

Физические принципы электрогидродинамического способа получения ионно-кластерно-капельных пучков. Григорьев А.И., Ширяева С.О. // Научное приборостроение. Физика аналитических приборов. - Л.: Наука, 1989. - С. 28-35.

Рассмотрены общие закономерности электрогидродинамической эмиссии ионов кластеров и капель в устройствах электростатической окраски, в капельно-струйных печатающих устройствах, в ионных коллоидных реактивных двигателях, жидкостных масс-спектрометрах и жидкометаллических источниках ионов. Проведен теоретический анализ общих черт электрогидродинамической эмиссии в перечисленных устройствах на основе термодинамического принципа наименьшего рассеяния энергии Пригожина. Показано, что все разнообразные приложения явления электрогидродинамического диспергирования жидкости описываются единой теоретической моделью. Проанализированы условия появления капельно-кластерной фазы в жидкометаллических источниках ионов и жидкостных масс-спектрометрах и ее эволюция в составе пучка. Предложена модель работы жидкометаллического источника ионов. Лит. - 22 назв., ил. - 9.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО СПОСОБА  
ПОЛУЧЕНИЯ ИОННО-КЛАСТЕРНО-КАПЕЛЬНЫХ ПУЧКОВ

Физические закономерности электрического разряда с вершины жидкого мениска на вершине капилляра, сопровождающегося эмиссией в межэлектродное пространство микрокапель жидкости, были изучены еще в начале этого века [1]. С начала пятидесятих годов интерес исследователей к явлению электрогидродинамического диспергирования жидкости (ЭГДЖ) резко возрос в связи с развитием разнообразных его приложений в электроокраске, электроструйной печати, ионных коллоидных реактивных двигателях [2-5].

Типичная схема установки для ЭГДЖ, используемой во всех перечисленных приложениях, состоит из капилляра, по которому подается распыливаемая жидкость, и кольцевого противозэлектрода, соосного с капилляром. К капилляру и противоз электроду прикладывается постоянное напряжение  $\Delta\psi$ , которое обеспечивает диспергирование жидкости с мениска на торце капилляра. Характерные значения использовавшихся в работах [1-5] напряжений  $\Delta\psi \approx 10^4$  В и радиусов капилляров  $0,1 \leq R \leq 1$  мм обеспечивали напряженности поля у вершины капилляра  $E \leq 10^6$  В/см.

В конце шестидесятых годов в работе [5] была выявлена возможность получения в таких устройствах ЭГДЖ изолированных ионов при  $R = 125$  мкм и  $\Delta\psi \approx 30$  кВ. Точнее говоря, наряду с каплями жидкого галлиево-индиевого сплава с удельным зарядом  $\approx 3$  Кл/кг были обнаружены при масс-спектрометрическом анализе ионы с удельным зарядом  $7 \cdot 10^5$  Кл/кг (такой удельный заряд имеет однозарядный двухатомный ион галлия). На основе этих экспериментов, а также данных работы [6] была высказана гипотеза о возможности получения при ЭГДЖ ионных пучков, получившая дальнейшее развитие в создании жидкометаллических источников ионов и жидкостных масс-спектрометров. Первоначально источники ионов, работающие на принципе ЭГДЖ, использовались в жидкостной масс-спектрометрии для анализа легкоплавких летучих металлов и сплавов. Но уже в начале семидесятых годов [7] было положено начало более перспективной отрасли - масс-спектрометрии термически нестабильных, нелетучих органических (биологического происхождения) жидкостей, которые для успешного электродиспергирования разбавляли различными электролитами. Весь метод основан на идее получения при ЭГДЖ достаточно малых капель раствора, содержащих порядка одной органической молекулы и некоторого количества ионов и молекул растворителя, после удаления которых тем или иным способом должен остаться комплекс из иона и молекулы исследуемого вещества. В настоящее время существуют несколько типов жидкостных масс-спектрометров [7-10], различающихся способами удаления из капелек лишних нейтральных молекул, при создании которых использовались различные теоретические трактовки процессов, имеющих место при формировании пучка молекулярных ионов, поступающего в анализатор. Существуют три наиболее распространенные точки зрения на физическую природу механизмов образования ионов: непосредственное получение ионов за счет их полевого испарения с вершины мениска [6-7, 10]; постепенное испарение за счет взаимодействия со средой образовавшихся при ЭГДЖ капелек до тех пор, пока заряд на капельке не достигнет Рэлеевского предела с последующим распадом капли и эмиссией в окружающее пространство сольватированных ионов, испарение сольватных оболочек которых приведет к освобождению ионов [8, 9]; испарение эмиттированных капелек до

тех пор, пока напряженность поля их собственного заряда у поверхности не достигнет величины  $\approx 10^9$  В/см, когда начнется полевое испарение ионов прямо с поверхности капелек [8-10].

Работы [5-6] положили начало и разработке жидкометаллических источников ионов (ЖМИИ). Из экспериментальных работ, предшествовавших созданию ЖМИИ, следовало, что размеры капель, образующихся при ЭГДЖ уменьшаются с увеличением  $E$  в окрестности жидкого мениска, и при достаточно больших  $E$  можно было рассчитывать на эмиссию ионов (в пользу чего свидетельствовали и работы по ионно-полевой микроскопии). Поэтому с самого начала эксперимента с прообразом ЖМИИ велись в области больших  $\Delta\varphi$  и малых  $R$ . Причем, исследования были направлены исключительно на получение именно ионных пучков. А поскольку в то время (семидесятые годы) автоионная микроскопия уже существовала и в эксперименте, и в теории, то не удивительно, что исследования в области ЖМИИ получили отчетливую ориентацию на объяснение наблюдаемых эффектов посредством полевого испарения и полевой ионизации [11-16]. Связь же механизма образования ионного пучка с ЭГДЖ и с накопленными в этой области данными [1-10] не принималась во внимание. Такое положение дел привело к тому, что наряду с проблемами, присущими только ЖМИИ (влияние на грева эмиттирующего выступа на параметры ионного пучка или особенности формирования пучков при использовании различных рабочих жидкостей) возникли и надуманные, если подходить к этому вопросу с позиций ЭГДЖ, проблемы типа появления в ионном пучке кластерно-капельной фазы. Помимо того, остались неразрешенными и задачи, общие для различных применений ЭГДЖ: особенности формирования собственно эмиттирующего выступа, дефицит энергии ионов в ионном пучке и т.п. [1-16].

Следует отметить, что еще в конце семидесятых годов было предложено заменить капиллярные эмиттеры на игольчатые, в которых рабочая жидкость поступает по внешней поверхности иглы (с радиусом кривизны вершины  $\sim 2$  мкм) за счет смачивания [11-16]. Такая конструкция эмиттера обладает двумя очевидными технологическими достоинствами: значительно уменьшается характерный радиус кривизны эмиттирующего выступа и, следовательно, увеличивается напряженность электрического поля в его окрестности при прочих равных с капиллярным эмиттером условиях; положение эмиттирующего выступа стабилизируется — в капиллярных эмиттерах он может перемещаться по поверхности мениска во время работы. С физической же точки зрения переход от капиллярного эмиттера к игольчатому сохранил все ранее существовавшие проблемы и добавил к ним еще одну: исследование устойчивости во внешнем электрическом поле тонкой пленки жидкости на боковой поверхности иглы при дополнительном усложняющем влиянии расклинивающего давления при толщинах пленки, меньших 0,1 мкм [15]. Капиллярные эмиттеры по-прежнему находят широкое применение в ЖМИИ [11], так как обладают более стабильными вольт-амперными характеристиками и менее подвержены вредному действию электрокапиллярных неустойчивостей.

Согласно экспериментальным данным для получения в ЖМИИ стабильных ионных пучков  $E$  у вершины эмиттирующего выступа должна быть  $\approx 2 \cdot 10^8$  В/см. К такой же величине  $E$  у вершины эмиттирующего выступа приходят и авторы работ [8-10] при анализе возможности полевого испарения кластеризованных ионов при ЭГДЖ в масс-спектрометрии. В этой связи представляется целесообразным провести анализ ЭГДЖ в капиллярном эмиттере и попытаться связать внешние условия ЭГДЖ с параметрами образующихся капель из термодинамических соображений, как это сделано в работах [17-18].

Имея в виду качественное рассмотрение с единых позиций всех перечисленных приложений ЭГДЖ, решим задачу об определении величины заряда  $q$  и радиуса  $r$ , капельки идеальной несжимаемой проводящей жидкости плотностью  $\rho$  с коэффициентом поверхностного натяжения  $\sigma$ , эмиттируемой с мениска на срезе металлического капилляра.

Предположим, что частота эмиссии капель с мениска капилляра много меньше, величины, обратной времени релаксации электрического заряда в жидкости, а электрическое поле в окрестности капелек (в котором собственно и осуществляется эмиссия) будем принимать квазистатическим.

Пусть потенциал, вызывающий эмиссию жидкости, подается непосредственно на капилляр. В этом случае электростатическое поле в окрестности отрывающейся капельки определится потенциалом самого капилляра, и его, для намеченного качественного исследования, будем считать совпадающим с полем у поверхности идеально проводящего, обладающего зарядом  $Q$  сфероида с эксцентриситетом  $e = \sqrt{1 - \left(\frac{2r_0}{L + r_0}\right)^2}$ , где  $r_0$  и  $L$  — радиус и длина капилляра ( $r_0 \ll L$ ,  $r_0 > r$ ). Температура и объем жидкой фазы сохраняются. Выпишем выражение для изменения энергии системы при эмиссии одной капельки [17-18]:

$$\Delta F = 4\pi\sigma r^2 A + \frac{1}{2} \frac{q^2}{r^2} B_0 + q [\varphi(\nu) - \varphi] + \frac{2}{3} \pi \rho V^2 r^3; \quad (1)$$

$$A = \frac{1}{2} \left[ (1 - e_0^2)^{1/2} + \frac{1}{e_0} \arcsin e_0 \right] (1 - e_0^2)^{-1/6};$$

$$q [\varphi(\nu) - \varphi] \equiv q \frac{Q}{r} [B - K(\nu)]; \quad B = \frac{1}{e} (1 - e^2)^{1/3} \operatorname{arth} e;$$

$$B_0 = 2(1 - e_0^2)^{-2/3}; \quad \nu = \sqrt{1 + \frac{4\xi}{(L + r_0)^2}}; \quad K(\nu) = \frac{(1 - e^2)^{1/3}}{e} \operatorname{arth} \frac{e}{\nu},$$

где  $V$  — скорость жидкости в капилляре;  $\xi$  — сфероидальная координата центра;  $\varphi$  и  $\varphi(\nu)$  — потенциалы капилляра и поля в окрестности отрывающейся капельки, соответственно;  $B_0$  — электроемкость отрывающейся капельки, которая принимается равной половине электроемкости сферы с радиусом, равным радиусу кривизны вершины отрывающейся капельки. Форма эмиттируемой капельки считается сфероидом с эксцентриситетом  $e_0$ . В выражении (1) первое слагаемое представляет собой изменение энергии сил поверхностного натяжения, второе — собственная электростатическая энергия эмиттированной капли, третье слагаемое — изменение потенциальной энергии капли в поле при отрыве, четвертое — кинетическая энергия оторвавшейся капли.

Из условия баланса сил (капиллярной, удерживающей каплю, и суммы кулоновской силы и силы гидродинамического давления, отрывающих ее) в момент начала разрыва перетяжки, связывающей каплю с капилляром, получим уравнение для определения безразмерного расстояния до центра отрывающейся капли  $\nu$ :

$$2\pi\sigma\alpha(1 - e_0)^{1/6} r = \frac{Q}{r_0^3} \frac{(1 - e^2)^{7/6}}{\nu^2 - e^2} \frac{B - K}{B_0} r + \frac{4}{3} \sqrt{2\sigma\rho} r^3 \nu, \quad (2)$$

где  $\alpha = r_n / r(1 - e_0^2)^{1/6}$ ;  $r_n$  — радиус перетяжки. Последний член в формуле (2) определяет силу гидродинамического давления, равную приращению импульса капельки за характерное время отрыва, которое принимается равным периоду основной моды капиллярных колебаний отрывающейся капельки при отсутствии на ней заряда. Изменение свободной энергии (энтропии) системы связано с появлением новой поверхности, которое можно выразить через радиус капельки  $r$ , и с изменением энергии электрического поля, выражающееся через заряд капельки  $q$ . Потребуем, чтобы в силу принципа Пригожина

это изменение было экстремальным, т.е. выполнены условия

$$\frac{\partial(\Delta F)}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial(\Delta F)}{\partial \varphi} = 0. \quad (3)$$

Но предварительно перейдем к безразмерным переменным:

$$X = \frac{r}{r_0}; \quad Y = \frac{\varphi}{Q}; \quad \Phi = \frac{F}{4\pi\sigma r_0^2}$$

Тогда выражения (1), (2) переписутся в виде

$$\Delta\Phi = AX^2 + 2W^2Y^2X^{-1}B_0 - 4YW^2K + \frac{1}{6}\mu^2X^3; \quad (4)$$

$$\alpha = LW^2 + G\mu X^{1/2};$$

$$K(e, \nu) = (1 - e^2)^{1/6} (B - K), \quad W^2 = \frac{Q^2}{16\pi\sigma r_0^3}$$

$$L(e, \nu) = 8 \frac{1 - e^2}{\nu^2 - e^2} \frac{B - K}{B_0} (1 - e^2)^{1/6}$$

$$G(e_0) = \frac{4}{3\pi^{1/2}} (1 - e_0^2)^{1/6}, \quad \mu^2 = \rho V^2 r_0 \sigma^{-1}$$

Условия экстремальности по  $r$  и  $\varphi$  выражения (3) запишутся следующим образом:

$$XA - Y^2X^{-2}B_0W^2 + \frac{1}{4}\mu^2X^2 = 0; \quad Y = KB_0^{-1}X \quad (5)$$

### Анализ полученных результатов

Соотношения (4), (5) образуют систему алгебраических уравнений относительно величин  $\nu$ ,  $X$  и  $Y$ , разрешая которую несложно при фиксированных  $\alpha$  и  $e^2$  найти заряд  $Y$ , размер  $X$  и удельный заряд  $Z = YX^{-3}$  для эмиттированных капелек в зависимости от физических параметров задачи  $W^2$  и  $\mu^2$ . Результаты численных расчетов на ЭВМ при  $\alpha = 0,9$ ;  $e^2 = 0,997$  представлены на рис.1 в виде зависимостей  $X = X(W^2)$ ;  $Y = Y(W^2)$ ;  $Z = Z(W^2)$  при фиксированных значениях  $\mu^2$ . Из рисунка видно, что область существования решений системы (4), (5) расширяется при увеличении  $\mu^2$ . Задаваясь конкретными значениями физических величин, соответствующих, например, условиям проведения экспериментов с индиевым ЖМИИ в работе [11] ( $r_0 = 50$  мкм,  $\sigma = 560$  дин/см) несложно выяснить (см. рис.1), что при  $\mu^2 = 1$  эмиссия одноатомных ионов индия начнется при  $W = 100$ , или при  $\varphi \approx 5000$  В, тогда как в работе [11] соответствующее значение потенциала равно 7600 В. Получившееся расхождение объясняется схематичностью проведенного теоретического рассмотрения, ориентированного лишь на выявление общих черт в различных приложениях ЭГДЖ. В том случае, когда приложенное напряжение меньше указанного, будет иметь место эмиссия кластеров и капель, размеры и заряды которых легко определить из рис.1. Такое положение дел вполне соответствует данным экспериментов работы [5].

Следует отметить, что, хотя приведенная численная оценка по [11] относится к ЖМИИ капиллярного типа, все сказанное применимо при  $\mu \approx 0$  и к условиям работы ЖМИИ с игольчатыми эмиттерами, если в качестве  $r_0$  брать средний радиус иглы (радиус же кривизны острия, который обычно приводится при описании экспериментальных установок, особой роли не играет).

Алгебраическое уравнение (4) имеет два положительных корня по  $\nu$ , и все приведенные расчетные данные относятся к меньшему из них, соответствующему отрыву эмиттируемой капельки при меньшем расстоянии между ее центром и срезом капилляра. Если провести расчеты по (5) для второго корня уравнения (4), то искомые зависимости размера и заряда эмиттируемых капелек от  $W$  будут иметь вид, иллюстрируемый рис.2. Сравнивая рис.1 и 2 можно видеть, что качественный ход зависимостей в обоих случаях различен. Капля, соответствующая большему из корней (4), крупнее, и с увеличением  $W$  их размеры возрастают. Причем, поскольку уравнение (4) задает лишь положение от-

рывающейся капли, а ее экстремальные характеристики определяются из системы (5), то и рис.1, и рис.2 характеризуют возможные экстремальные (минимальные, согласно

проверке) решения системы (4), (5). Но расчет показывает, что в рамках применимости сформулированной модели принципу минимума прироста энтропии (принципу Пригожина) в описанном стационарном процессе соответствуют капельки, характеристики которых приведены на рис.1.

С увеличением разности потенциалов между электродами (с увеличением  $W$ ) размеры капель уменьшаются, и при  $W \approx 100$  модель приведет к эмиссии однозарядных ионов. На самом же деле область применимости идеализации сплошной среды и понятия поверхностного натяжения, использованных в данном случае, ограничены достаточно большими кластерами (в случае металлов с количеством нейтральных атомов  $\approx 13$ ). При выходе за рамки этого ограничения под  $\sigma$  следует понимать некую эффективную энергию, характеризующую взаимодействие атомов в кластере, и иметь в виду, что результаты проведенного расчета в этой области могут служить лишь для качественной оценки реального процесса. Тем не менее ясно, что когда при увеличении  $\Delta\varphi$  дело дойдет до эмиссии одиночных ионов, такой режим работы ЖМИИ будет неустойчивым по отношению к изменению  $\Delta\varphi$  и при увеличении  $\Delta\varphi$  энергетически более выгодной станет эмиссия крупных капель (см.рис. 2), так как теперь именно для них выполняется принцип Пригожина. По-видимому, этим и объясняется отмеченное в экспериментальных работах [12-14] появление капельно-кластерной фазы в ионных пучках от ЖМИИ при увеличении приложенной разности потенциалов  $\Delta\varphi$  до значений, выходящих за пределы, соответствующие стационарному режиму эмиссии ионов.

С увеличением  $\Delta\varphi$  размеры капель увеличиваются, что как раз и соответствует второму решению системы (4), (5). Такая смена режима работы эмиттера хорошо согласуется с экспериментами работы [19].

Таким образом, устойчивая эмиссия ионов в ЖМИИ может иметь место лишь в узком диапазоне значений прикладываемых напряжений, при

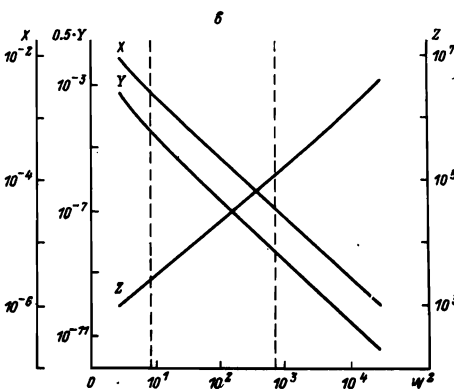
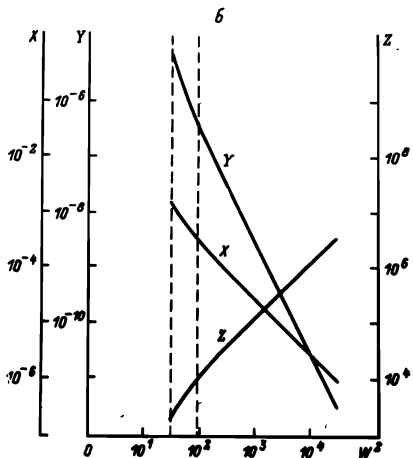
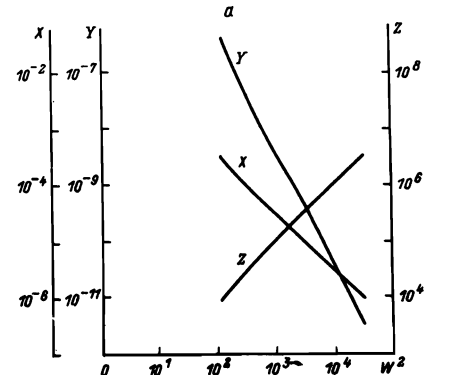
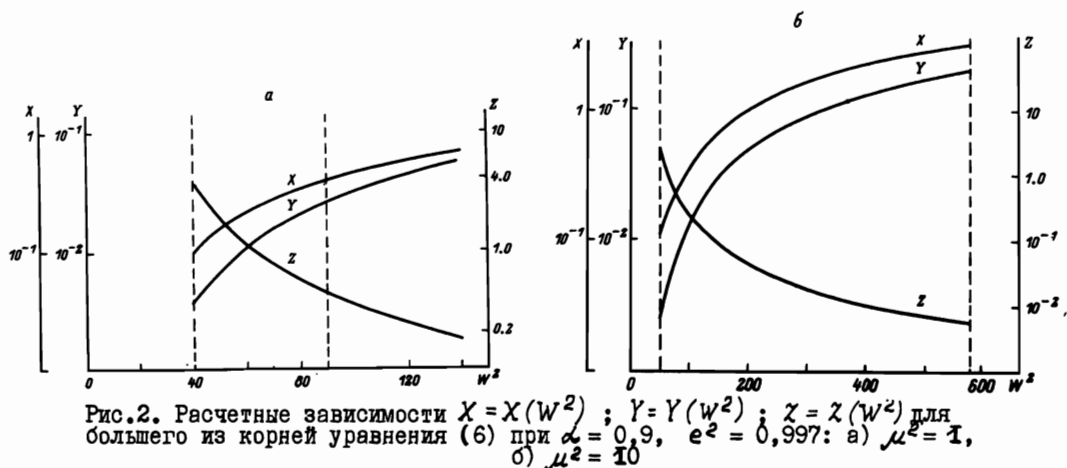


Рис.1. Рассчитанные зависимости  $X = X(W^2)$ ;  $Y = Y(W^2)$ ;  $Z = Z(W^2)$  для меньшего из корней уравнения (6): а - при  $\mu^2 = 1$ ; б - при  $\mu^2 = 100$ ; в - при  $\mu^2 = 1000$

выходе за пределы которого как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения  $\Delta\varphi$ , в ионном пучке появляется капельно-кластерная фаза.

В качестве альтернативы не совсем ясным представлениям об эмиссии одиночных ионов в стационарном режиме работы ЖМИИ представляется целесообразным предложить



эмиссию кластеров с количеством нейтральных атомов  $\leq 10$ , распадающихся в сильном электрическом поле ( $E \geq 2 \cdot 10^8$  В/см) и освобождающих ион. Условимся, что при количестве нейтральных атомов металла в кластере  $\leq 10$  металлическая связь не реализуется, и атомы удерживаются в кластере в основном за счет электростатического взаимодействия с ионом. Тогда несложно видеть, что энергия взаимодействия нейтрального атома с внешним полем, напряженностью  $\geq 10^8$  В/см, будет превышать энергию связи атома в кластере, что и обеспечит распад кластера и освобождение иона. Характерное время распада кластера в сформулированных условиях определится периодом собственных колебаний основной моды кластера  $\sim 10^{-10}$  с. Т.е. кластер распадется непосредственно у вершины эмиттирующего выступа, а освободившиеся нейтральные атомы вернуться на него за счет втягивания в область наиболее сильного поля, которое максимально в окрестности этого выступа.

Следует отметить, что экспериментальные данные по исследованию кластерно-капельной фазы, упомянутые выше [12-14], относятся к ЖМИИ игольчатого типа, в которых жидкий металл покрывает внешнюю (боковую) поверхность и, в соответствии с отличными фотографиями работающих эмиттеров, приведенными в работе [12], капельная фаза может порождаться и боковой поверхностью иглы ЖМИИ. Механизм этого процесса рассмотрен в работе [15] и связан с развитием в пленке жидкого металла неустойчивости Тонкса-Френкеля. Согласно работе [17] эмиттированные капельки неустойчивы и будут распадаться, выбрасывая  $\sim 100-300$  еще более мелких и также неустойчивых капелек. Такое цепное деление неустойчивых капелек зафиксировано и экспериментально [20, 21]. Серия последовательных распадов эмиттированных капелек прекратится, когда на самых мелких эмиттированных капельках останется по единичному элементарному заряду или когда из-за быстрого роста напряженности поля собственного заряда у поверхности капелек включится механизм полевого испарения. Образование одноатомных ионов на финальной стадии такой серии распадов как раз и объясняет их появление в составе капельно-кластерного пучка в экспериментах Сватика и Хендрикса [5], неверно ими истолкованных, но вследствие этого способствовавших по-

явлению ЖМИИ и жидкостной масс-спектрометрии. Действием этого же механизма можно объяснить и образование ионной компоненты ионно-кластерного пучка в ЖМИИ при значениях приложенной разности потенциалов, выходящей за пределы режима формирования устойчивого ионного пучка. Подтверждением реальности осуществления подобного режима ЭГДЖ в перечисленных устройствах могут служить результаты экспериментальной работы [22], в которой для ЖМИИ на основе сплава  $Pb-Bi$  было получено распределение компонент ионно-кластерно-капельного пучка, полностью соответствующее модели работы ЖМИИ.

Распределение капель и кластеров по размерам в ионном пучке ЖМИИ и масс-спектрометра не остается постоянным: капли и кластеры, имеющие допредельный заряд будут дозаряжаться догоняющими их более легкими ионами и распадаться на более мелкие. Для мелких кластеров, становящихся неустойчивыми, когда их заряд равен двум, трем, четырем элементарным зарядам, возможны каналы распада на более мелкие части.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. English W.N./Corona from a water drop//Physical Review.-1948.-V.74, N 2.- P. 179-189.
2. Бураев Т.К. и др. Исследование процесса распыления жидкостей в электрическом поле//Сильные электрические поля в технологических процессах: Сб., вып.3. - М.: Энергия, 1973. - С.87-105.
3. Baily A.J./Electrostatic spraying of liquid//Phys.Bull.- 1984. - V. 35, N 4.- P. 146-148.
4. Bartoli C. et al/Recent developments in high current liquid metal ion sources for space propulsion//Vacuum.-1984.-V. 34, N 1-2.- P. 43-46.
5. Сватик Д.С., Хендрикс С.Д./Получение ионов устройствами электрогидродинамического распыла//Ракетная техника и космонавтика. - 1968. - № 8. - С. 195-196.
6. Mahoney J. et al/Electrodynamic ion sources//J. Appl. Phys.- 1969. - V.40, N 13.- P. 5101-5106.
7. Simons D.S./Electrohydrodynamic ionisation mass-spectrometry the ionisation of liquid glycerol and nonvolatile organic solutes//Int. J.Mass.Spectr.Ion. Proc.-1974.-V.15, N 3.-P. 291-302.
8. Alexandrov M.R./et al/On the working characteristics of an ion source with electrohydrodynamic introduction of liquid into the mass-spectrometer//Int.J.Mass Spectr.Ion.Proc.-1983.-V.54.-P. 231-235.
9. Галль Л.Н. и др./Закономерности масс-спектрометрии ЭРИАД при анализе растворов неорганических солей//Научное приборостроение. - Л.: Наука, 1988. - С. 16-23.
10. Золотой Н.Б. и др./О механизме образования ионов и ионных кластеров из заряженных капель//ЖТФ. - 1988. - Т.58, № 2. - С. 315-323.
11. Mair J.L.R., Thoms S./Studies with a capillary liquid metal ion source//J. Phys.D.:Appl.Phys.-1986.-V.19.-P.L203-L206.
12. D'Crux C. et al/Ion cluster emission and deposition from liquid gold ion sources//J.Appl.Phys.-1985.-V.58, N 7.- P. 2724-2730.



13. Thompson S.P./Neutral emissions from liquid metal ion sources//Vacuum.-1984.-V.34, N 1-2. - P.223-228.

14. Francois M. et al./Investigation of the liquid metal ion source cluster beam constituents and their role in the properties of the deposited film//J.Vac. Sci.Technol.-1987.- V. B5, N 1.- P. 178-183.

15. Григорьев А.И., Ширяева С.О./О происхождении нейтральных капель в ионных пучках от жидкометаллических источников ионов//Письма в ЖТФ. - 1988. - Т.14. С. 1637-1640.

16. Дудников В.Г., Шабалин А.Л./Электрогидродинамические источники ионных пучков//Препринт 87-63 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск. - 1987. - 66 с.

17. Григорьев А.И., Ширяева С.О./Параметры электростатического распыливания жидкости//Изв.АН СССР МЖТ. - 1988, № 2. - С. 5-13.

18. Ширяева С.О. и др./Монодиспергирование проводящих жидкостей//Тез.докл. Всес.конф. "Физика и техника монодисперсных систем". - М.: Изд.МЭИ, 1988. - С. 34-37.

19. Sample S.B., Raghupathy B./Production of liquid aerosols by harmonic electrostatic spraying//J.Call.and Interface Sci.-1972.-V. 41, N 2.- P.185-193.

20. Ryce S.A., Patriarche D.A./Energy considerations in the electrostatic dispersion of liquid//Canad.J.Phys.-1965.-V.43.-P.2192-2199.

21. Elghazaly H.A., Castle J.S.P./Experimental study on the breakup of charged liquid droplets//IEEE IAS Conf.Proc.,Sept. 28-Oct. 3, 1986.- P. 1429-1433.

22. Krohn V.E./Electrohydrodynamic capillary source of ions and charged droplets//J.Appl.Phys.-1974.- V. 45, N 3. - P. 1144-1146.