

04

Подавление рэлей-тейлоровских неустойчивостей в Z-пинчах

© А.С. Жигалин¹, А.Г. Русских¹, Р.Б. Бакшт¹,
С.А. Чайковский¹, Н.А. Лабецкая¹, В.И. Орешкин^{1,2}

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

² Томский политехнический университет, Томск

E-mail: Zhigalin@ovpe2.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 16 января 2015 г.

Эксперименты по исследованию стабильности сжатия Z-пинчей проводились при токе 450 кА со временем нарастания 450 нс. Плазменная оболочка пинчей формировалась с помощью испарения материала электродов при горении вакуумной дуги. Для подавления рэлей-тейлоровских (РТ) неустойчивостей использовался режим горения дуги на поверхности одного из электродов высоковольтного промежутка, в котором располагается пинч. В результате свободного истечения плазмы радиальное распределение плотности формировалось таким образом, что концентрация плазмы нарастала от внешней границы по направлению к оси оболочки. Эксперименты показали, что такое начальное радиальное распределение плотности обеспечивает практически полное подавление РТ-неустойчивости.

В настоящее время плазменные лайнеры (быстрые Z-пинчи) широко исследуются с точки зрения их возможного применения для реализации инерционного термоядерного синтеза [1–3]. Сжатие цилиндрических плазменных лайнеров происходит под действием мощного импульса тока, который создает на внешней поверхности пинчей большое давление магнитного поля. В присутствии магнитных полей сжатие плазмы подвержено магнитогидродинамическим неустойчивостям, поэтому стабилизация имплозии Z-пинчей является одним из наиболее важных аспектов их физики [1,4–7]. Эффективным способом подавления рэлей-тейлоровских (РТ) неустойчивостей в Z-пинчах может являться использование начального радиального распределения плотности (snow plow стабилизация [4]) вещества, при котором граница между магнитным полем и плазмой не будет испытывать ускорения и экспоненциальный рост РТ-неустойчивости будет полностью подавлен. Авторы работы [4]

предложили использовать для подавления РТ-неустойчивостей такое начальное распределение вещества в оболочке, при котором плотность возрастает по закону $\rho(r) \sim r^{-s}$, где $s > 2$. При сжатии вещества с данным распределением плотности после краткого периода начального роста скорость границы плазмы начинает падать. Результаты анализа, проведенного в [4], показали, что при таком начальном распределении плотности граница между магнитным полем и плазмой остается стабильной.

В данной работе экспериментально показано, что нарастающая к оси плотность вещества в лайнере действительно позволяет подавить РТ-неустойчивости. В экспериментах использовался металлоплазменный лайнер, плазма в котором создается с помощью системы вакуумных дуг [8–11]. Распределение вещества в плазменном потоке, создаваемом вакуумной дугой, определяется угловым распределением скорости плазменного потока [12], поэтому меняя положение области генерации плазмы и места выхода плазмы в межэлектродный промежуток, можно изменить профиль плотности в металлоплазменном лайнере, принцип создания которого описан в работах [8–10]. В экспериментах использовался генератор ИМРИ-5 [8,9], который обеспечивает генерацию синусоидального импульса тока с амплитудой 450 кА и фронтом 450 ns. Ток генератора через высоковольтный (ВВ) электрод и металлоплазменный лайнер замыкается на заземленный электрод (рис. 1).

Плазменные лайнеры формировались с помощью плазменных пушек с питанием от емкостного накопителя энергии, который создает импульс тока, имеющий форму затухающей синусоиды с амплитудой 75 кА и с периодом 18 μ . Эксперименты проводились с лайнером, состоящим из двух оболочек. Внешняя оболочка имела цилиндрическую форму и состояла из магниевой плазмы. Электроды пушек, формирующих плазменные потоки во внешней оболочке, были изготовлены из сплава с содержанием Mg 95%. Внутри внешней оболочки располагалась плазменная пушка с висмутовым катодом (рис. 1), которая формировала сплошную плазменную струю ионов висмута. Внутренняя плазменная струя формировалась с помощью цилиндрического канала диаметром 8 mm, расположенного в центре заземленного электрода. Во всех экспериментах масса внешней оболочки была постоянной и равнялась $10 \pm 1 \mu\text{g/cm}$. Масса внутреннего потока была равна $30 \pm 5 \mu\text{g/cm}$.

Вакуумные дуги, генерирующие плазму внешнего лайнера, располагаются непосредственно вблизи места выхода плазмы в межэлектрод-

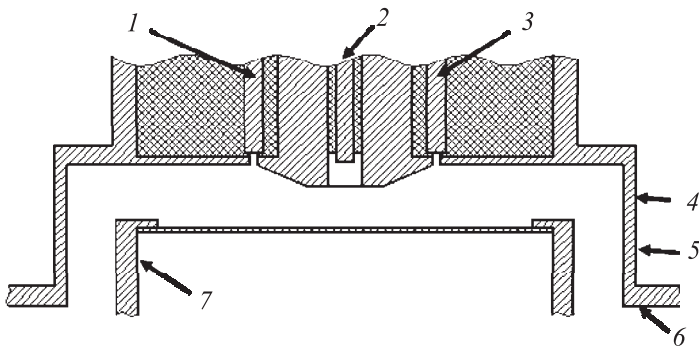


Рис. 1. Схематическое изображение узла нагрузки: 1, 3 — магневые пушки; 2 — пушка с висмутовым катодом; 4 — датчик В2; 5 — датчик В1; 6 — заземленный электрод; 7 — высоковольтный электрод.

ный промежуток. Известно, что основной поток плазмы, генерируемой в вакуумных дугах, образуется благодаря потоку ионов, покидающих поверхность расплавленного катода. При этом вектор скорости потока ионов лежит в телесном угле $0-180^\circ$, где ноль градусов совпадает с плоскостью поверхности катода [12]. Радиус R_{va} , на котором располагались дуги, генерирующие плазму внешнего лайнера, равен 21.5 mm. Поток плазмы свободно вытекает в межэлектродный промежуток и формирует квазиизотропное распределение плотности вещества в оболочке. В результате в формируемой оболочке диаметр объема, занимаемого плазмой, может значительно превосходить диаметр, на котором располагаются вакуумные дуги.

В экспериментах измерялись ток пинча с помощью пояса Роговского и напряжение на пинче с помощью активного делителя. Помимо полного тока пинча измерялась также его производная с помощью датчиков В1 и В2. Для оценки стабильности сжатия лайнера проводилась покадровая съемка изображения лайнера в видимом диапазоне (за счет собственного излучения). Четырехканальный прибор HSFC Pro использовался для получения четырех последовательных изображений в одном эксперименте. Длительность экспозиции каждого кадра равна 3 ns.

На рис. 2 приведена подборка последовательных фотографий сжатия оболочки с внешним магнелийным лайнером и внутренним висмутовым

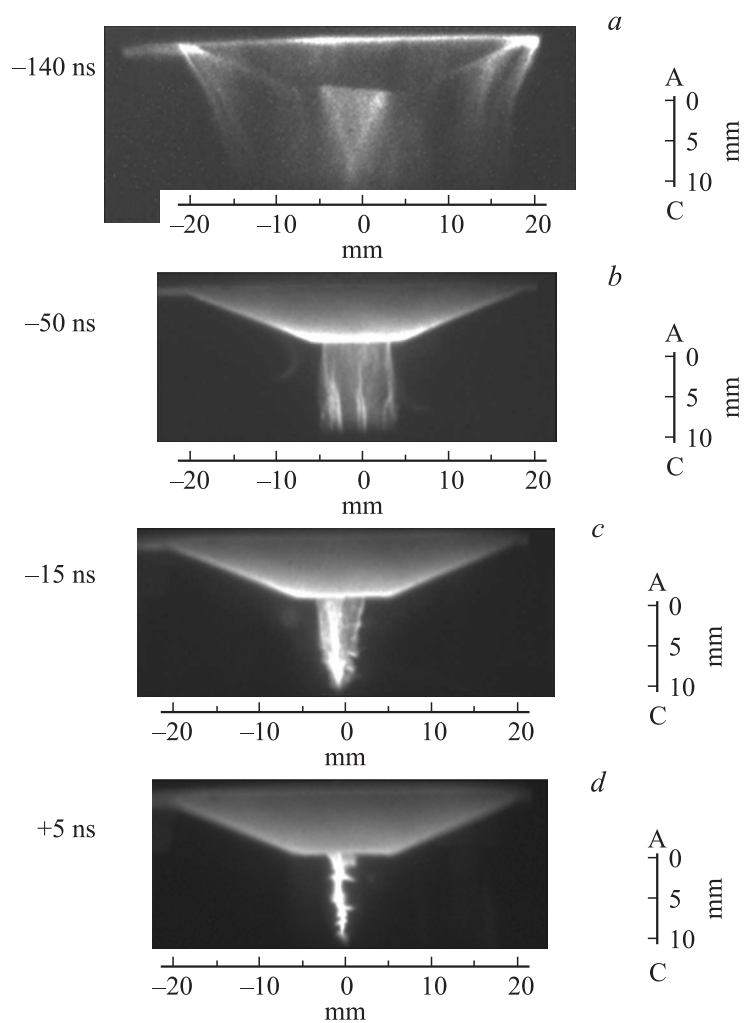


Рис. 2. Сжатие оболочки с внешним магниевым лайнером и внутренним висмутовым потоком. Цифры на кадрах соответствуют времени до момента сжатия оболочки. Момент сжатия совпадает с максимумом напряжения на лайнере. Время экспозиции одного кадра равно 3 нс.

потоком. Размер окна, через который производилась съемка, составлял 67 mm. Чтобы упростить интерпретацию полученных фотографий, две центральных шпильки обратного токопровода были убраны. Эксперименты показали, что структуры, возникающие в плазме, хорошо воспроизводятся в различных выстрелах. Воспроизводимость позволила включить в рис. 2 изображения, полученные в различных выстрелах. Момент сжатия ($t = 0$ ns) совпадает с максимумом напряжения на лайнере.

На рис. 2, *a* при $t = -140$ ns вблизи оси лайнера на фоне сжимающейся магниевой внешней оболочки лайнера видна плазменная струя из висмута. На фотографиях, приведенных на рис. 2, не видно крупномасштабных неустойчивостей на границе плазмы вплоть до $t = -50$ ns. Вместе с тем внутри плазмы регистрируются филаменты, которые ранее наблюдались при сжатии газовых лайнеров и интерпретируются как перегреваемая неустойчивость [12,13]. На филаментах отчетливо видны неоднородности в виде ярких пятен, которые можно интерпретировать как МГД-неустойчивости. Действительно, согласно [12,13] филаменты представляют собой каналы с более высокой, относительно средней температуры пинча, температурой и, как следствие, с более высокой плотностью тока. Весьма вероятно, что амплитуда тока в каналах достаточна для того, чтобы каждый отдельный канал вел себя как независимый плазменный столб с током. В результате при имплозии пинча происходит одновременно два процесса: направленное к центру сжатие пинча как единого целого и развитие мелкомасштабных неустойчивостей на филаментах. Не исключено, что в фазе стагнации неустойчивости на филаментах инициируют появление неустойчивостей в виде перетяжек (рис. 2, *d* и *e*).

Как следует из фотографий, приведенных на рис. 2, в схеме с изотропным истечением плазмы, формирующей оболочку, обеспечивается стабильное сжатие пинча. Для анализа механизма, обеспечивающего стабильность сжатия, рассмотрим зависимости от времени радиуса пинча $r_{ind}(t)$ и скорости сжатия пинча dr/dt . Мы нашли зависимость $r_{ind}(t)$, определив зависимость индуктивности пинча от времени $L(t)$. Для определения $L(t)$ были использованы осциллограммы напряжения $V(t)$ и тока $I_p(t)$

$$L(t) = I_p^{-1}(t) \int_0^t V(\tau) d\tau. \quad (1)$$

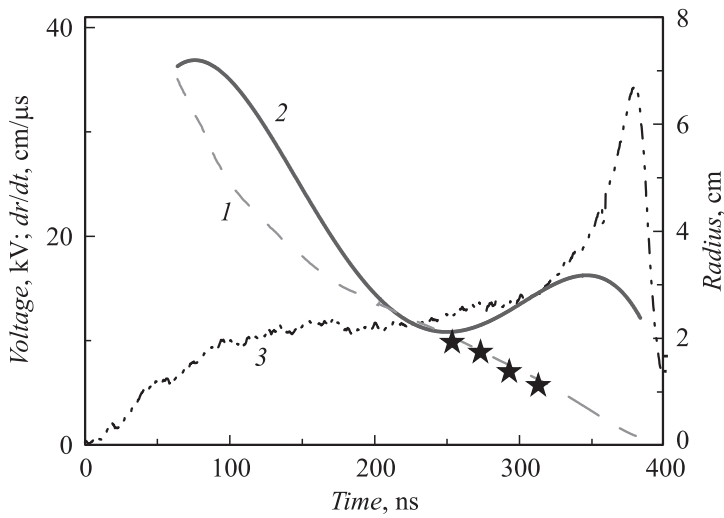


Рис. 3. Графики изменения во времени r_{ind} (1), dr/dt (2), V (3) при сжатии лайнера. Показаны значения $r_{time-gated}$ (звездочки).

На рис. 3 приведены графики изменения во времени r_{ind} , dr/dt и V . Расчет величины L начинался при $I_p = 0.1 \cdot I_{p\max}$. Наряду с определением радиуса $r_{ind}(t)$ по формуле (1) в процессе эксперимента с помощью покадровой съемки измерялся радиус пинча $r_{time-gated}$. Радиус $r_{time-gated}$ определялся непосредственно по фотографиям сжатия пинча. Например, для рис. 2, *b* радиус $r_{time-gated}$ равен 6 mm. На графике рис. 3 величины $r_{time-gated}$ обозначены звездочками. Видно, что значения $r_{time-gated}$ хорошо ложатся на зависимость $r_{ind}(t)$. Радиус пинча R_{ind0} при $I_p = 0.1 I_{p\max}$ равен 6.8 cm. Наиболее интересно поведение скорости сжатия. После первоначального роста в течение ≈ 20 ns до 40 cm/ μ s скорость начинает уменьшаться и падает до 10 cm/ μ s вплоть до 290 ns. В расчетах принималось, что сжатие прекращается в момент максимума напряжения. С учетом того, что время имплозии, согласно рис. 3, равно 372 ns, можно утверждать, что большая часть процесса сжатия происходит в режиме торможения.

Нам представляется, что наиболее вероятным механизмом подавления РТ-неустойчивостей в наших экспериментах является пред-

ложенный в [4] snow plow механизм подавления неустойчивостей, основанный на использовании неоднородного начального распределения плотности. В пользу этого предположения говорит как описанная выше динамика сжатия (преимущественный режим торможения), так и тот факт, что в наших экспериментах начальная граница плазмы $R_{ind0} = 6.7$ см. Авторы [4] показали, что сжатие стабильно только в том случае, если граница плазмы R_{ind0} существенно — в несколько раз — превышает радиус центра тяжести распределения плотности $\rho(r)$. Именно такая ситуация реализуется в наших экспериментах. Действительно, вследствие изотропного расширения плазмы, создаваемого вакуумными дугами, центр масс нашей оболочки близок к $R_{va} = 2$ см, на котором расположены дуги. Следовательно, отношение радиуса границы плазмы R_{ind0} к радиусу центра масс R_{va} примерно равно трем. Примерно то же соотношение приводится авторами [4] в численном примере стабильного сжатия оболочки с неоднородным распределением плотности.

Таким образом, в данной работе было продемонстрировано, что сжатие пинча с нарастающей от внешней границы лайнера к оси плотностью плазмы обеспечивает практически полное подавление РТ-неустойчивостей даже при длительности имплозии 400 ns.

Работа выполнена при поддержке программы РФФИ 14-02-00382-а.

Список литературы

- [1] Haines M.G. // Plasma Phys. Control. Fus. 2011. V. 53. P. 093 001.
- [2] Браницкий А.В., Александров В.В., Грабовский Е.В., Заживихин В.В., Зурин М.В., Медовицков С.Ф., Недосеев С.Л., Олейник Ж.М., Смирнов В.П., Фролов И.Н., Федулов М.В. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. С. 976–982.
- [3] Slutz S. A., Herrmann M.C., Vesey R.A., Sefkow A.B., Sinars D.B., Rovang D.C., Peterson K.J., Cuneo M.E. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 056 303.
- [4] Velikovich A.L., Cochran F.L., Davis J. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 853.
- [5] Бакшт Р.Б., Дацко И.М., Ким А.А. и др. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. № 11. С. 959–965.
- [6] Labetsky A.Yu., Baksht R.B., Oreshkin V.I. et al. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2002. V. 30. N 2. P. 524–531.
- [7] Орешкин В.И. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 15. С. 1–11.
- [8] Rousskikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I. et al. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 092 707.

- [9] Русских А.Г., Бакут Р.Б., Жигалин А.С. и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 8. С. 651–658.
- [10] Baksh R.B., Roussikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. V. 41. N 1. P. 182–186.
- [11] Baksh R.B., Oreshkin V.I., A.G. Roussikh // Physics Plasmas. 2013. V. 20. P. 082 701.
- [12] Anders A., Yushkov G.Yu. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 2457.
- [13] Афонин В.И. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 614–619.