

О ФАЗОВОМ СОСТОЯНИИ ВЕЩЕСТВА КЕРНА В МОЩНОМ РАЗРЯДЕ ЧЕРЕЗ ПРОВОЛОЧКИ

С.А.Пикуз, Г.В.Иваненков¹⁾, Т.А.Шелковенко, Д.Хаммер²⁾

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

Поступила в редакцию 25 января 1999 г.

Приводятся экспериментальные факты, свидетельствующие о двухфазном (жидкий металл – пар) состоянии вещества керна, возникающего в разряде большой мощности через тонкие проволочки. Современная техника многокадровой рентгеновской тенеграфии позволила обнаружить в керне пузыри пара и их взаимодействие с проникающей из короны ударной волной.

PACS: 52.35.Py

В разрядах большой мощности при нагрузке диода тонкими проводниками вдоль осей наблюдались керны плотного и холодного вещества, окруженные плазменной короной [1, 2]. В одиночных проволочках керн жил независимо вплоть до прихода ударной волны сжатия короны, лишь медленно расширяясь по инерции начального взрыва. Взаимодействие с керном такой волны раскачивало неустойчивости на границе раздела керн – корона [2]. В многопроволочных разрядах после взрывного расширения до нескольких начальных диаметров керны десятки наносекунд либо не испытывали видимых изменений, либо медленно распухали, сохраняя подобие внешних контуров. Степень осевой неоднородности взрыва сильно зависила от материала и диаметра проволочки, скорости роста тока через нагрузку [3, 4]. На изображениях цилиндрических нагрузок, полученных ранее лазерным зондированием [5, 6], остовы проволочек были видны вплоть до момента генерации рентгеновского импульса в схождении плазмы на ось.

Рентгеновское зондирование показало [2, 3] наличие у керна: 1) резкой границы с перепадом плотности в 1 – 2 порядка на толщине $< 2 - 5$ мкм и 2) тонкой внутренней структуры с характерным масштабом 10 – 50 мкм. Можно ожидать [1, 7], что керн находится в состоянии кипящего жидкого металла. Подобные объекты малоизучены, да и само это предположение пока еще не подтверждено. Этому и посвящена настоящая работа.

Исследования велись на установке ХР Корнельского университета (480 кА, 100 нс) с использованием метода прямого рентгеновского зондирования плазменной нагрузки излучением Х-пинча [1 – 3] (время экспозиции одного кадра $\lesssim 1$ нс, разрешение в пространстве 1 – 3 мкм, диапазон регистрации 1 – 4 Å). Схема эксперимента дана на рис.1.

Ряд результатов, полученных при токах в нагрузке 80–120 кА, показан на рис.2-4. На первом из них даны два снимка (а,б) взрыва никелевой проволочки диаметром 25 мкм, полученные в одном выстреле. Практически весь объем керна заполнен

¹⁾ e-mail: ivanenk@sci.lebedev.ru

²⁾ D.A.Hammer, Laboratory of Plasma Studies, 369 Upson Hall, Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA.

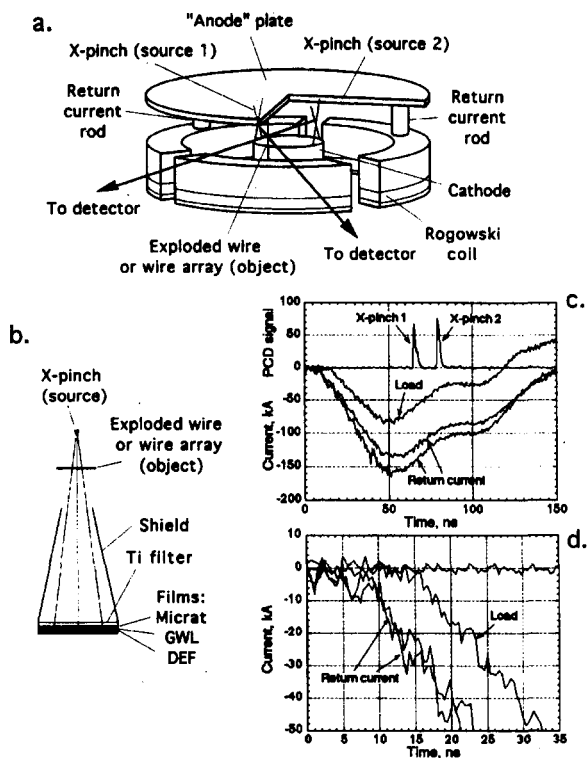


Рис.1. Схема эксперимента, типичные импульсы тока и сигналы поясов Роговского

пенной с явно выраженными пузырями, в ряде мест поверхности на снимке 51 нс видны всплески жидкого металла. Фронт уплотнения вначале находится возле границы керна, затем он сходится к оси, разрушая структуру пены, а после отражения оставляет за собой почти однородную среду. Подобное наблюдается и при взрыве медной проволоочки (рис.2е), но керна здесь толще, а поверхность рыхлее.

Картина аналогична и для пары вольфрам – золото. В вольфраме (рис.3а) макронестабильность (масштаба сотен мкм) границы керн – корона заметнее, чем в меди; в утолщениях керна наблюдается мелкомасштабная (несколько мкм) структура, а также выбросы вещества, слабо поглощающего рентген. В золотой проволочке (рис.3б) эта структура напоминает эластичную трубу с тонкой (иногда, двойной) стенкой, местами разорванной изнутри и заполненной гораздо менее плотным веществом.

В многопроволочных нагрузках крупномасштабные возмущения границ кернов были много меньше, а их развитие во времени замедленно. В качестве примера на рис.4 приведена тенеграмма взрыва четырех вольфрамовых проволочек. Вдоль кернов возмущений практически нет, однако внешние керны примерно на 20–25% толще внутренних, превышая размеры исходных проволочек вдвое. В пространстве между остовами корональная плазма весьма нестабильна, а наиболее ярко выраженная зубчатообразная структура видна вблизи внутренних кернов. Измерения плотности плазмы, выполненные с помощью калиброванного ступенчатого вольфрамового ослабителя [8], показали, что в начале разряда вплоть до 25–35 нс корональная плазма не наблюдалась (порог чувствительности метода составлял несколько процентов исходной массы), затем она становилась заметной и к 45–60 нс достигала 30–50%

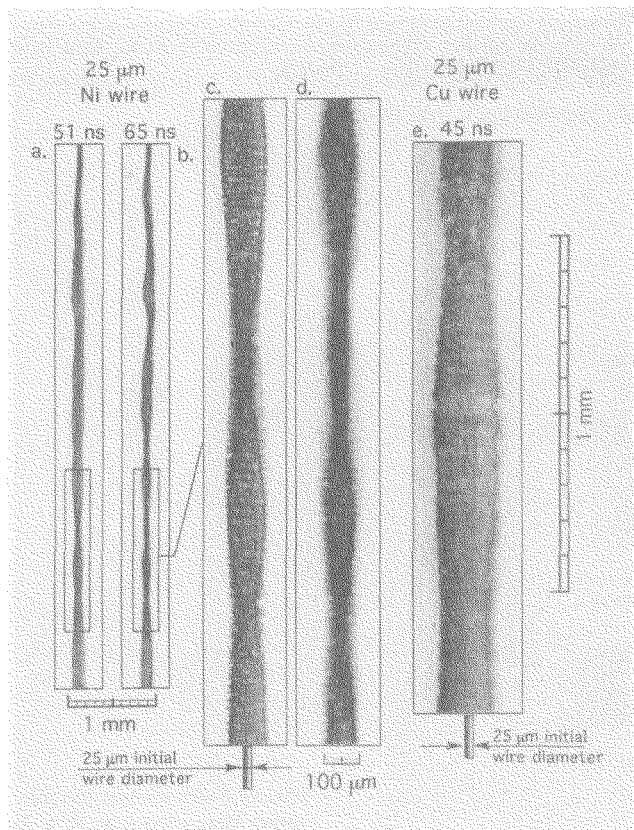


Рис.2. Тенеграммы разрядов через проволочки из Ni и Cu

от начальной суммарной массы нагрузки. Следует заметить, что по оптическим измерениям, как давним [5], так и самым последним [9], плазма в межкернах зазорах примерно к трети времени разряда резко меняет свое поведение. Если в начале разряда она довольно плавно заполняет промежутки с электронной плотностью $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$, то после 30–40 нс возникают резко выраженные плотные струи, направленные от остовов проволочек к центру разряда.

Перейдем к обсуждению. В начале взрыва из-за несовершенств материала и температурной зависимости проводимости тепловыделение неоднородно [1, 7]. Расплавленная центральная часть неравномерно перегревается выше точки кипения и объемно вскипает. Ход процесса зависит от материала проволочки; важны такие параметры, как начальная проводимость, температуры плавления и кипения, степень неоднородности, наличие примесей. По мере развития пенной структуры и пузырей керн повышает оказываемое току сопротивление, а приложенное к нагрузке напряжение продолжает расти. В то же время увеличивающийся в массе окружающий пар расширяется до пробойных уровней плотности. Важно также исходное состояние поверхности. Как только происходит электрический пробой, образующаяся корона перехватывает скиннирующийся ток и омический нагрев в керне исчезает, а накопленная энергия распределяется между жидкостью и паром: керн как бы консервируется в своем состоянии, имея структуру пенного столба. Если бы вложенная до

ухода тока энергия была достаточна для полного испарения вещества, пенная структура быстро бы разрушилась и на месте керна образовался паровой или, при еще большей энергии, плазменный канал. Возможно, это реализуется для легкоплавких и хорошо проводящих проволочек при быстром росте тока.

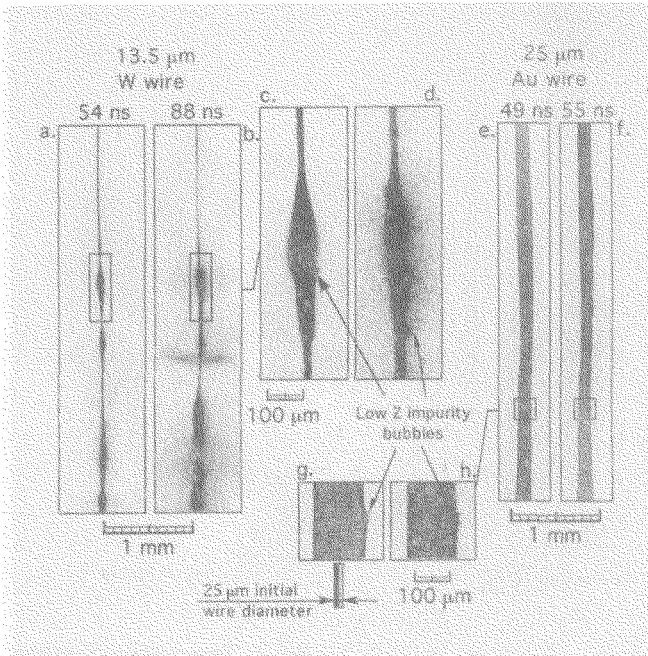


Рис.3. Тенеграммы разрядов через проволочки из W и Au

Дальнейшая судьба керна зависит от того, имеем мы одно- или многопроволочную нагрузку. В последней набегающих на керны волн сжатия нет и kern греется лишь излучением короны, жидкость кипит, пузыри выходят на границу и прорывают ее, выбрасывая струи пара в корону. Но kern сохраняет стабильность, слегка расширяясь и испаряясь с поверхности. Иной процесс в однопроволочной нагрузке: пока kern ожидает прихода волны сжатия короны, пузыри пара приходят в квазиравновесие с окружающей жидкостью, медленно "всплывая" под действием градиента давления в сторону поверхности керна. Далее проявляется структура ударного фронта в керне. Модулированная сосисочной неустойчивостью короны ударная волна проникает в kern неравномерно, и фронт, резко сужаясь по ширине из-за большого перепада плотности, взаимодействует с пузырями. Горячее, за скачком сжатия, вещество сильно излучает, и теперь это определяет структуру фронта в области ширины росселандова пробега квантов. Последние по-разному взаимодействуют с жидкостью и паром, и наличие пузырей вносит дополнительную специфику в радиационную структуру фронта: излучение может греть лишь плотную жидкость, сохраняя почти прежней температуру прозрачных пузырей пара. Но тогда и давление в пузыре будет ниже, чем в пограничной жидкости. Ясно, что это приведет к схлопыванию мелких пузырей, но судьба крупных (больше ширины фронта) может стать иной: интенсивный фронт сжатия, достигая их границы, породит идущую в жидкость волну разгрузки, способствуя усилению испарения. При этом, если энтропия адиабаты разгрузки ниже ее значения в критической точке, сохранится, как это

видно на рисунках, четкая граница фаз. С уходом фронта глубже появится еще и омический нагрев жидкого металла, что и дальше поддержит парообразование. Такой пузырь будет усиленно расти в сторону поверхности керны, в конечном итоге прорывая ее.

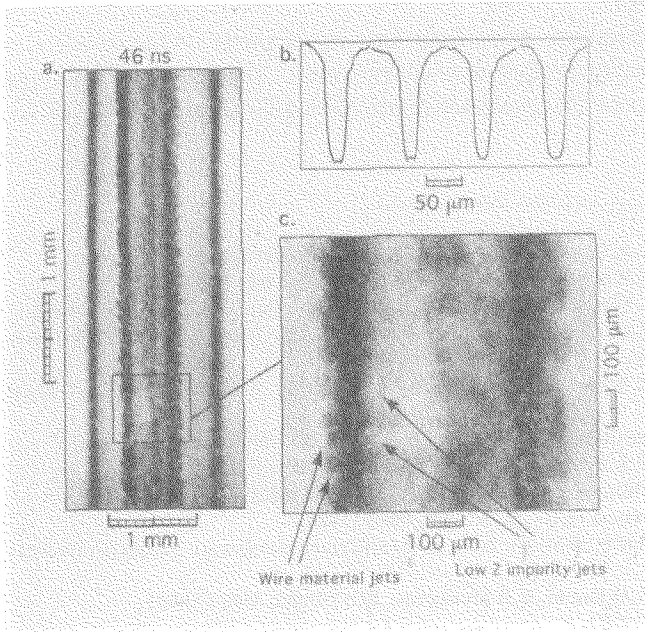


Рис.4. Тенеграммы разряда через 4-проволочную нагрузку

Перейдем к оценкам излучения с фронта сжатия. Хорошо известно [10], что при лучистом теплообмене ширина зоны прогрева ударного фронта дается выражением $\delta \approx \kappa/nD \approx (\Sigma_{SB}T^3/nD)l_R$, где D – скорость фронта, κ – коэффициент радиационной теплопроводности, n – атомарная плотность, Σ_{SB} – постоянная Стефана – Больцмана, l_R – росселандов пробег фотона. В единицах последнего эта ширина определяется отношением радиационного $\Sigma_{SB}T^4$, и гидродинамического, $n\epsilon D$, потоков энергии (ϵ – атомарная внутренняя энергия), которое может быть как меньше, так и больше единицы – до- и сверхкритические ударные волны. Граничный случай определяет критическую температуру $T_* = (nD/\Gamma\Sigma_{SB})^{1/3}$, где Γ – близкий к 1 коэффициент Грюнайзена. Взяв $n \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и $D \approx 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, найдем $T_* = 12 \text{ эВ}$. Для росселандова пробега воспользуемся установленной в [11] оценкой $l_R[\text{см}] \approx 10^{20}T[\text{эВ}]/Z_n n[\text{см}^{-3}]$, записанной нами для малой (в сравнении с зарядом ядра Z_n) ионизации и справедливой для переходов как в непрерывном, так и в дискретном спектре. Взяв $Z_n \approx 30$, получим $l_{R*} = 40 \text{ мкм}$, и $\delta \approx (T/T_*)^3 l_R \approx l_{R*} (T/T_*)^4$ уже при $T = 15 \text{ эВ}$ сравнивается с размером керны $\approx 100 \text{ мкм}$. Здесь сказывается ограничение кумуляции излучением – дальнейшая фокусировка фронта сопровождается ростом не температуры, а плотности [12]. С отражением волны вблизи оси образуются плотные сгустки вещества. Сюда же перемещается максимум температуры, и возникает сильно неравновесная ячеистая среда из горячей жидкости и быстро растущих сравнительно холодных и малоплотных пузырей.

Разумеется, все это требует дальнейших исследований. Сегодня же можно считать установленными такие факты: 1) возникновение перегретого неравновесного состояния при быстром вводе энергии в проводник, 2) образование гетерогенной

структуры керн – корона, 3) объемное вскипание жидкого керна и его переход в квазиравновесное пенообразное состояние, 4) динамическое взаимодействие керн – корона. Временные и пространственные характеристики стадий существенно зависят от параметров исходной нагрузки и темпов начального энерговложения, то есть, в первую очередь, от формы тока.

Авторы благодарны А.Р.Мингалееву за помощь при проведении эксперимента, а также С.Ю.Гуськову и Я.С.Диманту за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной поддержке Сандиевской Национальной лаборатории (Альбукерк, США), контракт AJ-6400.

-
1. Г.В.Иваненков, А.Р.Мингалеев, С.А.Пикуз и др., ЖЭТФ **114**, 1216 (1998).
 2. С.Ю.Гуськов, Г.В.Иваненков, А.Р.Мингалеев и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 531 (1998).
 3. Т.А.Shelkovenko, S.A.Pikuz, A.R. Mingaleev, and D.A.Hammer, Rev. Sci. Instr. **70**, 667 (1999).
 4. S.A.Pikuz, T.A.Shelkovenko, A.R.Mingaleev et al., in: *Pros. of 12-th Int. Conf. on High-Power Particle Beams*, Haifa, Israel (1998).
 5. G.V.Ivanenkov, A.N.Lebedev, S.A.Pikuz, and S.M.Zakharov, Preprint # 210, P.N.Lebedev Phys. Inst., 1989.
 6. S.V.Lebedev, I.H.Mitchell, R.Aliaga-Rossel et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 4152 (1998).
 7. Г.В.Иваненков, А.Р.Мингалеев, Т.А.Новикова и др., ЖТФ **65** (4), 40 (1995).
 8. Т.А.Shelkovenko, S.A.Pikuz, A.R.Mingaleev et al., BAPS **43**, 1908 (1998).
 9. D.Mosher, J.R.Boller, P.P.Hinshelwood et al., BAPS **43**, 1642 (1998).
 10. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М.: Наука, 1966.
 11. В.С.Имшенник, И.Н.Михайлов, М.М.Баско, С.В.Молодцов, ЖЭТФ **90**, 1669 (1986).
 12. И.В.Соколов, УФН **160**(11), 143 (1990).