

04

## Короткий разряд с термоэмиссионным катодом в парах щелочноземельных металлов

© А.А. Богданов, В.Б. Каплан, А.М. Марциновский<sup>¶</sup>

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
<sup>¶</sup> e-mail: amartsinovsky@gmail.com

(Поступило в Редакцию 25 мая 2017 г.)

Приведены результаты исследования короткого (без положительного столба) кнудсеновского термоэмиссионного разряда в парах бария и стронция. Анализ результатов показал, что основные закономерности этих разрядов и механизм их поддержания — эффективный разогрев катодным электронным пучком электронов плазмы, осуществляющих ступенчатую ионизацию — близки к таковым для разряда в цезии.

DOI: 10.21883/JTF.2018.06.46010.2361

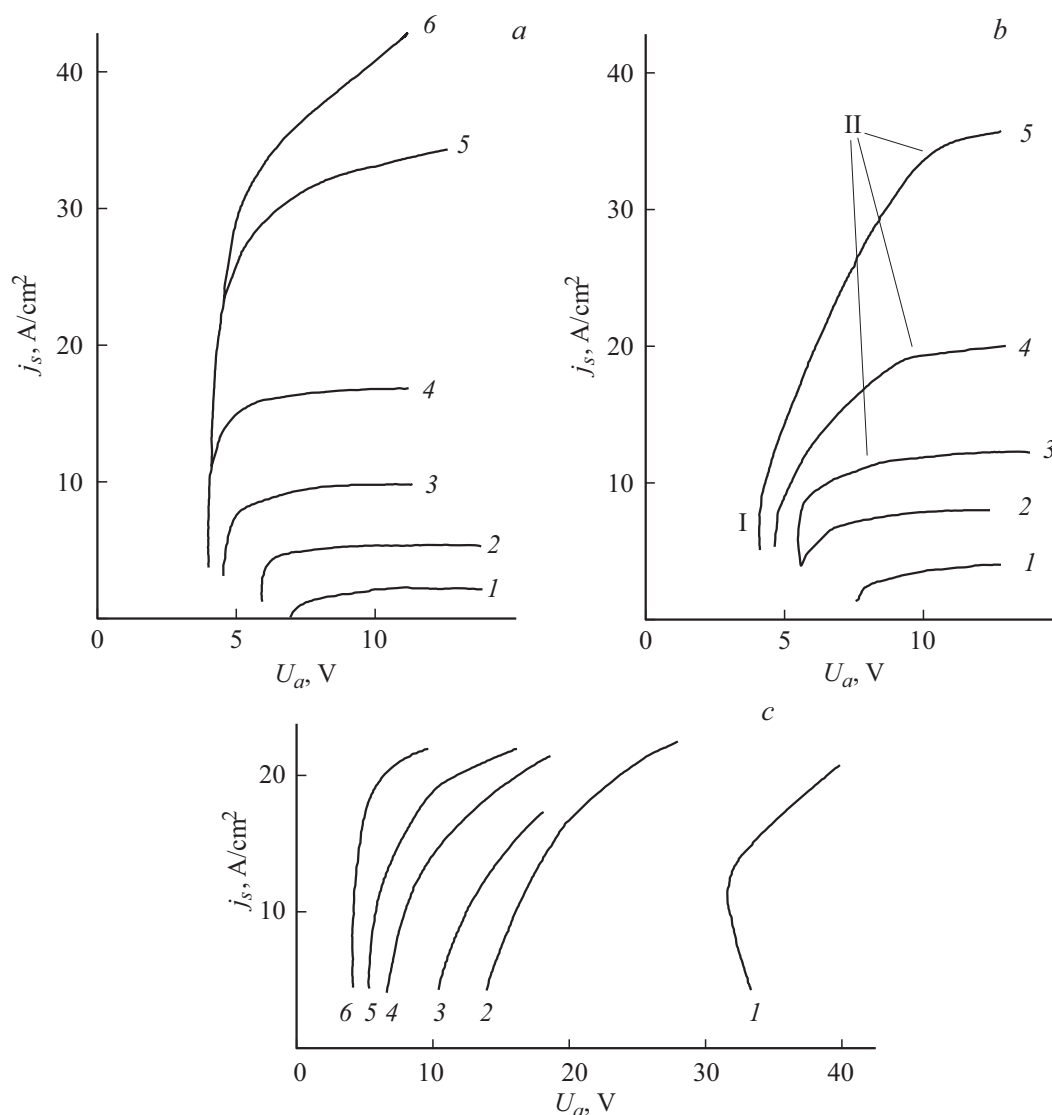
Короткий термоэмиссионный разряд в связи с проблемами термоэмиссионного преобразования (ТЭП) всесторонне исследован для цезия [1], менее подробно, но тоже достаточно полно — для ксенона [2,3]. Оказалось, что радикальное изменение сечений элементарных процессов при переходе от атома Cs к атому Xe и большие различия в потенциалах ионизации и схеме энергетических уровней этих атомов не только количественно, но и качественно влияют на физическую картину и закономерности термоэмиссионного разряда. Поэтому представляло большой интерес исследовать разряд в щелочноземельных металлах — барии и стронции, атомы которых обладают сходной с цезием схемой энергетических уровней, которая характеризуется низким потенциалом ионизации (для Cs, Ba, Sr соответственно 3.89, 5.21, 5/69 eV), низколежащим резонансным уровнем (1.4, 1.52, 1.78 eV) с достаточно равномерно сходящимися к пределу верхними возбужденными уровнями, а также относительно близкими сечениями элементарных процессов (рассеяние электронов, возбуждение и ионизация).

Как показал опыт исследований Cs–Ba ТЭП, их главная трудность связана с высокой агрессивностью бария и высокими температурами его резервуара (900–1000 К), необходимыми для создания давлений  $\sim 10^{-2}$  Torr, обеспечивающих высокую (десятки A/cm<sup>2</sup>) эмиссию катода, что требует сложной экспериментальной установки [4]. Нам удалось обойти эту трудность, создав прибор с негерметично капсулированным разрядным промежутком, в котором весь разрядный узел помещался в откачиваемую стеклянную колбу. Катодом и анодом служили торцы соосных молибденовых цилиндров диаметром 6 мм, на которые надевалась цилиндрическая бериллиевая керамика с отверстием (закрываемым сапфировой пластинкой) для наблюдения за разрядом. В аноде вытачивалась полость с крышкой, куда помещались кусочки Ba или Sr в железной трубочке. В торце анода просверливалось несколько отверстий диаметром  $\sim 1$  мм, через которые пары щелочного металла поступали в разрядный промежуток. Катод был полый с косвенным

подогревом [1]. Нагрев анода осуществлялся танталовой фольгой, обернутой снаружи керамики, температура анода  $T_a$  задавала давление  $p$  и определялась термопарой. Фактически через межэлектродный промежуток проходил слабый поток паров, которые выходили сквозь щели между керамикой и электродами и высаживались на более холодной колбе. Площадь отверстий в торце анода ( $\sim 5$  mm<sup>2</sup>) на порядок превышает площадь щелей, поэтому отклонение давления от равновесного значения не было большим.

Для минимизации разогрева анода током при измерениях с  $p = \text{const}$  снятие вольт-амперных характеристик (ВАХ) разряда проводилось в импульсном режиме на низкой частоте повторения импульсов ( $\sim 100$  Hz) и при их минимальной длительности, обеспечивающей выход разрядной плазмы в стационарное состояние ( $\sim 50$ – $100$   $\mu$ s).

На рис. 1, а приведено типичное семейство ВАХ бариевого разряда; аналогичные характеристики получены и для стронциевого разряда. В исследованной области низких давлений ВАХ для Ba и Sr, как и ВАХ кнудсеновского разряда в цезии, имеют вертикальный участок при напряжении гашения  $U_q$  и участок насыщения, который определяется в основном увеличением тока эмиссии с ростом катодного скачка потенциала  $\phi_k$  и поля на катоде при увеличении анодного напряжения. Эффект Шоттки при  $p \sim 10^{-2}$  Torr увеличивает проходящий ток в 1.5–2 раза по сравнению с током эмиссии катода при нулевом поле  $j_s^0$ , причем основное увеличение тока происходит в окрестности точки излома ВАХ. При дальнейшем увеличении анодного напряжения  $U_a$  и переходе плазмы в состояние полной ионизации эффект Шоттки практически насыщается, с этим и связано образование участка насыщения тока; по величине тока в точке излома ВАХ можно определить эмиссионные свойства материала катода в парах щелочноземельных металлов. В исследованном диапазоне давлений ( $10^{-3}$ – $10^{-1}$  Torr) и температур катода (1450–1800 К) вблизи максимума  $S$ -образных кривых работа выхода молибдена в па-



**Рис. 1.** ВАХ разряда в барии. Межэлектродное расстояние  $d = 0.2\text{--}0.3$  мм. *a* —  $p = 6.5 \cdot 10^{-2}$  Торр,  $T_k$ , К: 1 — 1513, 2 — 1565, 3 — 1610, 4 — 1656, 5 — 1732, 6 — 1765; *b* —  $p = 4.1 \cdot 10^{-2}$  Торр,  $T_k$ , К: 1 — 1545, 2 — 1600, 3 — 1635, 4 — 1673, 5 — 1740; *c* —  $T_k = 1665$  К,  $p \cdot 10^{-2}$  Торр: 1 — 3.2, 2 — 3.7, 3 — 4.2, 4 — 4.9, 5 — 5.5, 6 — 6.6.

рах бария составила 2.4–2.5 eV, в парах стронция — 2.5–2.7 eV (отношение температур катода и анода  $T_k/T_a$  в обоих случаях составляло 1.8–2.2).

При уменьшении давления до  $4.1 \cdot 10^{-2}$  Торр на ВАХ бариевого разряда появляется существенная особенность (рис. 1, *b*): образуются две точки излома I и II. С ростом  $T_k$  и  $j_s$  здесь после первой точки излома I возникает наклонный участок (кривые 3–5). С ростом  $T_k$  ток в первой точке излома практически не меняется, увеличивается только протяженность наклонного участка, следовательно, увеличивается и ток во второй точке излома II, после которой ВАХ выходят на участок насыщения. Появление участка с большим наклоном и второй точки излома наблюдалось ранее на ВАХ цезиевой дуги при больших давлениях ( $pd > 0.1$  Торр·мм,  $d$  — межэлектродное расстояние) и токах эмиссии

( $j_s \gtrsim 10$  А/см<sup>2</sup>). Эти особенности объяснялись возникновением виртуального катода на наклонном участке [5]. Виртуальный катод ограничивает ток и обусловлен невысокой скоростью генерации ионов на вертикальном участке ВАХ, недостаточной для полной компенсации большой плотности тока эмиссии  $j_s^0$ . Скорость генерации определяется ступенчатой ионизацией электронами плазмы, которым передается энергия катодного пучка электронов за счет парных кулоновских столкновений или за счет коллективных процессов [6]. При увеличении  $U_a$  выше  $U_q$  скорость генерации и ток быстро растут, виртуальный катод при этом уменьшается и исчезает, после чего происходит уже более медленный рост тока, вызванный эффектом Шоттки. Поэтому при исчезновении виртуального катода на ВАХ образуется вторая точка излома, ток в которой примерно равен

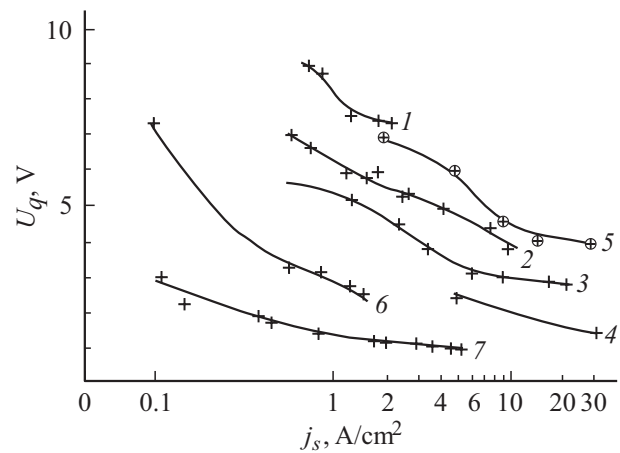
току эмиссии. Можно с полным основанием считать, что и в приборе с бариевым наполнением в режимах, где на ВАХ наблюдается наклонный участок и две точки излома, также образуется виртуальный катод. Эффект Шоттки играет существенную роль при больших давлениях, при малых давлениях его влияние уменьшается, поэтому в бариевом разряде за второй точкой излома наблюдается участок почти полного насыщения тока.

На режимы с виртуальным катодом может в принципе сильно влиять захват ионов в прикатодную яму. Однако исследования предподжиговых режимов при низких давлениях [7] показали, что в случае пятнистых катодов и при малой глубине потенциальной ямы ( $q\Delta\phi_k < 2-3kT_k$ ) велики надбарьерные потери захваченных ионов, здесь  $\Delta\phi_k$  — прикатодный барьер,  $q$  — заряд электрона. Поэтому влияние захвата ионов значительно меньше расчетного для однородных катодов. Этот вывод полностью относится и к режимам с виртуальным катодом, поскольку средняя высота прикатодного барьера  $q\Delta\phi_k$  здесь невелика:  $q\Delta\phi_k < kT_k \ln(j_2/j_1)$  (где  $j_1$  и  $j_2$  — токи в первой и второй точках излома ВАХ), а толщина прикатодного слоя гораздо меньше длины свободного пробега иона.

Режимы с виртуальным катодом в цезии при уменьшении давления исчезают, поскольку с уменьшением давления до  $p \sim 10^{-2}$  Торр эмиссия уменьшается до нескольких  $A/cm^2$ . Концентрация плазмы у электродов при этом не падает столь же сильно вследствие увеличения температуры электронов  $T_e$  и более однородного распределения ее по зазору. В щелочноземельных металлах эмиссия в максимуме S-образной кривой существенно выше, чем в цезии, поэтому режимы с виртуальным катодом здесь можно наблюдать и при сравнительно низких давлениях, как это видно из рис. 1, б.

Отметим, что в исследованном диапазоне давлений в приборе со стронцием отсутствовали режимы с виртуальным катодом. Такое различие режимов в приборах с бариевым и стронциевым наполнением связано с тем, что зазор в бариевом приборе был примерно в 10 раз меньше, чем в приборе со стронцием. В приборе с узким зазором при одинаковых давлениях сохраняется большая эмиссия, а эффективность ионизации падает, что создает наиболее благоприятные условия для появления виртуального катода. На рис. 1, с видно образование наклонного участка ВАХ с виртуальным катодом при постепенном уменьшении давления. С уменьшением  $p$  растет длина наклонного участка, уменьшается ток в первой точке излома и увеличивается напряжение гашения  $U_q$ .

Напряжение гашения  $U_q$  является важной интегральной характеристикой разряда, которая, с одной стороны, отражает процессы плазмообразования (генерацию и потерю ионов) при минимально возможном энергокладе в разряд. С другой стороны, оно определяет существенные характеристики технических устройств, использующих данный вид разряда. Наиболее сильно на величину  $U_q$  влияют параметр  $pd$  и ток эмиссии катода.



**Рис. 2.** Напряжение гашения  $U_q$  термоэмиссионных разрядов в разных средах в зависимости от тока эмиссии катода  $j_s$  для разных значений параметра  $pd$ . 1–4 — стронций,  $d = 3$  мм,  $pd \cdot 10^2$  Торр  $\cdot$  мм: 1 — 0,9, 2 — (1,8–2,1), 3 — (5–9), 4 — 42; 5 — барий,  $d \approx (0,2–0,3)$  мм,  $p = 6,5 \cdot 10^{-2}$  Торр; 6–7 — цезий,  $d = 1$  мм,  $pd \cdot 10^2$  Торр  $\cdot$  мм: 6 — 0,2, 7 — 1,3.

На рис. 2 приведены зависимости  $U_q(j_s)$  для Ва, Sr и для сравнения — Cs, полученные при постоянных давлениях. Так как при изменении температуры катода (за счет чего менялась эмиссия) менялся и температурный режим анода, давление поддерживалось не столь точно, как в приборах с жидкой фазой металла, помещаемой в специальный термостат. Поэтому для режимов, где давление заметно менялось, указан диапазон изменения.

Из рисунка видно, что при увеличении  $j_s$  и  $pd$  напряжение гашения стронциевой дуги уменьшается аналогично цезиевой — при увеличении  $p$  соответствующие кривые 1–4 монотонно и достаточно равномерно смещаются вниз, как и для цезия (кривые 6, 7 этого же рисунка). Уменьшение  $U_q$  с ростом  $j_s$  и  $pd$  объясняется увеличением эффективного сечения ионизации вследствие уменьшения относительной роли излучательных переходов [8]. Кроме того, при  $pd > 10^{-2}$  Торр  $\cdot$  мм, когда длина свободного пробега ионов  $l_{ia} \leq d$ , рост давления уменьшает потери ионов на электроды, а также усиливает релаксацию катодного пучка на неупругих столкновениях с возбуждением резонансного уровня.

При одинаковых условиях для стронция  $U_q$  значительно выше, чем для цезия. Так, для  $j_s = 5 A/cm^2$  и  $pd = (1,5–2) \cdot 10^{-2}$  Торр  $\cdot$  мм соответствующие значения равны 5 и 1 В. Как видно из рис. 2, для цезия при  $j_s = (5–10) A/cm^2$  зависимость  $U_q(j_s)$  выходит практически на насыщение, причем для  $pd \cdot 10^2 = 1,3$  Торр  $\cdot$  мм  $U_q$  составляет всего  $\sim 1$  В (падение напряжения на межэлектродном промежутке при оптимальном  $pd$  может уменьшаться до 0,4–0,5 В [1]). В стронции при  $j_s = (5–30) A/cm^2$  наблюдается еще значительное уменьшение  $U_q$ . Поэтому при больших токах и оптимальных  $pd$  напряжение гашения стронциевой дуги может быть также очень малым ( $\sim 1,5$  В, рис. 2, кривая 4).

Последнее обстоятельство может иметь и существенное практическое значение для проблемы высокотемпературных и радиационно-стойких плазменных сеточных ключей для инвертирования постоянного выходного напряжения космических термоэмиссионных реакторов-преобразователей, которая продолжает оставаться актуальной [9]. В последнее время установлено, что для цезиевых плазменных ключей ограничение рабочих давлений уровнем  $\sim 10^{-2}$  Torr носит принципиальный характер и обусловлено прямой ионизацией атомов Cs в ячейках сетки [10]. Это ограничивает эмиссию катода (а значит, и модулируемые токи) несколькими А/см<sup>2</sup> для самых эффективных катодных материалов. Использование стронциевого разряда в принципе может при тех же давлениях обеспечить на порядок большие токи при не слишком большом увеличении прямого падения напряжения на ключе.

Экспериментальных данных для разрядов в барии меньше, но в целом можно сделать вывод, что  $U_q$  для разрядов в барии и стронции очень близки (рис. 2, кривая 5).

Таким образом, определены общие закономерности поведения ВАХ и влияние тока и давления на минимальное напряжение горения разряда в барии и стронции. Это позволило сделать вывод о том, что в коротких кнудсеновских разрядах с термоэмиссионным катодом в атомарных плазмообразующих средах с достаточно близкими (к цезию) сечениями элементарных процессов и сходной схемой энергетических уровней атомов в целом механизм поддержания разряда сохраняется неизменным.

## Список литературы

- [1] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я. Мойжеса и Г.Е. Пикуса. М.: Наука, 1973. 480 с.
- [2] Бакиит Ф.Г., Иванов В.Г. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 3. С. 471–480.
- [3] Баньковский Н.Г., Богданов А.А., Марциновский А.М. и др. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 3. С. 1272–1279.
- [4] Бабанин В.И., Дунаев Ю.А., Мустафаев А.С. и др. // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 8. С. 1662–1667.
- [5] Дюжнев Г.А., Марциновский А.М., Пикус Г.Е. и др. // ЖТФ. 1967. Т. 37. Вып. 10. С. 1825–1839.
- [6] Бакиит Ф.Г., Богданов А.А., Каплан В.Б. и др. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. Вып. 3. С. 547–559.
- [7] Богданов А.А., Марциновский А.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1825–1839.
- [8] Бакиит Ф.Г., Дюжнев Г.А., Каплан В.Б. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 263–273.
- [9] Ярыгин В.И. // Изв. вузов. Ядерная энергетика. 2013. Вып. 2. С. 5–27.
- [10] Марциновский А.М., Столяров И.И. // Материалы Всерос. конф. по физике низкотемпературной плазмы. ФНТП-2014. Казань. 2014. Т. 1. С. 110–114.