

Таким образом, проведенные исследования выявили существенную роль электролита в формировании структуры анодных окислов ниобия. Этот факт необходимо учитывать при изучении процессов электропереноса в окисных пленках, а также при разработке технологического процесса изготовления конденсаторных элементов на основе анодных окислов ниобия.

Литература

- [1] *Бокий Л. П., Дьяконов М. Н.* // Электронная техника. 1970. Т. 8. Вып. 3 (20). С. 67—70.
- [2] *Бокий Л. П.* // Электронная техника. 1972. Т. 5. Вып. 2 (27). С. 33—36.
- [3] *Бокий Л. П., Дьяконов М. Н., Одынец Л. Л.* // Электрохимия. 1972. Т. 8. № 2. С. 289—291.
- [4] *Андрущенко Н. С., Костиков Ю. П.* // Тез. докл. VII Междунар. конф. по оптике рентгеновских лучей и микроанализу. М., 1974. С. 38—39.
- [5] *Баритский Р. Л., Нефедов В. И.* Рентгеноспектральное определение заряда атомов в молекулах. М.: Наука, 1966. 246 с.
- [6] *Нефедов В. И.* Рентгеноэлектронная спектроскопия химических соединений. М.: Химия, 1984. 256 с.
- [7] *Дьяконов М. Н., Костиков Ю. П., Костров Д. В., Ханин С. Д.* // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1980. Т. 16 (5). С. 881—883.
- [8] *Wadsley A. D., Andersson S.* // Perspectives in Structural Chemistry / Ed. J. A. Ibers. New York, 1970. Vol. 3. P. 58—117.
- [9] *Бокий Л. П., Дьяконов М. Н., Костров Д. В., Башмаков П. Г.* // Электронная техника. 1976. Т. 5. Вып. 6 (19). С. 3—10.

Ленинградское научно-производственное
объединение «Позитрон»

Поступило в Редакцию
18 апреля 1988 г.

02; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 6, 1989

ЭВОЛЮЦИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ КЛАСТЕРОВ В ИОННЫХ ПУЧКАХ

С. О. Ширяева, А. И. Григорьев

При различных способах создания ионных пучков, использующих явления полевого испарения с жидкого электрода и электродиспергирования проводящих жидкостей, в составе ионного пучка, кроме самих ионов, имеются кластеризованные многозарядные ионы и заряженные микрокапельки [1-4]. Исследование эволюции во времени ансамблей капель и кластеров, входящих в состав пучка, представляет известный интерес в связи с многочисленными применениями интенсивных ионных пучков в самых различных отраслях науки и техники — от литографии и микроскопии до ионных реактивных двигателей [1-5]. Появление капельной фазы при указанных способах получения ионных пучков связано с эмиссией заряженных капелек поверхностью проводящей жидкости при развитии в ней неустойчивости Тонкса—Френкеля (НТФ). Как показано в [6], обычно капельки заряжены выше предела в смысле неустойчивости по Релею (предельный по Релею заряд соответствует минимуму свободной энергии изолированной заряженной капли) и распадаются, выбрасывая порядка сотни еще более мелких капель, уносящих примерно треть заряда и 0.5 % массы исходной капли, также неустойчивых по Релею (которые в свою очередь распадутся). Остатки распавшихся капель, сохранившие почти всю свою массу и ~70 % заряда, как раз и образуют капельную фазу ионного пучка. На финальной стадии описанной серии распадов формируется кластерная фаза ионного пучка: распады прекратятся, когда на капельках, образовавшихся после последнего распада, останется заряд, равный заряду протона. Радиус капелек на этой стадии снизится до величины порядка нескольких ангстрем, т. е. они будут состоять из нескольких десятков атомов и должны именоваться кластерами.

Несложно видеть даже из общефизических соображений, что функции распределения по размерам капельной и кластерной фаз будут меняться со временем как при наличии газа в окружающей атмосфере [1-2], так и в вакууме [3-5]. Максимумы функций распределения будут смещаться в сторону меньших размеров по мере удаления сечения пучка, в котором происходит измерение, от эмиттера.

Поскольку ситуация с эволюцией спектра капель в ионном пучке при определяющем влиянии испарения разобрана достаточно подробно (см., например, [2]), то остановимся на вакуумных условиях, характерных для жидкометаллических источников ионов [3, 4] и ионных двигателей [5]. Тем не менее все вышесказанное применимо и при наличии газовой атмосферы достаточно высокого разряжения, как в жидкостных масс-спектрометрах [1, 2].

В самом деле, все заряженные частицы при электрогидродинамическом способе получения, например в жидкометаллических источниках ионов или в жидкостных масс-спектро-

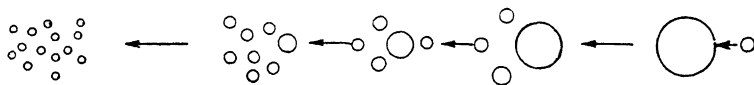


Рис. 1.

метрах, проходят ускоряющую разность потенциалов $\Delta\varphi \sim 10$ кэВ между эмиттером и противозлектродом. При этом максимальную скорость приобретают частицы с максимальным отношением заряда к массе, т. е. «голые» ионы без связанных с ними нейтральных частиц. Кластеризованные одно- и многозарядные ионы и заряженные капельки приобретут скорости, меньшие скоростей голых ионов в $\gamma = \sqrt{M/Zm_i}$ раз, где Z — количество элементарных зарядов на капле (кластере), m_i — масса иона, M — масса капли (кластера). Следует сразу отметить, что максимально возможное значение отношения заряда к массе для капельки определяется

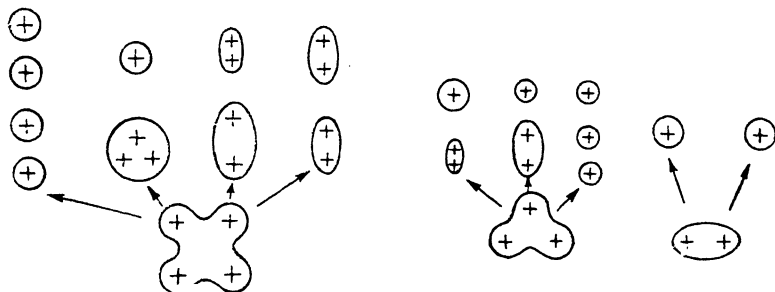


Рис. 2.

ее устойчивостью по отношению к собственному заряду и равно $\sqrt{12\sigma/\rho M}$, где σ — коэффициент поверхностного натяжения, а ρ — плотность жидкости. Поэтому минимальное значение γ будет равно

$$\gamma_{\min} = \sqrt{\frac{|e|}{m_i} \sqrt{\frac{\rho M}{12\sigma}}}$$

В итоге скорости ионов в ионном пучке сразу после прохождения ионами ускоряющей разности потенциалов будут на 1—3 порядка превышать скорости капелек и кластеров. Сравнивая кинетическую энергию «голых» ионов $|e| \Delta\varphi$ с энергией их электростатического взаимодействия с одноименно заряженными до релеевского предела каплями в ионном пучке

$$\frac{|e|q}{r_i} = |e| \sqrt{\frac{q^2}{r^2}} = |e| \sqrt{16\pi\sigma r} \sqrt{\frac{q^2}{16\pi\sigma r^3}},$$

несложно найти, что ионы будут догонять все капли с $r \leq 100$ мкм и оседать на них, дозаряжая до критических по Релею значений (капля становится неустойчивой при $q^2/16\pi\sigma r^3 > 1$), с последующим распадом неустойчивой капли на более мелкие кластерные образования, согласно вышеописанной процедуре [6] (рис. 1).

Несложно видеть, что указанная последовательность претерпеваемых каплями и кластерами превращений будет повторяться до тех пор, пока в пучке не останутся лишь «голые» ионы, объединившиеся с одним—двумя атомами, что, вообще говоря, соответствует данным экспериментов [1—4]. Для проверки предлагаемой модели эволюции капельно-кластерной фазы ионного пучка желательно провести измерения функций распределения по размерам и по скоростям в различных сечениях пучка, для чего можно воспользоваться экспериментальной установкой типа описанной в [1].

Представляется интересным остановиться на закономерности распада кластеров, неустойчивых по Релею, но несущих всего два, три, четыре элементарных заряда. Следует учесть, что равновесные формы таких кластеров будут описываться полиномами Лежандра второго, третьего и четвертого порядков соответственно (рис. 2). Очевидно, что в них с большой вероятностью будут возбуждаться собственные колебания с такими же номерами мод. Поэтому в отличие от данных термодинамического расчета для заряженных капель, содержащих значительное количество элементарных зарядов [6], в рассматриваемой ситуации с учетом результатов работы [7] естественно ожидать распада таких кластеров на равные массовые части, несущие по одному элементарному заряду. Для случая двухзарядного кластера этот вывод подтверждается элементарным термодинамическим расчетом. Действительно, допустим, что кластер радиуса R с зарядом в два заряда протона распадается на два однозарядных кластера радиусами r и $r' = (R^3 - r^3)^{1/3} \equiv R(1 - X^3)^{1/3}$. В предположении неизменности температуры легко выписать выражение для изменения свободной энергии системы ΔF , характеризующего этот процесс,

$$\Delta F = 4\pi\alpha R^2 [X^2 + (1 - X^3)^{2/3} - 1] + \frac{q^2}{2R} \left[\frac{1}{X} + \frac{1}{(1 - X^3)^{1/3}} - 4 \right] + \frac{q^2}{R [X + (1 - X^3)^{1/3}]}, \quad (1)$$

где α — эффективная энергия единицы поверхности. Первое слагаемое в (1) соответствует изменению поверхностной энергии, второе — собственной электростатической, а третье — это энергия электростатического взаимодействия двух образовавшихся кластеров. Находя производную от ΔF по X и приравнявая ее к нулю, несложно получить, что минимальному изменению свободной энергии системы соответствует значение $X^3 = 1/2$.

Для трехзарядных кластеров, кроме распада на равные части, существуют также два канала распадов на неравные массовые части. Для четырехзарядных кластеров имеются три таких канала (рис. 2).

Литература

- [1] Александров М. Л., Галль Л. Н., Краснов Н. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. Вып. 5. С. 203—205.
- [2] Золотой Н. Б., Карпов Г. В., Скурат В. Е. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 315—323.
- [3] Thompson S. P., Engel A. // J. Phys. D. 1982. Vol. 15. P. 925—931.
- [4] Ishitani J., Umemura K., Kawanami J. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. P. 748—755.
- [5] Bardi C., Rohder H., Thompson S. P., Blommers J. // Vacuum. 1984. Vol. 34. N 1—2. P. 43—46.
- [6] Григорьев А. И., Ширяева С. О. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 5—13.
- [7] Григорьев А. И. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 7. С. 1272—1278.

Ярославский
государственный университет

Поступило в Редакцию
31 мая 1988 г.

О ПЕРИОДИЧЕСКОМ ХАРАКТЕРЕ ФЛУКТУАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ КСЕНОНА ЗА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Г. К. Тумакаев, З. А. Степанова

Флуктуация излучения плазмы инертных газов в потоке за фронтом ударной волны в ксеноне при $M \sim 8.3$, в аргоне при $M \sim 10.5$ в соответствии с [классификацией аномальных явлений] [1] отнесена к первому типу неустойчивости ударно-нагретой плазмы. Отметим, что результаты первых экспериментов [2], установив факт возникновения флуктуации излучения, не содержали надежной информации о закономерности ее развития.

В настоящем исследовании, выполненном в условиях повышенного требования к технологии подготовки и проведения эксперимента, установлено, что закон изменения флуктуации излучения в релаксационной зоне потока носит четко выраженный периодический характер.