

## Механизмы разрушения микронных проводников электромагнитным импульсом с субнаносекундным фронтом

С. В. Бархвостов<sup>∇</sup>, М. Б. Бочкарев<sup>∇</sup>, Н. Б. Волков<sup>∇1)</sup>, К. А. Нагаев<sup>∇</sup>, В. П. Тараканов<sup>°</sup>, С. И. Ткаченко<sup>□</sup>,  
О. Р. Тимошенкова<sup>∇</sup>, Е. А. Чингина<sup>∇</sup>

<sup>∇</sup> Институт электрофизики Уральского отд. РАН, 62016 Екатеринбург, Россия

<sup>°</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

<sup>□</sup> Московский физико-технический институт (университет), 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 18 июля 2011 г.

После переработки 31 августа 2011 г.

В работе представлены результаты экспериментов по разрушению проводников микронного диаметра электромагнитным импульсом, генерируемым в неоднородной коаксиальной линии высоковольтным источником напряжения, с субнаносекундным фронтом. Установлена роль электродинамических процессов в поверхностном слое микропроводников и окружающем их пространстве в формировании пространственной структуры плазменного канала и преобразовании энергии источника в энергию излучения. Исследованы спектральные характеристики излучения плазменного канала. Показано, что спектр излучения в момент образования плазменной короны непрерывен. Наиболее интенсивные линии спектра меди (510.554, 515.324, 521.82 нм) появляются спустя  $\sim 3$  нс после образования плазменной короны. По отношению интенсивностей линий спектра получена оценка температуры:  $T_e \sim 0.7$  эВ.

Электрический взрыв проводников является интереснейшим объектом исследований в области физики высоких плотностей энергии. Он широко используется в приложениях, например для получения нанопорошков различных свойств [1–3], а также импульсного электромагнитного излучения в диапазоне длин волн, характерных для вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена [4]. Для этого используются генераторы импульсных токов (ГИТ) большой энергоемкости ( $W > 10$  кДж) и относительно небольших напряжений. Использование генераторов импульсных напряжений (ГИН) с  $W \sim 1$ –10 Дж и зарядным напряжением  $U_0 > 100$  кВ с субнаносекундным временем нарастания напряжения ( $\tau_f$ ) представляет большой интерес для исследования быстротекающих процессов в электронной плазме металлов и нелинейных явлений в квантовой плазме [5, 6], а также эффективности преобразования введенной в проводник энергии в излучение.

В предлагаемой работе представлены результаты исследований особенностей разрушения микропроводников электромагнитным импульсом (ЭМИ) и формирования структуры плазменного канала при разряде ГИН с фронтом импульса напряжения 0.2 нс и энергией 1 Дж.

В наших экспериментах ГИН РАДАН-220 с собственным волновым сопротивлением  $Z_w = 50$  Ом [7]

и  $U_0 = 220$  кВ разряжался на неоднородную коаксиальную линию (см. рис. 1а, показывающий эквивалентную схему установки;  $C_g = 413$  пФ,  $L_g = 103.2$  нГн – емкость и индуктивность ГИН;  $L_k = 378$  мкГн,  $R_k = 81.53$  Ом – индуктивность и сопротивление конструктивной катушки на выходе ГИН) – вакуумную камеру 3 длиной  $l = 15$  см и внутренним диаметром 10 см, в центральную жилу 1 (диаметром 1.5 мм), которой включались проволочки 2 длиной  $l_p = 0.5$ –1.5 см с диаметром  $d_p = 20$ –300 мкм из Cu, Ni или W. Давление  $P$  в камере менялось от  $10^{-4}$  до 760 Торр. С помощью емкостного делителя  $C_{1d}$ – $C_{2d}$  измерялось напряжение на входе камеры. Ток в конце линии измерялся с помощью шунта 4 с полосой пропускания 5 ГГц и  $R_{sh} = 0.4$  Ом. Сигналы с делителя и шунта регистрировались цифровыми осциллографами Tektronix с полосой пропускания 0.5 и 1 ГГц. Оптическое излучение регистрировалось с помощью фотодиода ФЭК-22СПУ-М. Пространственно-временные характеристики канала разряда исследовались с помощью цифровых камер Canon 450D и Canon 5D Mark II, стрик-камер АГАТ СФ-3М, Cordin 173 и трехкадровой скоростной камеры К 001. С помощью спектрографа MS 257 регистрировался спектр излучения (использовались дифракционные решетки с 600 и 2400 штрихами). Его развертка во времени осуществлялась стрик-камерой Cordin 173 с фиксированной длиной щели 20 мм, поз-

<sup>1)</sup> e-mail: nbv@ami.uran.ru

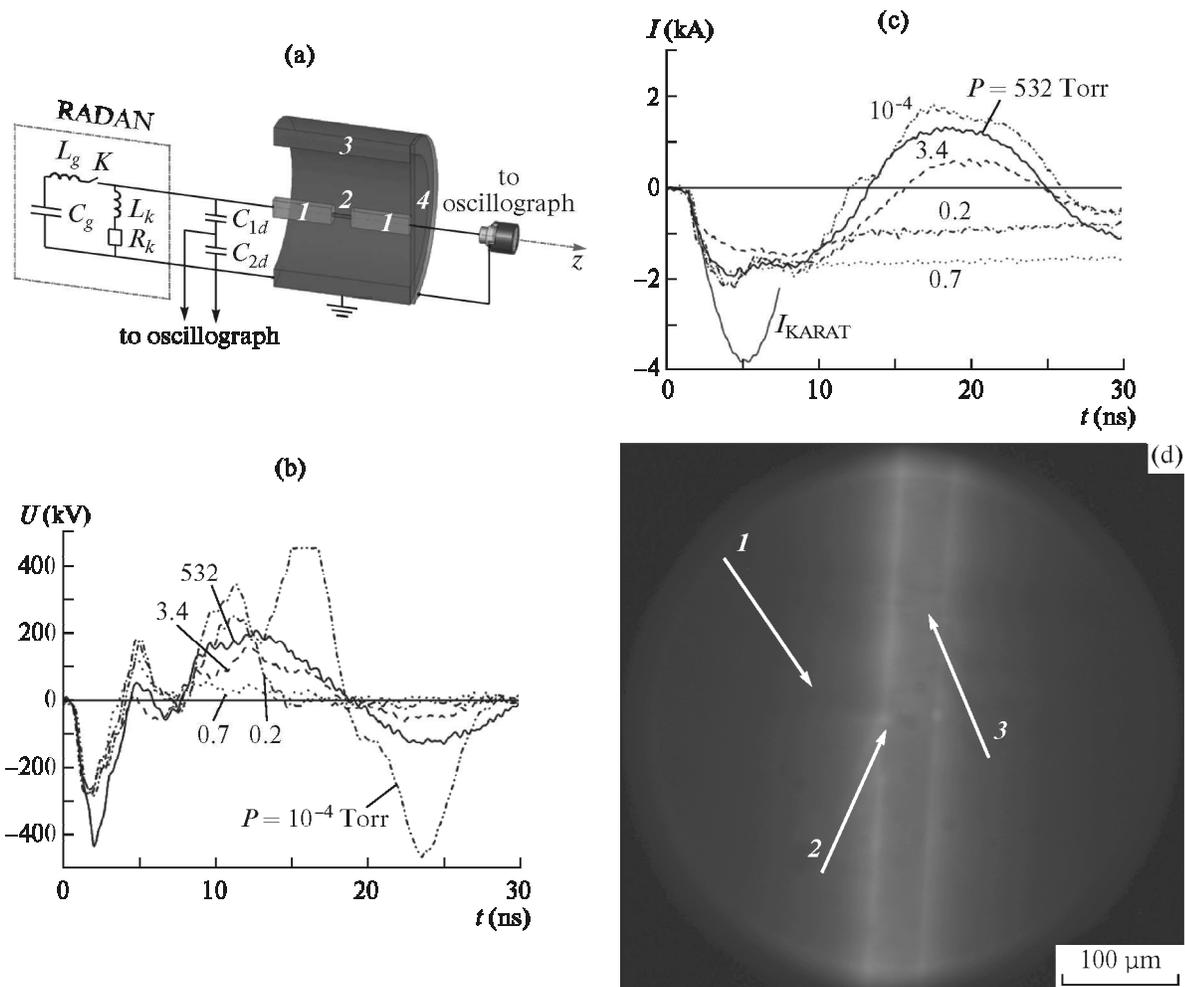


Рис. 1. Эквивалентная схема установки (а) (обозначения см. в тексте). Экспериментальные осциллограммы на-  
пряжения (b) и тока (c) (ток  $I_{\text{KARAT}}$  рассчитан по коду KARAT [8]) при разряде на линию с медной проволочкой  
( $d_p = 20$  мкм) при различных давлениях в камере и  $U_0 < 0$ . Интегральный снимок центральной области канала  
разряда при  $P = 10^{-4}$  Торр и  $U_0 < 0$  (d) (см. текст)

воляющей исследовать спектр в диапазонах длин волн  $\lambda = 200-800$  нм и разверток 1–100 нс/мм.

Субнаносекундный фронт импульса напряжения ( $\tau_f = 0.2$  нс), большие значения радиальной напряженности электрического поля на поверхности микропроводников ( $E_r = 2.4 \cdot 10^7$  В/см на проволочке диаметром 20 мкм в разомкнутой на конце линии), а также сильная неоднородность линии, обусловленная большой разницей в отношениях диаметров центральной жилы 1 и проводника 2 к диаметру камеры 3 (рис. 1а), – отличительные особенности наших экспериментов. Для выяснения влияния этой неоднородности на распространение электромагнитной волны в коаксиальной линии без учета ионизационных процессов был проведен расчет по коду KARAT (решалась система уравнений Максвелла в  $r, z$ -геометрии; для нахождения тока и напряжения в начале и конце ли-

нии использовалась схема, показанная на рис. 1а) [8]. Для снижения вычислительных затрат длина линии была уменьшена до 4.5 см, а диаметры центральной жилы, камеры, медного проводника и его длина сохранены (уменьшение длины линии приводит к снижению времени пробега волны, оставляя неизменными погонные параметры линии). Согласно расчету напряженность электрического поля  $E$  распределена неоднородно по оси проводника и может иметь по длине разные знаки. При этом расчетный ток (кривая  $I_{\text{KARAT}}$  на рис. 1с) имеет вид слабо затухающих гармонических колебаний со слабой модуляцией из-за отраженных от концов линии волн (полупериод модуляции  $t_{\text{mod}} \sim 2t_w = 2l/c = 0.3$  нс).

Экспериментальные кривые напряжения и тока, полученные при разряде ГИН с  $U_0 < 0$  (напряжение на центральной жиле отрицательно относительно за-

земленного корпуса) при ( $10^{-4} \leq P \leq 760$ ) Торр, показаны на рис. 1b и с соответственно. Слабо затухающие колебания кривых тока наблюдаются в эксперименте лишь при ( $76 < P \leq 760$ ) Торр. В диапазонах ( $300 < P \leq 760$ ) Торр и  $P \leq 0.025$  Торр первая полуволна экспериментального тока имеет ярко выраженный провал длительностью  $t_{\text{dip}} \simeq 5$  нс. Поскольку  $t_{\text{dip}} \gg t_{\text{mod}}$ , провал на первой полуволне тока не связан с модуляцией из-за отражения волн от концов и неоднородностей линии. Аналогичный провал с  $t_{\text{dip}} \simeq 4$  нс наблюдается и при разряде на коаксиальную линию с незакороченным проволочкой промежутком при  $P = 760$  Торр. В отсутствие ионизационных потерь форма и амплитуда тока определяются не зависящими от напряжения волновыми характеристиками линии. Провал на кривой тока в линии с незакороченным проволочкой промежутком вызван потерями энергии на образование плазменного канала (пробой промежутка). В этом случае волновые характеристики линии, в частности фазовая скорость волны, будут зависеть от напряжения. По-видимому, и в случае линии с проволочкой в интервале ( $3.4 < P \leq 760$ ) Торр искажение формы кривой тока и снижение ее амплитуды вызваны изменением волновых характеристик линии из-за потерь энергии на образование токопроводящей плазменной короны в результате импульсного коронного разряда. Проволочка в этом интервале давлений будет разрушаться в результате взаимодействия с плазменной короной.

В диапазоне давлений ( $0.7 \leq P \leq 3.4$ ) Торр проволочка либо не разрушается, либо разрушается за счет термомеханических напряжений (остающиеся после эксперимента фрагменты проволочек имеют диаметр, практически равный исходному). Осциллограммы тока по мере понижения давления приобретают форму импульса, характерную для аperiodического разряда конденсатора на активное сопротивление (пунктирная кривая на рис. 1c). При этом почти вся энергия ГИН теряется на ионизационные процессы в остаточном газе и в поверхностном слое проволочки. В диапазоне давлений ( $10^{-4} \leq P < 0.7$ ) Торр проволочка разрушается взрывоподобно. По мере уменьшения давления в камере ( $(2.5 \cdot 10^{-2} \leq P < 0.7)$  Торр) форма импульса тока плавно изменяется от характерной для аperiodического разряда к форме импульса тока, имеющего две-три полуволны разного знака с провалом длительностью  $t_{\text{dip}} \simeq 5$  нс на первой полуволне.

Первый максимум напряжения в области отрицательных напряжений на рис. 1b определяется приходом отраженной с обратным знаком от шунта с  $R_{sh} \ll Z_w$  волны напряжения в момент времени

$t_1 \approx 2t_w \sim 1$  нс. Максимумы напряжения на кривых, соответствующих давлению  $P = 10^{-4}, 0.2, 3.4$  Торр при  $t_2 \sim 5$  нс,  $t_3 \sim 11$  нс,  $t_4 \sim 24$  нс, определяются электродинамическими процессами в камере с изменившимся состоянием проводника. В случае  $P = 0.7$  Торр наблюдается только один максимум напряжения,  $\sim 150$  кВ, после чего напряжение по закону, близкому к экспоненциальному, уменьшается до нуля. Медные проволочки с  $d_p = 20$  мкм не разрушались в интервале  $P = 1.5-1.8$  Торр. При этом формы импульса тока и напряжения были близки к формам, полученным для  $P = 0.7$  Торр.

Оказалось, что при  $P = 10^{-4}$  Торр “толстые” медные ( $d_p = 70$  и  $300$  мкм) и вольфрамовые ( $100$  мкм) проволочки также не разрушаются. При этом форма и длительность первой полуволны тока практически полностью совпадают с формой и длительностью первой полуволны тока, регистрируемой в экспериментах с “тонкими” проволочками диаметром  $20$  мкм (Cu),  $24.5$  мкм (W) и  $25$  мкм (Ni), в которых проволочки разрушались полностью. Это свидетельствует о том, что в случае толстых проволочек токопроводящая плазменная корона, возможно, образуется в результате электрического взрыва поверхностного слоя с толщиной, равной глубине проникновения поперечной электромагнитной волны в металл:  $h_l = c/\omega_{pe} \sim 30$  нм  $\ll d_p/2$  ( $\omega_{pe} \sim 10^{16}$  с $^{-1}$  – электронная плазменная частота; оценки  $h_l$  сделаны нами для меди). В силу малости толщины взорванного слоя концентрация частиц в плазменной короне и толщина переходного слоя между короной и внутренней частью проволочки (керном) малы. Поэтому энергии, выделяемой в переходном слое при прохождении тока, недостаточно для разрушения ядра проволочки. В случае же тонких проволочек энергии, выделяемой в переходном слое между плотным керном и низкоплотной плазменной короной, достаточно для полного разрушения проволочек. На рис. 1d показана с 30-кратным увеличением пространственная структура центральной области канала разряда при  $P = 10^{-4}$  Торр и  $U_0 < 0$  на медную проволочку. Видно, что канал разряда действительно состоит из плазменной короны 1, переходной области 2 и ядра 3.

Проанализируем результаты, полученные при регистрации свечения канала разряда при  $P = 10^{-4}$  Торр на линию с медной ( $d = 20$  мкм), никелевой ( $25$  мкм) и вольфрамовой ( $24.5$  мкм) проволочками длиной  $l_p = 5$  мм (рис. 2). На временных развертках свечения канала разряда (а-с) и кривых фототока (d), полученных при  $U_0 < 0$ , видно, что свечение имеет три вспышки (максимума) излучения. На кривых фототока на рис. 2e, полученных

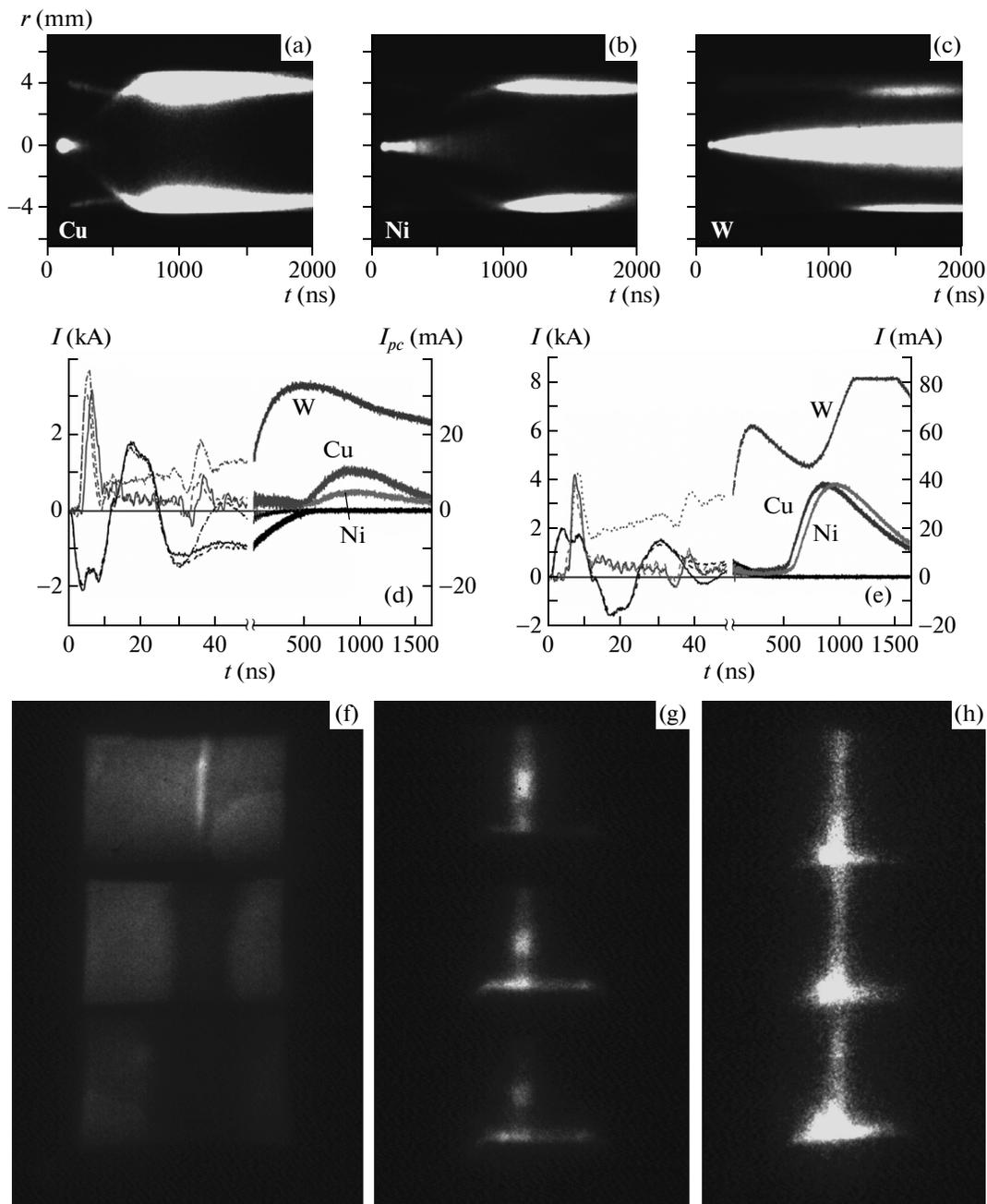


Рис. 2. Временные развертки свечения канала разряда при  $P = 10^{-4}$  Торр и  $U_0 < 0$  на медную (а), никелевую (б) и вольфрамовую (с) проволочки. Осциллограммы разрядного тока (линии черного цвета) и фототока (линии серого цвета) при  $U_0 < 0$  (d) и при  $U_0 > 0$  (e). Трехкадровые снимки канала с различной экспозицией при разряде с  $U_0 < 0$  на медную проволочку (f-h)

при  $U_0 > 0$ , наблюдается четыре максимума. Первая из вспышек возникает в течение первой полуволны тока. Вторая вспышка излучения на рис. 2d и e возникает через  $\sim 40-45$  нс после первой вспышки в результате столкновения разреженной плазмы короны со стенками фторопластовой оправки диаметром

9 мм (скорость расширения плазменной короны, оцененная по разверткам свечения, составляет  $\sim 10^7$  см/с независимо от знака  $U_0$ ).

Третья вспышка излучения в экспериментах с медной и никелевой проволочками возникает через  $\sim 500$  нс после первой вспышки, когда разрядный

ток практически равен нулю в результате столкновения расширяющегося ядра со стенками фторопластовой оправки диаметром 9 мм (рис. 2д и е). Интенсивность излучения в этой вспышке медной плазмы при  $U_0 < 0$  в 2 раза выше интенсивности излучения никелевой плазмы, а при  $U_0 > 0$  они практически равны. Такое поведение кривых фототока связано, по нашему мнению, с различием скоростей расширения плазмы ядра: у медной проволоочки  $v_c \simeq 4.4 \cdot 10^5$  см/с при  $U_0 < 0$  и  $v_c \simeq 6.5 \cdot 10^5$  см/с при  $U_0 > 0$ ; у никелевой проволоочки  $v_c \simeq 2 \cdot 10^5$  см/с при  $U_0 < 0$  и  $v_c \simeq 5.7 \cdot 10^5$  см/с при  $U_0 > 0$  (отношения скоростей  $v_c(\text{Cu})/v_c(\text{Ni}) = 2.2$  при  $U_0 < 0$  и  $v_c(\text{Cu})/v_c(\text{Ni}) = 1.14$  при  $U_0 > 0$ ). При использовании более широких оправок с  $h = 15\text{--}18$  мм мы получили существенное уменьшение интенсивности третьей вспышки. Наблюдаемый примерно через 500 нс после первой вспышки максимум излучения вольфрамовой плазмы (практически равный максимуму излучения первой вспышки при  $U_0 < 0$ , см. рис. 2д и в  $\sim 1.5$  раза больший при  $U_0 > 0$ ) не связан со столкновением расширяющегося ядра со стенками оправки в силу малости скорости расширения:  $v_c \simeq 7.9 \cdot 10^4$  см/с при  $U_0 < 0$  и  $v_c \simeq 3.4 \cdot 10^5$  см/с при  $U_0 > 0$ . Максимум излучения, который вызван столкновением плазмы ядра вольфрамовой проволоочки со стенкой оправки, наблюдается лишь в разряде с  $U_0 > 0$  при  $t \sim 1250$  нс (рис. 2е). Рисунки 2с–е показывают, что интенсивность излучения плазменной короны у вольфрамовых проволоочек начинает возрастать сразу же после первой вспышки. Это связано с более высокой эффективностью преобразования энергии ГИН в излучение вольфрамовой проволоочки по сравнению с медной и никелевой проволоочками, обусловленной в том числе существенным различием их электронной структуры. Согласно рис. 2д и е интенсивность излучения плазмы при  $U_0 > 0$  больше, чем при  $U_0 < 0$ , для всех используемых металлов (особенно это заметно для вольфрамовых проволоочек). Замеченный эффект полярности связан, по-видимому, с эмиссией электронов с поверхности проволоочки при  $U_0 < 0$ , которая при  $U_0 > 0$  отсутствует. Вследствие этого эффективность ввода энергии в проволоочки на первых (с момента начала тока) трех наносекундах при  $U_0 > 0$  выше, чем при  $U_0 < 0$ .

Отметим, что время нарастания тока на рис. 2д и е до провала и время спада после него составляло 3 нс. Длительность импульса фототока, соответствующего первой вспышке, у основания равна длительности провала тока и также практически не зависит от материала и полярности  $U_0$ . Од-

нако амплитуда импульса фототока зависит как от материала (амплитуда фототока максимальна у вольфрамовой проволоочки), так и от полярности  $U_0$ .

Теневой трехкадровый снимок (рис. 2ф), полученный при  $P = 10^{-4}$  Торр и  $U_0 < 0$  с экспозицией кадров  $t_{\text{exp}} = (25, 31, 32)$  нс, и аналогичные снимки собственного свечения разряда при  $t_{\text{exp}} = (3.6, 3.3, 3.0)$  нс (рис. 2г) и  $t_{\text{exp}} = (0.8, 0.8, 0.8)$  нс (рис. 2h) свидетельствуют о неоднородности параметров плазмы по длине и радиусу канала и связи первой вспышки свечения с образованием плазменной короны. Действительно, из рис. 2ф видно, что собственное свечение наблюдается только на первом (верхнем) кадре (длительностью 25 нс). На последующих (среднем и нижнем) кадрах видны теневые изображения плотного расширяющегося ядра. На рис. 2г и h отчетливо видно, что структура канала разряда неоднородна как по длине, так и по радиусу. Принимая во внимание длительности этих снимков, 182.5 (ф), 13.8 (г) и 3.35 (h) нс, и интенсивности изображений на них и сопоставляя их с временной зависимостью фототока (рис. 2д) и хронограммой (рис. 2а), можно сделать вывод о том, что изображения рис. 2г получены в диапазоне времени, соответствующем первой полуволне тока, а изображения рис. 2h – в моменты провала на временной зависимости тока. В более поздние моменты времени интенсивности собственного свечения плазмы вблизи оси разряда недостаточно для получения изображений. Кроме того, заметное уменьшение тока на первой полуволне можно объяснить потерями энергии на ионизацию плазмы, излучение которой и видно на рис. 2h по всей длине канала.

На рис. 3а приведен интегральный снимок спектра излучения медной плазмы в диапазоне длин волн  $\lambda = 500\text{--}540$  нм, полученный при  $P = 10^{-4}$  Торр и  $U_0 < 0$ , а на рис. 3б показана его развертка во времени, полученная со скоростью 2 нс/мм. Совместный анализ трехкадровых снимков, кривых фототока и результатов регистрации спектров и их разверток позволяет сделать вывод о том, что первая вспышка излучения возникает в момент образования плазменной короны и имеет непрерывный спектр. Наиболее интенсивные линии спектра меди,  $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) = (510.554, 515.324, 521.82)$  нм, соответствующие оптическим переходам [9] ( ${}^2D \rightarrow {}^2P^0$ ,  ${}^2P^0 \rightarrow {}^2D$ ,  ${}^2P^0 \rightarrow {}^2D$ ), появляются не ранее чем через 10–11 нс с момента регистрации шунтом тока, т.е. примерно через 3–4 нс после провала на первой полуволне тока. Оценка температуры электронов  $T_e$  по отношению интен-

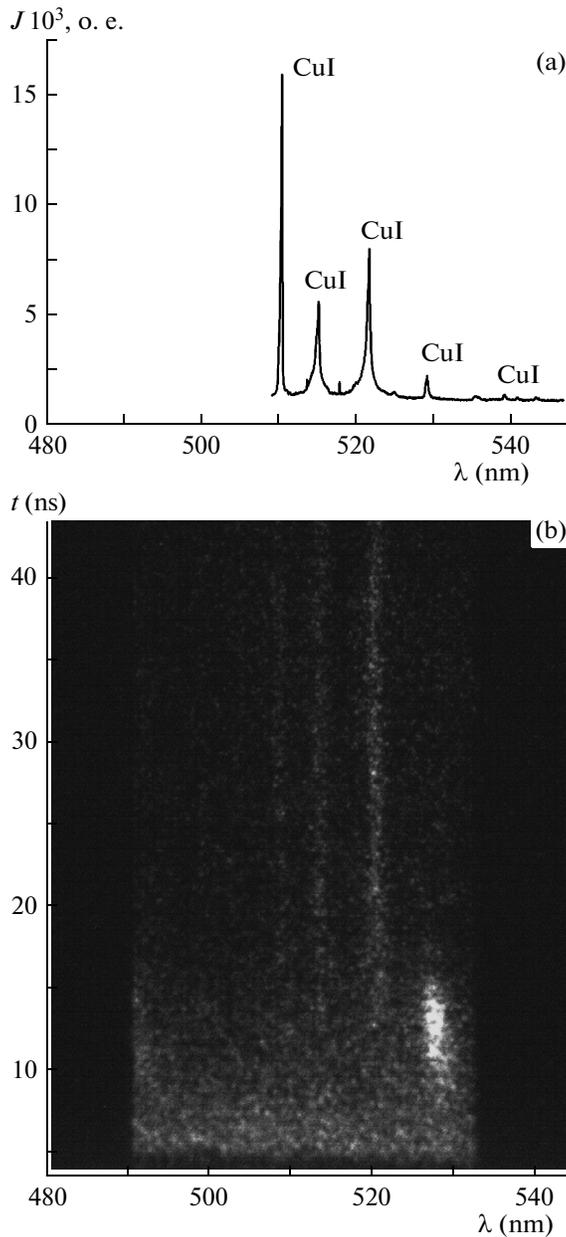


Рис. 3. Интегральный спектр излучения медной плазмы, полученный в разряде с  $P = 10^{-4}$  Торр и  $U_0 < 0$  (а), и его развертка во времени (б)

сивности линий  $I_1/I_2$  была проведена по формуле [10]

$$kT_e = \frac{(E_{ex,1} - E_{ex,2}) \log e}{2 \log(E_{ph,1}/E_{ph,2}) + \log[(gf)_1/(gf)_2] - \log(I_1/I_2)} \quad (1)$$

Здесь  $e$  – основание натурального логарифма;  $E_{ex,i}$ ,  $E_{ph,i}$ ,  $(gf)_i$ ,  $I_i$  ( $i = 1, 2$ ) – энергия возбуждения, энергия фотона, сила осциллятора и интенсивность (число фотонов), соответствующие  $i$ -му уровню. При оцен-

ке температуры по отношению интенсивностей  $I_1/I_2$  использовалась аналогичная формула. Силы осцилляторов в (1) находились через частоты  $A_{ki}$  (“i”, “k” – начальное и конечное состояния) переходов по формуле [9]

$$g_i f_{ik} = 1.499 \cdot 10^{-8} \frac{A_{ki}}{10^8} \lambda^2 g_k \quad (2)$$

( $g_k = 2J_k + 1$  – вырождение конечного состояния;  $[A_{ki}] = c^{-1}$ ,  $[\lambda] = \text{Å}$ ). Используя значения  $A_{ki}$  из [9] находим значения  $\log(g_i f_{ik})$  для анализируемых переходов:  $\log(gf)_1 = -1.505$ ,  $\log(gf)_2 = -0.0198$ ,  $\log(gf)_3 = 0.264$ . Используя значения энергии возбужденных уровней из [9],  $E_1 = 3.82$ ,  $E_2 = 6.19$ ,  $E_3 = 6.19$  эВ, рассчитанных сил осцилляторов и экспериментальные значения интенсивностей, получаем:  $T_{12} = T_{13} = 0.68$  эВ. По денситограммам интенсивности указанных линий, полученным по развертке спектра в моменты  $t = 20, 30, 40$  нс оценено изменение  $T_e$  во времени:  $T_{12}(20) = 0.88$  эВ,  $T_{13}(20) = 0.78$  эВ;  $T_{12}(30) = 0.69$  эВ,  $T_{13}(30) = 0.82$  эВ;  $T_{12}(40) = 0.67$  эВ,  $T_{13}(40) = 0.81$  эВ, а также среднеарифметические значения:  $T_e(20) = 0.83$  эВ;  $T_e(30) = 0.76$  эВ;  $T_e(40) = 0.74$  эВ. На основании выполненных оценок и результатов регистрации излучения ФЭК (рис. 2d, e) можно сделать вывод о том, что основной нагрев плазмы осуществляется на первых 40 нс разряда. Роль же последующих физических процессов сводится к поддержанию ее температуры на уровне  $T_e \approx 0.7$  эВ.

На временных развертках спектра в экспериментах с никелевой проволочкой видно, что наиболее яркая линия однократно заряженного иона с  $\lambda = 230$  нм появляется через несколько наносекунд после первой вспышки излучения. Атомарные линии в свечении никелевой плазмы появляются на поздних стадиях разряда. Они связаны, по нашему мнению, с рекомбинацией плазмы ядра никелевой проволочки. Спектр излучения плазменной короны в экспериментах с вольфрамовыми проволочками, как показывают фотографии спектра и его временных разверток, квазинепрерывен, что согласуется с хронограммой (рис. 2c) и кривыми фототока на рис. 2d и e.

Следует отметить, что в наших экспериментах форма первой полуволны тока при  $P = 10^{-4}$  Торр практически не зависит от материала и диаметра проводника (см. рис. 2d и e). Аналогичное поведение первой полуволны тока у проволочек из различных металлов наблюдалось в экспериментах [11], где использовался ГИТ с  $W = 2$  Дж и  $U_0 = 17.5$  кВ. Длительность первой полуволны тока в [11] составляла 500 нс, а у нас она равна 11–12 нс. Автор [11]

связывает такое поведение первой полуволны тока с пробоем углерода, десорбированного из проволочек. Время до пробоя в [11] составляло для медных проволочек  $\sim 90$  нс. В наших экспериментах провал на первой полуволне тока возникает спустя 3 нс после начала. Оценки, сделанные нами в рамках одномерной магнитной гидродинамики с использованием экспериментального тока в предположении, что неоднородности по углу и длине отсутствуют, а весь ток протекает по проволочке, показывают, что к  $t = 3$  нс вольфрамовая проволочка практически не расширилась, а ее температура составляет всего 1500 К. Этой температуры, как показывают наши оценки по [12], недостаточно для испарения и поверхностной ионизации адсорбированных на поверхности проволочки атомов углерода и водорода.

Можно, по-видимому, снять отмеченные противоречия, если предположить, что при численных расчетах режимов взрыва, соответствующих нашим экспериментам, неприменима однотемпературная одножидкостная МГД-модель, а структура канала разряда формируется в результате электрического взрыва поверхностного слоя проволочки, важную роль при котором играют эмиссионные процессы в сильном радиальном электрическом поле. На это указывает чувствительность экспериментальных данных к полярности приложенного напряжения.

Таким образом, нами показано, что разрушение микропроводников электромагнитным импульсом с субнаносекундным фронтом определяется электродинамическими процессами, протекающими в их поверхностном слое и окружающем пространстве. Установлено существование интервала давления ( $0.7 < P \leq 3.4$ ) Торр для медных проволочек с  $d_p = 20$  мкм), в котором микропроводники не разрушаются или разрушаются термомеханическими напряжениями. При давлениях, больших указанного интервала, вокруг проволочек в результате импульсного коронного разряда образуется плазменный канал, энергетический обмен с которым приводит к их разрушению. При давлениях, меньших указанно-

го интервала, проволочки разрушаются в результате электрического взрыва поверхностного слоя металла. Канал разряда имеет сложную структуру: плазменную корону, плотный kern и переходный слой между ними.

В заключение считаем своим долгом поблагодарить Ю.Г. Калинина, Ю.В. Матвеева, А.Г. Русских и А.П. Яловца за стимулирующие обсуждения. Работа поддержана РФФИ (проект # 10-08-00691-а) и Президиумом УрО РАН (проекты # 09-С-2-10002, 09-П-2-1003 и 09-П-2-1016), а также Советом по грантам при Президенте РФ (проект # МД-4049.2010.2).

1. Yu. A. Kotov, J. Nanoparticle Research **5**, 539 (2003).
2. V. S. Sedoi and Y. F. Ivanov, Nanotechnology **19**, 14510 (2008).
3. Н. Б. Волков, А. Е. Майер, В. С. Седой и др., ЖТФ **80**(4), 77 (2010).
4. M. A. Liberman, J. S. De Groot, A. Toor, and R. B. Spielman, *Physics of High-Density Z-Pinch Plasmas*, N.Y.: Springer, 1999.
5. В. П. Жуков, Е. В. Чулков, УФН **179**, 113 (2009).
6. П. К. Шукла, Б. Элиассон, УФН **180**, 55 (2010).
7. Г. А. Месяц, М. И. Яландин, УФН **175**, 226 (2005).
8. V. P. Tarakanov, *User's Manual for Code KARAT*, Springfield, VA: Berkley Research Associates, Inc., 1992.
9. J. E. Sansonetti and W. C. Martin, *NIST Handbook of Basic Spectroscopic Data* [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/coppertable3.htm>. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2009.
10. *Plasma Diagnostics* (ed. by W. Lochte-Holtgreven), Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1968, Chapter 3 [Перевод: *Методы исследования плазмы* (под ред. В. Лохте-Холтгрёвена), М.: Мир, 1971, Гл. 3].
11. M. D. Johnston, *Ionization Dynamics of a Single Wire Z-Pinch*, PHD Thesis, Michigan: The University of Michigan, 2004.
12. Э. Я. Зандберг, Н. И. Ионов, *Поверхностная ионизация*, М.: Наука, 1969.