

УДК 537.533.2

В. Г. Дудников, А. Л. Шабалин

ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭМИТТЕРЫ ИОНОВ

Особенности поведения пленок жидкостей на электродах в сильном электрическом поле определяют основные характеристики многих физических процессов, и в последнее время их исследованию уделяется большое внимание. Жидкие пленки, играющие важнейшую роль в электрогидродинамических эмиттерах ионов, позволяют очень простыми средствами обеспечить генерацию стационарных ионных пучков со сверхвысокой плотностью тока. При повышении напряженности электрического поля на положительном электроде выше 10^8 В/см начинается интенсивное полевое испарение вещества в виде ионов из конденсированной фазы. Поля со столь высокой напряженностью получают на иглах с очень малыми радиусами кривизны ($\sim 10^{-6}$ см) [1]. Однако при повышении напряженности электрического поля выше испаряющего уровня острье быстро затупляется и процесс эмиссии прекращается. Стационарную эмиссию удается получить, нанося на острье пленку расплава, который может подтекать к эмиссионной зоне в процессе эмиссии.

В последние годы такие электрогидродинамические эмиттеры нашли важное применение в генерации ионных пучков с высокой эмиссионной плотностью тока $j_0 \sim 10^8$ А/см², которая в 10^8 — 10^{11} раз превышает типичную для ионных источников других типов. В еще большей степени увеличивается яркость генерируемых пучков $B \sim j_0/T$, где T — температура ионов на поверхности эмиссии. Яркостью эмиттера определяются возможности формирования субмикронных ионных пучков с высокой плотностью тока, используемых для прецизионной микрообработки в микроэлектронике и для изготовления микроизделий с высоким уровнем сложности. На разработке и исследованиях ЭГД-эмиттеров концентрируются усилия ведущих научных центров и промышленных фирм многих стран.

К настоящему времени выяснены основные особенности физических процессов, определяющих генерацию ионных пучков в ЭГД-эмиттерах. Однако имеется целый ряд вопросов, еще ожидающих своего решения. С принципами работы ЭГД-эмиттеров и их технологическими применениями можно ознакомиться по обзорам [2—4].

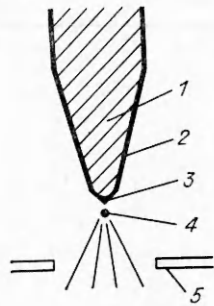
Одна из задач этой статьи — привлечь внимание специалистов — читателей журнала к физике ЭГД-эмиттеров. Основное содержание — экспериментальные исследования электрогидродинамических эффектов, проявляющихся в эмиссии ионов.

Исследуемые процессы разыгрываются в областях с ангстремными размерами в сверхсильных полях, что практически исключает их непосредственное наблюдение. Поэтому приходится использовать косвенные методы регистрации и далекие экстраполяции, что повышает роль физических моделей и предъявляет особые требования к их обоснованности.

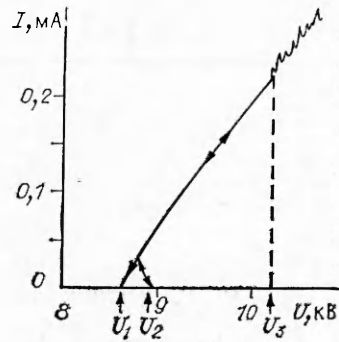
На рис. 1 приведена схема, иллюстрирующая принцип работы ЭГД-эмиттера ионов. Когда к игле 1, смоченной пленкой жидкого металла 2, прикладывается напряжение U относительно экстрактора 5, электрическое поле стремится оторвать жидкость, удерживаемую на вершине иглы капиллярными силами. При увеличении напряжения наступает момент, когда давление электрического поля сравнивается, а затем начинает превышать давление капиллярных сил, т. е.

$$(1) \quad E^2/8\pi \geq 2\gamma/R$$

(γ — коэффициент поверхностного натяжения, R — радиус закругления острья иглы). В этот момент происходит деформация пленки жидкости на острье, жидкость принимает форму, близкую к конусу с очень острой вершиной (так называемый конус Тейлора), с которой начинают эмит-



Р и с. 1



Р и с. 2

тироваться ионы. При этом у вершины конуса 3 появляется характерное свечение 4 в виде точки с размерами менее 1 мкм. Уход вещества в виде ионов компенсируется его притоком по боковой поверхности иглы. Возможен также вариант ЭГД-эмиттера в виде капилляра, наполненного жидкостью, на открытом конце которого также образуется конус Тейлора.

Рабочее напряжение эмиттера обычно составляет 5—10 кВ при радиусе острия иглы 2—20 мкм, ток эмиссии $I \sim 1-100$ мкА. Эмиссия идет в конус с полууглом при вершине $\sim 20-30^\circ$. Типичная вольт-амперная характеристика ЭГД-эмиттера приведена на рис. 2. Эмиссия возникает при напряжении U_2 , а исчезает при U_1 , т. е. имеется участок с гистерезисом. При напряжении U_3 возбуждаются интенсивные низкочастотные колебания тока эмиссии.

В качестве рабочего вещества в ЭГД-эмиттерах чаще всего используются галлий, а также другие металлы или их сплавы. Однако в последние годы освоено получение ионных пучков из расплавов неметаллических веществ, у которых в расплавленном состоянии появляется проводимость и не слишком велико давление паров, например, расплавы NaVO_2 , LiVO_2 и NaOH [5], LiNO_3 [6, 7].

Рассмотрим работу ЭГД-эмиттера более подробно.

Подтекание жидкости к острию. Иглы ЭГД-эмиттеров обычно изготавливаются из проволоки, заостряемой электрохимическим травлением. При травлении постоянным током игла получается зеркально-гладкая, при травлении переменным — шероховатая, с бороздками глубиной ~ 1 мкм в направлении протяжки проволоки [8]. В этих двух случаях подтекание жидкости к острию происходит по-разному.

Если игла шероховатая, жидкость подтекает к острию по бороздкам. Оценим максимальную «пропускную способность» бороздок, считая их полуцилиндрическими выемками радиусом $r \sim 1$ мкм, длиной $l \sim 3$ мм и число бороздок $N \sim R/r$, где $R \sim 0,2$ мм — радиус проволоки, из которой сделана игла. Около резервуара бороздки полностью заполнены, и давление жидкости в них $p_1 = 0$. Около острия бороздки могут быть почти пустые, и за счет капиллярных сил давление в них $p_2 = -\gamma/r$. Расход жидкости q через половинку капилляра радиуса r

$$q = \frac{1}{2} \frac{\pi r^4}{8l\eta} (p_1 - p_2) = \frac{\pi \gamma r^3}{16l\eta}$$

Суммарный расход жидкости

$$(2) \quad Q = Nq = \frac{\pi \gamma r^2 R}{16l\eta}$$

Подставляя в (2) характерные значения $\eta = 1$ сПз, $\gamma = 700$ эрг/см², имеем $Q \sim 10^{-5}$ см³/с, что соответствует току $I = 10$ мА, т. е. бороздки на игле с большим запасом обеспечивают подпитку конуса Тейлора рабочим веществом из резервуара.

Если игла гладкая, то жидкость будет подтекать к острию в виде тонкой пленки, течение которой происходит, видимо, за счет так называемого «расклинивающего» давления [9]. Расклинивающее давление возникает из-за того, что жидкостям, как правило, энергетически невыгодно образовывать пленки толщиной меньше чем несколько десятков ангстрем. Поэтому если в ЭГД-эмиттере за счет расхода жидкости вблизи острия уменьшится толщина пленки, жидкость начнет подтекать к этому месту. Точный расчет течения затруднен, так как нет данных по величине расклинивающего давления для жидких металлов на металлических подложках, но раз речь идет о течении тонких ($\sim 100 \text{ \AA}$) пленок, гидродинамический импеданс гладких игл должен быть много больше, чем игл с бороздками.

Многие авторы [8, 10] связывают наклон вольт-амперной характеристики ЭГД-эмиттера с гидродинамическим импедансом иглы. И действительно, вольт-амперная характеристика ЭГД-эмиттера с гладкой иглой значительно более пологая, чем характеристика ЭГД-эмиттера с шероховатой иглой [8]. Однако нам представляются неправомерными попытки объяснить более пологие вольт-амперные характеристики у острых игл их более высоким импедансом, так как для шероховатых игл вклад импеданса, видимо, во всех случаях невелик.

Жидкость в электрическом поле. Форму, которую принимает капля проводящей жидкости в электрическом поле, исследовал Тейлор в [11]. Ему удалось найти равновесную конфигурацию в виде конуса с полууглом при вершине $\alpha = 49,3^\circ$. На поверхности конуса именно с таким углом напряженность электрического поля зависит от расстояния до вершины как $r^{-1/2}$, и вдоль всей поверхности при некотором определенном напряжении U_* сохраняется баланс электрического и капиллярного давлений. Важно отметить, что Тейлор не исследовал устойчивость этой равновесной конфигурации. Неизвестно также, существуют ли другие равновесные конфигурации, отличные от конуса Тейлора. И хотя в ряде работ [12, 13] существование конуса Тейлора подвергается сомнению, этот конус отчетливо виден на фотографиях работающего ЭГД-эмиттера [4, 14], несмотря на то что напряжение на эмиттере $U \neq U_*$ и форма электродов также отличается от идеальной.

Эмиссия ионов, размер эмиссионной зоны. Решение Тейлора получено для статического случая, в то время как в ЭГД-эмиттере жидкость подтекает к вершине конуса, уходя оттуда в виде ионов. Однако несложно показать, что везде, кроме эмиссионной зоны, скоростной член уравнения Бернулли $\rho v^2/2$ значительно меньше давления капиллярных сил, и учет течения практически не меняет форму конуса.

Ограниченность модели Тейлора в том, что она предполагает существование бесконечно острого конуса с бесконечно большим полем на вершине. В ЭГД-эмиттерах с вершины конуса идет эмиссия ионов, и в районе эмиссионной зоны решение Тейлора, очевидно, становится неправильным. Сейчас можно считать общепризнанным, что основной механизм эмиссии — это полевое испарение ионов с поверхности жидкости в сильном электрическом поле.

Полевое испарение — термически активированный процесс, плотность тока которого описывается уравнением [15]

$$(3) \quad j = e\sigma\nu \exp(-Q/T),$$

где $\sigma \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ — поверхностная плотность атомов; $\nu \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ — характерная частота колебаний; Q — энергия активации; T — температура в единицах энергии. Энергия активации вычисляется по формуле

$$(4) \quad Q = H_0 + I - e\varphi - (e^3 F)^{1/2}$$

(H_0 — энергия сублимации атома; I — энергия ионизации; φ — работа выхода).

Из (3) и (4) видно, что плотность ионного тока экспоненциально растет с ростом напряженности электрического поля E на поверхности

Элемент	T, °C	E ₀ , В/Å	r ₀ , Å	j _* , $\frac{A}{cm^2}$	I _* , мкА	
					расчет	эксперимент
Al	800	1,9	13	2,0·10 ⁸	1,5	1,4*
Ga	30	1,5	12,5	6,6·10 ⁷	0,47	0,26 [17] 0,28*
Ga	800	1,5	13,2	1,3·10 ⁸	1,0	0,7*
In	330	1,3	15	4,3·10 ⁷	0,44	0,5 [10]
Cs	30	0,5	17	5,9·10 ⁶	0,08	0,1 [28]

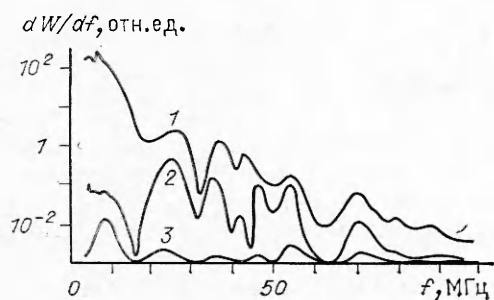
жидкости. Поэтому часто при расчетах удобно полагать, что при изменении плотности тока в широких пределах величина испаряющего поля E_0 остается постоянной и, в случае галлиевого эмиттера, лежит в пределах $E_0 = 1,5-1,6$ В/Å [15], а при меньших полях никакого испарения нет.

Характерное свечение, появляющееся у вершины конуса Тейлора, представляет облачко нейтральных атомов рабочего вещества, которые возбуждаются ионным пучком. Видимо, это свечение является «побочным» эффектом и не оказывает заметного влияния на процесс эмиссии.

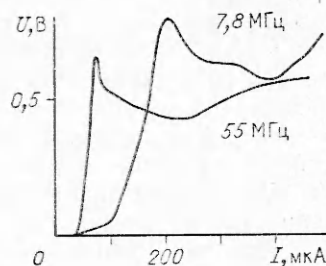
Радиус кривизны сферической эмиссионной зоны r_0 для различных веществ рассчитан в [16]. Предполагалось, что напряженность электрического поля на поверхности эмиссионной зоны постоянна и при малых токах давление электрического поля уравнивается капиллярным давлением. Результаты вычислений для различных элементов приведены в таблице.

Неустойчивость ЭГД-эмиссии при малых токах. Во многих работах отмечается существование минимального тока ЭГД-эмиссии ($I_* \sim \sim 0,1-1$ мкА), ниже которого эмиттер выключается [8, 17]. Объяснение этому эффекту предложено в [18]. Оказывается, что процесс подтекания жидкости к эмиссионной зоне и ее ухода в виде ионов может быть неустойчивым. Для устойчивости необходимо, чтобы при случайном увеличении электрического поля уход вещества в виде ионов возрастал сильнее, чем его подток в виде жидкости. Тогда в этом месте образуется ямка, в которой электрическое поле уменьшается. Для устойчивости необходимо, чтобы эмиссионная плотность тока была не ниже некоторой пороговой i_* . Интегрируя i_* по поверхности эмиссионной зоны, можно рассчитать минимальный ток эмиссии. Так как точная форма эмиссионной зоны неизвестна, трудно ожидать высокую точность, однако предсказанную зависимость минимального тока от температуры ($I_* \propto T^{1/2}$) легко можно проверить. Результаты расчетов приведены в таблице, звездочкой отмечены результаты наших измерений.

Как показали эксперименты, величина минимального тока эмиссии I_* не зависит от скорости уменьшения напряжения, величины сопротивления в цепи иглы, радиуса острия иглы. Однако в [19] сообщается, что на острых иглах удалось получить стабильную эмиссию с током до 3 нА. Мы повторили эксперименты с острыми иглами, измеряя ионный ток с высоким временным разрешением ~ 10 нс. Для получения такого высокого разрешения ионы выбивают из конвертора вторичные электроны, которые попадают на быстрый люминофор. Свечение регистрируется с помощью фотоумножителя. В этих экспериментах нам не удалось получить слаботочную стабильную эмиссию. При среднем токе ниже порогового $I < I_*$ эмиссия шла импульсами длительностью ~ 100 нс, ток в импульсе $I = I_*$, причем промежутки между импульсами были также порядка 100 нс. На осциллографе в цепи иглы импульсы не разрешались. Возможно, и в [19] эмиссия была нестационарной, но импульсы эмиссии усреднялись при регистрации тока. Такое предположение подтверждается результатами измерений энергозброса ионов при малых токах



Р и с. 3



Р и с. 4

эмиссии [19]. Однако не исключено, что нам не удалось получить режим стационарного малого тока, а в [19] подтекание жидкости к зоне эмиссии было стабилизировано большим импедансом очень острой иглы.

Неустойчивость эмиссии при больших токах. При исследовании шумов ионного пучка обнаружено спонтанное возбуждение колебаний эмиссии в диапазоне частот $f = 0,1-100$ МГц [20]. Спектр колебаний тока галлиевого ЭГД-эмиттера приведен на рис. 3 ($I = 3-220; 80; 20$ мкА), на рис. 4 показана зависимость интенсивности колебаний с частотами 7,8 и 55 МГц от тока эмиссии. Развитие колебаний эмиссии можно связать с развитием неустойчивости потока в конусе Тейлора при токе выше порогового. Частоты $f = 10-100$ МГц соответствуют капиллярным волнам на поверхности жидкого галлия с масштабом $1/k \sim 0,07-0,3$ мкм [20, 21].

Аналогичные колебания, но с несколько иным спектром наблюдаются также и при работе с другими рабочими веществами (например, с золотом порог развития колебаний $I = 44$ мкА, с расплавом LiBO_2 — около 80 мкА). При работе со сплавом В—Ni—Si обнаружены очень слабые колебания при токе эмиссии $I \sim 100$ мкА, что может быть связано с большой вязкостью этого сплава. Колебания тока ЭГД-эмиттера ионов олова исследовались в [22].

Колебания тока эмиссии соответствуют развитию аксиально-симметричных мод колебаний, при которых вершина конуса движется вверх—вниз. Однако возможно и одновременное развитие несимметричных мод, когда вершина конуса движется вправо—влево. Несимметричные моды, не модулируя ток эмиссии, ведут тем не менее к увеличению виртуального размера, что может оказаться нежелательным при формировании субмикронных ионных зондов.

Возбуждение капиллярных волн на поверхности конуса Тейлора естественным образом объясняет генерацию кластеров в ЭГД-эмиттерах ионов [20, 23]. При интенсивных колебаниях вершина конуса Тейлора может время от времени отрываться, образуя кластер (кластеры) радиусом $r \sim 1/k \left(k \sim \left(\frac{\rho}{\gamma} \omega^2 \right)^{1/3} \right)$, ρ — плотность жидкости). С ростом тока развиваются более низкочастотные моды колебаний (см. рис. 4), что приводит к генерации кластеров большего размера. Частота отрыва кластеров при этом может быть много меньше частоты колебаний, так как в колебательной системе с высокой добротностью амплитуда колебаний медленно нарастает, пока не произойдет отрыв кластера, в результате чего амплитуда сильно уменьшается и потом опять медленно нарастает. Частота отрыва кластеров непосредственно не измерялась, но, зная величину массопереноса, нетрудно оценить, что она составляет несколько килогерц. Поскольку у зависимости интенсивности колебаний от тока пороговый характер, на графике зависимости переноса массы от тока эмиссии наблюдается излом [10].

Разумеется, предложенный выше механизм объясняет лишь генерацию крупных кластеров (капелек) размером $r > 10$ Å. Что касается

кластерных ионов вида M_n^+ ($n < 100$), то механизм их образования до сих пор неясен. Следует также отметить, что из сложных соединений (типа H_2LiBO_3) в значительных количествах эмиттируются большие молекулы и молекулярные агрегаты, которые в дальнейшем могут распадаться на заряженные и нейтральные фрагменты. Такая «мягкая» ионизация может быть полезной в масс-спектропии сложных химических соединений, в том числе и биоорганических.

Переходные процессы. Изучение переходных процессов в ЭГД-эмиттерах проводилось в [20, 24, 25].

При повышении напряжения на эмиттере выше критического по условию (1) жидкая пленка на острие деформируется. Однако сразу конус Тейлора не формируется, так как объем жидкости на конце иглы слишком мал. Жидкость начинает подтекать к острию, накапливаясь там в виде капли. Как только капля станет достаточно большой, возникают условия для развития более мелкомасштабной моды и из капли вытягивается «язык». С конца «языка» вытягивается «язычок» поменьше и т. д. В конце концов образуется конус Тейлора. Приведенный механизм развития неустойчивости жидкой капли в электрическом поле предложен Григорьевым в [26] и, по нашему мнению, качественно правильно описывает этот процесс.

В [27] приведен другой механизм включения эмиссии. Там предполагается, что при повышении напряжения жидкость отрывается от иглы и поднимается все выше и выше. При некотором значении напряжения поле на поверхности жидкости возрастет до испаряющего, и начинается ионная эмиссия. Мы считаем, однако, что не существует устойчивых конфигураций жидкости на острие, кроме жидкой пленки и конуса Тейлора. Как только пленка становится неустойчивой (при напряжении U_2 , см. рис. 2), сразу образуется конус Тейлора. При напряжении ниже U_1 неустойчив конус и на острие иглы образуется тонкая пленка. Такое «жесткое» образование и исчезновение конуса Тейлора можно наблюдать визуально в микроскоп при работе с капиллярными ЭГД-эмиттерами и в эмиттерах с тупыми иглами.

Осциллограмма тока при включении ЭГД-эмиттера дана на рис. 5. Фронт тока крутой, даже при медленном повышении напряжения на эмиттере его длительность около 100 нс (галлиевый эмиттер). Выброс тока связан, по-видимому, с формированием струйки жидкости в момент достройки конуса Тейлора. При формировании конуса Тейлора возбуждаются многие моды гидродинамических колебаний и ток эмиссии совершает несколько осцилляций перед установлением стационарного значения.

Зависимость задержки включения тока от величины перенапряжения исследовалась в [24, 25]. В [24] для объяснения задержки предложены две модели: натекание жидкости с постоянным ускорением без учета вязкости (инерционная) и натекание жидкости с постоянной скоростью (вязкостная). Первая модель дает зависимость времени задержки τ от приложенного напряжения U вида

$$(5) \quad \tau = \tau_0 [(U/U_2)^2 - 1]^{-1/2},$$

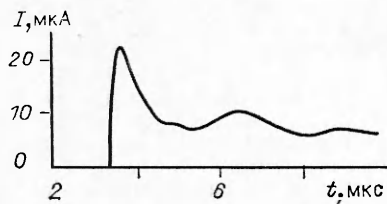
где U_2 — пороговое напряжение (см. рис. 2), τ_0 — некая константа. Величина $[(U/U_2)^2 - 1]$ пропорциональна полной силе (электрическая минус капиллярная), действующей на жидкое острие. Вторая модель дает зависимость вида

$$(6) \quad \tau = \tau_0 [(U/U_2)^2 - 1]^{-1}.$$

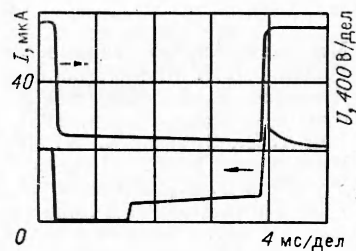
Однако в [25] показано, что экспериментальные результаты, в том числе полученные авторами [24], значительно лучше описываются зависимостью вида

$$(7) \quad \tau = \tau_0 [(U/U_0)^2 - 1]^{-2},$$

причем U_0 немного меньше, чем U_2 . Более сильная зависимость (7) τ от U может объясняться тем, что при более высоком значении приложенного



Р и с. 5



Р и с. 6

напряжения условия для развития мелкомасштабной неустойчивости, ответственной за формирование эмиттирующего острия, возникают при меньшем количестве жидкости на конце иглы.

В другой серии экспериментов напряжение на работающем эмиттере с помощью генератора прямоугольных импульсов резко уменьшалось, оставаясь, однако, большим, чем напряжение U_2 . Поведение тока эмиссии показано на рис. 6. При стационарной работе подтекание жидкости по боковой поверхности иглы происходит в вязком режиме, и для обеспечения подтекания давление в конусе Тейлора должно быть отрицательным. Отрицательное давление достигается за счет «вогнутости» стенок конуса, и чем больше ток эмиссии, тем больше (по модулю) отрицательное давление, тем сильнее вогнуты стенки конуса Тейлора и меньше его объем. Поэтому сразу после уменьшения напряжения ток исчезает, так как количество жидкости на острие недостаточно для развития мелкомасштабной неустойчивости при пониженном напряжении. Когда на острие натекает добавочное количество жидкости, эмиссия возникает вновь, естественно, с меньшим током. При увеличении напряжения до прежнего уровня значение тока, соответствующее статической вольт-амперной характеристике, устанавливается через время около 2 мс, после израсходования избытка жидкости на острие.

В капиллярном эмиттере жидкость течет сравнительно толстым слоем внутри капилляра, поэтому влияние вязкости невелико и эффекты, связанные с прогибом конуса Тейлора, становятся пренебрежимо малы. Однако проявляются эффекты, связанные с инерцией столбика жидкости внутри капилляра. Если напряжение на работающем капиллярном эмиттере быстро уменьшить до напряжения, чуть меньшего, чем U_1 , то ток эмиссии сначала падает до $\sim 0,5$ мкА и только через сравнительно большое время $\tau \sim 0,2-0,8$ с — до нуля. Этот эффект связан с тем, что после уменьшения напряжения жидкость в капилляре продолжает течь по инерции и на конце капилляра образуется капля, на которой облегчено развитие мелкомасштабной неустойчивости, ответственной за возникновение эмиссии. Когда скорость жидкости в капилляре падает, электрическое поле оказывается не в состоянии вытянуть каплю и эмиссия исчезает.

Рассмотренные эксперименты выявили лишь некоторые особенности функционирования ЭГД-эмиттеров, проявляющиеся в эмиссии ионов наиболее рельефно. Полная теория течений расплавов в ЭГД-эмиттерах еще далека от завершения, имеющиеся экспериментальные закономерности будут служить важными опорными пунктами при ее построении. Экстремально высокая эмиссионная плотность тока и быстрое охлаждение ионов в расширяющемся потоке вносят специфические особенности и в эволюцию функции распределения ионов по импульсам.

Разработка практических применений ЭГД-эмиттеров до последнего времени основывалась главным образом на эмпирических результатах и во многом определялась искусством экспериментаторов. Можно надеяться, что более глубокое понимание процессов в ЭГД-эмиттерах поможет более надежному определению их предельных характеристик и реализации этих новых возможностей в практических применениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мюллер В. Автоионизация и автоионная микроскопия // УФН.— 1962.— Т. 77, № 3.
2. Габович М. Д. Жидкометаллические эмиттеры ионов // УФН.— 1983.— Т. 140, № 1.
3. Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Электродинамические источники ионных пучков.— Новосибирск, 1987.— (Препр./ИЯФ СО АН СССР; № 87—63).
4. Bell A. E., Swanson L. W. Mechanisms of liquid metal ion source operation // Nucl. Instruments Meth.— 1985.— V. B10/11, pt II.
5. Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Получение ионных пучков из расплавов диэлектриков в режиме ЭГД-эмиттера // Письма в ЖТФ.— 1985.— Т. 11, № 13.
6. Panitz J. A., Pregezer A. L., Gerber R. A. Electrohydrodynamic ion emission from molten lithium nitrate // J. Vac. Sci. Technol.— 1989.— V. A7, N 1.
7. Bell A. E., Schwind G. A., Rao S., Swanson L. W. Lithium ion emission from a liquid metal ion source of LiNO_3 // Intern. J. Mass Spectrom. Ion Processes.— 1989.— V. 88, N 1.
8. Wagner A., Hall T. H. Liquid gold ion source // J. Vac. Sci. Technol.— 1979.— V. 16, N 6.
9. Дерягин Б. В., Чураев Н. В. Смачивающие пленки.— М.: Наука, 1984.
10. Papadopoulos S. The average mass-to-charge ratio of species emitted from liquid In ion sources // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1987.— V. 20, N 4.
11. Taylor G. Desintegration of water drops in an electric field // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A.— 1964.— V. 280, N 1382.
12. Miskovsky N. M., Cutler P. H., Kazes E. Derivation of the condition for onset of instabilities of a conducting fluid surface under electrostatic stress: Application to liquid metal ion sources // J. Vac. Sci. Technol.— 1985.— V. B3, N 1.
13. Cutler P. H., Feuchtwang T. E., Kazes E. et al. Response to «A note on the Taylor cone» // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1986.— V. 19, N 1.
14. Assayag B. G., Sudraud P., Jouffrey B. In situ high voltage TEM observation of an electrohydrodynamic (EHD) ion source // Ultramicroscopy.— 1985.— V. 16, N 1.
15. Автоионная микроскопия/Под ред. Дж. Рена, С. Ранганатана.— М.: Мир, 1971.
16. Шабалин А. Л. О размере эмиссионной зоны ЭГД-эмиттера ионов // ДАН.— 1988.— Т. 303, № 2.
17. Marriott P. A liquid metal ion source analysis system // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1986.— V. 19, N 6.
18. Коваленко В. П., Шабалин А. Л. О нижней границе величины тока ЭГД-эмиттера // Письма в ЖТФ.— 1989.— Т. 15, вып. 6.
19. Bell A. E., Rao K., Schwind G. A., Swanson L. W. A low-current liquid metal ion source // J. Vac. Sci. Technol.— 1988.— V. B6, N 3.
20. Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Колебания и переходные процессы в жидкометаллических эмиттерах ионов // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, № 4.
21. Mair G. L. R. On the origin of fast current fluctuation in liquid-metal-ion sources // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1988.— V. 21, N 11.
22. Габович М. Д., Гасанов И. С., Проценко И. М. Об устойчивости эмиссии жидкометаллических источников ионов // Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике: Тез. докл.— Томск, 1988.— Ч. 1.
23. Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Генерация кластеров в ЭГД-эмиттерах ионов // Физика кластеров.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1987.
24. Thompson S. P., Prewett P. D. The dynamics of liquid metal ion sources // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1984.— V. 17, N 11.
25. Дудников В. Г., Шабалин А. Л. Особенности переходных процессов при ЭГД-эмиссии ионов // ЖТФ.— 1987.— Т. 57, № 1.
26. Григорьев А. П. О механизме неустойчивости заряженной проводящей капли // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, № 7.
27. Zheng C., Linsu T. A new approach to simulating the operation of liquid metal ion sources // J. Vac. Sci. Technol.— 1988.— V. B6, N 6.
28. Aitken K. L. Mechanisms of ion emission from liquid cesium // Proc. Field Emission Day.— Noordwijk, 1976.

г. Новосибирск

Поступила 19/VI 1989 г.

УДК 533.9

В. А. Малафаев, А. А. Никульшина, Д. Н. Новичков

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Широкое развитие практических применений различных электронно-лучевых технологий сопряжено с проблемой транспортировки электронных пучков на значительные расстояния. При этом, как правило, используют транспортировку квазинейтральных электронных пучков вдоль магнитного поля.

© 1990 Малафаев В. А., Никульшина А. А., Новичков Д. Н.