

04;05;11;12

©1995 г.

ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ ТОНКИХ ПРОВОЛОЧЕК

*Г.В.Иваненков, А.Р.Мингалеев, Т.А.Новикова, С.А.Пикуз,
В.М.Романова, Т.А.Шелковенко*

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

(Поступило в Редакцию 7 июля 1994 г.

В окончательной редакции 7 декабря 1994 г.)

Обсуждается качественная картина тепловых и гидродинамических явлений в процессе электрического взрыва тонких металлических проволочек с чистой и естественно загрязненной поверхностью. Результаты экспериментов по сжатию плазмы, образованной при взрыве таких проволочек в диоде сильноточного генератора БИН (250 кА, 400 кВ, 100 нс), сравниваются между собой, делается вывод о сходстве разрядов через загрязненные проволочки и диэлектрические нити.

Введение

Вот уже двадцать лет электрический взрыв тонких проволочек применяется для создания плазмы в диодах мощных наносекундных генераторов. Популярны одиночные [1] и многопроволочные нагрузки в виде параллельных [2-4] или скрещенных [5,6] проволочек. Последняя конфигурация — X-пинч, выделяющий область перекрестия позволяет локализовать точечный источник линейчатого рентгеновского излучения наносекундной деятельности и получить в перетяжке размера ≈ 100 мкм рекордные параметры плазмы. В естественном желании их повысить решение можно искать на пути очистки поверхности проволочки.

Взрыв чистых проволочек

Суть ее влияния можно понять из анализа превращения металл-плазма в разряде генератора со срезающим предымпульс разрядником. Простейшая модель перехода [7,8], игнорирующая движение вещества и неоднородность нагрева, формируется в виде

$$Cn\dot{T} = \sigma E^2; \quad E = \dot{E}t, \quad \sigma = \sigma_* g(T/\varepsilon_F), \quad \sigma_* = (3\varepsilon_F)^{3/2} / 4\pi m_e e^2 \Lambda.$$

Здесь C — изохорическая теплоемкость, равная 3 и в металле, и в плазме; n — плотность ионов; E — приложенное на фронте напряжения поле; σ — проводимость; ε_F — энергия Ферми; Λ — кулоновский

логарифм; $g(\Theta)$ — функция, описывающая переход от закона T^{-1} проводимости при $\Theta \ll 1$ в металле к закону $T^{3/2}$ при $\Theta \gg 1$ в плазме.

Определим время нагрева $t_* = (12Cn\epsilon_F/\sigma_*E^2)^{1/3}$ и обезразмерим переменные $\Theta = T/\epsilon_F$ и $\tau = t/t_*$. Взяв [4] $g(\Theta) = (1 + 1/15\Theta)(\Theta + 2/5)^{3/2}$, запишем решение нашего уравнения $\Theta' = 12g(\Theta)\tau^2$ в виде

$$4\tau^3 = \int_0^\Theta \frac{d\Theta}{g(\Theta)} = \sqrt[6]{\frac{2}{5}} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 5\Theta/2}} \right) + \frac{\sqrt{3}}{5} \ln \left[\left(\sqrt{\frac{6}{5}} - 1 \right) \times \right. \\ \left. \times \left(\sqrt{\frac{6}{5}} + \frac{1}{\sqrt{1 + 5\Theta/2}} \right) / \left(\sqrt{\frac{6}{5}} + 1 \right) \left(\sqrt{\frac{6}{5}} - \frac{1}{\sqrt{1 + 5\Theta/2}} \right) \right].$$

В области металлической проводимости $g(\Theta) \approx (2/5)^{3/2}/15\Theta$ при малых τ нагрев идет по закону $\Theta \approx (2/5)^{5/4}(4/3)^{1/2}\tau^{3/2}$. Вблизи же $\tau = 1$, фиксируя значение логарифма, медленно меняющегося возле точки минимума проводимости $\Theta_m = 11/90$, выделим особенность $\Theta \approx (2/5)[(1 - \tau^3)^{-2} - 1]$. Она обусловлена положительной обратной связью из-за нелинейной температурной зависимости джоулева тепла и не учитывает сдерживания нагрева потерями на краткую ионизацию и испарение.

Найденное решение показывает, что за время 3–4 нс проволочка типичного радиуса $r_0 = 10$ мкм достигает максимума сопротивления $R = 1/\pi r_0^2 \sigma \approx 2$ кОм/см, после чего нагрев переходит на плазменную ветвь температурной зависимости проводимости. Отвечающая этому максимуму $T = \Theta_m \epsilon_F \approx 0.5$ эВ гораздо ниже энергии Ферми ≈ 5 эВ, а длина пробега электронов имеет боровский масштаб, так что большую часть времени токонеосущие электроны оказываются связаны и исходно металлическое вещество проявляет диэлектрические свойства.

Реальная картина сложнее. Термодинамическая диаграмма состояний удельный объем–давление демонстрирует невозможность исчезновения давления на границе жидкого металла и вакуума. Поэтому с плавлением проводника важную роль приобретает образующийся на поверхности пар, плотность которого спадает до нуля на переднем фронте истечения в вакуум. В примыкающей к фронту испарения $r = r_f$ области металла проявляются эффекты электронной теплопроводности и упругой деформации сжатия, вызванные испарением (охлаждение, реактивное действие потока уходящего пара). Фронт упругого предвестника проникает в однородно нагретый металл с изотермической скоростью звука c_T . Скорость фронта испарения $-\dot{r}_f \approx c_T \exp(-\lambda/T)$, где λ порядка атомной теплоты испарения, для T ниже критической температуры T_c оказывается $\ll c_T$. В этих условиях неплохой оценкой c_T служит ее значение c_0 при $T = 0$, в свою очередь $\approx (\epsilon_F/m_i)^{1/2} \approx 10^5$ см/с. В очень тонких проволочках ($r_0 < c_0 t_* = 3$ мкм при типичном значении $\dot{E} \approx 3 \cdot 10^{13}$ В/см \cdot с) за время $\approx r_0/c_0 < 1$ нс $< t_* \approx 10$ нс упругий предвестник успевает заполнить весь горячий kern металла, после чего его фронт отражается от оси и движется назад, разгружая ранее деформированное плотное вещество. С выходом на поверхность r_f в расширение включается вся масса.

Для $r_0 > 5$ мкм, обычных в эксперименте, $t_* < r_0/c_0$, а зона деформации и масса пара остаются относительно небольшими в течение всего основного времени испарения. Необходимость однородного нагрева лимитирует сверху размер проволоочки толщиной скин-слоя $\delta_s = c(t_*/4\pi\sigma_0)^{1/2}$, где $\sigma_0 \approx 10^{17} \text{ с}^{-1}$ — проводимость холодного металла. В итоге оказывается, что неравенству $c_0 t_* < r_0 < \delta_s$, ограничивающему такой режим, при данном \dot{E} удовлетворяют проволоочки радиуса от 3 до 30 мкм; для самой же скорости роста ЭДС требуется $\dot{E} > (c/c_0)^3 (4\pi\sigma_0)^{-3/2} (\sigma_*/12Cn\epsilon_F)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ В/см} \cdot \text{с}$, а для времени нагрева — $t_* < c^2/4\pi\sigma_0 c_0^2 \approx 10 \text{ нс}$.

В идеале взрыв таких проволоочек завершается плавным превращением при $T > T_c$ токонесущего плотного ядра горячего металла в плотную плазму, окруженную высокими импедансным (до 1 ГОм/см) толстым и гораздо более редким слоем ранее возникшего пара. Испарение и его фронт исчезают, а переход от ядра к пару сглаживается. С приближением t к t_* резко обостряется рост температуры и, когда при $T > m_i r_0^2/t_*^2 \approx 1 \text{ эВ}$ c_T ощутимо превосходит c_0 , фокусировка фронта предвестника ускоряется, завершаясь, пусть и немного, но раньше t_* . Возникающая с отражением волна разгрузки быстро ($\approx 1 \text{ нс}$) пронизывает плотное вещество, затем расширение становится общим, а на его фоне формируется скин-слой, важный для будущего магнитного сжатия плазмы.

Подобная картина чрезмерно идеализирована. Она игнорирует не только поверхностные эффекты, но и возможность объемного вскипания металла. Последняя действительно отсутствует в начале нагрева, когда время развития зародышей (радиус жизнеспособного зародыша $R_* \approx 1 \text{ нм}$) $t_n \approx (R_*/c_T) \exp(\Lambda/T)$ составляет $\approx 100 \text{ нс}$. Однако уже при T около $(1/2 - 2/3)T_c$ ситуация меняется: время t_n становится $< t$, достигая $\approx 1 \text{ пс}$ вблизи T_c . Происходит резкое вскипание металла, существенно меняющее картину взрыва. Ядро расслаивается на две фазы, и идеальнейший нагрев идет вдоль жидкой и паровой ветвей бинадали в направлении критической точки. Процесс теряет осевую (а из-за несимметричного положения зародышей и угловую) однородность: в сечениях с большим содержанием пара импеданс металла оказывается выше и нагрев ускоряется. Образующаяся в окрестности T_c плазма проявляет сильно неидеальные свойства, многие из которых, такие как переход металл-диэлектрик и др. [9], пока еще мало изучены.

Влияние адсорбированной на поверхности примеси

Теперь нетрудно выяснить роль примеси. Она десорбирует еще с твердой поверхности металла, первоначально под действием электронов, затем термически при T не более 0.05 эВ. Образующийся газ, в отличие от движущегося вслед пара имеет заметную ($\approx 1\%$) ионизацию и примерно такую же долю легко ионизирующихся возбужденных атомов. Это позволяет ему шунтировать токонесущий плотный ядро в высокоомной области температур $T \approx \Theta_m \epsilon_F \approx 0.5 \text{ эВ}$: проводимость газа $\sigma_g = e^2 n_e / m_e \nu_{ea}$, определяемая рассеянием электронов на атомах (сечение $\approx 10^{-15} \text{ см}^2$, скорость $\approx 10^7 \text{ см/с}$), сравнима по порядку с имеющейся у ядра $\sigma_{min} = \sigma_g(\Theta_m) = 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (без учета объемного вскипания, еще более снижающего проводимость ядра). Электронный вначале тип десорбции способствует ее инициации у катода, и с

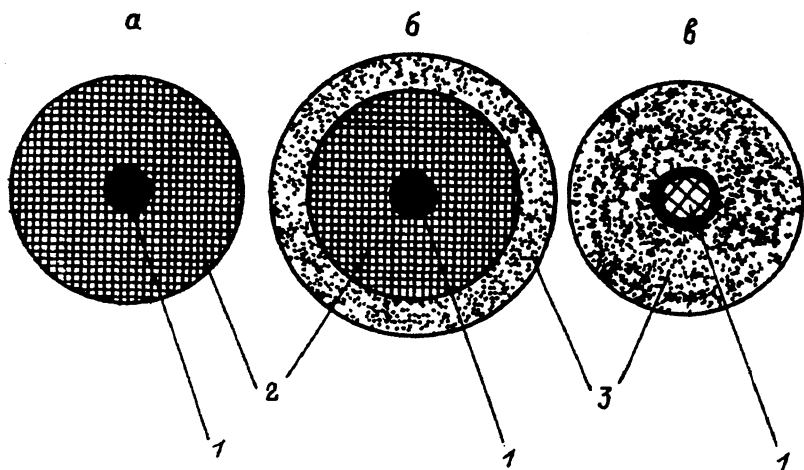


Рис. 1. Сравнение картин взрыва чистого (а) и загрязненного (б) металла и диэлектрика (в).

1 — плотный металлический или диэлектрический kern, 2 — высокоимпедансный пар, 3 — плазма пробоя десорбированного газа.

развитием лавины здесь доминирует рассеяние на ионах с большим сечением $\approx e^4 \Lambda / T^2 \approx 10^{-13} \text{ см}^2$. Драйсеровское поле $E_D = (m_e/e) \nu_{ei, a} \nu_{Te}$ превосходит напряженность E в образующейся у катода плазме, но в газе его значение $0.1-1 \text{ кВ/см} \ll E$. Поэтому режим проводимости в плазме с переходом через фронт лавины сменяется убеганием электронов, их пучок пронизывает газ.

Легко заметить подобие такого хода событий с развивающимся с поверхности разрядом через диэлектрические нити [10]: пар быстро ионизуется, а затем контактирующая с высокоомным kernом плазма прожигает его с поверхности (рис. 1). Но тогда естественно ожидать и проявления родственных черт финальных сжатых состояний плазмы. В частности, подобно разрядам через диэлектрические нити должны наблюдаться асимметрия распределения горячих точек по длине катод-анодного промежутка, вызванная распространением фронта пробоя, и пучки ускоренных электронов. Важно, что плазма взорванной проволоочки в отсутствие десорбированного газа расширяется лишь с выходом волны разгрузки на ее поверхность, тогда как при наличии газа прожигание kernа начинается снаружи еще до фокусировки упругого предвестника на оси. Случайность геометрии пробоя в газе должна вызывать сильную нерегулярность распределения интенсивности прожигания поверхности kernа, что делает разлет не только более ранним, но и весьма неравномерным как по оси, так и по азимуту. Поэтому с очисткой проволоочек естественно ожидать повышения параметров горячих точек.

В эксперименте адсорбированное на поверхности металла вещество удалялось путем предварительного нагрева проволоочки постоянным током до температуры около 500°C . Диэлектрические нити грелись сфокусированным на них ИК излучением вольфрамовой нити накаливания. Для этого применялся эллиптический цилиндрический отражатель. Отметим, что этот метод не позволял греть нити выше 200°C , чем, видимо, и обусловлено отсутствие у нас сколь-нибудь явных различий между картинами взрывов очищенных и неочищенных диэлектрических нитей.

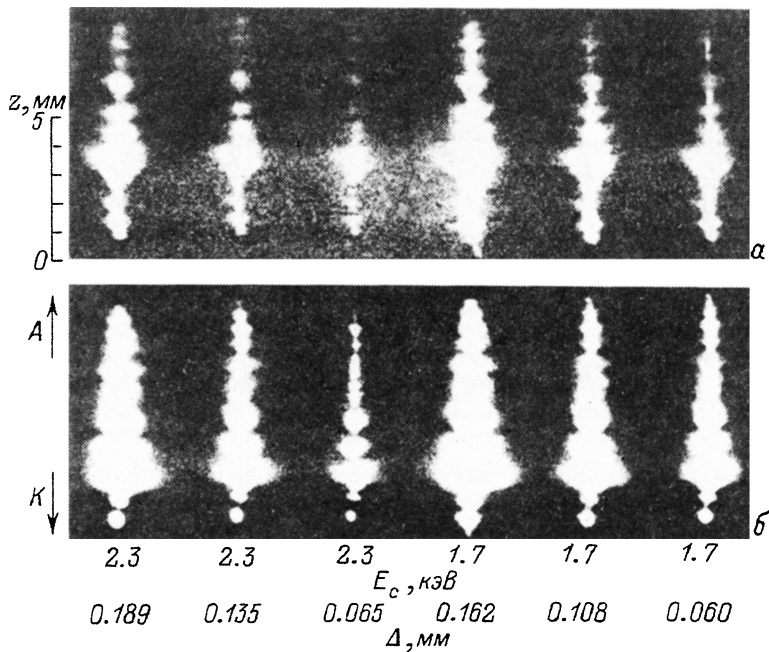


Рис. 2. Шлирен-фотографии взрыва неочищенной проволоки (а) и проволоки, нагретой до температуры 500° (б). Материал проволочек — вольфрам, диаметр 8 мкм.

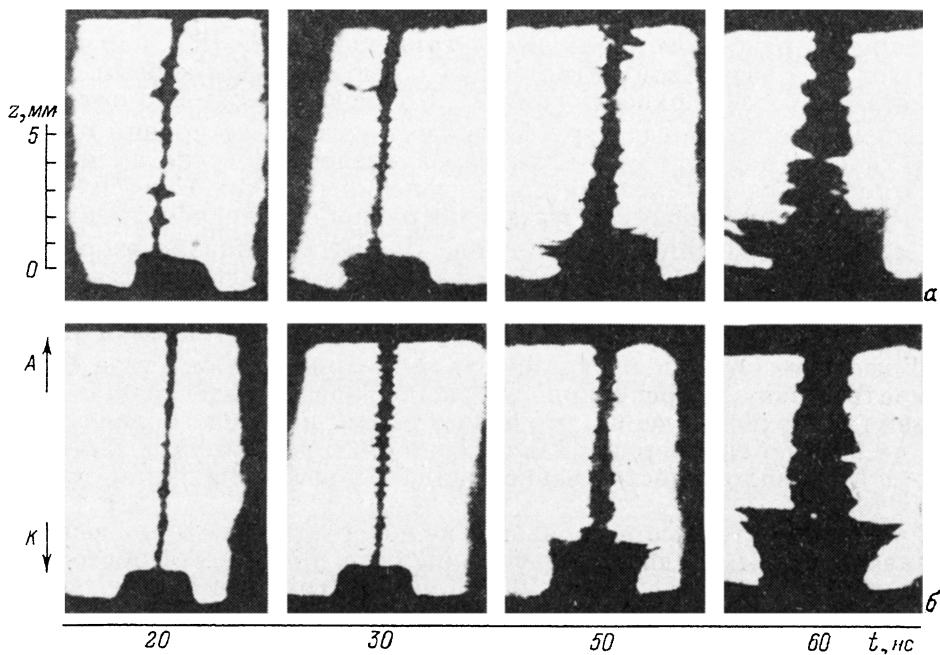


Рис. 3. Обскурограммы взрыва неочищенной проволоки (а) и проволоки, нагретой до 500°C (б). Материал и диаметр те же, что и на рис. 2.

В исследованиях влияния состояния поверхности на взрыв металла использовался сильноточный генератор БИН (250 кА, 400 кВ, 100 нс). В каждом выстреле велись стандартные измерения напряжения на нагрузке и токов до и после диодного промежутка и общего, для оптической регистрации служила шпирен-фотография, а для рентгеновской съемки плазмы в ее излучении энергий 1–10 кэВ — камер-обскура с отверстиями от 100 до 10 мкм, закрытыми различными фильтрами.

На рис. 2 приведен ряд шпирен-изображений взрывов двух вольфрамовых проволочек без очистки (а) и с предварительным нагревом (b). В первом случае с самого начала вокруг проволочки образуется неустойчивая “шуба” с резкими поперечными выбросами плазмы со скоростями, достигающими 10^7 см/с. С нашей точки зрения, ее появление можно связывать со сложной разветвленностью каналов пробоя в газе вокруг ядра. При взрыве же прогретой проволочки возникает достаточно стабильный при разлете плазменный шнур, на фоне которого при дальнейшем сжатии формируются перетяжки. На обскурорамах они проявляются в виде горячих точек, довольно равномерно распределенных по оси пинча с плавно растущим к катоду свечением (рис. 3, b). Напротив, на обскурорамах вхрыва неочищенной проволочки (рис. 3, a) видна значительная концентрация горячих точек возле катода, их характер напоминает взрыв диэлектрических нитей (оптимальных в смысле $[10]$ масс), свидетельствуя о достаточной родственности процессов.

Заключение

Проведенное исследование демонстрирует влияние состояния поверхности на течение процессов образования плазмы при взрыве металлической проволочки. Оно показывает один из путей повышения параметров сжатия перетяжек — использование очистки поверхности от примесей, меняющей характер течения взрыва, что может оказаться полезным для создания источника в исследованиях по рентгеновской спектроскопии высокоразрядных ионов.

Список литературы

- [1] Mosher D., Stephanakis S.J., Vitkovitsky I.M. et al. // Appl. Phys. Lett. 1973. Vol. 23. P. 429.
- [2] Stallings C., Nielsen K., Shneider R. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29. P. 404.
- [3] Burkhalter P., Davis J., Rauch J. et al. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 50. P. 705.
- [4] Баким Р.Б., Дацко И.М., Коростелев А.Ф. и др. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 1109.
- [5] Захаров С.М., Иваненков Г.В., Коломенский А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 1060.
- [6] Qi N., Hammer D.A., Kalanter D.H. et al. // J. Quant. Spectr. Rad. Transfer. 1990. Vol. 44. P. 519.
- [7] Захаров С.М., Иваненков Г.В., Коломенский А.А. и др. Препринт ФИАН. № 240. М., 1984. Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 1145.
- [8] Иваненков Г.В., Новикова Т.А. Препринт ФИАН. № 51. М., 1992.
- [9] Фортвов В.Е., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. Черноголовка, 1984.
- [10] Бартник А., Иваненков Г.В., Карпински Л. и др. Препринт ФИАН. № 30. М., 1990. Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 12. С. 1482.