

Чем инициируется взрыв проводника с током?

В. С. Воробьев¹⁾, С. П. Малышенко⁺, С. И. Ткаченко, В. Е. Фортон

Институт теплофизики экстремальных состояний РАН, 127412 Москва, Россия

⁺Институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 марта 2002 г.

Показано, что взрыв проводника, нагреваемого мощным импульсом тока, инициируется возникновением в слое пересыщенного пара, окружающем жидкий токопроводящий керн, растущих зародышей жидкой фазы. Момент электровзрыва и скорость разлета, определенные по такому сценарию, подтверждены расчетными и экспериментальными данными по нагреву вольфрамового проводника током.

PACS: 64.60.Mу, 64.70.Fх, 65.70.+у

Проводник, нагреваемый мощным импульсом тока, эволюционирует в несколько стадий: медленный нагрев с тепловым расширением и плавлением, нагрев в жидкой фазе (при этом тепловое расширение жидкости сопровождается также испарением с ее поверхности); при некотором энергокладе, недостаточном для полного испарения проводника, наступает момент, после которого резкое увеличение радиуса проводника уже невозможно объяснить только этими эффектами. Гипотезы, связанные с распространением волны испарения с поверхности проволоки и потерей термодинамической устойчивости вследствие перегрева жидкой фазы, не подтверждаются экспериментальными данными и не смогли дать ответ на причину столь быстрого перехода от режима медленного расширения проводника к режиму внезапного возрастания скорости его расширения (см. [1, 2] и содержащиеся там ссылки).

Анализ экспериментальных данных [2] показал, что мелкодисперсная масса, остающаяся после взрыва металла, представляет собой золь, размер частиц которого зависит от момента обрыва тока, причем введенная в проводник энергия всегда меньше энергии, необходимой для полного испарения проволоочки. Если ток не обрывается вплоть до взрыва, характерный размер частиц сопоставим со значением средней длины свободного пробега электрона $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ см. Физическая природа процессов, инициирующих превращение жидкой проводящей проволоочки, окруженной парами, в слабо проводящий золь, быстро расширяющийся в радиальном направлении, оставалась неясной.

В [3, 4] показано, что при быстрых режимах нагрева может иметь место потеря термодинамической

устойчивости двухфазной системы жидкий проводник с током – равновесный с ним пар. При таких режимах жидкая фаза в проводнике с током находится в недогретом до кипения состоянии (вследствие сжатия магнитным полем), а равновесное давление сосуществующего с ней пара превышает давление насыщенного пара (p_s). Система жидкий проводник с током – пар может стать термодинамически абсолютно неустойчивой, если давление пара достигнет предельного значения, соответствующего газовой ветви спинодали. В результате такая двухфазная система безпороговым образом скачком переходит в новое состояние: диспергированные в паре капли жидкости.

Ниже рассматривается пороговый механизм инициирования электровзрыва. На стадии нагрева жидкого проводника с током равновесный с ним пар является метастабильным по отношению к жидкой фазе без тока. Поэтому в нем при достижении некоторого пересыщения возможно спонтанное образование и рост жидких капель. Это может привести к термодинамической неустойчивости системы жидкий проводник с током – пар и ее распаду еще до достижения паром параметров спинодали. Возможность реализации такого распада будет определяться соотношением характерных времен нагрева проводника и времени ожидания возникновения капель критического размера в паре.

На основе полуэмпирического широкодиапазонного уравнения состояния [5, 6], описывающего высокотемпературные фазовые переходы и область метастабильных состояний, исследуется изменение состояний вольфрамового проводника на фазовой плоскости в процессе нагрева его током и находится предельно допустимая степень пересыщения его паров, при достижении которой возникает их спонтанная конденсация в пограничном слое. Показано, что с рос-

¹⁾e-mail: vrbv@mail.ru

том температуры увеличивается вероятность появления крупных капель критического размера. Рост этих капель инициирует резкое увеличение скорости испарения, вследствие чего цилиндрическая форма жидкого проводника становится неустойчивой, проводник дробится на мелкие капли и система превращается в слабо проводящий золь [2]. Определяется момент времени, в который реализуется такой переход для режима нагрева вольфрамового проводника, описанного в [7, 8].

Условие равновесия цилиндрического проводника с током радиуса R с собственным паром, проводимость которого мала по сравнению с проводимостью проводника, имеет вид

$$\mu_g = \mu_l + \int_0^R \frac{f_A}{\rho_l} dr, \quad (1)$$

где μ_g и μ_l – химические потенциалы газа и жидкости, ρ_l – плотность жидкости, интеграл в (1) является потенциалом поля амперовых сил f_A , рассчитанных на единицу массы. Амперова сила направлена к центру проводника и в случае однородной плотности тока j имеет вид $f_A = \mu_0 j^2 r/2$, где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, r – расстояние от оси проводника. Условие (1) дополняется условием равенства давлений по обе стороны от границы раздела фаз. Линеаризация химических потенциалов фаз по давлению $\mu \approx \mu_s + (p - p_s)/\rho$, справедливая при не слишком больших отклонениях от равновесия (индексом “s” отмечены величины, соответствующие равновесию при данной температуре в отсутствие тока), и условие, что плотность жидкости слабо зависит от радиуса проводника, дают

$$(p - p_s)(1 - \rho_g/\rho_l) = \Delta p \frac{\rho_g}{\rho_l}; \quad \Delta p = \frac{\mu_0 j^2 R^2}{4}, \quad (2)$$

где p – давление жидкости и газа, а ρ_g – плотность газа на границе раздела. Из формул (2) видно, что на границе раздела фаз давление жидкости и пара всегда выше значения p_s , отвечающего равновесию в отсутствие тока.

На рис.1 представлены расчетные [7] и измеренные [8] зависимости тока и напряжения от времени, реализующиеся при нагреве вольфрамового проводника. Нагрев происходит при следующих параметрах проводника и цепи: радиус проводника – $a_0 = 0.175$ мм; длина – $l = 8.7$ см; индуктивность – $L = 4.5$ мкГн; емкость – $C = 6$ мкФ; начальное напряжение – $U_0 = 20$ кВ. Стрелочками на рис.1 обозначены: 1 – начало плавления, 2 – завершение плавления, 3 – начало резкого роста радиуса проводника.

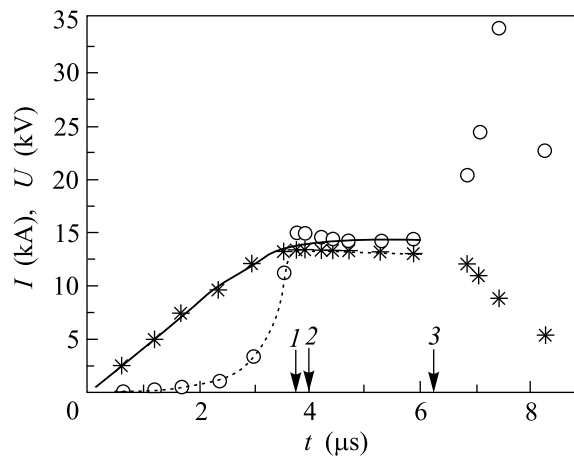


Рис.1. Временные зависимости тока (сплошная линия) и падения напряжения (штриховая) на проводнике, нагреваемом током [7]. Точками обозначены экспериментальные данные [8]

На рис.2 в соответствии с полуэмпирическим уравнением состояния для вольфрама [6] построена фазовая диаграмма давление – химический потенциал при фиксированной температуре. Введены следующие обозначения для линий: b – бинадаль, sl и sg – жидкостная и газовая спинодали; ig и il – изотермы химических потенциалов газа и жидкости. Точкам пересечения линий ig и il соответствует равновесное состояние системы жидкость – газ в отсутствие тока с давлением p_s и химическим потенциалом μ_s . Горизонтальная линия на рис.2b дает значение полного химического потенциала, постоянного по всей системе. Точкой O обозначено состояние проводника на оси (добавка к химическому потенциалу жидкости за счет потенциала амперовых сил равна нулю для этой точки и полный химический потенциал совпадает с потенциалом жидкости), точками l и g – состояния жидкости и газа на границе раздела фаз при давлении p . Видим, что химический потенциал жидкости $\mu_l(p)$ меньше химического потенциала газа $\mu_g(p)$, равно полного химическому потенциалу системы. Баланс сохраняется за счет добавки к химическому потенциалу жидкости потенциала амперовых сил, таким образом, имеет место равенство полных химических потенциалов в обеих средах.

Для определения условий образования капель критического размера в пересыщенном паре, окружающем проводник с током, воспользуемся теорией гомогенной нуклеации [9], согласно которой вероятность возникновения жидкой капельки пропорциональна $\exp(-A/T)$, где A – минимальная работа, необходимая для ее образования, T – температура. Ми-

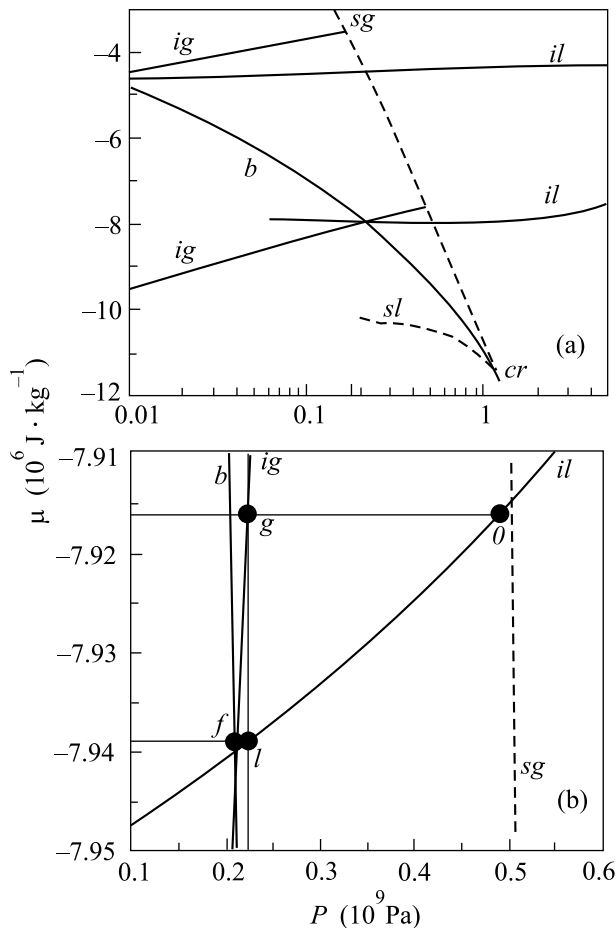


Рис. 2. (а) Фазовая диаграмма вольфрама в плоскости μ - P , построенная в соответствии с уравнением состояния [6]. (б) Фазовая диаграмма вольфрама в увеличенном масштабе

нимальная работа для сферической капельки радиуса a находится из выражения

$$A = 4\pi a^2 \sigma - \frac{4\pi a^3}{3} \left[(p_g - p_s) \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \right], \quad (3)$$

где σ – поверхностное натяжение, p_g – давление в газе. В равновесии с пересыщенным паром, с одной стороны, может быть жидкость проводника с током, с другой стороны, жидкая капелька, образованная сконденсированными парами. Давление и химический потенциал такой сконденсировавшейся капельки и жидкости на оси проводника должны совпадать. Критический радиус и работу по образованию капли критического размера найдем из выражений

$$a_c = 2\sigma/\Delta p; \quad A_c = 16\pi\sigma^3/3(\Delta p)^2, \quad (4)$$

где Δp определяется формулой (2). Поверхностное натяжение $\sigma(T)$ определялось по данным [10].

При температуре $T \sim 10 \div 14$ кК плотность равновесных паров равна $n = (5 \cdot 10^{20} \div 3 \cdot 10^{21}) \text{ см}^{-3}$, равновесная концентрация ионов вольфрама, рассчитанная по формуле Саха, составляет $n_i = (10^{19} \div 1.8 \cdot 10^{20}) \text{ см}^{-3}$, дебаевский радиус $r_d \sim (17 \div 6) \cdot 10^{-8} \text{ см}$, а средняя энергия взаимодействия заряженных частиц на дебаевском расстоянии, отнесенная к температуре, достигает значений ≤ 1.4 , что указывает на заметную неидеальность. Роль заряженных частиц в процессах нуклеации [11] также необходимо учесть на расстояниях, не превышающих дебаевского радиуса, так как поле индивидуального заряда будет проявляться только внутри сферы такого радиуса.

Следуя [12], запишем выражения, определяющие критический радиус и работу, необходимую для образования жидкой капельки критического радиуса на ионе при условии, что размер этой капельки заметно меньше дебаевского радиуса:

$$A_c = 4\pi a_c^2 \sigma - \frac{4\pi a_c^3}{3} \left[(p_g - p_s)(\rho_l/\rho_g - 1) - \frac{3e^2}{8\pi a_c^4} \right], \quad (5)$$

$$(p_g - p_s)(1 - \rho_l/\rho_g) = 2\sigma/a_c - e^2/8\pi a_c^4 = \Delta p. \quad (6)$$

Система (5), (6) имеет два решения. Первое из них соответствует малым критическим размерам, когда каждое из слагаемых в правой части (6) велико по сравнению с их разностью. Тогда $a_c = (e^2/16\pi\sigma)^{1/3}$ является известным решением Рэлея. В этом случае электрическая поверхностная сила уравновешивается силой поверхностного натяжения. Легко показать, что при этом достигается минимум работы A , поэтому капли такого размера устойчивы и фактически являются кластерными ионами, характерными для плазмы паров металлов [13]. Для рассматриваемого нами режима нагрева током вольфрамового проводника при изменении температуры в диапазоне $T \sim 7 \div 14$ кК размер этих капель изменяется незначительно, $a_c = (1.5 \div 3) \cdot 10^{-8} \text{ см}$, и не превышает дебаевского радиуса. Такие “капли” содержат 1–5 атомов.

Решение, когда вторым слагаемым в правой части (6) можно пренебречь, соответствует большим значениям a_c и максимуму функции A . Размер больших капель, отвечающих этому максимуму, в том же диапазоне температур изменяется в пределах $a_c = (9 \div 1) \cdot 10^{-7} \text{ см}$. Поскольку эти значения превышают величины соответствующих дебаевских радиусов, влияние заряда иона на процессы нуклеации для капель такого размера становится несущественным.

При некотором критическом значении степени пересыщения пара величины критических радиусов, соответствующие минимуму и максимуму работы, начинают совпадать, то есть экстремумы зависимости

А от размера зародыша исчезают. При этом жидкие капли всех размеров начинают расти [12]. Степень пересыщения в рассматриваемом режиме нагрева вольфрамового проводника заметно ниже этой критической величины.

Среднее время ожидания появления зародыша τ в объеме метастабильного пара V обычно записывается в следующем виде [9]:

$$\tau = (10^{10} n \exp(-G)V)^{-1}, \quad (8)$$

где $G = A_c/T$ – число Гиббса, n – число центров зародышеобразования в единице объема. Нас интересует время, за которое могут возникнуть капельки критического размера a_c в слое толщиной R_r вблизи границы раздела фаз жидкий проводник–пар, $V = 2\pi R l R_r$ – объем этого слоя, l – длина проводника.

Зародыши малых размеров, образующиеся на ионах, практически всегда существуют, поскольку время их ожидания составляет $\tau_k \sim 0.6$ мкс уже при $T \sim 6$ кК и очень быстро уменьшается с ростом температуры. Зародыши больших размеров становятся устойчивыми при определенной температуре. Когда среднее время ожидания появления такого зародыша будет соизмеримо с характерным временем процесса, в приповерхностном слое паров возникают жидкие капельки критического размера, которые начинают расти. На рис.3 построены зависимости среднего времени ожидания появления зародыша жидкой

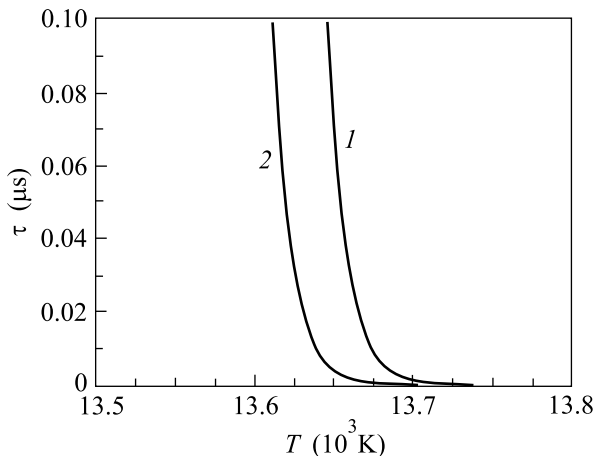


Рис.3. Зависимость времени ожидания появления жидкой капельки от температуры пара: 1 – $R_r = 20a_c$, 2 – $R_r = a_c$

фазы от температуры. Для рассматриваемого режима температура, при которой начинается катастрофически быстрый рост капель большого размера, составляет $T_l \sim 13.6$ кК. Отметим, что значение этой температуры слабо зависит от некоторого произвола в выборе толщины пограничного слоя (в расчетах

принималось $R_r \sim (2 \div 20)a_c$). В соответствие с [6] момент времени, в который эта температура будет достигнута, равен $t = 6.03$ мкс, что совпадает с началом интенсивного расширения проволоочки (стрелка 3 на рис.1).

Допустим, что на цилиндрическом проводнике возникла кольцевая перетяжка радиуса $r_n \ll R$. Покажем, что такая перетяжка облегчает образование зародыша жидкой фазы. Вблизи этой перетяжки равновесное давление паров изменится по двум причинам: уменьшится на величину, равную $2\sigma\rho_g/r_n\rho_l$ вследствие искривления поверхности и увеличится из-за уменьшения радиуса проводника в перетяжке ($R \rightarrow R - 2r_n$), поскольку это вызывает уменьшение локального сечения проводника и соответственно увеличение плотности тока в этом сечении. Суммируя оба эффекта, получаем, что изменение давления паров, связанное с возникновением перетяжки, можно записать в виде $\Delta p' = \Delta p(1 - a_c R/6r_n^2)$. Отсюда следует, что цилиндрическая поверхность проводника становится неустойчивой при образовании капель критического размера, если для радиуса перетяжки выполняется условие $r_n > (Ra_c/6)^{0.5}$, при $T = T_l$ получим $r_n > 10^{-4}$ см.

Итак, система проводник с током – коллапсирующий в жидкие капли пар становится неустойчивой и должна перейти в новое состояние с меньшим значением полного химического потенциала. Минимальным значением химического потенциала до распада обладали состояния жидкого проводника на границе раздела фаз (точка l на рис.2б). После распада полный химический потенциал бестоковой системы жидкие капли – пар должен быть равен этому минимальному значению. Равновесному с такими каплями пару отвечает значение химического потенциала, отмеченное точкой f на рис.2б. Размер капель жидкости после распада a_f оценим по формуле Лапласа $a_f = 2\sigma/\Delta p_f$, где Δp_f – разность давлений между каплями и паром после распада – $a_f \sim 3.5 \cdot 10^{-6}$ см для рассматриваемого режима. Это значение близко к данным экспериментов [14], в которых диаметр частиц вольфрамового высокодисперсного порошка, полученных в результате электрического взрыва проводника, составлял $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ см. Количество капель на единицу длины проводника, возникших после его разрушения, найдем из соотношения $N = 3R^2/4a_f^3$. Избыток энергии пойдет на создание поверхности капель и их кинетическую энергию. Записывая соответствующий баланс, получим

$$\pi R^2 \Delta\mu\rho_l = N \left(4\pi a_f^2 \sigma + \frac{4\pi\rho_l a_f^3 u^2}{6} \right), \quad (9)$$

где $\Delta\mu$ – разность полных химических потенциалов системы до распада и после распада. Тогда скорость разлета каплей после распада можно найти из соотношения

$$u = \sqrt{2\Delta\mu - 3\Delta p_f / \rho_l}. \quad (10)$$

В соответствии с графиком рис.2 $\Delta\mu \approx 2.5 \cdot 10^4$ Дж/кг и $\Delta p_f \approx 0.02$ ГПа, получаем, что начальная скорость разлета каплей составляет $u \approx 200$ м/с. Давление пара в смеси составляет ~ 0.21 ГПа при этом давление окружающей среды в расчетах [7] составляло 0.1 ГПа. Поэтому на заключительном этапе процесса происходит адиабатический разлет двухфазной системы капли – пар (в соответствии с [15], капли размером $a < 10^{-5}$ см находятся в термодинамическом равновесии с окружающим их паром), температура смеси падает на ~ 4 кК, а скорость возрастает на ~ 500 м/с. Таким образом, максимальная скорость адиабатического разлета двухфазной системы достигнет ~ 700 м/с, эта величина близка к экспериментальному значению скорости изменения радиуса проводника, которое в момент времени $t \sim 6$ мкс равно ~ 900 м/с.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований гранты # 99-02-16596, # 99-02-16619, # 00-15-96529.

1. В. А. Бурцев, Н. В. Калинин, А. В. Лучинский, *Электрический взрыв проводников и его применение в*

электрофизических установках, М.: Энергоатомиздат, 1990.

2. С. В. Лебедев, А. А. Савватимский, УФН **144**, 273 (1984).
3. В. С. Воробьев, С. П. Малышенко, ЖЭТФ **111**, 2016 (1997).
4. В. С. Воробьев, А. А. Еронин, С. П. Малышенко, ТВТ **39**, 101 (2001).
5. А. В. Бушман, И. В. Ломоносов, В. Е. Фортов, *Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии*, ИХФЧ РАН, Черноголовка, 1992.
6. С. И. Ткаченко, К. В. Хищенко, В. С. Воробьев и др., ТВТ **39**, 728 (2001).
7. С. И. Ткаченко, К. В. Хищенко, В. С. Воробьев и др., *Эволюция состояний металла при электрическом взрыве проводников*, в сб. *Физика экстремальных состояний вещества-2002*, Черноголовка, 2002, с. 11.
8. С. В. Коваль, Н. И. Кускова, С. И. Ткаченко, ТВТ **35**, 876 (1997).
9. В. П. Скрипов, *Метастабильная жидкость*, М.: Наука, 1972.
10. В. К. Семенченко, *Поверхностные явления в металлах и сплавах*, М.: ГИТТЛ, 1957.
11. В. Е. Фортов, А. А. Леонтьев, ТВТ **14**, 711 (1976).
12. В. С. Воробьев, С. П. Малышенко, ЖЭТФ **120**, 863 (2001).
13. Б. М. Смирнов, УФН **170**, 495 (2000).
14. В. В. Валевич, В. С. Седой, Изв. ВУЗов, Физика № 6, 70 (1998).
15. С. И. Анисимов, Я. А. Имас, В. С. Романов, Ю. В. Ходыко, *Действие излучения большой мощности на металлы*, М.: Наука, 1970.