

СПОНТАННАЯ СУБНАНОСЕКУНДНАЯ ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ МЕТАЛЛОВ В ПОСТОЯННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

А.М. А в и л о в, В.Д. В о л о в и к

При изучении эффектов перезарядки изолированного подвижного металлического электрода, расположенного между высоковольтными обкладками вакуумного конденсатора, были обнаружены спонтанные субнаносекундные импульсы электронного тока, предшествующие и сопровождающие рождение вакуумной искры и разлет ее плазмы [1]. Однако очевидные трудности методического характера не позволили тогда измерить вольт-амперную характеристику (ВАХ) спонтанной субнаносекундной эмиссии электронов (ССЭЭ) в постоянных электрических полях.

Настоящая работа посвящена изучению ВАХ ССЭЭ, возникающей на подвижном электрически изолированном электроде [1], выполненном в виде медного шарика массой 4.5 г, расположенном на подвесе из тонкой пластинки слюды между медными обкладками конденсатора. Между обкладками конденсатора может быть создано разряжение $\sim 10^{-6}$ торр или может поддерживаться давление таких газов как азот, воздух, фреон на уровне 200–800 торр. Разность потенциалов между обкладками-электродами создавалась источником высокого напряжения типа ИВН-100, так что на разрядном электроде потенциал был положительным. Импульсы ССЭЭ регистрировались стробоскопическим осциллографом С7-11 после прохождения поляризационного СВЧ-аттенюатора типа ДЗ-33А, полоса пропускания которого составляет 8.5–12.5 ГГц. Длина коаксиального кабеля, подключенного к ДЗ-33А, составляла 0.6 м. Полоса пропускания ограничивалась частотой 8.5 ГГц, близкой к границе чувствительности С7-11. Для определения расстояния между полюсом шарика и поверхностью разрядного электрода, при котором возникают импульсы ССЭЭ, измерялось время запаздывания акустического импульса от „соударения“ шарика с разрядным электродом по отношению к моменту возникновения между ними искры. Акустический сигнал принимался пьезодатчиком, выполненным на основе керамики ЦТС-19, укрепленным через линию задержки к тыльной поверхности разрядного электрода. Полоса пропускания акустического приемника составляла ~ 3 МГц. Измерения проведены на осциллографе С1-75.

Результаты измерения ВАХ ССЭЭ представлены на рис. 1, а данные о времени запаздывания „соударения“ шарика с разрядным электродом по отношению к искровому пробое промежутка показаны на рис. 2. Кривые 1 на этих рисунках относятся к измерениям,

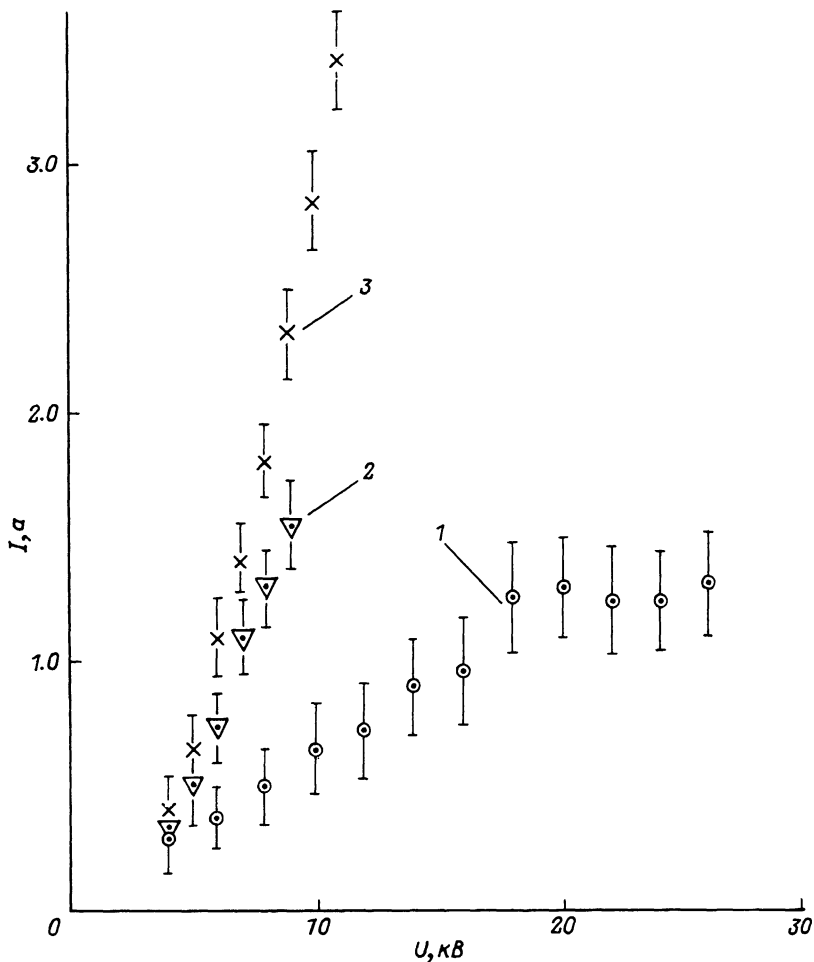


Рис. 1.

приведенным в вакууме, а кривые 2 и 3 соответствуют измерениям в азоте и фреоне-22.

На участке роста тока ССЭЭ в вакууме в интервале разностей потенциалов между электродами $U = 4-18$ кВ наблюдаемую зависимость между величиной тока I и U можно представить в виде $I \sim U^{\gamma}$, $\gamma = 0.75$. Затем в интервале $U = 18-20$ кВ наступает насыщение тока, и его величина перестает зависеть от U . Такое поведение ВАХ ССЭЭ в вакууме, отличное от закона „3/2“ [2], можно объяснить нестационарностью процесса эмиссии электронов при резко неоднородном электрическом поле. Резкий рост тока при

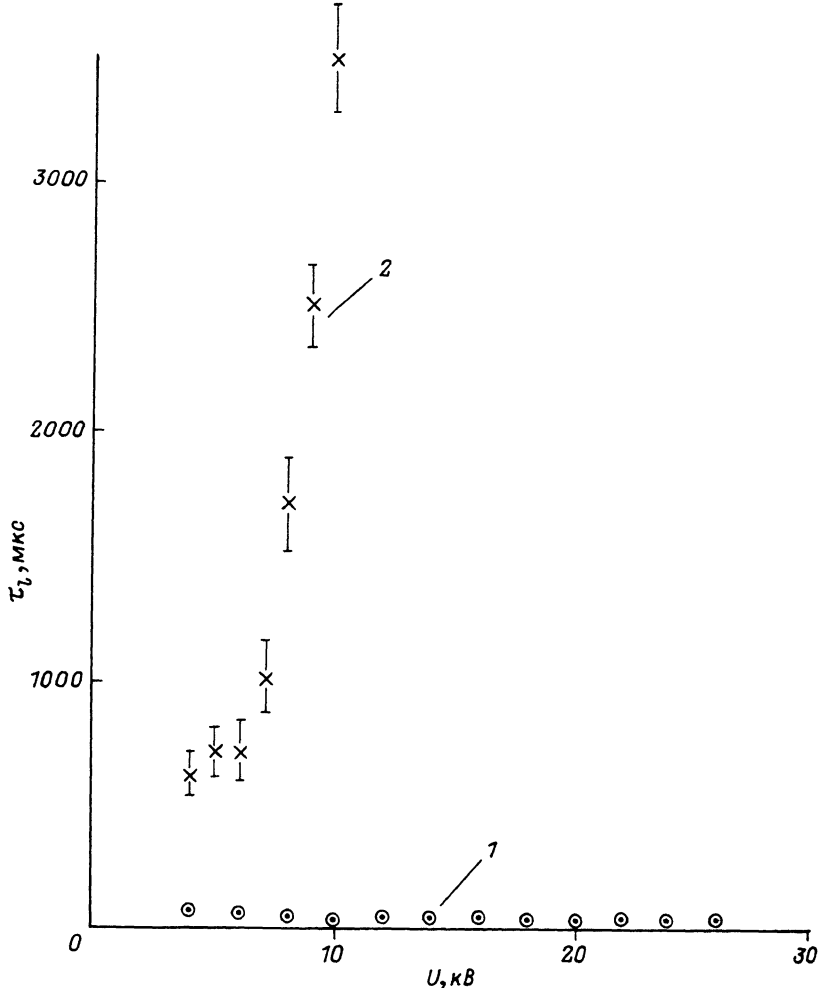


Рис. 2.

ССЭЭ приводит к тому, что электроны „не успевают“ перемещаться к области эмиссии. Резкая неоднородность поля приводит к возникновению вблизи эмиссионного центра плотного облака электронов малых энергий, экранирующих его от проникновения электрического поля. Если излучение импульсов ССЭЭ происходит из эмиссионного центра шарика, находящегося на расстоянии X_0 от разрядного электрода, а разность потенциалов между ними U_0 , то длительность их фронта $t_f = X_0(m/2eU)^{1/2}$ обусловлена временем прохождения электронов (m – масса покоя электрона, e – заряд его) от

поверхности шарика до разрядного электрода. Если t_f сравнимо со временем прохождения электронов через потенциальный барьер $\sim \delta/s$ (s — скорость звука в металле, а δ — ширина потенциального барьера), то силовые линии электрического поля замкнутся на вышедшее за время t_f облако электронов, и поле в данном активном центре резко уменьшится. Для того, чтобы доказать роль объемного заряда в экранировке поля на активном центре шарика, изучались ВАХ ССЭЭ в плотных газах. Если положить зависимость I от U в виде $I \sim U^\gamma$, то для азота при давлении 760 торр $\gamma \approx 1.85$, а для фреона $\gamma \approx 2.1$. Таким образом не только компенсируется объемный заряд, но и за счет ударной ионизации [3] резко нарастает величина тока. Регистрируемые импульсы ССЭЭ в газах не удлиняются из-за действия фотоионизационного механизма „передачи“ электронов от подвижного электрода к разрядному [3], возникающему в полях $E \geq 10^8$ В/см. В полях такой величины в законе Фаулера–Нордгейма существенным является зависимость автоэмиссионного тока I от квадрата напряженности электрического поля E , т.е. $I \sim E^2$ [4]. Так как $E = 4\pi Q/\pi r_o^2$ где Q — величина заряда на поверхности эмиссионного центра шарика, а r_o — радиус этого центра, то $I \sim Q^2$. Отсюда следует оценка длительности импульса t ССЭЭ: $I = dQ/dt \sim Q^2$ и $t \sim |Q^{-1}|$. Полагая, что зарядка шарика обусловлена взрывной эмиссией микроострий на зарядном электроде [5], т.е. $Q \sim U^2$, а $t \sim U^{-2}$. Из работы [1] косвенно следует, что длительность импульсов ССЭЭ в вакууме не превышает времени электрон-фононной релаксации $t \lesssim t_{ef} = dc/j^2 \chi_o$ [6]. Здесь j — плотность тока, χ_o — температурный коэффициент удельного электросопротивления, d — плотность, c — удельная теплоемкость металла шарика. При минимальной плотности тока $j = j_{min} = en_s$, равной для меди $j_{min} \approx 5 \cdot 10^8$ А/см², $t_{ef} \approx 6 \cdot 10^{-11}$ с. Здесь n — плотность электронов проводимости в металле шарика. Для характерных расстояний $x_o \approx 3 \cdot 10^{-3}$ см ближайшей точки поверхности шарика от разрядного электрода в вакууме, при $U_o = 3$ кВ и $t_f \approx 9 \cdot 10^{-13}$ с. Таким образом, $t_f \ll t \lesssim t_{ef}$.

Возникновение интенсивной ССЭЭ в металлах связано с превышением энергии, сообщаемой электронам в поле E_c работы выхода W , разной для различных ориентаций кристаллитов на поверхности шарика, для зон инородных включений. ССЭЭ начинается при достижении поля E величины $E_c = W/e\delta \approx 10^8$ В/см для $W \approx 3$ эВ и $\delta \approx 10^{-8}$ см.

Кривая 1 на рис. 2 свидетельствует о том, что в вакууме расстояние X_o возникновения искрового пробоя не зависит от U . Действительно, величина потенциала, действующего на поверхности шарика вблизи активного эмиттирующего центра $\varphi = 4X_o ne/r_o^2$, а напряженность электрического поля $E = \varphi/X_o \approx 4ne/r_o^2$ не зависит от X_o . Этот результат хорошо согласуется с данными работы [7]. За счет эффектов фотоионизации в газах расстояние X_o будет расти с ростом U , о чем свидетельствует кривая 2 рис. 2. Пересчет от величины времени запаздывания τ_l к расстоянию X_o проводится

в предположении равноускоренного движения шарика и для вакуума $\chi_0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ см при соударении медных электродов.

Явление ССЭЭ в постоянных электрических полях, по-видимому, не сопровождается взрывом эмиттирующих частей подвижного электрода, возникает в первую очередь в тех его активных центрах, для которых характерна пониженная работа выхода, предшествует возникновению искровых разрядов при малых величинах расстояний между электродами. При этом плотность тока импульсов ССЭЭ, рассчитанная по методике, изложенной в книге [5], превышает 10^9 А/см².

Л и т е р а т у р а

- [1] А в и л о в А.М., В о л о в и к В.Д. - ЖТФ, 1983, т. 53, в. 11, с. 2226-2228.
- [2] А б р а м я н Е.А., А л ь т е р к о п Б.А., К у л е ш о в Г.Д. Интенсивные электронные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984. 229 с.
- [3] Р а й з е р Ю.П. Физика газового заряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
- [4] Б р о д с к и й А.М., Г у р е в и ч Ю.Я. Теория электронной эмиссии из металлов. М.: Наука, 1973. 255 с.
- [5] М е с я ц Г.А., П р о с к у р о в с к и й Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск, Наука, 1984. 256 с.
- [6] К а г а н о в М.И., Л и ф ш и ц И.М., Т а н а г а - р о в Л.В. - ЖЭТФ, 1956, т. 37, № 2(8), с. 232.
- [7] М а р т ы н о в Е.П., И в а н о в В.А. - Радиотехника и электроника, 1969, т. 14, № 11, с. 2005.

Харьковский государственный
университет им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию
31 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 18

26 сентября 1988 г.

О ПРОИСХОЖДЕНИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАПЕЛЬ В ИОННЫХ ПУЧКАХ ОТ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ИОНОВ

А.И. Г р и г о р ь е в, А.А. З е м с к о в,
С.О. Ш и р я е в а

В экспериментах по жидкометаллическим источникам ионов (ЖМИИ) неоднократно отмечалось [1, 2], что получаемый ионный пучок состоит из собственно ионов металла, кластеризованных ионов и микрокапелек металла. Причем основной вклад в создание ионного тока (до 99%) вносят ионы и кластеризованные ионы малой массы (с большим значением отношения заряда к массе). Массовый же