

04

Ступенчатое сжатие плазмы многозарядных ионов в протяженном продольном малоиндуктивном сильноточном Z-разряде

© В.А. Бурцев, Н.В. Калинин[¶]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

[¶] E-mail: nvkalinin@rambler.ru

Поступило в Редакцию 8 февраля 2019 г.

В окончательной редакции 8 февраля 2019 г.

Принято к публикации 5 июня 2019 г.

Проведен анализ особенностей динамики плазмы многозарядных ионов в протяженном малоиндуктивном сильноточном разряде с системой питания на основе высоковольтного генератора и передающих линий. Показано, что системы питания рассмотренного типа позволяют осуществить ступенчатое сжатие и нагрев плазмы, что создает дополнительные возможности программирования физических и спектроскопических характеристик и, в частности, ионного состава плазмы.

Ключевые слова: плазма многозарядных ионов, сильноточный излучающий Z-разряд, неравновесный ионный состав плазмы, рекомбинационная неравновесность плазмы.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.18.48229.17731

Благодаря возможности создавать в плазме высокую плотность мощности сильноточные Z-разряды представляют значительный научный и практический интерес. Уступая импульсным лазерам, которые в настоящее время являются наиболее мощными лабораторными источниками энергии, сильноточные Z-разряды успешно применяются для получения и исследования плотной неравновесной плазмы, импульсных источников нейтронов и коротковолнового излучения. Определенные позиции Z-разряды капиллярного типа занимают в работах по созданию источников когерентного излучения в экстремальном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах [1–9]. Одна из основных целей, на достижение которой направлены исследования мощных электрических разрядов, состоит в получении плазмы с температурой, плотностью, степенью ионизации и другими характеристиками, необходимыми для решения тех или иных прикладных задач. Достаточно хорошим средством достижения этой цели являются численные исследования сильноточных Z-разрядов с помощью магниторадиационных гидродинамических (МРГД) моделей [8–15], позволяющие получать достаточно достоверную предварительную информацию.

В настоящей работе проанализированы особенности динамики плазмы многозарядных ионов в малоиндуктивном разряде капиллярного типа, обусловленные выбранным типом и параметрами системы накопления и передачи энергии. Расчеты проведены в принятом для решения подобных задач одномерном двухтемпературном МРГД-приближении, учитывающем основные процессы, характерные для мощных излучающих Z-разрядов в неравновесной плазме многозарядных ионов [8–15].

Рассмотрены рабочие условия, которые планируется реализовать в экспериментах на установке „Экстрим-М“ при двойном обострении электрических импульсов.

В этом случае передний фронт импульса напряжения генератора задавался $\sim 1–2$ ns, амплитуда импульса напряжения ~ 100 kV. Длина передающей линии выбрана такой, чтобы отраженная волна от нагрузки не успевала вернуться, волновое сопротивление линии $R_p = 1–2 \Omega$. Внутренний диаметр разрядной камеры — капилляра, изготовленного из тугоплавкого диэлектрика, — варьировался в пределах 1–5 mm, длина капилляра изменялась в пределах от 5 до 20 cm. Начальное давление газа варьировалось в широких пределах (0.1–20 Torr). Результаты расчетов разряда в капилляре, заполненном азотом, представлены на рис. 1–3.

Временные зависимости тока $I(t)$ разряда, а также траектория внешней границы плазменного столба $r_s(t)$ (рис. 1, a) показывают, что в рассматриваемом варианте выполнены необходимые условия согласования системы питания и импульсной плазменной нагрузки: время первого нарастания тока меньше времени первого сжатия плазмы. После достижения максимального значения ~ 110 kA на начальном этапе сильноточного разряда ток в дальнейшем изменяется незначительно, несмотря на заметное увеличение индуктивности плазменный столб–обратный токопровод. После первого сжатия радиус внешней границы плазменного столба меняется в пределах $(0.15–0.3)r_0$ и остается меньше радиуса внутренней поверхности капилляра в 2.5–3 раза.

На изменение физического состояния плазмы значительное, а на некоторых стадиях даже определяющее влияние оказывают динамика „магнитного поршня“, сжимающего плазму, и распространение цилиндрических ударных волн, сходящихся к оси, отражающихся от нее и движущихся навстречу магнитному поршню. Изменение параметров плазмы на оси разряда наглядно характеризует это влияние. В связи с этим рассмотрим временные изменения характеристик плазмы — плот-

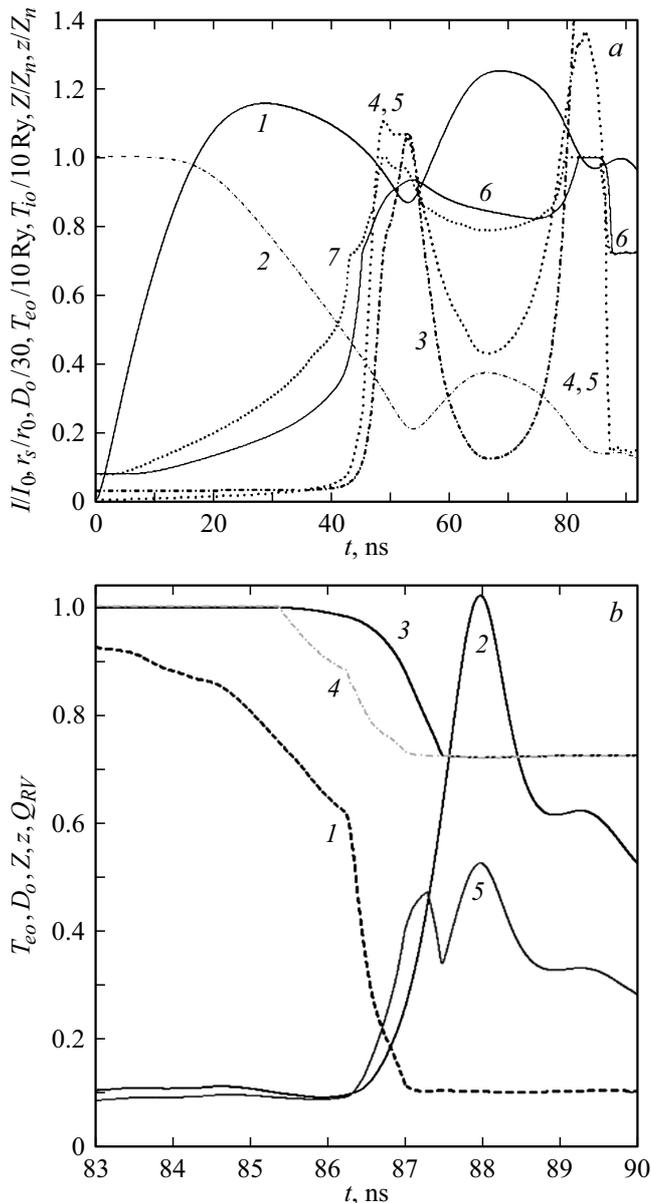


Рис. 1. *a* — временные зависимости разрядного тока I (1), радиуса внешней границы плазмы азота r_s (2), плотности плазмы D_o (3), температуры электронов T_{eo} (4) и ионов T_{io} (5), неравновесной Z (6) и равновесной z (7) степени ионизации плазмы на оси разряда. Начальное давление газа $P_0 = 20$ Торг, внутренний радиус капилляра $r_0 = 2$ мм, волновое сопротивление линии $R_\rho = 1 \Omega$, $I_0 = 100$ кА. *b* — фрагмент рисунка, показанного на части *a*, относящийся к стадии повторного сжатия. Характеристики плазмы нормированы на их максимальные значения. 1 — температура электронов на оси разряда T_{eo} ($T_{eom} = 200$ эВ — максимальная температура на оси разряда), 2 — плотность плазмы D_o ($D_{om} = 400$), 3 и 4 — соответственно неравновесный Z и равновесный z средние заряды ионов, нормированные на заряд ядра $Z_n = 7$, 5 — мощность излучения Q_{RV} (в 10^{13} Вт/см³).

ности, температур электронов и ионов, неравновесного среднего заряда ионов — на оси разряда (рис. 1, *a*, *b*).

Распределение ионов по кратности ионизации имеет весьма острый характер: наибольшую концентрацию имеют средний ион с зарядом Y и два соседних иона с зарядами $Y - 1$ и $Y + 1$ соответственно. Поэтому для характеристики ионного состава плазмы будем также рассматривать изменение заряда среднего иона на оси разряда (рис. 2).

На стадии первого сжатия плотность плазмы возрастает в 40 раз, неравновесная степень ионизации плазмы достигает значений $Z = 6.5$, а температура электронов — значений $T_{eo} = 150$ эВ. Затем в процессе расширения плазма охлаждается до температуры $T_{eo} = 60$ эВ за время ~ 12 нс, а степень ионизации уменьшается до $Z \cong 5.6$.

На стадии повторного сжатия температура электронов на оси достигает значений $T_{eo} = 190$ эВ в момент времени $82 < t < 83$ нс. При $85.5 < t < 87$ нс фактор неравновесности ионного состава становится положительным ($\Delta Z > 0$), т.е. приобретает характер рекомбинационного [9]. Несколько позже ($t > 85.5$ нс) неравновесная степень ионизации достигает максимально возможных значений $Z = Z_n$, которые сохраняются в течение нескольких наносекунд (до ~ 86 нс). Таким образом, в течение нескольких наносекунд мы имеем плазму с неравновесным зарядовым составом, в котором преобладают полностью ионизованные атомы и Н-подобные ионы.

Температура плазмы после второго максимума сначала снижается довольно медленно, главным образом за счет тормозного излучения электронов при слабо меняющейся плотности плазмы. Но примерно на 86 нс происходит резкое падение температуры плазмы, связанное с тем, что включается механизм охлаждения плазмы за счет линейчатого излучения ионов азота при резком возрастании ее плотности. К концу этого сжатия начинает сказываться радиационное охлаждение плазмы с крутым падением температуры и ростом ее плотности. При этом оба фактора (и рост плотности, и падение температуры) приводят к формированию неравновесного ионного состава, характерного для рекомбинации

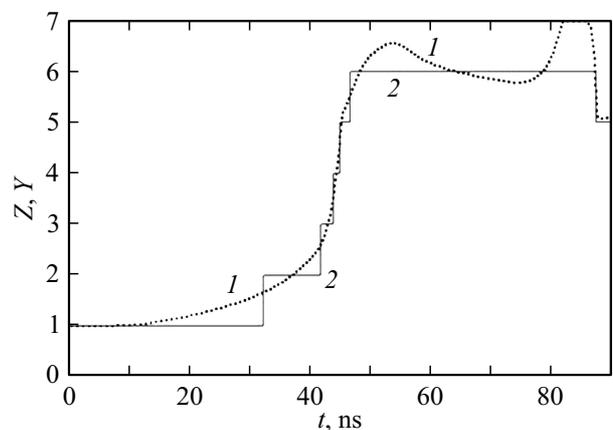


Рис. 2. Временные зависимости среднего заряда ионов Z (1) и заряда среднего иона Y (2) на оси разряда.

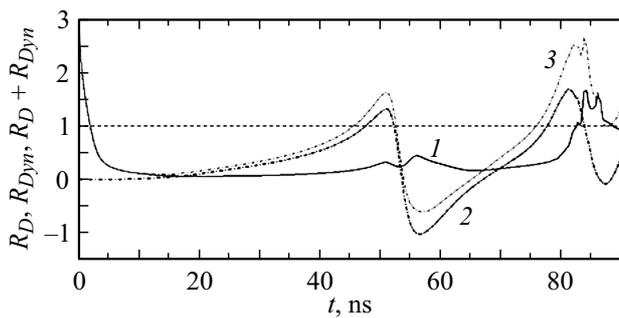


Рис. 3. Сравнение временных зависимостей полного сопротивления разряда с волновым сопротивлением передающей линии. 1 и 2 — соответственно омическая (R_D) и динамическая ($R_{D_{\text{dyn}}}$) составляющие сопротивления разряда, нормированные на волновое сопротивление линии R_ρ , 3 — их сумма.

$\Delta Z > 0$ (рис. 1, b и 2). Эффект формирования рекомбинационной неравновесности ионного состава $\Delta Z > 0$ при сжатии плазмы, ранее предсказанный в [16], позже был подтвержден в [12] на основании МРГД-моделирования капиллярного разряда. Изменение неравновесного заряда ионов плазмы Z запаздывает, создавая эффект „закалки“ ионного состава плазмы (в рассмотренном случае исчезающе малый по времени, ~ 1 ns). В рассмотренном режиме эффективное охлаждение плазмы сопровождается быстрой деградацией ионного состава.

Следует подчеркнуть, что рассмотренное выше ступенчатое сжатие плазмы принципиально отличается от повторного сжатия плазмы в сильноточных разрядах с питанием от емкостных накопителей энергии. В случае применения конденсаторной батареи при хорошем согласовании время первого сжатия плазмы примерно равно времени нарастания тока. Перезарядка емкостного накопителя и повторный разряд с формой тока в виде затухающей синусоиды давали повторное сжатие практически полностью расширившегося шнура на второй полуволне тока, сопровождающееся обычно развитием неустойчивостей различных типов. В рассматриваемом нами случае это явление сродни методу „магнитной накачки“ в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу, когда дополнительный нагрев плазмы осуществлялся импульсами магнитного поля, между которыми релаксация плазмы не успевала происходить, а тепловая энергия плазмы от импульса к импульсу росла.

Расширение плазменного шнура происходит в условиях нарастающего магнитного поля, когда фронт плазмы движется против магнитного поршня. Это увеличивает эффективность ввода энергии в плазму за счет работы магнитного поля, что в условиях более сильных токов, чем при первом сжатии, дает больший эффект. Поэтому неудивительно, что в данном случае сходящаяся ударная волна достигает оси и плазменные параметры на оси оказываются существенно выше, чем по завершении стадии первого сжатия.

Второй и последующие максимумы тока обусловлены не перезарядкой линии, поскольку при выбранной длине линии отраженная волна от нагрузки не успевает вернуться, а связаны с изменением согласования линии с нагрузкой, когда линия переходит в режим работы на „короткое замыкание“, характеризующийся меньшим полным сопротивлением нагрузки и большим током (рис. 3). Этот метод дает возможность осуществлять на стадии повторного сжатия более эффективное охлаждение плазмы разряда за счет ее собственного излучения. В рассматриваемом случае имеем достаточно эффективное охлаждение плазмы с 190 eV примерно до 20 eV за время порядка 5 ns. Поэтому рассматриваемая нами система питания разряда может представлять определенный интерес для создания рентгеновского лазера рекомбинационного типа.

Таким образом, рассмотренная система питания позволяет осуществить режим ступенчатого сжатия плазмы в малоиндуктивном протяженном сильноточном разряде, представляющий интерес как для нагрева плазмы, так и для ее эффективного охлаждения за счет собственного излучения на стадии повторного сжатия. В рассмотренном случае ступенчатое сжатие осуществляется без автономного второго источника энергии и является следствием самоорганизации физических процессов, протекающих в системе питания и импульсной плазменной нагрузке.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Rocca J.J. // Rev. Sci. Instrum. 1999. V. 70. N 10. P. 3799–3827.
- [2] Виноградов А.В., Рокка Д.Д. // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. № 1. С. 7–17.
- [3] Rocca J.J., Filevich J., Hammarsten E.C., Jankowska E., Benware B., Marconi M.C., Luther B., Vinogradov A., Artiukov I., Moon S., Shlyaptsev V.N. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 507. N 1–2. P. 515–522.
- [4] Xie Y., Zhaon Y.P., Mo M.Z., Lin T., Wang Q. // Laser Phys. 2008. V. 18. N 12. P. 1526–1529.
- [5] Shlyaptsev V.N., Rocca J.J., Grisham M., Avaria G.F., Tomasel F.G., Noy A. // Soft X-ray lasers and application VIII / Eds J. Dunn, G.J. Tallents. Proc. SPIE. 2009. V. 7451. P. 745103.
- [6] Shlyaptsev V.N., Avaria G., Grisham M., Li J., Tomasel E., Busquet M., Rocca J.J. Capillary discharge X-ray lasers: the quest for sub-10 nm lasers // X-ray lasers 2014. Proc. 14th Int. Conf. on X-ray lasers / Eds J. Rocca, C. Menoni, M. Marconi. Springer Proc. Phys. V. 169. P. 103–112.
- [7] Barnwal S., Nigam S., Aneesh K., Prasad Y.B.S.R., Joshi A.S., Naik P.A. // Laser Phys. 2017. V. 27. N 5. P. 055003 (1–5).
- [8] Szasz J., Kiss M., Santa I., Szatmaris S., Kukhlevsky S.V. // Short wavelength laboratory sources: principles and practices. Royal Society of Chemistry, 2014. P. 85–100.

- [9] *Shlyaptsev V.N., Gerusov F.V., Vinogradov A.V., Rocca J.J., Cortazar O.D., Tomasel F.G., Szapiro B.T.* // *Ultrashort Wavelength Lasers II*. SPIE Proc. 1993. V. 2012. P. 99–110.
- [10] *Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И.* Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1986. 160 с.
- [11] *Боброва Н.А., Буланов С.В., Разникова Т.Л., Сасоров П.В.* // *Физика плазмы*. 1996. Т. 22. № 5. С. 387–402.
- [12] *Бурцев В.А., Калинин Н.В.* // *Письма в ЖТФ*. 2007. Т. 33. В. 4. С. 1–10.
- [13] *Бурцев В.А., Калинин В.Н.* // *ЖТФ*. 2013. Т. 83. В. 8. С. 20–28.
- [14] *Бурцев В.А., Калинин Н.В.* // *ЖТФ*. 2014. Т. 84. В. 9. С. 49–59.
- [15] *Бурцев В.А., Калинин Н.В., Ваганов С.А.* // *Письма в ЖТФ*. 2016. Т. 42. В. 24. С. 33–39.
- [16] *Буланов С.В., Соколов И.В.* // *Физика плазмы*. 1997. Т. 23. № 3. С. 210–214.