperny V.L. Steady-state expansion of current-carrying plasma into vacuum // Sov. Phys. JETP. - 1990. - V.70 (3). - P.451 – 459.
7. Beilis I.I. Ion acceleration in vacuum arc cathode plasma jets with large rates of current rise // IEEE Transactions on Plasma Science. -2005. -V.33, N 5. -P.1537 – 1541.
8. Beilis I.I. Nature of high-energy ions in the cathode plasma jet of a vacuum arc with high rate of current rise // Applied Physics Letters. 2004. -V.85, № 14. -P.2739 – 2740.

9. Musukin I.L. Time-resolved investigations of the accelerated electron flow from the cathode region of a vacuum arc // IEEE Transactions on Plasma Science. - 2005. - V.33, № 5. - P.1560 – 1563.
10. Popov S.A., Proskurovsky D.I., Batrakov A.V. Formation of accelerated electron flows in a low-current pulsed vacuum discharge // Proc. 19th Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Xi'an. - 2000. - P.252 – 255.
11. Baryshnikov V.I. and Paperny V.L. On electron temperature in the cathode plasma of a pulse vacuum discharge // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1995. - V.28. - P.2519 – 2521.
12. Vogel N. X-ray radiation from cathode spot fragments in laser-induced vacuum discharges // IEEE Transactions on Plasma Science. -1999. -V.27, №4. -P.864 – 871.
13. Андреев А.А. Электронно-магнитная модель катодного пятна вакуумной дуги // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения» (3). - 2003. - № 4. - С.203 – 207.
14. А.А. Андреев. Ускорение ионов, электронов и рентгеновское излучение в катодном пятне вакуумной дуги // Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Плазменная электроника и новые методы ускорения». - 2006. - №5. - С.69 – 72.
15. Зимин А.М., Иванов В.А., Ютнер Б. Динамика катодных пятен на поверхности бериллия в дуговом вакуумном разряде // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Термоядерный синтез». - 2001. - № 2. - С.44 – 50.
16. Martin G. Halo Currents in a Circular Tokamak: Measurements on TORE-SUPRA // 26 EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics. Maastricht. - 1999. - V.231. - P.969 – 972.
17. Batrakov A., Popov S., Vogel N., Juttner B., Proskurovsky D. Plasma parameters of an arc cathode spot at the low-current vacuum discharge // IEEE Transactions on Plasma Science. - 2005. - V.31, № 5. - P.817 – 821.
18. Аксёнов И.И., Брень В.Г., Коновалов И.И., Кудрявцева Е.Е., Падалка В.Г., Сысоев Ю.А., Хороших В.М. Исследование плазмы стационарного вакуумного разряда. II. Влияние температуры катода // Теплофизика высоких температур. - 1983. -Т.21, № 4. - С.646 – 651.
19. Astrakhansev N.V., Krasov V.I., Paperny V.L. Ion acceleration in a pulse vacuum discharge // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1995. -V.28, № 12. - P.2514 – 2518.
20. Арцимович Л.А. Элементарная физика плазмы. - М.: Атомиздат, 1966. - 208 с.
21. John R.M.St., Winans J.G. Motion of Arc Cathode in a Magnetic Field // Physical Review. - 1954. - V.94, № 5. - P.1097 – 1102.
22. Волков Я.Ф., Волков Е.Д., Грибанов Ю.А. и др. Особенности дугообразования на лимитере с диэлектрической плёнкой в токовом разряде // Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение». -1981. -№5(19). - С. 91 – 95.
23. Ivanov V.A., Juttner B., Pursh H. Time-resolved measurements of the parameters of arc cathode plasmas in vacuum // IEEE Trans. Plasma. Sci. - 1985. - V.13, №4. - P.334 – 336.
24. Juttner B. and Kleberg I. The Retrograde Motion of Arc Cathode Spots in Vacuum // J. Phys. D: Applied .Phys. - 2000. - V.33. -P.2025 – 2036.
25. Зыкова Н.М., Канцель В.В., Раховский В.И., Селиверстова И.Ф., Устимец А.П. Динамика развития катодной и анодной областей электрической дуги // ЖТФ. - 1970. - №11. –С.2361 – 2367.
26. Sethuraman S.K. and Barrault M.R. Study of the Motion of Vacuum Arcs in High Magnetic Field // Journal of Nuclear Materials. - 1980. - V.93-94. - P.791 – 798.
27. Баренгольц С.А., Литвинов Е.А., Садовская Е.Ю., Шмелёв Д.Л. Движение катодного пятна вакуумной дуги в магнитном поле // ЖТФ. - 1998. - Т.68, № 6. - С.60 – 64.
28. Anders S., Juttner B. Influence of residual gases on cathode spot behavior // IEEE Transactions on Plasma Science. - 1991. - V.19, № 5. - P.705 – 712.

PHYSICAL ELECTRON-MAGNETIC MODEL OF CATHODE SPOT VACUUM ARC

A.A. Andreev

*National Science Centre “Kharkov Institute of Physics and Technology”,
Ukraine, 61108, Kharkov, Academicheskaya st., 1.*

The physical model of cathode spot has been considered, in which the main factors are field emission of electrons in its surroundings and interaction with its own magnetic field. The movement of electrons in the neighborhood of a cathode spot cell is considered. The cell current is a pulse with a rising-up part and a descending part of about $5 \cdot 10^{-9}$ s time duration each. This current generates the magnetic field around the cell. During these rising-up and descending current stages, electric fields with an amplitude up to $3.5 \cdot 10^7$ V/cm are induced in the neighborhood of the cell. Thus, around the cell, near the cathode surface, the crossed fields $E \times B$ are building up which amplitudes become lower with the increase of a distance from the cell center, approximately as $1/R$. Under the action of electric fields the currents become to flow along the whole perimeter of a cell current channel. These currents are in some aspect similar to halo-currents arising in the plasma of tokamak during a pulsed ohmic current. When the cell current grows, the “halo” currents are directed oppositely to the cell current, i.e. electrons are moving to the cathode and ions are accelerated to the anode. When the cell current decreases, the induced electric field causes an autoelectronic emission from the cathode surface. The emitted electrons move along cycloids in the direction to the cell center making the gas desorption and building up the near-surface plasma (aureole) around the cell. Within the framework of this model it is possible to explain many observed experimental facts: appearance of a weak glow around the cathode spot, division of cathode spots, the spot motion in the tangential magnetic field, X-rays, etc.

KEY WORDS: cathode spot, sell, retrograde motion, electrons, ions, vacuum arc, magnetic field, plasma.