

04

© 1991 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ ГАЗОРАЗРЯДНОГО МЕХАНИЗМА ИОНИЗАЦИИ В ЭМИТТЕРАХ ИОНОВ НА ОСНОВЕ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ

В. А. Барлетов, В. П. Коваленко, В. Я. Порцукый

В отличие от обычного способа реализации ионной эмиссии из жидких расплавов впервые исследована ионная эмиссия из металлического игольчатого электрода, вершина которого расплавляется электронной бомбардировкой в сильном электрическом поле. Найдено существование двух режимов эмиссии. Предложена их качественная интерпретация. В частности, определены условия, при которых стационарная ионная эмиссия в жидкометаллических эмиттерах может быть результатом сильнонеоднородного газового разряда с локализацией ионизационных процессов у поверхности интенсивно испаряющегося расплава.

Известно, что под действием высокого положительного напряжения из расплава металла, смачивающего иглу или выступающего из капилляра, эмиттируются ионы [1, 2]. Наиболее последовательная теория явления основана на представлении о покоящейся поверхности, разделяющей поток вещества в двух фазах. С одной стороны, к этой поверхности под действием тянущего электрического поля подтекает жидкость, с другой стороны, такой же поток вещества посредством полевого ионного испарения уносится в виде пучка ионов [3-5]; обеспечивается динамическое равновесие системы. Целый ряд фактов укладывается в эти представления, по крайней мере, если говорить об экспериментальных данных, полученных при малых токах эмиссии (1—10 мкА). В то же время при увеличении тока наблюдаются факты, указывающие на возможность процессов и иного характера. К их числу можно отнести возникающую иногда сильную (до 100 %) модуляцию тока пучка, яркое свечение у поверхности острия, наличие в эмиттируемом потоке не только ионов, но и нейтральных атомов, а также капель и кластеров.

Для выяснения особенностей поведения жидкого металла в электрическом поле, природы эмиссии при больших токах, по-видимому, целесообразно разнообразить условия, в которых наблюдается явление. В связи с этим нами впервые были проведены эксперименты по изучению эмиссии из расплавляемого в электрическом поле игольчатого электрода.

Схематически экспериментальная система представлена на рис. 1. Передвигаемый в аксиальном направлении медный игольчатый электрод I находится под высоким положительным потенциалом U_0 по отношению к экстрактору с отверстием диаметром 2 мм. При накале вольфрамового эмиттера $Э$ вершина электрода I разогревалась электронной бомбардировкой до плавления. При этом расплав приобретал некоторую равновесную, обычно сначала закругленную форму [6]. Медленно манипулируя напряжением на игле, током бомбардировки, расстоянием между иглой и экстрактором, можно было добиться того, что вершина расплава вытягивалась и в какой-то момент скачком заострялась. Одновременно возникали свечение у острия и эмиссия ионов, регистрируемая по току на коллектор 4.

Неожиданным и важным при дальнейшей интерпретации некоторых результатов оказался обнаруженный нами факт, заключающийся в том, что степень вытягивания расплава, так сказать «эксцентриситет» капли, в отсутствие эмиссии возрастала с уменьшением объема расплавленной части. И наоборот, при

увеличении тока бомбардировки и количества расплава капля на вершине иглы становилась по форме ближе к сферической. Обычно режим эмиссии достигался именно уменьшением мощности нагрева расплавленной вершины.

После возникновения ионной эмиссии ее без труда можно было дальше поддерживать при полном выключении накала электрода 3: бомбардировки вторичными электронами с экстрактора и коллектора оказывалось достаточным для плавления верхушки иглы 1. Большинство данных работы получено в таких условиях — с выключенным накалом.

Зафиксировано два основных режима эмиссии ионов: релаксационный и квазистационарный (рис. 2). В релаксационном режиме ток идет в виде импульсов сложной формы, почти периодически следующих друг за другом. В квазистационарном режиме глубина модуляции тока незначительна.

Рассмотрим более детально релаксационный режим. На рис. 3 представлена структура первой половины импульса тока, а на рис. 3, б — второй. Кроме того, на рис. 4 с более высоким временным разрешением показаны передние фронты импульса тока и светового излучения. Анализ этих рисунков совместно с рис. 2, а дает достаточно оснований для следующего комментария. На рис. 2 довольно четко просматриваются два состояния расплава: в виде скругленной капли и в виде конуса. Вряд ли можно сомневаться, что заостренная капля существует в течение импульсов тока, а сглаженная — в течение паузы. Вопрос в том, что является причиной перехода от одного состояния к другому и обратно. Более того, как объяснить факт возникновения тока, связав его с вытягиванием острия из расплава под действием электрического поля (неустойчивость Тонкса—Френкеля) до значений радиуса кривизны, при которых поле у вершины становится достаточным для полевого испарения ионов. На этом этапе ионизация в паровой фазе не вносит существенного вклада в ток, о чем свидетельствует разный характер нарастания тока и свечения на рис. 4 (мы считаем, что процессы возбуждения пара и ионизации должны коррелировать между собой). Несмотря на то что свечение нарастает со временем с увеличивающимся темпом (по-видимому, из-за разогрева и возрастания давления пара), темп роста тока замедляется. Тем не менее со временем электронная бомбардировка может нагреть эмиттирующий выступ до давления насыщенного пара, достаточного для самостоятельного разряда (см. ниже), особенно если произойдет отрыв микрокапли с эмиттирующей вершины. Наряду со сменой механизма эмиссии из-за роста объемного заряда над расплавом поле у поверхности может уменьшаться и острие несколько затупится. Когда вследствие испарения микрокапли или ее ухода из области разряда последний гаснет, поле у затупленной вершины расплава оказывается уже недостаточным для полевой эмиссии. Должно пройти некоторое время, пока острие снова не заострится и процесс не повторится сначала. Так возникают глубокие провалы в течение импульса тока, коррелирующие с модуляцией светового излучения.

Наряду с этими быстрыми релаксационными процессами на самом острие капли идет более медленный процесс разогрева всей массы расплава и увеличения его объема. Как уже отмечалось, это приводит к уменьшению «эксцентриситета», выравниванию поля и прекращению условий существования конусообразной формы расплава и ионной эмиссии независимо от ее механизма. Насту-

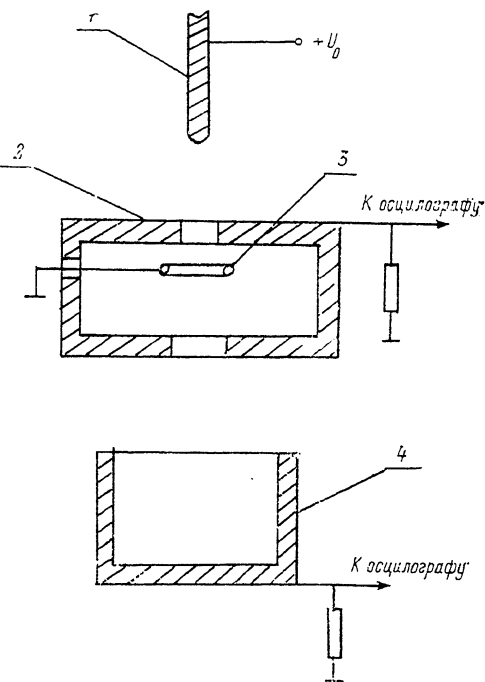


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

пает продолжительная пауза тока. Она длится, пока застывающий расплав снова не приобретет более вытянутую форму, приводящую к неустойчивости Тонкса—Френкеля и генерации нового импульса.

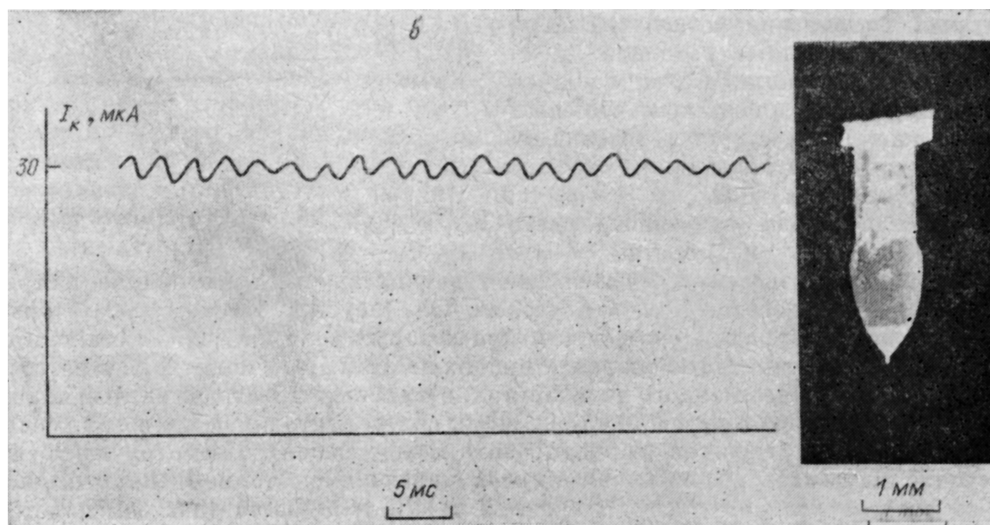
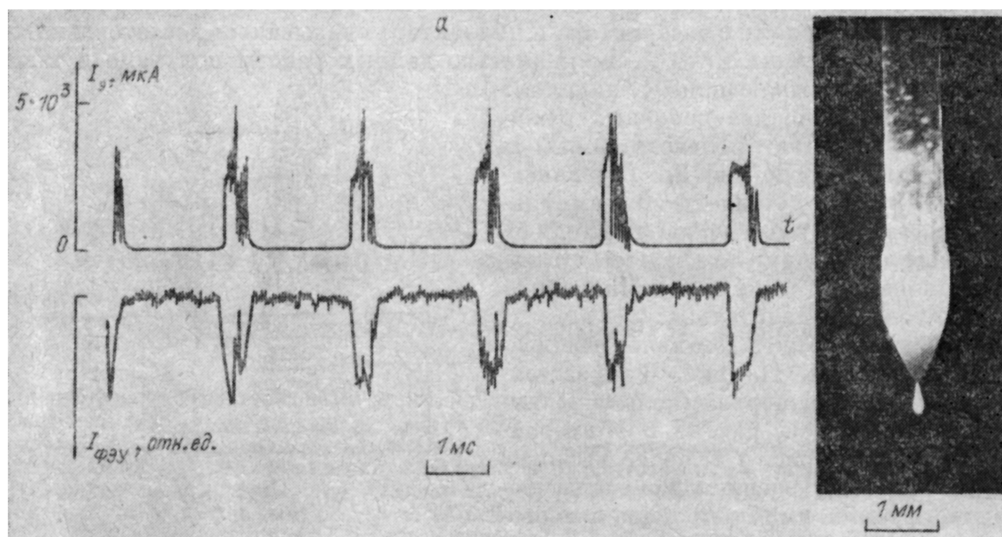


Рис. 2. Фотографии работающих жидкометаллических эмиттеров, осциллограммы токов и интенсивности излучения из рабочей области.

a — релаксационный режим (ток на экстрактор), *б* — стационарный режим (ток на коллектор); $U_0 = 13$ кВ.

Добавим, что связь изрезанности токового импульса с рождением микрокапель подтверждается расходом вещества иглы, происходящим часто с заметной на глаз скоростью. На рис. 5, *a* (с. 78) приведены осажденные на стекле микрокапли в релаксационном режиме.

$i\gamma$	$n_a, \text{см}^{-3}$	$T, \text{К}$	$P, \text{Вт}$
1	$3.8 \cdot 10^{18}$	3330	1.63
0.1	$6.6 \cdot 10^{18}$	3480	2.9

Переходя теперь к обсуждению квазистационарного режима, обратим внимание на меньшее значение тока по сравнению с импульсом в релаксационном режиме и соответственно меньшую мощность нагрева, а также на, вероятно, более высокую его концентрацию на острие (меньший размер светящейся об-

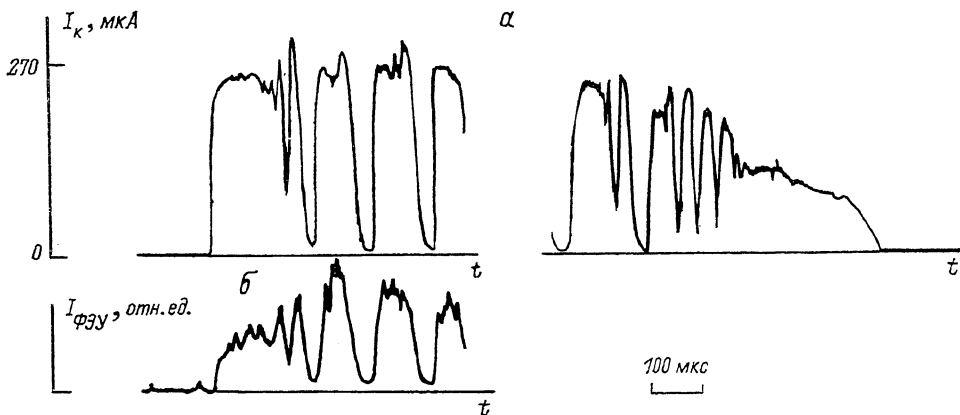


Рис. 3. Осциллограммы тока на коллектор и интенсивности излучения.

$U_0 = 13$ кВ. Представлены начальная и конечная части разных импульсов. В последнем случае излучение не измерялось.

ласти у поверхности). Из-за отсутствия вследствие этого перегрева электрода капля все время имеет заостренную форму, обеспечивающую достаточно сильное поле у вершины и непрерывность тока.

Тем не менее, оказывается, и в этом режиме в большом количестве эмитируются микрокапли (рис. 5, б), размер которых, однако, меньше, чем в режиме релаксаций. Наличие лишь малой модуляции тока эмиссии при одновременном

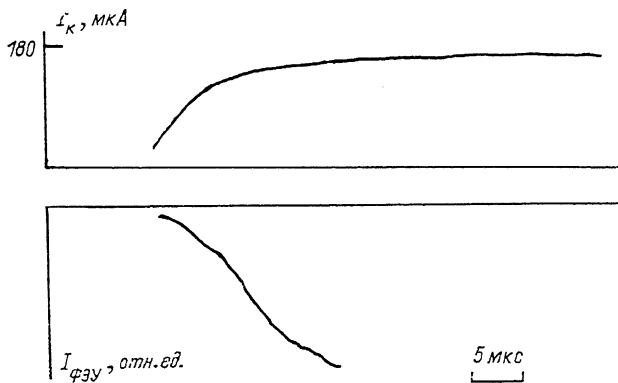


Рис. 4. Осциллограммы переднего фронта импульса тока и интенсивности излучения ($U_0 = 13$ кВ).

отрыве от вершины конуса микрокапель вступает в противоречие с представлениями о полевом механизме эмиссии. Действительно, отрыв капель означает глубокую модуляцию формы поверхности, величины поля у нее и, следовательно, условий полевой эмиссии. Сгладить это противоречие можно, допустив в соответствии с [7] наличие на вершине расплава одновременно большого числа острий, испускающих ионы и иногда капли так, что суммарный ток модулируется мало. Однако яркое свечение у поверхности жидкометаллического острия и концентрированное выделение энергии пучка электронов в этой области подсказывают возможность другого механизма непрерывной эмиссии — газоразрядного.

Оценим условия существования разряда. Пусть у поверхности жидкого острия существует паровое облако радиуса r с концентрацией атомов n_a . Рассуждая, как обычно при анализе пробоя газа, потребуем, чтобы электрон, вылетевший из катода (в данном случае из экстрактора или коллектора), создал в облаке пара столько ионов, что они, придя на катод, выбьют посредством вторичной эмиссии хотя бы один электрон. Это условие можно записать в виде

$$2r\beta\gamma n_a\sigma_i\left(\frac{e^{2\alpha r}-1}{2\alpha r}\right)=1, \quad (1)$$

где β — вероятность попадания быстрого электрона в облако пара; γ — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии; σ_i — сечение ионизации атома быстрым электроном; α — ионизационный коэффициент Таунсенда, характеризующий лавинное размножение электронов посредством вторичной ионизации в паре.

Вообще говоря, α сложным образом зависит от напряженности электрического поля E и n_a , но, вводя некоторое среднее значение сечения ионизации медленными электронами σ_m , можно приближенно записать

$$\alpha \approx n_a\sigma_m. \quad (2)$$

Объединяя (1) и (2), получим минимальное необходимое значение концентрации

$$n_a = \frac{1}{2r\sigma_m} \ln\left(1 + \frac{\sigma_m}{\gamma\beta\sigma_i}\right). \quad (3)$$

С другой стороны, n_a связано с мощностью P , которая выносится разлетающимися из полусферы радиуса r паром с температурой T ,

$$2\pi r^2 n_a \sqrt{\frac{kT}{2\pi M}} (\Lambda + 2kT) = P, \quad (4)$$

где Λ — теплота испарения атома меди.

Наконец, если воспользоваться справочными данными о зависимости давления насыщенного пара меди от температуры [8]

$$n_a = n_a(T), \quad (5)$$

Рис. 5. Фотографии капель, осажденных на стеклянную подложку в релаксационном режиме (а) и стационарном режиме (б).

то мы приходим к системе трех уравнений, которым должны удовлетворять неизвестные величины n_a , r , T и P . Отождествим r с радиусом ярко светящейся области на рис. 2, б. Получим $r \approx 20$ мкм. Тогда легко рассчитать остальные, связанные между собой

величины. Приняв $\sigma_i = 10^{-17}$, $\sigma_m = 2 \cdot 10^{-18}$ см² [9], получим при двух различных $\beta\gamma$ значения n_a , T и P , приведенные в таблице.

Несмотря на то что найденные значения P много меньше мощности пучка вторичных электронов (~ 10 Вт), рассеиваемой преимущественно посредством теплопроводности вдоль иглы, режим с малым $\beta\gamma$ в рассматриваемой схеме разряда невозможен. Действительно, для случая $\beta\gamma = 0.1$, приняв $\gamma = 1.5$, получим, что в область парового облака попадает меньшая мощность, чем требуется. В случае же $\beta\gamma \approx 1$ вносимой мощности хватает на создание необходимого давления пара. Таким образом, в рамках проведенного рассмотрения возможна реализация разряда с параметрами, близкими к приведенным в первой строке таблицы. Эта возможность существует, так сказать, «на пределе», накладывая довольно жесткие требования на фокусировку вторичных электронов.

Следует, однако, заметить, что формируемый ионный пучок своим объемным зарядом создает для вторичных электронов своеобразную воронку — потенциальный желоб, сужающийся к области разряда и фокусирующий электроны. С другой стороны, возможны факторы, способные облегчить разряд и смягчить условия на фокусировку электронов. К ним следует отнести, во-первых, некоторое предварительное размножение электронов на участке от экстрактора до рассматриваемого парового облака, поскольку здесь давление пара хотя и мало, но не равно нулю. Во-вторых, наличие инородной пленки на поверхности экстрактора может увеличить коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии. Вклад может дать и фотоионизация пара на периферии облака.

В связи с обсуждаемой концепцией возникают еще два вопроса — о величине поля в разряде и достаточности мощности для создания таких высоких параметров пара. В ответ на первый из них следует сказать, что выбранное сечение $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ соответствует полю $\sim 10^5 \text{ В/см}$. По-видимому, экранировка ионным объемным зарядом может снизить сильное вакуумное поле до величины такого порядка, причем должен быть принят во внимание положительный заряд во всем объеме, поскольку по оценкам концентрация ионов в области разряда порядка 10^{13} см^{-3} , что недостаточно для сильного ослабления поля.

Что касается парообразования, то обратим внимание на высокую удельную мощность электронной бомбардировки, достигающую значений 10^5 — 10^6 Вт/см^2 . Согласно анализу [10], таких потоков мощности на поверхности меди вполне достаточно, чтобы превысить давление пара, указанное в таблице. В действительности в нашем случае парообразование облегчается еще и тем, что интенсивный поток мощности сочетается с достаточно сильным полем у поверхности. Это должно приводить к образованию микроструктуры поверхности [11] — струй и экспериментально наблюдаемых нами микрокапель, которые, будучи лишены теплопроводного контакта с электродом, способны с высокой скоростью нагреваться до высоких температур. При этом даже при сильной нестационарности жидкометаллической фазы параметры парового облака в среднем почти не изменяются со временем, обеспечивая непрерывную эмиссию ионов.

Дополнительным подтверждением возможности рассмотренного механизма эмиссии является проведенный нами эксперимент с заменой расплавляемого игольчатого электрода капилляром, по которому под давлением подавался воздух. В системе зажегся разряд со свечением, сходным по характеру с представленным на рис. 2. Одновременно формировался ионный пучок с током такого же порядка величины.

Таким образом, в настоящей работе исследованы особенности эмиссии ионов из расплавляемого в электрическом поле игольчатого электрода, установлено существование двух ее режимов, обосновывается возможность газоразрядного механизма эмиссии.

Список литературы

- [1] Габович М. Д. // УФН. 1983. Т. 140. № 1. С. 137—151.
- [2] Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Препринт ИЯИ СО АН СССР. № 87-63. Новосибирск, 1987.
- [3] Kingham D. R., Swanson L. W. // Vacuum. 1984. Vol. 34. N 10/11. P. 941—945.
- [4] Vladimirov V. V., Gorshkov V. N. // Appl. Phys. 1988. Vol. A46. № 1. P. 131—136.
- [5] Коваленко В. П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 10. С. 1986—1990.
- [6] Барлетов В. А., Коваленко В. П., Рудько А. М. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 12. С. 2376—2379.
- [7] Григорьев А. И., Ширяева С. О. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 196—198.
- [8] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
- [9] Павлов С. И., Раховский В. П., Федорова Г. М. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. Вып. 1. С. 21—28.
- [10] Анисимов С. И. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. Вып. 2. С. 339—342.
- [11] Габович М. Д., Порицкий В. Я. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 6. С. 320—324.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
18 апреля 1990 г.