

ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ГРАНИЦЫ ПЛОТНЫЙ КЕРН – ПЛАЗМЕННАЯ КОРОНА ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ВЗРЫВЕ ПРОВОЛОЧЕК

С.Ю.Гуськов, Г.В.Иваненков, А.Р.Мингалеев, С.А.Пикуз, Д.Хаммер¹⁾,
Т.А.Шелковенко

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 февраля 1998 г.

После переработки 7 апреля 1998 г.

Излагаются результаты исследования взаимодействия плазменной короны с плотным холодным керном, образующимся на оси разряда в начальной стадии наносекундного электрического взрыва металлических проволочек. С помощью специально разработанной методики многокадрового теневого рентгеновского фотографирования изучается внутренняя структура плотного керна и динамика происходящих в нем процессов. Наблюдаемые значительные амплитуды возмущений границы плотного керна и короны Z-пинча, сравнимые с радиусом керна, интерпретируются как следствие развития гидродинамических неустойчивостей Релея – Тейлора и Кельвина – Гельмгольца.

PACS: 52.35.Py

Несмотря на многочисленные исследования взрыва проволочек в наносекундных сильноточных электрических разрядах, ведущиеся в рамках работ по созданию интенсивных источников мягкого рентгеновского излучения, механизм образования ярких плазменных областей, называемых горячими точками, до сих пор остается неясным. Существующие представления о динамике формируемой в пинче перетяжки, во-первых, не объясняют существенно различный характер разряда через первоначально холодную проволочку и через заранее приготовленный плазменный канал [1] и, во-вторых, никак не описывают сложную внутреннюю структуру горячей точки, с улучшением разрешения, как правило, превращающейся в группу нескольких микроточек размером $\ll 10$ мкм, располагающихся вдоль оси разряда на взаимном расстоянии 10 – 100 мкм [2]. Имеющиеся экспериментальные данные [3] позволяют также говорить и о наличии в разряде через проволочки достаточно долго существующего плотного и относительно холодного керна.

В настоящей работе удалось не только непосредственно наблюдать плотный керн, но и исследовать его внутреннюю структуру и динамику процессов, происходящих при взрыве проволочек Ti, Fe, Ni и Cu. Плазма взрывающихся проволочек исследовалась с помощью методики теневого фотографирования в рентгеновских лучах, испускаемых малым источником. В роли источников излучения в диапазоне длин волн 1.5 – 4 Å выступали Pd и Mo X-пинчи, включенные последовательно в цепь разряда и обеспечившие высокие значения пространственного ($< 1 - 5$ мкм) и временного (< 1 нс) разрешения. Полученная картина оказалась весьма схожей с видом

¹⁾ D.A. Hammer, Laboratory of Plasma Studies, 369 Upson Hall, Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA

классической в гидродинамике релей-тейлоровской неустойчивости; она возникала на границе плотного ядра с плазменной короной при взаимодействии ударной МГД волны, формирующейся в ходе сжатия плазмы, с веществом ядра. При этом макро-структура неустойчивости соответствовала пинчевой структуре плазменной короны, а микро-структура — тонкой структуре горячих точек. Теоретические оценки инкремента релей-тейлоровской неустойчивости неплохо согласовались с наблюдаемой скоростью роста неоднородностей.

1. Эксперименты, схема которых представлена на рис.1, проводились на установке ХР Корнельского университета с выходным током 480 кА и длительностью импульса 100 нс. В качестве источника излучения для теневого фотографирования использовался обычно X-пинч [4] из молибденовых проволочек диаметром 17.5–25 мкм. Многоточечность излучающей области [5] существенно подавлялась размещением в диоде не одного, а двух параллельных X-пинчей. Исследуемые проволочки помещались в цепи обратного тока в промежутке между изолированным общим анодом и отдельными заземленными полуцилиндрами. Токи через проволочки измерялись поясами Роговского, установленными на полуцилиндрах. В каждом выстреле можно было получать два последовательных во времени изображения обеих проволочек. Для этого в X-пинчах использовались проволочки или разного диаметра (например, Мо, 25 и 17.5 мкм), или из разных материалов (Мо, 25 мкм и Pd, 20 мкм), что позволяло задавать последовательность рентгеновских вспышек и интервал между ними. Изображения с увеличением от 7 до 15 регистрировались на фотопленки типа Kodak RAR 2497 или Kodak GWL, которые закрывались набором фильтров из Be и Ti. Пространственное разрешение контролировалось по изображению золотых сеток с периодом 17 мкм и шириной непрозрачной части 6 мкм. Длительность импульса измерялась с помощью фотопроводящего алмазного детектора и осциллографа Tektronix 684 с полосой 1 ГГц и частотой оцифровки 5 ГГц. В большинстве экспериментов хотя бы один X-пинч имел строго одноточечную структуру, обеспечивая пространственное разрешение не хуже 2 мкм при времени экспозиции < 0.7 – 2 нс.

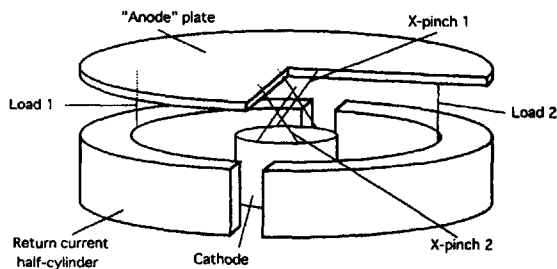


Рис.1. Схема эксперимента

На рис.2 приведены изображения плазмы взорванных Ti проволочек диаметром 50 мкм, относящихся к двум моментам времени 55 и 66 нс от начала тока. Выбор материала определяло наличие у Ti окна прозрачности вблизи K-края поглощения (2.5 – 4.0 Å) — диапазона минимальных размеров излучающей области X-пинча. Завязанный на проволочке узел служил для пространственного совмещения двух изображений. По обе стороны узла хорошо видны развивающиеся неоднородности формы ядра, в которых легко усмотреть наличие двух различных пространственных составляющих: крупномасштабной — с периодом ≈ 2 мм и мелкомасштабной — характерного размера 20 – 30 мкм. Увеличенные фрагменты изображений даны

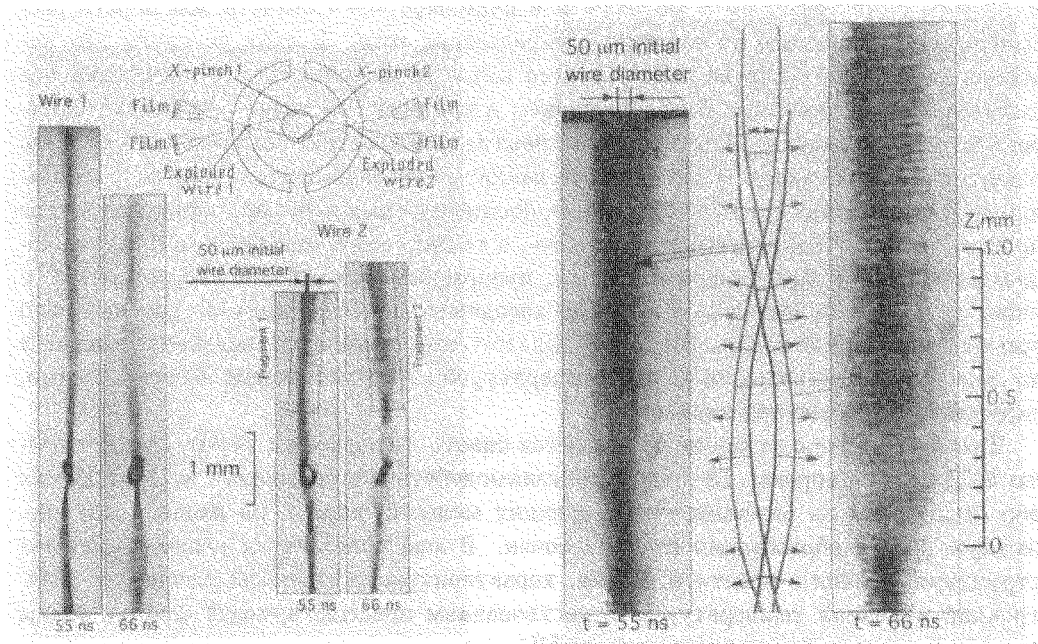


Рис.2. Тенеграммы плазмы взорванных Ti проволок: керны на фоне короны в последовательные моменты времени 55 и 66 нс от начала тока

Рис.3. Увеличенные фрагменты изображений на рис.2 с последовательными положениями фронтов перепада плотности керна

на рис.3. На них хорошо видны и керны, и их внутренняя структура. Прежде всего заметна сильная изрезанность ярко выраженной (ширина слоя перехода существенно < 10 мкм) поверхности раздела керн – корона, вызванная глубоким проникновением узких струй горячей плазмы внутрь плотного вещества. Эта мелкомасштабная структура модулируется крупномасштабным изменением внешней "огibaющей" поверхности раздела и распространяющегося к оси фронта перепада плотности. Четко видны перемещающиеся со временем вдоль оси узлы этого фронта. В центре рисунка отдельно показаны два фиксированных положения фронта, по которым можно измерить скорость его, в основном, радиального движения $\approx 5 \cdot 10^5$ см/с и фазовую скорость перемещения узла $2 \cdot 10^6$ см/с. Хорошо видна периодическая смена участков движения фронта в направлении к и от оси, причем изрезанная структура четко выражена только в областях фокусировки фронта, а в распухших областях противоположного типа — лишь в окрестностях узлов. Тем самым можно говорить об отсутствии раскачки и дальнейшем вырождении мелкомасштабных возмущений после отражения ударного фронта от оси.

2. Неизбежность образования гетерогенной радиальной структуры вещества взорванной тонкой (диаметр 10 – 50 мкм) металлической проволоки непосредственно вытекает из анализа [1] начальной стадии электрического взрыва проводника, перегретая металлическая сердцевина которого испытывает интенсивное испарение. Выполненные в этой работе оценки показывают, что при быстром (≈ 10 нс) приложении напряжения фронт испарения успевает проникнуть к оси только при очень малом начальном диаметре < 5 мкм. С другой стороны, этот диаметр ограничен

< 50 мкм скин-эффектом в металле, и в промежуточной области мы вправе рассматривать однородное по сечению распределение тока. В этих условиях неиспаренная сердцевина металла перегревается выше точки кипения, создавая большое омическое сопротивление. С приближением к критической точке происходит быстрое объемное вскипание. В этой области параметров проводимость горячего металла в центре весьма низка (при стандартной длине ≈ 1 см оказываемое току сопротивление достигает нескольких кОм), и окружающий малоплотный пар, ионизуясь в ходе пробоя, начинает перехватывать ток. Это, а также скинирование тока в последующем расширении образующейся плазмы, прекращает дальнейший нагрев центра, и впоследствии он остается относительно холодным вплоть до прихода возникающей при сжатии ударной волны. В итоге возникает гетерогенное распределение вещества по сечению — центральный керн с температурой не превышающей энергию Ферми, окруженный плазменной короной.

Такая структура никак не проявляется вплоть до подхода к керну ударной волны МГД сжатия короны. Последующее взаимодействие этой волны с керном, до сих пор остающееся за рамками существующих моделей, играет, по нашему мнению, важную роль в образовании горячих точек. В нем проявляется также и сложная структура ударного фронта в плазме, характеризующаяся сильным различием электронной и ионной температур и существованием предшествующей фронту волны электронного и радиационного нагрева [6].

В начале такого взаимодействия происходит столкновение сжимающейся корональной плазмы с медленно расширяющимся по инерции начальным взрывом плотным веществом керна. В газодинамике схожий процесс описывается как случай задачи о распаде произвольного разрыва [6]: вместо падающей со стороны короны ударной волны на границе раздела возникают проходящая в керн и отраженная назад ударные волны, а граница превращается в движущийся к оси контактный разрыв. В толщу плотного керна прежде ударного фронта распространяется волна лучистой и электронной теплопроводности, а скачок уплотнения (в плотной среде керна он существенно уже, нежели в короне) поначалу еще слишком слаб и медлен, чтобы как-то проявляться на общем фоне событий. Однако дальнейший рост тока, сопровождающийся прогревом оказавшегося на пути фронта вещества сходящейся к оси тепловой волной и сжатием плазмы отраженной в корону ударной волной, постепенно усиливают и ускоряют его. Тепловое давление сжимающейся короны, достигая ≈ 1 Мбар, становится достаточным для гидродинамического сжатия центральной плотной области. Таким образом, все вещество в области между ударными волнами как в короне, так и в керне приходит в ускоренное, в условиях роста тока, движение. Это создает условия для развития гидродинамической неустойчивости границы раздела типа классической Релея–Тейлора, причем в роли "тяжелой" жидкости выступает несущая основной ток корона, а "легкой" — керн.

Описываемая ситуация вполне аналогична ускорению мишени лазерным импульсом, когда нагреваемая и испаряемая с поверхности мишени корона ускоряет внутреннюю холодную часть [7] и возникают условия раскачки неустойчивостей Релея–Тейлора и Рихтмайера–Мешкова. Значительная размытость ударного фронта в короне позволяет предполагать достаточно однородное распределение давления в ее части, прилегающей к границе. Поэтому наши условия скорее способствуют развитию релей-тейлоровской неустойчивости (квазимонотонное ускорение веществом

малой плотности более плотного), нежели Рихтмайера – Мешкова (прохождение ударной волны через границу разноплотных сред). Как показывают эксперимент и расчеты, электрический взрыв тонкой проволоочки приводит к образованию весьма резкой границы между короной плотностью $10^{-2} - 10^{-1} \text{ г/см}^3$ и керном – около 1 г/см^3 . Число Атвуда $A = (\rho_c - \rho_k)/(\rho_c + \rho_k)$ (ρ_c и ρ_k – плотности керна и короны, соответственно) близко к единице и, согласно [7], линейный инкремент релей-тейлоровской неустойчивости составляет

$$\gamma_{RT} \simeq k_z \sqrt{p_k / \rho_c} \quad \text{или} \quad \sqrt{g k_z} \quad (1)$$

(p_k – давление в короне, g – ускорение потока между ударными волнами, k_z – волновое число возмущения) в зависимости от длинно- или коротковолнового типа неустойчивости.

Обсудим теперь возможные источники формирования спектра начальных возмущений при подобном гидродинамическом сжатии вещества керна. На эту роль претендуют всевозможные неровности исходной формы проволоочки, которые можно оценить размерами поперечного сечения (десятки мкм). Неоднородность распределения давления в короне может порождаться также в процессах испарения и объемного вскипания вещества в начале разряда (того же порядка) и, наконец, в ходе развития токовых неустойчивостей плазмы при сжатии короны (неоднородности $\simeq 0.1 - 1 \text{ мм}$). Таким образом, наиболее коротковолновая и быстрорастущая (см. (1)) мода связана с длиной волны порядка начального диаметра проволоочки $20 - 50 \text{ мкм}$. Здесь же оказывается и длина волны $p_k/(\rho_c g)$, при которой происходит смена зависимостей (1) (использованные значения $(p_k/\rho_c)^{1/2} \simeq (3 - 8) \cdot 10^5 \text{ см/с}$ и $g \simeq (2 - 5) \cdot 10^{13} \text{ см/с}^2$ взяты из численного эксперимента с 2D МГД кодом [8]). Отсюда находим оценку инкремента релей-тейлоровской неустойчивости $\gamma_{RT} \simeq (2 - 5) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Это говорит о том, что возмущения границы развиваются в глубь керна за довольно малое в сравнении с длительностью разряда время $2 - 5 \text{ нс}$, что позволяет им достигать глубин, соизмеримых с поперечным размером керна. В конечном итоге можно ожидать выходов возмущений на ось, сопровождаемых столкновениями потоков горячей плазмы. Тем самым мы можем объяснить наблюдаемую в лабораторных и численных экспериментах тонкую структуру свечения горячих точек плазмы вблизи оси разряда.

Рассмотрим подробнее это явление, предполагая выход релей-тейлоровской неустойчивости на глубоко нелинейную стадию развития, когда формирующиеся струи корональной плазмы способны проваливаться в плотный керн вплоть до самой оси вблизи узлов фокусировки ударной волны. Течение в струях относительно малоподвижного вещества короны охарактеризуем скоростью u . В этих условиях на боковых границах струй становится возможным развитие неустойчивости Кельвина – Гельмгольца с инкрементом $\gamma_{KH} \simeq uk_r (\rho_k/\rho_c)^{1/2}$. С учетом кумуляции при движении струи к оси цилиндрического керна для скорости можно принять оценку $u \simeq r_c \gamma_{RT} (r_c/r)^2$, где $r_c \simeq 100 \text{ мкм}$ – исходный радиус керна. Отсюда находим связь инкрементов неустойчивостей

$$\gamma_{KH} \simeq \gamma_{RT} k_r r_c (\rho_k/\rho_c)^{1/2} (r_c/r)^2 \quad (2)$$

Легко обнаружить, что инкременты сравниваются при прохождении струей примерно $2/3$ радиуса керна. Таким образом, можно ожидать развития поперечной струк-

туры струй, вихрей и всплеск гидродинамической турбулентности в областях глубокого провала вещества короны в толщу ядра. Порождаемый этими движениями индукционный динамо-эффект способен существенно перестроить картину распределения в плазме магнитного поля. Это и другие следствия описываемых явлений еще нуждаются в дальнейшем исследовании, но они несомненно должны внести важные коррективы в существующие представления о процессах во взрывающихся проволочках.

3. Результаты настоящей работы показывают, что гетерогенная структура превращает взрывающиеся проволочки в весьма интересный объект изучения гидродинамических неустойчивостей, выделяя его в общем классе плотных пинчей с традиционной "сосисочной" неустойчивостью. По параметрам образующегося вещества они близки к плазме, возникающей при воздействии на мишени интенсивных потоков лазерного излучения, но, в отличие от плоской или сферической геометрии мишеней, цилиндрическая симметрия Z-пинча облегчает диагностику области развития неустойчивости. В сравнении же с ударными трубами пинчи выигрывают в том, что их температуры, близкие к лазерному эксперименту, позволяют исследовать физику неустойчивости в условиях интенсивного переноса тепла электронами и излучением.

Выполненные эксперименты демонстрируют сильно нелинейный характер неустойчивости границы ядро – корона, особенно на поздней стадии формирования пинча. Дальнейшие исследования в этом направлении могут оказаться весьма важными для изучения турбулентного перемешивания, представляющего, помимо собственной фундаментальной значимости, одну из ключевых проблем динамики сжатия плазмы инерциального термоядерного синтеза. Результаты настоящей работы не только позволяют углубить понимание процессов при наносекундном взрыве проволочек, но и требуют по-новому ставить задачи МГД моделирования плотных пинчей.

Работа выполнена при частичной поддержке Сандиевской Национальной Лаборатории (Альбукерк, США), контракт AJ-6400.

-
1. Г.В.Иваненков, А.Р.Мингалеев, Т.А.Новикова и др., ЖТФ **65**(4), 40 (1995).
 2. А.Бартник, Г.В.Иваненков, Л.Карпински и др., Квант. электроника **21**, 181 (1994).
 3. С.М.Захаров, Г.В.Иваненков, А.А.Коломенский и др., Физика плазмы **9**, 469 (1983); Л.Е.Аранчук, С.Л.Боголюбовский, Г.С. Волков и др., Физика плазмы **11**, 1324 (1986); D.H.Kalantar and D.A.Hammer, Phys. Rev. Lett. **71**, 3806 (1993).
 4. T.A.Shelkovenko, S.A.Pikuz, A.R.Mingaleev, and D.A.Hammer, Bull. Am. Phys. Soc. **42**, 2051 (1997).
 5. S.A.Pikuz, B.A.Bryunetkin, G.V.Ivanenkov et al., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **51**, 291 (1994); S.A.Pikuz, T.A.Shelkovenko, V.M.Romanova et al., in: *Dense Z-pinch*, Proc. 4-th Int. Conf., Vancouver, AIP, N.Y., 1997, p.429.
 6. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М.: Наука, 1966.
 7. V.B.Rozanov, C.P.Verdon, V.Decroisette et al., in: *Energy from Inertial Fusion*, IAEA, Vienna, 1995, p.21.
 8. G.V.Ivanenkov, A.R.Mingaleev, S.A.Pikuz et al., in: *Dense Z-pinch*, Proc. 4-th Int. Conf., Vancouver, AIP, N.Y., 1997, p.253.