

04;12

Обратное движение катодных пятен первого типа в тангенциальном магнитном поле

© М.М. Цвентух, С.А. Баренгольц, В.Г. Месяц, Д.Л. Шмелев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
E-mail: elley@list.ru

Поступило в Редакцию 21 мая 2013 г.

Рассмотрена динамика плотной плазмы взрывоэмиссионного центра — ячейки катодного пятна дуги в приложенном магнитном поле. Установлено, что взрывное расширение плазмы в поперечном магнитном поле индуцирует электрическое поле и соответствующий ток. Показано, что под воздействием этого тока происходит инициирование ячеек катодных пятен 1-го типа в направлении, противоположном действию силы Ампера. При этом время инициирования нового пятна для магнитных полей в единицы kG не превышает единиц наносекунд.

К настоящему времени убедительно доказано существование отдельных ячеек катодного пятна вакуумной дуги. Ячейка пятна представляет собой взрывоэмиссионный центр микронного размера с током эмиссии на уровне единиц ампер [1–5]. Эта эмиссия происходит в виде отдельных порций, названных эктонами. Время жизни ячейки пятна (эктона) составляет десятки наносекунд. Таким образом, в процессе функционирования пятна происходит непрерывный процесс рождения и гибели его отдельных ячеек, что приводит к быстрому перемещению пятна по поверхности катода. Наложение внешнего магнитного поля, парал-

лельного поверхности катода, меняет характер перемещения пятна с хаотического на направленный — против действия силы Ампера. Такое движение катодного пятна получило название „обратного“ движения катодного пятна во внешнем магнитном поле. Это явление обнаружено Штарком 110 лет назад [6], и, несмотря на значительный прогресс в исследовании вакуумной дуги, его механизм до сих пор является предметом дискуссии и споров. Следует отметить, что сам термин „движение пятна“ не совсем верен, реально происходит отмирание одних ячеек и рождение новых в направлении, противоположном действию силы Ампера.

Различают катодные пятна первого и второго типа [7]. Пятна первого типа возникают на загрязненных катодах, поверхность которых покрыта тонкими диэлектрическими пленками и включениями. Они оставляют после себя много мелких кратеров, отстоящих друг от друга на некотором расстоянии. Пятна второго типа появляются на хорошо очищенных и обезгаженных поверхностях катода. Оставляемые ими следы поражения катода (кратеры) либо наложены, либо касаются друг друга.

Рассмотрим случай инициирования катодных пятен первого типа, когда на катоде присутствуют диэлектрические пленки и включения. Кратеры, оставляемые пятнами первого типа, находятся на расстояниях в единицы микрометров [8]. При этом одновременно функционирует достаточно большое количество катодных пятен, рождение и гибель которых происходит случайным образом. Очевидно, что инициирование новых катодных пятен происходит во время функционирования активных ячеек.

Параметры плазмы взрывоэмиссионного центра таковы. Плотность составляет величину порядка 10^{20} cm^{-3} ; температура электронов — несколько eV; спад плотности с расстоянием идет примерно изотропно, т. е. $nr^2 \approx \text{const}$, при этом скорость расширения плазмы v_{pl} лежит в диапазоне $(1-2) \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ [3,4,9].

Очевидно, что плазма с такими параметрами не может быть замагничена в условиях нормальных магнитных полей, характерных для экспериментов — до десятков kGs (или единиц Т). Действительно, параметр $\omega_e \tau_e$ (где τ_e — время электрон-ионной релаксации, ω_e — циклотронная частота) растет до величины порядка 1 при росте магнитного поля до 1 kGs и спаде плотности плазмы до 10^{16} cm^{-3} . Это дает нам возможность пренебречь эффектом Холла и применить для

описания физических процессов в изотропной плазме закон Ома в виде:

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{\nabla p}{en} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_{pl}, \mathbf{B}] \right), \quad (1)$$

где \mathbf{j} — плотность тока, σ , p , n и \mathbf{v}_{pl} — проводимость, давление, концентрация и скорость движения плазмы, \mathbf{E} и \mathbf{B} — электрическое и магнитное поле. Отметим, что движение проводящего контура в магнитном поле приводит к возникновению индукционного электрического поля \mathbf{E}_v :

$$\mathbf{E}_v = \frac{1}{c} [\mathbf{v}_{pl}, \mathbf{B}]. \quad (2)$$

В нашем случае проводящим контуром является расширяющийся слой плазмы, края которого граничат с катодом (рис. 1).

Из (1) видно, что при разлете плазмы под действием градиента давления последнее слагаемое, определяемое индуцируемым полем \mathbf{E}_v , дает вектор плотности тока, направленный поперек и магнитного поля \mathbf{B} , и вектора скорости плазмы \mathbf{v}_{pl} :

$$\mathbf{j}_v = \sigma \mathbf{E}_v = \frac{\sigma}{c} [\mathbf{v}_{pl}, \mathbf{B}]. \quad (3)$$

Очевидно, что из-за взрывного расширения плазмы во внешнем магнитном поле данным током приносится положительный заряд на обратную сторону от ячейки — в направлении $[\mathbf{B}, \mathbf{J}]$ (рис. 1). Действительно, так как векторы тока ячейки \mathbf{J} и скорости плазмы \mathbf{v}_{pl} направлены навстречу: $(\mathbf{J}, \mathbf{v}_{pl}) < 0$, то и векторы силы Ампера $[\mathbf{J}, \mathbf{B}]/c$ и \mathbf{j}_v направлены в противоположные стороны: $([\mathbf{J}, \mathbf{B}], [\mathbf{v}_{pl}, \mathbf{B}]) < 0$.

Для простоты мы пренебрежем влиянием собственного магнитного поля ячейки. Это оправдано для больших расстояний от центра и малых токов ячейки — условий, характерных для иницирования ячеек в пятнах первого типа.

Примем, что магнитное поле направлено вдоль оси z : $\mathbf{B} = \mathbf{e}_z B$, а расширение плазмы почти сферическое: $\mathbf{v}_{pl} = \mathbf{e}_r v_{pl}$ (рис. 1). Тогда можно записать плотность тока (3) в виде

$$\mathbf{j}_v(\vartheta) = -\mathbf{e}_\varphi \frac{\sigma}{c} v_{pl} B \sin \vartheta, \quad (4)$$

где φ и θ — азимутальный и полярный угол в сферической системе координат. Плоскость катода параллельна плоскости $x-z$ и смещена

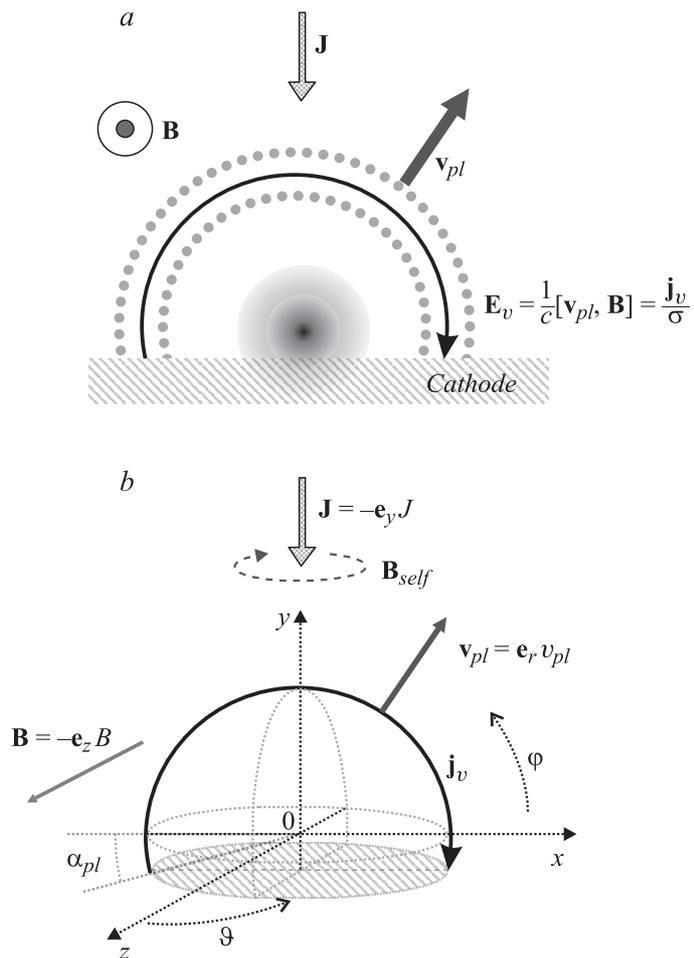


Рис. 1. Схематичный вид взрывоэмиссионного центра (а) и система координат для взрывоэмиссионного центра (b); φ и θ — азимутальный и полярный углы, отсчитываемые от оси x и z соответственно.

вниз на некоторое расстояние, задаваемое углом α_{pl} . Такое смещение выбрано условно для более точного описания геометрии расширяющейся плазмы и учета потери плазмы, падающей на катод в стороне от ячейки.

Максимальное значение плотности тока \mathbf{j}_v (3), очевидно, достигается для направления разлета плазмы строго поперек поля $\theta = \pi/2$:

$$j_{pl} = \sigma v_{pl} B / c. \quad (5)$$

Оценим величину j_{pl} , принимая, что скорость плазмы $v_{pl} = 10^6$ cm/s. Проводимость плазмы σ можно оценить как $\sigma \approx 100 T_e^{3/2} Z^{-1} \Lambda^{-1}$ [10], где σ выражена в $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, электронная температура $T_e \approx 2$ eV, средний заряд $Z \approx 2$ [11] и Λ — кулоновский логарифм, примерно равный 1 для плотной холодной плазмы. Отсюда σ составляет порядка $100 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, и для плотности тока (5) имеем соотношение $j_{pl}/B \approx 1 \text{ A cm}^{-2} \cdot \text{Gs}^{-1}$.

Отметим, что даже для наиболее сильных полей порядка $10 \text{ kGs} = 1 \text{ T}$ величина j_{pl} составляет $\sim 10 \text{ kA/cm}^2$, что гораздо ниже, чем плотность ионного тока вблизи активного взрывоэмиссионного центра.

На „обратной“ стороне от ячейки индуцируемый ток с плотностью \mathbf{j}_v направлен к поверхности и представляет собой ионный ток, в случае если поверхность катода слабо эмитирует электроны — например, покрыта диэлектрической пленкой. В случае пятен первого типа к инициированию взрывоэмиссионных ячеек приводит пробой диэлектрических пленок на поверхности. Рост напряженности электрического поля в пленке при ее зарядке током плотностью j имеет вид [2,3]:

$$E = 4\pi \frac{j}{\epsilon} t. \quad (6)$$

Пробой пленки и инициирование нового взрывоэмиссионного центра произойдет при достижении некоторого порогового поля $E_b \sim 1-5 \text{ MV/cm}$ [2,3]. Подставив полученную максимальную плотность тока j_{pl} (5) в выражение (6), можно получить время зарядки пленки до ее пробоя:

$$t_b = \frac{\epsilon E_b}{4\pi j_{pl}}. \quad (7)$$

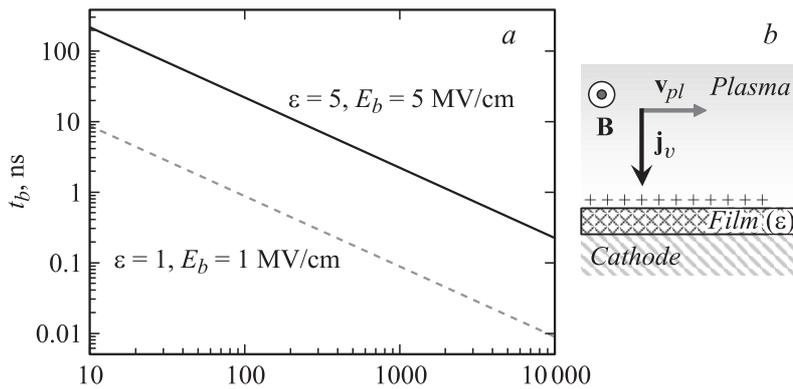


Рис. 2. Время запаздывания пробоя пленки при зарядке ее с плотностью тока $j_{pl} = \sigma v_{pl} B / c$ в зависимости от величины приложенного магнитного поля (а) и схематический вид процесса разрядки диэлектрической пленки на поверхности катода током плотностью j_v из движущейся вдоль поверхности плазмы (б).

Согласно (7), для диэлектрических пленок с $\varepsilon E_b = 25 \text{ MV/cm}$ время иницирования их пробоя падает до 1 ns при полях выше 2 kGs (рис. 2). Причем иницирование новых взрывоэмиссионных центров происходит в направлении, противоположном направлению силы Ампера. Подчеркнем, что речь идет о среднем смещении, так как не только существует случайный разброс положения и характера пленок (величин ε и E_b), но и вектор плотности тока j_v (4) плавно распределен по полярному углу θ .

Отметим, что время иницирования t_b (7) обратно пропорционально магнитному полю. Таким образом, формально введя скорость среднего смещения пятна v_{drift} равной $\delta l / t_b$, получим, что скорость v_{drift} растет линейно с магнитным полем B , что наблюдается в эксперименте:

$$v_{drift} = \frac{\delta l}{t_b} = \delta l \frac{4\pi\sigma v_{pl}}{\varepsilon E_b c} B.$$

Следует отметить, что собственное магнитное поле тока дуги может достигать большой величины. Дело в том, что с ростом тока для пятен второго типа происходит коллективизация ячеек, которые функционируют в рамках одного пятна [12]. Диаметр пятна в случае медного катода, определенный по размерам оставляемого им кратера на катоде,

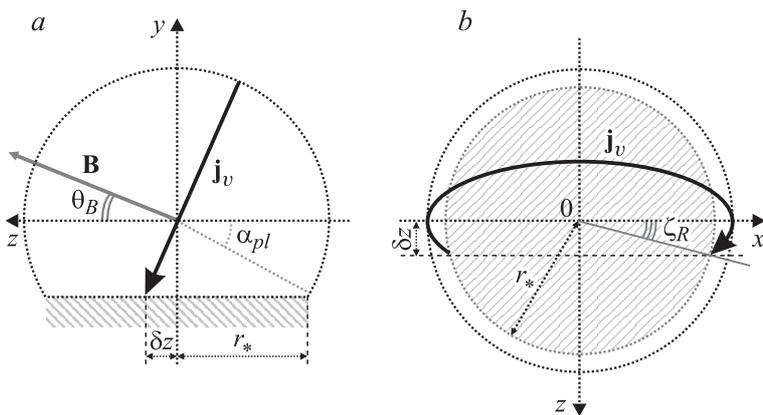


Рис. 3. Схема протекания тока плотностью \mathbf{j}_v в случае, когда магнитное поле направлено под некоторым углом к поверхности — проекции взрывоэмиссионного центра: $y-z$, отвечающая плоскости, в которой находится вектор магнитного поля \mathbf{B} , и проекция $z-x$, параллельная плоскости катода.

для тока 100 А составляет $12 \mu\text{m}$ [13]. Поэтому собственное магнитное поле тока дуги на краю пятна в этом случае может достигать 30 kGs. Наличие большой величины собственного магнитного поля приводит к „отталкиванию“ коллективных катодных пятен друг от друга в виде обратного движения в магнитном поле тока другого пятна [9].

Как известно, если магнитное поле направлено под некоторым углом к поверхности (θ_B), то траектория пятна в среднем отклоняется от обратного направления $[\mathbf{B}, \mathbf{J}]$ на „угол Робсона“ ζ_R , составляющий примерно от $0.3\theta_B$ до $1\theta_B$. Из выражения для плотности индуцируемого тока \mathbf{j}_v (3) следует, что при повороте вектора \mathbf{B} дуга индуцируемого тока повернется на этот же угол. Из предложенной модели эмиссионного центра видно (рис. 3), что пересечение отклоненной дуги максимальной плотности тока с поверхностью катода произойдет под некоторым углом с направлением $[\mathbf{B}, \mathbf{J}]$ (осью x). Из рис. 3 можно видеть, что справедливы соотношения

$$\delta z / r_* = \tan \alpha_{pl} \tan \theta_B$$

и

$$\sin \zeta_R = \delta z / r_*,$$

откуда следует, что определяемый этим образом угол ξ_R составляет

$$\xi_R = \arcsin(\tan \alpha_{pl} \tan \theta_B). \quad (8)$$

Очевидно, что согласно (8) угол Робсона, во-первых, изменяет знак вместе с θ_B ($\xi_R \theta_B > 0$), а во-вторых попадает в наблюдаемый диапазон $(0.3-1)\theta_B$ при вариации параметра α_{pl} в пределах $20-30^\circ$. Как было отмечено, данный параметр введен для коррекции геометрии взрывоэмиссионной плазмы и отражает потерю плазмы на поверхности катода.

Что касается катодных пятен второго типа — на чистой поверхности, то в работах по магнитогидродинамическому моделированию взрывоэмиссионной плазмы была отмечена существенная роль перераспределения тока на периферию активного центра к концу времени функционирования ячейки [14,15]. Наложение внешнего магнитного поля приводило к смещению максимальной плотности тока и потока энергии на катод в антиамперовском направлении [16].

Отметим, что для инициирования взрывоэмиссионных центров на чистой поверхности требуется большой поток энергии (более 100 MW/cm^2 [17], см. также [18]). При этом наличие микронеоднородностей существенно убыстряет процесс инициирования [19]. В этой связи ключевую роль в катодных пятнах второго типа играют струи жидкого металла, выплескиваемые из кратера активного центра со скоростью v_l порядка 10^4 cm/s [20]. При движении жидкометаллических струй в магнитном поле в них также индуцируется электрическое поле (2), равное $\mathbf{E}_l = [\mathbf{v}_l, \mathbf{B}]/c$.

На наш взгляд, дальнейшее подробное исследование динамики взрывоэмиссионной плазмы и жидкого металла в магнитном поле может дать ответ на вопрос об инициировании и поддержании пятен второго типа в магнитном поле.

Таким образом, проведенный нами анализ показал, что при наличии внешнего тангенциального магнитного поля ионный ток из прикатодной плазмы приводит к инициированию катодных пятен 1-го типа в направлении, противоположном действию силы Ампера. При этом время инициирования нового пятна для магнитных полей в единицы kGs не превышает единиц наносекунд.

Работа поддержана РФФИ, гранты № 12-08-33031, 12-08-13501, 13-08-01397.

Список литературы

- [1] *Mesyats G.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 23. P. 879.
- [2] *Месяц Г.А.* // УФН. 1995. Т. 165. С. 601–626.
- [3] *Mesyats G.A.* Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The Breakdown, the Spark, and the Arc. Moscow: Nauka, 2000.
- [4] *Месяц Г.А., Баренгольц С.А.* // УФН. 2002. Т. 172. С. 1113–1130.
- [5] *Barengolts S.A., Mesyats G.A., Shmelev D.L.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. V. 31. P. 809.
- [6] *Stark J.* // Physikalische Zeitschrift. 1903. V. 4. P. 440–443.
- [7] *Любимов Г.А., Раховский В.И.* // УФН. 1978. Т. 125. С. 665–705.
- [8] *Jakubka K., Jüttner B.* // J. Nucl. Mat. 1981. V. 102. P. 259.
- [9] *Anders A.* Cathodic Arcs. From Fractal Spots to Energetic Condensation. Springer, 2008.
- [10] *Брагинский С.И.* // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Т. 1. С. 183.
- [11] *Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Шмелев Д.Л.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 1227–1236.
- [12] *Mesyats G.A., Barengolts S.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2001. V. 29. P. 704–707.
- [13] *Daalder J.E.* // IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems. 1974. PAS-93. P. 1747–1757.
- [14] *Shmelev D.L., Litvinov E.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. P. 533.
- [15] *Shmelev D.L., Litvinov E.A.* // IEEE Trans. Dielect. El. In. 1999. V. 6. P. 441.
- [16] *Баренгольц С.А., Месяц В. Г., Шмелев Д.Л.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 23. С. 91–97.
- [17] *Barengolts S.A., Mesyats G.A., Tsvetoukh M.M.* // JETP. 2008. V. 107. P. 1039 (Zh. Eksp. Teor. Fiz. 2008. V. 134. P. 1213).
- [18] *Shmelev D.L., Barengolts S.A.* // Proc. 25th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV). 2–7 September 2012. Tomsk, Russia. V. 2. P. 361–364. <http://dx.doi.org/10.1109/DEIV.2012.6412528>
- [19] *Uimanov I.V.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. V. 31. P. 822.
- [20] *Mesyats G.A.* // 39th ICOPS. Edinburgh, UK. IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. V. 41. P. 676–694.