

03

## Прохождение разрядного тока через границу плазма-электрод в канале электромагнитного рельсового ускорителя

© Б.Г. Жуков, Б.И. Резников,<sup>†</sup> Р.О. Куракин, С.А. Поняев, С.В. Бобашев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
<sup>†</sup> e-mail: boris.reznikov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 24 марта 2016 г.)

Исследованы явления, сопровождающие ускорение свободного (без ударника) плазменного поршня (ПП) в канале электромагнитного рельсового ускорителя, заполненного различными газами (аргон, гелий). При сильных ударных волнах, создающих за фронтом высокую концентрацию электронов  $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , в ударно-сжатом слое возникает интенсивное свечение. Предложен механизм — взрывная электронная эмиссия (ВЭЭ), обеспечивающий высокую эмиссию электронов, протекание части разрядного тока и свечение ударно-сжатого слоя. Определена скорость ударной волны, при которой сильное электрическое поле в дебаевском слое у катода вызывает ВЭЭ его поверхности и прохождение тока в ударно-сжатом слое. Сделан вывод, что при больших скоростях движения плазмы ВЭЭ — универсальный механизм, обеспечивающий прохождение большого тока через границу холодный электрод-плазма.

### Введение

Электромагнитные рельсовые метатели (рельсотроны) применяются в различных областях технической физики как ускорители плазмы и твердых тел. Физической основой метода является ускорение проводника с током в магнитном поле электрической цепи, состоящей из источника питания, двух проводящих параллельных рельсов-электродов и замыкающего рельсы проводника или плазменной переемычки. Плазма инициируется электрическим взрывом проволоочки или высоковольтным пробоем межэлектродного промежутка. В этой конфигурации рельсотрон с плазменным поршнем (ПП) может использоваться для ускорения диэлектрических тел, а в отсутствие ударника — для получения высокоскоростных потоков плотной низкотемпературной плазмы. Последние имеют разнообразные применения в современных плазменных технологиях — модификация свойств поверхности плазменными струями [1], физика мощных импульсных МГД устройств [2,3], создание областей высоких плотностей энергии при разгоне и соударении с мишенью сверхзвуковых плазменных струй [4] и т.д.

Эксперименты по ускорению свободного (без ударника) ПП в канале рельсотрона показали, что разгон ПП в каналах, заполненных газами, сопровождается генерацией сильных ударных волн (УВ) [5,6] с параметрами, значительно превышающими значения, достигнутые в традиционных ударных трубах [7]. Существенной особенностью ускорения свободного ПП в рельсотроне является наличие в зоне формирования УВ и движения слоя ударно-сжатого газа достаточно сильного электрического поля  $\vec{E} = U_{pp}/w \sim 200 - 300 \text{ V/cm}$ , где  $U_{pp} = 100 - 150 \text{ V}$  омическое падение напряжения на ПП,  $w$  — межрельсовое расстояние. При больших скоростях УВ это поле определяет появление новых эффектов, связанных с развитием ионизации газа за УВ [5,6].

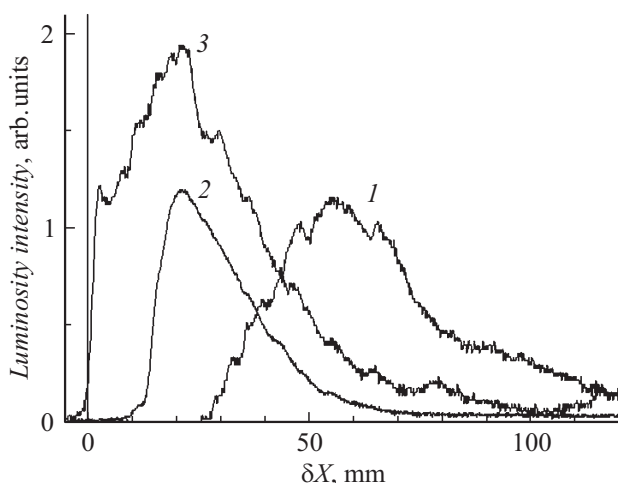
При скоростях УВ в аргоне, вызывающих заметную ионизацию газа в ударно-сжатом слое (УСС), в области между УВ и ПП возникает интенсивное свечение газа, сравнимое с интенсивностью свечения ПП, в головной части которого протекает основной ток [5]. Высокая яркость области УСС может быть связана с дополнительным разогревом плазмы из-за перетекания в эту зону части разрядного тока, средняя плотность которого при токах 1–10 кА составляет  $6 \cdot (10^6 - 10^7) \text{ A/m}^2$  [6]. Такая плотность эмиссионного тока соответствует разогреву поверхности медного электрода до температур 3500–4200 К [8], что заметно превышает температуры плавления и кипения меди при нормальном давлении. Визуальный контроль электродов после пуска не выявляет следов плавления их поверхности (см. ниже). Более того, при высоких скоростях УВ ( $D \sim 5 - 10 \text{ km/s}$ ) время нагрева электрода плазмой УСС  $t_h = \Delta/D \sim 3 - 6 \mu\text{s}$  недостаточно для разогрева области контакта плазмы с электродом протяженностью  $\Delta$  до температур, обеспечивающих необходимую плотность тока термоэмиссии. Несогласованность эмиссионного и разрядного токов, определенная в работе [9] как эмиссионный кризис, заставляет искать другой механизм прохождения тока через границу холодный электрод-плазма, не требующий столь высокого разогрева поверхности и обеспечивающий согласование плотностей эмиссионного и разрядного токов.

Единственным известным механизмом, способным обеспечить прохождение большого тока через границу холодный электрод-плазма, является взрывная электронная эмиссия (ВЭЭ) с поверхности электродов в сильных приэлектродных полях, которые возникают при больших скоростях УВ. В этом случае взаимодействие плотной ударно-сжатой плазмы с микронеоднородностями на катоде или диэлектрическими пленками на его поверхности неизбежно приводит к инициированию ВЭЭ. Естественно предположить, что это явление определяет

прохождение тока в УСС и возникновение свечения в нем, и применить результаты исследований ВЭЭ, представленные в монографиях и статьях, например [10–13]. Целью настоящей работы является интерпретация результатов, полученных в работах [5,6], и детальное обоснование положений эксперимента, основанных на механизме ВЭЭ.

## 1. Описание эксперимента

Рельсовый ускоритель и экспериментальные методики описаны в работах [5,6]. Эксперименты проводились при заполнении рельсового канала (длиной 250 мм) гелием или аргоном с начальными давлениями  $p_1 = 25–500$  Torr. Амплитуда трапецеидального токового импульса с плоской вершиной варьировалась в диапазоне  $I_{\max} = 10–60$  кА изменением начального напряжения на конденсаторах LC-линии в диапазоне  $U_0 = 1–4$  кВ. Скорости ПП и УВ нарастают примерно до середины канала, в дальнейшем сохраняя почти постоянное значение вплоть до достижения дульного среза. Во время разряда полярность электродов не изменялась. Выбор для исследований аргона и гелия был связан с тем, что при низких скоростях УВ термодинамические параметры аргона и гелия весьма близки, а при начальном давлении аргона, в 10 раз меньшем начального давления гелия, их начальные плотности  $\rho_1$  равны. В этом случае зависимости скорости УВ от напряжения  $U_0$  в каналах, заполненных аргоном и гелием, практически совпадали [6]. Наиболее существенное отличие исследуемых газов в значениях потенциалов ионизации (аргон — 15.76 eV, гелий — 24.59 eV) проявляется при генерации ионизирующих УВ. В этом случае концентрация электронов за УВ в аргоне на несколько



**Рис. 1.** Распределение интенсивности свечения в ударно-сжатом слое и плазменном поршне;  $\delta x = (t - t_0)D$  — расстояние от ударной волны,  $t_0$  — момент прохода контрольного сечения ударной волной. 1 — He,  $D = 7.3$  км/с,  $p_1 = 500$  Torr,  $U_0 = 2.2$  кВ; 2 — Ar,  $D = 4$  км/с,  $p_1 = 100$  Torr,  $U_0 = 1.2$  кВ; 3 — Ar,  $D = 7$  км/с,  $p_1 = 50$  Torr,  $U_0 = 2.2$  кВ.

порядков выше, чем в гелии, что, как показал эксперимент, существенно меняет картину течения ударно-сжатого аргона из-за наличия в канале электрического поля ( $E = 200–300$  В/см).

На рис. 1 представлено распределение интенсивности свечения УСС вдоль канала, в зависимости от координаты сечения, примерно равной его расстоянию от УВ. Здесь  $t_0$  — время прохождения сечения канала, находящегося на расстоянии 45 мм от выхода. Такое представление экспериментальных результатов позволяет сравнивать распределения яркости в зоне свечения для различных режимов. Все осциллограммы, показанные на рис. 1, сняты при одинаковых коэффициентах усиления регистрирующего тракта. При заполнении канала гелием свечение УСС между фронтом УВ и ПП не наблюдалось во всем исследованном диапазоне скоростей, верхняя граница которого равнялась максимальной скорости УВ 16.4 км/с, полученной в канале при начальном давлении 25 Torr. Аналогичная картина имела место и для аргона при скорости УВ не выше  $D \sim 4–5$  км/с. Однако, при больших скоростях УВ интенсивное свечение в аргоне возникало сразу за фронтом УВ и по яркости было сопоставимо с излучением от ПП.

## 2. Развитие ВЭЭ в канале рельсотрона

Рассмотрим изменение условий в канале рельсотрона при увеличении скорости УВ. При малых скоростях УВ концентрация заряженных частиц за УВ пренебрежимо мала, и ток в ударно-сжатом слое отсутствует. По мере увеличения скорости УВ газ, прошедший сжатие в УВ, разогревается, ионизируется, и в объеме ударно-сжатого слоя создается все возрастающая плотность заряженных частиц. В отсутствие электрического тока под действием электрического поля в канале в ударно-сжатом слое вблизи катода образуется слой положительного объема заряда толщиной порядка дебаевского радиуса  $r_d = [8\pi e^2 n_e / (kT)]^{-1/2}$ . Значительная часть омического падения напряжения между рельсами сосредоточивается на этом слое  $U \approx (0.8–0.9)U_{pp}$ . В результате в дебаевском слое возникает электрическое поле  $E \approx U/r_d$ , вызывающее автоэлектронную эмиссию с поверхности катода. С ростом скорости УВ величина этого поля также растет

$$E(D) = 0.205U(n_e/T)^{1/2} [\text{В/см}], \quad (1)$$

так как определяется концентрацией электронов в ударном слое  $n_e$  и температурой  $T$ . Последние являются функциями скорости УВ  $D$  и начального давления газа в канале.

Электрическое поле у поверхности катода снижает высоту потенциального барьера на границе металл-плазма. Это приводит к резкому увеличению скорости нарастания тока автоэлектронной эмиссии и омическому нагреву катода, где максимальная тепловая энергия выделяется вблизи микронеоднородностей его поверхности. Здесь происходит локальное увеличение поля

и эмиссионного тока, что после накопления энергии за время  $t_{\text{exp}}$  приводит к тепловому взрыву нагреваемого объема. При достижении током автоэмиссии пороговых значений  $\sim 10^8\text{--}10^9 \text{ A/cm}^2$  время задержки взрыва локальной области  $t_{\text{exp}}$  порядка нескольких наносекунд [11], что намного меньше характерного времени изменения скорости УВ  $t_v \sim 1 \mu\text{s}$ . В этом случае электрическое поле и эмиссионный ток становятся функциями текущего значения скорости УВ.

После взрыва области поверхности с электрода истекает струя плотной ( $n_e \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) плазмы (катодный факел) с начальной скоростью  $\sim 10^6 \text{ cm/s}$ . При выбросе за пределы дебаевского слоя катодных факелов, состоящих из плазмы, паров материала и десорбированных с катода газов, устанавливается электрический контакт между холодным катодом и плазмой ударно-сжатого слоя. Последняя имеет высокие значения температуры  $(1\text{--}2) \cdot 10^4 \text{ K}$ , давления  $10\text{--}50 \text{ atm}$  и удельной электропроводности  $\sigma = 50 \text{ S/cm}$ , которая сравнима с ее значением в ПП [6]. На отрицательном электроде происходит постоянное возобновление микровзрывов, которые инициируются электрическим контактом с ударно-сжатой плазмой. На этой стадии происходит переход от взрывной эмиссии к дуговому разряду, когда за счет эмиссии электронов из внешних слоев объема нагретой плазмы с тепловой скоростью  $\bar{v}_H$  устанавливается электрический контакт с холодным анодом. Плотность тока  $j = en_e\bar{v}_H$ , эмитированного плазмой на анод, для условий аргоновой плазмы, сжатой УВ, движущейся со скоростью  $4.5\text{--}5 \text{ km/s}$ , составляет  $15\text{--}28 \text{ kA/cm}^2$ , что обеспечивает начальный ток и прохождение тока во всем объеме ударно-сжатого слоя через образовавшуюся параллельную электрическую цепь.

### 3. Условие возникновения ВЭЭ, ток эмиссии

В разд. 3 рассчитаны зависимости электрического поля и эмиссионного тока от скорости УВ и определено пороговое значение скорости УВ, при превышении которого в ударно-сжатом слое возникает свечение газа.

Выражение для плотности тока автоэлектронной эмиссии  $j$ , полученное Фаулером и Нордгеймом, описывает его зависимость от напряженности электрического поля  $E$  вблизи поверхности металла [8], которое во всех формулах имеет размерность  $\text{V/cm}$

$$j[\text{A/cm}^2] = 6.2 \cdot 10^{-6} \frac{(\varepsilon_0/\varphi)^{1/2} E^2}{\varepsilon_0 + \varphi} \times \exp\left(-\frac{6.85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2} \xi(\Delta\varphi/\varphi)}{E}\right). \quad (2)$$

Выражение (2) не учитывает разогрев или охлаждение катода при автоэлектронной эмиссии (эффект Нотингама) [11], однако оно вполне пригодно для нашего анализа. Здесь  $\varepsilon_0$  — граничная энергия Ферми,  $\varphi$

и  $\Delta\varphi(E)$  — работа выхода при  $E = 0$  и ее снижение во внешнем поле,  $\xi(\Delta\varphi/\varphi)$  — поправочный множитель, изменяющийся с увеличением поля в интервале  $[0,1]$ . Для меди  $\varepsilon_0 = 7 \text{ V}$ ,  $\varphi = 4.4 \text{ V}$ . Снижение работы выхода (эффект Шоттки) дается выражением [8]

$$\Delta\varphi = 3.8 \cdot 10^{-4} E^{1/2} [\text{V}]. \quad (3)$$

Из соотношений (1), (3) и (2) следует, что электрическое поле, снижение работы выхода и ток эмиссии — возрастающие функции скорости УВ.

Из соотношения (3) можно оценить характерные величины, ограничивающие сверху максимальные значения электрического поля и эмиссионного тока. В частности, поле  $E_* = (\varphi/3.8)^2 \cdot 10^8 \text{ V/cm} = 1.34 \cdot 10^8 \text{ V/cm}$  соответствует нулевому значению работы выхода  $\Delta\varphi = \varphi$  и значению эмиссионного тока  $j_* = 12.3 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$ , что на порядок превышает пороговые значения, при которых происходит электрический взрыв поверхности [11]. Это ограничивает сверху диапазон скоростей УВ, в которых можно использовать выражения (1)–(3), условием  $D < D_{\text{max}}$ , при этом скорость  $D_{\text{max}}$  определяется условиями  $\delta\varphi_{\text{max}} = (\Delta\varphi/\varphi)_{\text{max}} \leq 0.9$  или  $j \leq j_{\text{max}} = 10^9 \text{ A/cm}^2$ .

Параметры газа за УВ, необходимые для расчета поля (1) и эмиссионного тока (2), определялись из решения системы уравнений сохранения массы, импульса и энергии на разрыве, дополненными термическим и калорическим уравнениями состояния плазмы и уравнениями, описывающими равновесную ионизацию атомов в неидеальной плазме [6].

Достаточно простую оценку для скорости УВ  $D_{th}$ , при которой происходит электрический взрыв поверхности катода, протекание тока в ударно-сжатом слое и возникновение свечения, можно получить, предполагая, что вблизи поверхности электрическое поле  $E = U/r_d$ . С учетом выражений (1) и (3) можно определить концентрацию  $n_e$  и пороговую скорость УВ  $D_{th}$  как функцию  $\delta\varphi_{th}$  и  $U$

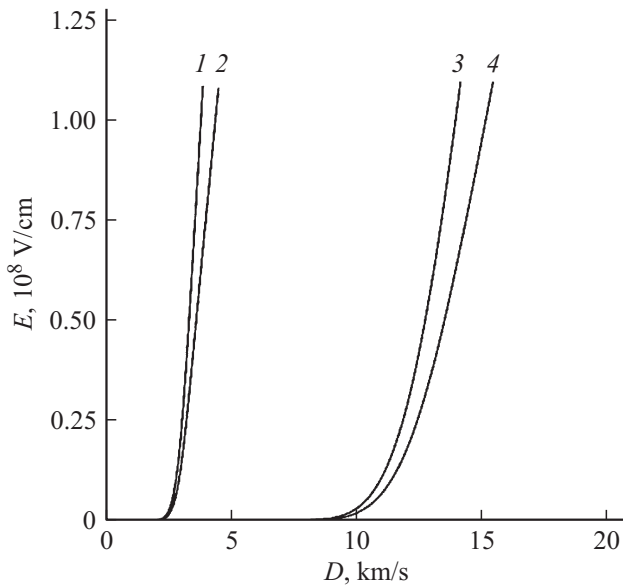
$$F(D_{th}) = \left(\frac{n_e \cdot 10^{-17}}{T/10^4}\right)^{1/4} = C = 1.242 \frac{\varphi}{3.8} \frac{\delta\varphi_{th}}{(U/100)^{1/2}}. \quad (4)$$

При  $\delta\varphi_{th} = 0.9$ ,  $\varphi = 4.4 \text{ V}$ ,  $U = 100 \text{ V}$  постоянная  $C \approx 1.3$ . Из уравнения (4), используя табличные значения параметров газа за УВ, находим скорость  $D_{th}$ . При  $p_1 = 25 \text{ Torr}$  в аргоне значение  $D_{th} \approx 4.5 \text{ km/s}$ . Полученное численное значение  $D_{th}$  достаточно близко к значению наименьшей скорости УВ, при которой в ударно-сжатом слое наблюдается свечение. Вполне удовлетворительная точность такой оценки связана с чрезвычайно резкой зависимостью значений  $\delta\varphi$  и тока эмиссии от скорости УВ.

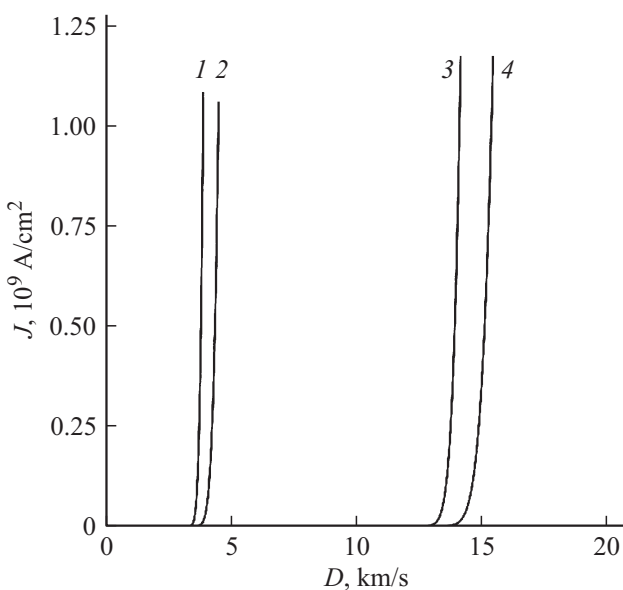
### 4. Результаты расчета

На рис. 2–4 представлены зависимости от скорости УВ электрического поля в дебаевском слое (рис. 2), тока

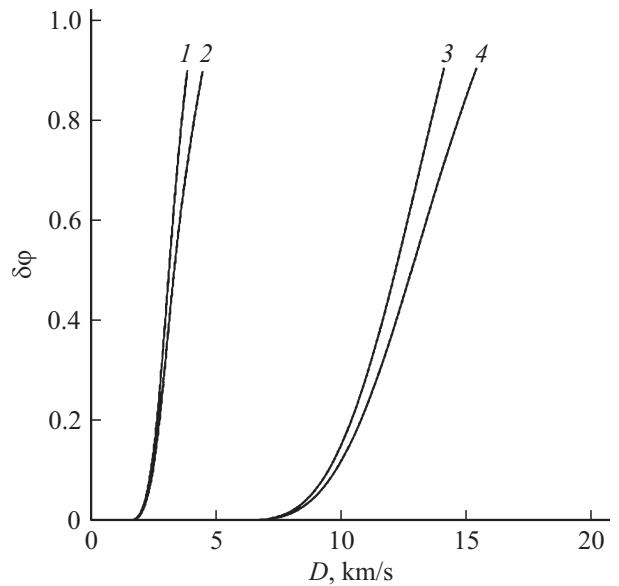
автоэлектронной эмиссии (рис. 3) и уменьшения работы выхода электронов  $\delta\phi$  (рис. 4). Расчет ограничивался максимальным значением скорости  $D_{\max}$ , соответствующей плотности тока эмиссии  $j \leq j_{\max} \approx 1.2 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$ . Все зависимости демонстрируют взрывной характер увеличения поля и эмиссионного тока от скорости УВ в области параметров, где величина  $\delta\phi \geq 0.5$ . Из-за этого значение  $D_{th}$  весьма слабо зависит от величин, входящих в выражение  $C$ .



**Рис. 2.** Электрическое поле в дебаевском слое вблизи катода при сильных УВ в аргоне:  $p_1 = 25 \text{ Torr}$  — 1, 2 и в гелии  $p_1 = 250 \text{ Torr}$  — 3, 4. Падение напряжения на дебаевском слое  $U$ : 1, 3 — 160 V, 2, 4 — 100 V.



**Рис. 3.** Ток автоэлектронной эмиссии из медных электродов при сильных УВ в аргоне и в гелии. Нумерация кривых как на рис. 2.



**Рис. 4.** Снижение работы выхода медных электродов  $\delta\phi = \Delta\phi/\phi$  при сильных УВ в аргоне и в гелии. Нумерация кривых как на рис. 2.

Для иллюстрации этих качественных особенностей получим приближенное аналитическое решение уравнения (4) и определим скорость УВ  $D_{th}$ , при которой происходит взрывная эмиссия. Плотность электронов  $n_e$  в единице объема находится из уравнения Саха [14]. При  $x_e = n_e/n \ll 1$

$$n_e \approx \sqrt{Kn}, \quad K = 2 \frac{u_1}{u_a} \left( \frac{2\pi m_e k T_2}{h_p^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{I}{kT_2}\right). \quad (5)$$

Здесь  $n = p_2/(kT_2)$  полное число частиц в единице объема,  $K$  — константа равновесия реакции ионизации  $a \rightleftharpoons a^+ + e$ ,  $u_1, u_a$  — статистические суммы электронного возбуждения иона и атома,  $m_e$  — масса электрона,  $h_p, k$  — постоянные Планка и Больцмана,  $I$  — потенциал ионизации,  $p_2, T_2$  — давление и температура за ударной волной, которые определяются из законов сохранения массы, импульса и энергии на разрыве и являются функциями скорости УВ [14]. Для сильных УВ ( $p_2 \gg p_1, h_2 \gg h_1$ )

$$p_2 = 10^6 \rho_1 D^2 (1 - \rho_1/\rho_2), \quad T_2 = h_{2m}/C_{2m},$$

$$h_{2m} = 10^6 D^2 / 2 [1 - (\rho_1/\rho_2)^2], \quad C_{2m} = 10^3 (R/\mu) \gamma / (\gamma - 1). \quad (6)$$

Здесь  $\rho_1, \rho_2$  — плотность газа до и за УВ,  $D$  в единицах  $\text{km/s}$ ,  $h_{2m}$  — удельная энтальпия на единицу массы в  $\text{J/kg}$ ,  $C_{2m}$  и  $\gamma$  — эффективные значения теплоемкости на единицу массы и показателя адиабаты,  $R = 8.314 \text{ J/(K} \cdot \text{mol)}$  — универсальная газовая постоянная,  $\mu = \mu_a(1 - x_e)$  — молярная масса газа в  $\text{g/mol}$ . С использованием соотношений (5) получаем выражение для

функции  $F(D)$

$$F(D) = \left( \frac{n_e \cdot 10^{-17}}{T_2 \cdot 10^{-4}} \right)^{1/4} = A^{1/4} \exp\left(-\frac{I}{8kT_2}\right) \left( \frac{p_2}{T_2^{3/2}} \right)^{1/8}, \quad (7)$$

$$A = 10^{-13} \left[ 2 \frac{u_1}{u_a} \left( \frac{2\pi m_e}{h_p^2} \right)^{3/2} k^{1/2} \right]^{1/2},$$

$$\left( \frac{p_2}{T_2^{3/2}} \right)^{1/8} = \frac{C_1}{D^{1/8}}, \quad C_1 = \frac{[\rho_1(1 - \rho_1/\rho_2)]^{1/8} 10^{1.25}}{[500\mu(\gamma - 1)/(R\gamma)]^{3/16}}. \quad (8)$$

Из уравнения (4)  $F(D) = C$  и выражений (7), (8) находим температуру газа за УВ как функцию  $D = D_{th}$

$$T_2 = T_* / \ln\left(\frac{B}{D^{1/8}}\right), \quad T_* = \frac{I}{8k}, \quad B = A^{1/4} C_1 / C. \quad (9)$$

Это выражение с учетом соотношений (6) приводится к слабо нелинейному уравнению для вычисления пороговой скорости, которая зависит от двух постоянных  $D_*$  и  $B$

$$D = D_* / \sqrt{\ln \frac{B}{D^{1/8}}}, \quad D_* = \sqrt{2C_{pm} T_*}. \quad (10)$$

Постоянные  $A$  и  $C_1$  (8) вместе с величинами  $T_*$ ,  $D_*$ ,  $B$  характеризуют преобразование кинетической энергии УВ во внутреннюю энергию плазмы при сжатии, нагреве и частичной ионизации газа УВ. Постоянная  $C$  (4) описывает связь электрического поля и снижение высоты потенциального барьера на границе металл-плазма от плотности объемного заряда  $n_e$  в дебаевском слое вблизи электродов. Отметим, что величина  $C_1 \sim \rho_1^{1/8} \mu^{-3/16}$  (8) слабо зависит от начального давления в канале  $p_1$  и молярной массы газа  $\mu$ . При вычислении  $C_{pm}$  и  $C_1$  размерности  $[\mu] = \text{g/mol}$ ,  $[\rho_1] = \text{g/cm}^{-3}$ , а размерность скорости УВ  $\text{km/s}$ . Значения постоянных  $A^{1/4} = 5.864$ ,  $C = 1.294$ , а  $C_1 \approx 1.53$  (для рассматриваемого случая ускорения ПП в аргоне при  $p_1 = 25 \text{ Torr}$ ,  $T_1 = 293 \text{ K}$ ). При этом  $D_* = 5.98 \text{ km/s}$ ,  $B = 6.93 (\text{km/s})^{1/8}$ . Решение уравнения (10) имеет наибольшую чувствительность к значению  $D_*$ , которое зависит от потенциала ионизации газа.

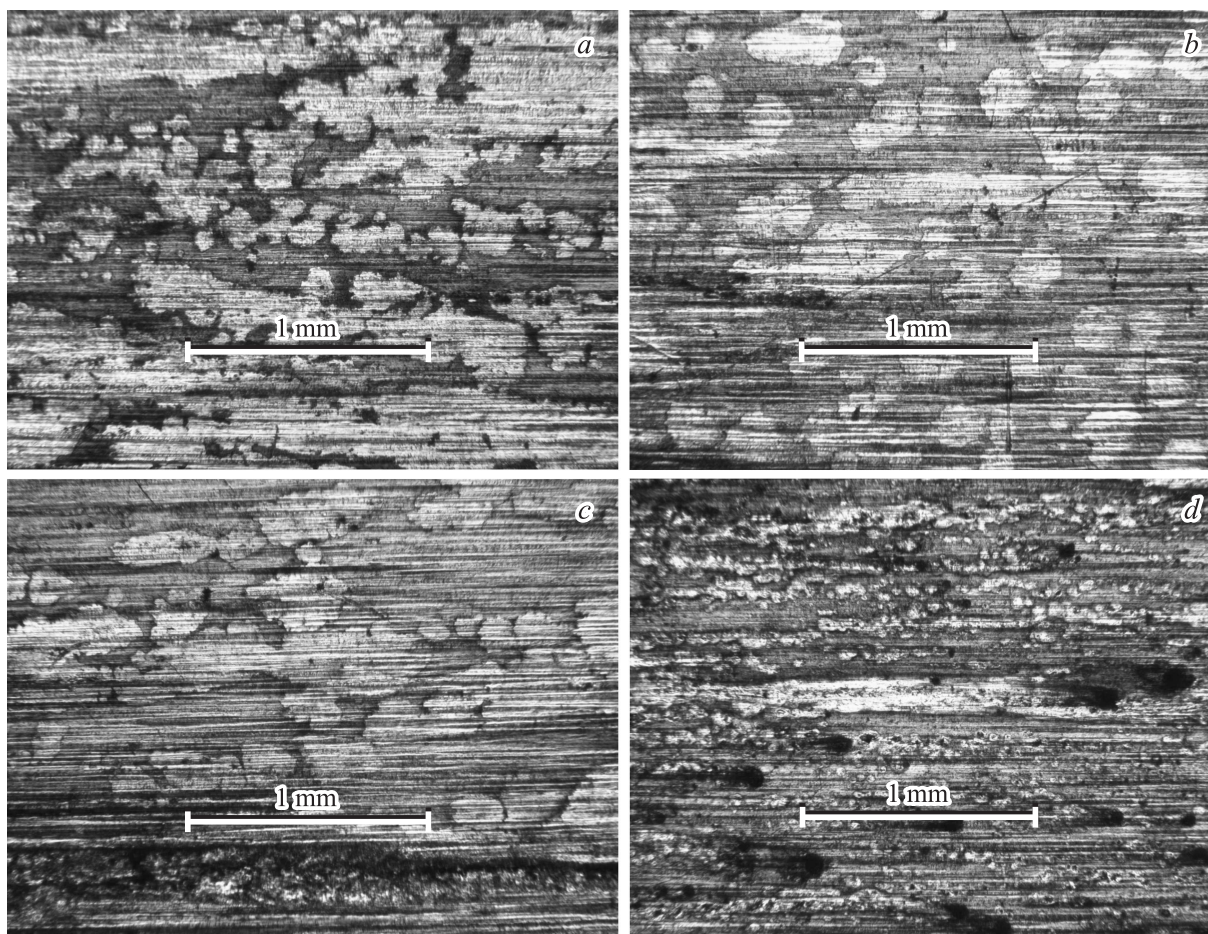
Уравнение (10) легко решается методом итераций. Подстановка в правую часть  $D = D_*$  дает отличие менее 1% от точного значения решения  $D_{th} = 4.52 \text{ km/s}$ , это позволяет рассматривать (10) как определение значения  $D_{th}$ . При изменении начального давления аргона на порядок  $p_1 = 250 \text{ Torr}$  пороговая скорость УВ уменьшается примерно на 10%, что связано с увеличением плотности заряженных частиц в УСС. При этом ВЭЭ возникает, если длина канала рельсотрона и рабочий ток обеспечивают выполнение условия  $D_{max} > D_{th}$ . Аналогичные простые оценки для начальных давлений гелия  $p_1 = 25$  и  $250 \text{ Torr}$  дают значения  $D_{th} = 19.7 \text{ km/s}$  и  $D_{th} = 18.1 \text{ km/s}$ . Значительное превышение пороговой скорости в гелии по сравнению с ее значением в аргоне связано с высоким потенциалом ионизации гелия.

## 5. Обсуждение результатов и заключение

Суммируем основные результаты работы. Определен механизм прохождения тока через границу холодный электрод-плазма в электромагнитном рельсовом ускорителе. Это взрывная термоавтоэлектронная эмиссия с поверхности электродов, детально изученная при высоковольтном импульсном разряде в вакууме [10–13]. При высоких скоростях УВ данный механизм обеспечивает протекание тока в ударно-сжатом слое и свечение плазмы УСС между УВ и ПП. При „малых“ рабочих токах и „больших“, начальных давлениях газа максимальная скорость УВ в канале не обеспечивает условий возникновения взрывной эмиссии, и свечение в ударно-сжатом слое отсутствует [6]. Эти выводы подтверждаются пороговым характером возникновения свечения в ударно-сжатом слое, зависимостью пороговой скорости УВ от состояния поверхности рельсов, влиянием материала электродов на скорость УВ [15] и близостью теоретических и экспериментальных значений пороговой скорости УВ.

Более того, ВЭЭ есть универсальный механизм для прохождения тока через границу плазма-холодный электрод. Она обеспечивает перемещение ПП вдоль канала, где после инициации ПП высоковольтным разрядом и его формирования в дебаевском слое вблизи поверхности катода создается сильное электрическое поле при разделении зарядов в плазме с большой концентрацией заряженных частиц. При смещении плазменной перемычки в новое положение электрический контакт с рельсами переднего фронта движущейся плазмы сначала отсутствует, а затем устанавливается через несколько наносекунд после того, как сильное поле вызывает взрывную эмиссию электронов с поверхности рельсов. На фотографиях поверхности отрицательного электрода, сделанных после однократного запуска (рис. 5, a–c), видна система эрозионных пятен малого размера (микроратеров), более характерных для искровых разрядов. Сплошные протяженные зоны сильной эрозии отсутствуют. Из-за того что разрядный ток в ПП значительно превышает ток через УСС, следы эрозии на поверхности рельса вызваны в основном током, протекающим через ПП.

На фотографиях областей поверхности, сделанных на различных расстояниях  $x_{ch}$  от места инициации разряда, видно отсутствие сплошного повреждения поверхности и протяженных зон расплавления, о которых сообщается в [16]. Рисунок поверхности представляет набор отдельных катодных пятен малого размера, состоящих из отдельных ячеек размером 5–6  $\mu\text{m}$ . Это означает, что распределение тока разряда неравномерно, и разрядный ток сосредоточен в токовых каналах. По внешнему виду пятна, согласно принятой классификации в [10,13], относятся к пятнам второго типа и образуются при взрывах микроскопических выступов на поверхности электрода при протекании ВЭЭ.



**Рис. 5.** Фотографии области поверхности электродов после однократного запуска в аргоне и в гелии при различных начальных давлениях; *a, b, c* — катод, *d* — анод,  $x_{ch}$  — расстояние от места инициации разряда. *a* — Ar, 25 Torr,  $x_{ch} = 100$  mm; *b* — Ar, 25 Torr,  $x_{ch} = 30$  mm; *c* — Ar, 250 Torr,  $x_{ch} = 170$  mm; *d* — Ar, 25 Torr,  $x_{ch} = 170$  mm.

Типичная фотография поверхности анодного рельса (рис. 5, *d*) показывает, что и здесь ток не распределяется равномерно по поверхности. Это обстоятельство, по-видимому, свидетельствует о неустойчивостях (контракции) [10], развивающихся в потоке электронов, эмитируемых на анод из контактирующей с ним плазмы.

Сделанный вывод о роли ВЭЭ, по нашему мнению, решает проблему согласования разрядного и эмиссионного токов в рельсотроне, которая обсуждается уже в течение 25 лет при рассмотрении ускорения ПП диэлектрических ударников [9,16]. На начальном участке разгона, когда скорости движения ПП малы и время нагрева электродов значительно больше, не исключается термоэмиссионный механизм прохождения тока.

Роль взрывной электродной эмиссии не сводится только к обеспечению прохождения тока через границу электрод-плазма. Протекание части разрядного тока через проводящий ударно-сжатый слой, вызванное ВЭЭ, влияет на динамику ПП. Во-первых, уменьшается ток в ПП и ускоряющая амперова сила  $F_A$ , во-вторых, изменяется количество эрозионной массы, поступающей в ПП

и ударно-сжатый слой. Существенно, что эти явления происходят в режиме насыщения скорости ПП, когда суммарная сила, действующая на ПП, много меньше ускоряющей силы  $F_{sum} = F_A - F_d - F_{er}$  из-за действия силы давления газа за УВ  $F_d$  и тормозящей силы  $F_{er}$ , возникающей при увлечении ПП эрозионной массой, поступающей в канал с поверхности электродов [6]. Влияние прохождения тока в УСС на динамику и максимальную скорость ПП ранее рассматривалось в рамках упрощенной модели [17]. Этот вопрос требует дальнейших исследований.

## Список литературы

- [1] Погребняк А.Д., Тюрин Ю.Н. // УФН. 2005. Т. 175. Вып. 5. С. 515–544.
- [2] Взрывные генераторы мощных импульсов электрического тока / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2002. 399 с.
- [3] Асиновский Э.И. и др. / Импульсные МГД-преобразователи химической энергии в электрическую / Под ред. А.Е. Шейншлина, В.Е. Фортова. М.: Энергоатомиздат, 1997. 267 с.

- [4] Hsu S.C., Merritt E.C., Moser A.L. et al. // *Physics of Plasma*. 2012. Vol. 19. P. 123–514.
- [5] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Резников Б.И. // *Письма в ЖТФ*. 2014. Т. 40. Вып. 22. С. 37–44.
- [6] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Резников Б.И., Твердохлебов К.В. // *ЖТФ*. 2015. Т. 85. Вып. 1. С. 39–46.
- [7] Великович А.Л., Либерман М.А. *Физика ударных волн в газах и плазме*. М.: Наука, 1987. 295 с.
- [8] Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*. Долгопрудный, 2009. 734 с.
- [9] Ткаченко Г.В., Урюков Б.А. // *ТВТ*. 2014. Т. 52. Вып. 5. С. 797.
- [10] Месяц Г.А. *Взрывная автоэлектронная эмиссия*. М.: Физматлит, 2011. 280 с.
- [11] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. *Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде*. Новосибирск: Наука, 1982. 285 с.
- [12] Литвинов У.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. // *УФН*. 1983. Т. 139. Вып. 2. С. 265–302.
- [13] Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Цветух М.М. // *ЖЭТФ*. 2008. Т. 134. Вып. 6 (12). С. 1213–1224.
- [14] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. М.: Наука, 1966. 686 с.
- [15] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Резников Б.И. // *Письма в ЖТФ*. 2015. Т. 41. Вып. 19. С. 96–104.
- [16] Бейлис И.И., Осташев В.Е. // *ТВТ*. 1989. Т. 27. Вып. 6. С. 1041.
- [17] Дьяков Б.Б., Резников Б.И. *Материалы I Всесоюз. семинара по динамике сильноточного дугового разряда в магнитном поле*. Новосибирск, 10–13 апреля 1990 г. С. 38–68.