

01;03

Диспергирование заряженной капли в электростатическом поле

© А.Н. Жаров, С.О. Ширяева, А.И. Григорьев

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
150000 Ярославль, Россия

(Поступило в Редакцию 14 октября 1998 г.)

На основе принципа наименьшего рассеяния энергии в неравновесных процессах Онзагера рассчитаны характеристики распада заряженной капли в однородном электростатическом поле. Выделены области физических параметров, в которых эмиссия дочерних капелек происходит с двух вершин неустойчивой родительской капли, с одной из вершин и отсутствует совсем. Определены безразмерные радиусы, заряды и удельные заряды дочерних капелек.

Введение

Диспергирование во внешних электростатических полях заряженных капель представляет интерес для различных разделов технической физики, научного приборостроения, геофизики и химической технологии (см., например, [1] и указанную там литературу). В настоящее время достаточно полно экспериментально и теоретически исследован распад заряженной капли, неустойчивой по отношению к собственному заряду [2], а также незаряженной капли в сильном электростатическом поле, неустойчивой по отношению к поляризационному заряду [3,4]. В обоих упомянутых ситуациях распределение поверхностного заряда капли обладает симметрией по отношению к плоскости экваториального сечения, перпендикулярной к оси симметрии сфероида. При переходе к задаче о распаде заряженной капли во внешнем однородном электростатическом поле симметрия в распределении заряда по поверхности капли теряется. Дочерние капельки, отрывающиеся от противоположных вершин неустойчивой родительской капли, теперь будут иметь различные по величине размеры и заряды. Импульс, уносимый дочерними капельками, эмиттированными с противоположных вершин родительской капли, будет различен, и, следовательно, родительская капля будет двигаться вдоль вектора напряженности внешнего электрического поля, что и отмечается в экспериментах [5,6].

В теоретическом отношении задача расчета характеристик распада заряженной капли в однородном внешнем электростатическом поле почти не исследована. Этот пробел и должна заполнить данная работа.

1. Пусть сферическая капля радиуса R с коэффициентом поверхностного натяжения границы σ , плотностью ρ , диэлектрической проницаемостью ϵ , удельной электропроводностью λ , имеющая заряд Q , помещается в однородное электростатическое поле напряженностью E . При этом капля вытягивается вдоль E в фигуру, близкую к сфероиду с эксцентриситетом e [7]. При достаточно большой величине электрического заряда Q или поля E , или того и другого вместе капля может претерпеть неустойчивость по отношению к поверхностному собственному и поляризационному зарядам.

Характерное время выравнивания за счет проводимости электрического потенциала капли при ее ка-

пиллярных колебаниях определяется временем максвелловской релаксации $\tau_q = \epsilon/(4\pi\lambda)$. Характерное время развития неустойчивости капли по отношению к поверхностному заряду определяется соотношением $\tau_u = [\rho R^3/\sigma\{1 - W^2 - w^2/(16\pi)\}]^{1/2}$ [8]. В выписанных выражениях $w^2 = E^2 R/(\epsilon\sigma)$ — параметр Тейлора, характеризующий устойчивость капли по отношению к поляризационному заряду; $W^2 = Q^2/(16\pi\sigma\epsilon R^3)$ — параметр Рэля, характеризующий устойчивость капли по отношению к электрическому заряду.

Если величина λ мала и характерное время развития неустойчивости τ_u много меньше характерного времени выравнивания электрического потенциала τ_q : $\tau_u \ll \tau_q$, то каплю в процессе реализации неустойчивости можно принимать непроводящей, а заряд вмороженным в поверхность. При реализации неустойчивости такой капли по отношению к поверхностному заряду она распадается на две равные дочерние капельки, несущие одинаковые заряды [9]. Если же λ велико настолько, что характерное время реализации неустойчивости капли по отношению к заряду τ_q много больше времени выравнивания электрического потенциала поверхности капли τ_u : $\tau_q \ll \tau_u$, то каплю можно принять идеально проводящей. В нижеследующем рассмотрении именно эта ситуация будет проанализирована более детально.

2. При реализации неустойчивости капли в зависимости от величины заряда Q и внешнего электрического поля E с одной или обеих вершин капли имеет место сброс высокодисперсных сильно заряженных дочерних капелек. Будем считать, что каждая дочерняя капелька после отрыва от материнской за время до эмиссии следующей капельки улетает на большое расстояние от родительской капли и электростатическое поле ее заряда не влияет на характеристики следующей эмиттируемой с той же вершины капелек.

Рассмотрим отрыв n -й капельки с одной из вершин капли, которую для определенности будет называть первой, и l -й капельки — со второй вершины. Учтем также, что к текущему моменту произошло $n - 1$ актов эмиссии дочерних капелек с 1-й вершины родительской капли и $l - 1$ актов эмиссии со 2-й вершины. В результате эмиссии родительская капля выбрасывает дочерние капельки с зарядами $q_{ij} \ll (Q + ER^2)$ и радиусами $r_{ij} \ll R$ (первый

индекс нумерует вершины родительской капли: $i = 1$ для капельки, движущейся после эмиссии в направлении \mathbf{E} ; $i = 2$ капельки, движущейся против \mathbf{E} ; второй индекс j указывает номер капельки в процессе эмиссии). Примем, что время эмиссии дочерней капельки порядка периода капиллярных колебаний ее основной моды, $\sim (r_{ij})^{3/2}$. И следовательно, за время отрыва одной большой дочерней капельки со 2-й вершины отрывается k малых капелек с 1-й вершины (где k есть целая часть отношения $(r_{2l}/r_{1n})^{3/2}$). Дочерние капельки в суммарном электрическом поле в окрестности родительской капли (на характерных пространственных масштабах, сравнимых с размерами дочерних капелек, будем считать поле квазиоднородным) имеют форму вытянутых сфероидов с эксцентриситетами e_{ij} [2,7], которые ниже будут определяться в итерационной процедуре.

Будем считать, что процесс диспергирования происходит при постоянной температуре. Тогда, учитывая постоянство полного заряда и массы жидкой фазы (возможным влиянием процессов испарения и конденсации жидкости пренебрегаем), нетрудно найти изменение потенциальной энергии системы в результате очередного акта эмиссии какой-либо дочерней капельки с вершины родительской [10]

$$\begin{aligned} \Delta U_{ij} = & 4\pi\sigma (R_{ij}^2 A(e) - R_{ij-1}^2 A(e) + r_{ij}^2 A(e_{ij})) \\ & + q_{ij}^2 \frac{B(e_{ij})}{2r_{ij}} + \frac{B(e)}{2R_{ij}} \left[Q - \sum_{j=1}^{n-1} q_{1j} - \sum_{j=1}^{l-1} q_{2j} \right]^2 \\ & - q_{ij} \frac{B(e)}{R_{ij}} \left[Q - \sum_{j=1}^{n-1} q_{1j} - \sum_{j=1}^{l-1} q_{2j} \right] - \frac{B(e)}{2R_{ij-1}} \\ & \times \left[Q - \sum_{j=1}^{n-1} q_{1j} - \sum_{j=1}^{l-1} q_{2j} \right]^2 + q_{ij} \frac{K(\nu_{ij})}{R_{ij}} \\ & \times \left[Q - \sum_{j=1}^{n-1} q_{1j} - \sum_{j=1}^{l-1} q_{2j} \right] + (-1)^{i+1} ER_{ij} q_{ij} \Omega(\nu_{ij}); \\ A(e_{ij}) = & \frac{1}{2} \left((1 - e_{ij}^2)^{1/2} + \frac{\arcsin e_{ij}}{e_{ij}} \right) (1 - e_{ej}^2)^{-1/6}; \\ B(e_{ij}) = & \frac{(1 - e_{ij}^2)^{1/3}}{e_{ij}} \operatorname{arth}(e_{ij}); \\ K(\nu_{ij}) = & \frac{(1 - e^2)^{1/3}}{e} \operatorname{arth} \left(\frac{e}{\nu_{ij}} \right); \quad \nu_{ij} = \left(1 + \frac{\xi_{ij}}{a^2} \right)^{1/2}; \\ \Omega(\nu_{ij}) = & \frac{e(\nu_{ij} - 1) - \nu_{ij} \operatorname{arth} [e(\nu_{ij} - 1)(\nu_{ij} - e^2)^{-1}]}{(1 - e^2)^{1/3} (\operatorname{arth} e - e)}; \\ n(i) = & \begin{cases} n, & \text{если } i = 1; \\ l, & \text{если } i = 2; \end{cases} \\ R_{ij} = & \left(R^3 - r_{ij}^3 - \sum_{j=1}^{n-1} r_{1j}^3 - \sum_{j=1}^{l-1} r_{2j}^3 \right)^{1/3}; \end{aligned} \quad (1)$$

α — большая полуось родительской капли; ν_{ij} — расстояние между центрами родительской и дочерней капелек, измеренное в больших полуосях родительской капли; ξ_{ij} — сфероидальные координаты дочерних капелек в момент их отрыва от родительской.

В (1) первый член характеризует изменение поверхностной энергии системы; второй — собственную электростатическую энергию дочерней капельки; третий и четвертый — собственную электростатическую энергию материнской капли после акта эмиссии; пятый — собственную электростатическую энергию материнской капли до акта эмиссии; шестой — энергию электрического взаимодействия заряда дочерней капельки с собственным зарядом родительской; седьмой — энергию взаимодействия дочерней капельки с поляризационным зарядом родительской.

Эмиссия дочерних капелек будет продолжаться до тех пор, пока кулоновская сила, отрывающая дочернюю капельку, превосходит лапласовскую силу $2\pi\sigma r_{ij}^*$, удерживающую ее (r_{ij}^* — радиус перетяжки, связывающей отрывающуюся дочернюю капельку с материнской). Принимая, что напряженность поля в точке отрыва определяется полем материнской капли, получим условия отрыва дочерних капелек от разных вершин родительской капли

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_{ij} X_{ij} (1 - e_{ij}^2)^{1/6}}{8} \leq & Y_{ij} \left(\frac{w}{(16\pi)^{1/2}} + W \right)^2 \\ & \times \left\{ \left[\frac{W}{w(16\pi)^{-1/2} + W} - \sum_{j=1}^{n-1} Y_{1j} - \sum_{j=1}^{l-1} Y_{2j} \right] \right. \\ & \times \left. \frac{C(\nu_{ij})}{H_{ij}^2} + (-1)^{i+1} \frac{w}{w(16\pi)^{-1/2} + W} T(\nu_{ij}) \right\}; \\ T(\nu_{ij}) = & 1 - \frac{\operatorname{arth}(e\nu_{ij}^{-1}) - e\nu_{ij}(\nu_{ij}^2 - e^2)^{-1}}{\operatorname{arth}(e) - e}; \\ C(\nu_{ij}) = & \frac{(1 - e^2)^{2/3}}{(\nu_{ij}^2 - e^2)}; \\ H_{ij} = & \left(1 - X_{ij}^3 - \sum_{j=1}^{n-1} X_{1j}^3 - \sum_{j=1}^{l-1} X_{2j}^3 \right)^{1/3}; \\ \alpha_{ij} = & \frac{r_{ij}^*}{b_{ij}}; \quad Y_{ij} = \frac{q_{ij}}{(Q + ER^2)}; \quad X_{ij} = \frac{r_{ij}}{R}; \end{aligned} \quad (2)$$

X_{ij} , Y_{ij} — безразмерные радиусы и заряды дочерних капелек, b_{ij} — малые полуоси дочерних капелек; первое и второе слагаемые в фигурных скобках характеризует напряженность электрического поля, созданного собственным и поляризационным зарядами родительской капли в окрестности дочерней капельки.

Потребуем, чтобы в силу принципа наименьшего рассеяния энергии в неравновесных процессах Онзагера изменение потенциальной энергии было экстремальным, т.е. чтобы выполнялись условия $\partial(\Delta U_{ij})/\partial q_{ij} = 0$, $\partial(\Delta U_{ij})/\partial r_{ij} = 0$ [10]. Это дает в дополнение к двум

уравнениям (2) еще четыре уравнения для нахождения шести неизвестных $X_{1j}, Y_{1j}, \nu_{1j}, X_{2j}, Y_{2j}, \nu_{2j}$

$$Y_{ij} \frac{B(e_{ij})}{X_{ij}} + \left[\frac{W}{w(16\pi)^{-1/2} + W} - \sum_{j=1}^{n-1} Y_{1j} - \sum_{j=1}^{l-1} Y_{2j} \right] \times \frac{[K(\nu_{ij}) - B(e)]}{H_{ij}} + (-1)^{i+1} \times \frac{w}{w(16\pi)^{-1/2} + W} H_{ij} \Omega(\nu_{ij}) = 0; \quad (3)$$

$$H_{ij} \frac{\partial H_{ij}}{\partial X_{ij}} A(e) + X_{ij} A(e_{ij}) - \left(\frac{w}{(16\pi)^{1/2}} + W \right)^2 Y_{ij}^2 \frac{B(e_{ij})}{X_{ij}^2} + \left(\frac{w}{(16\pi)^{1/2}} + W \right) \left[\frac{W}{w(16\pi)^{-1/2} + W} - \sum_{j=1}^{n-1} Y_{1j} - \sum_{j=1}^{l-1} Y_{2j} \right] \times \frac{B(e)}{H_{ij}^2} \frac{\partial H_{ij}}{\partial X_{ij}} \left\{ Y_{ij} - \left[\frac{W}{w(16\pi)^{-1/2} + W} - \sum_{j=1}^{n-1} Y_{1j} - \sum_{j=1}^{l-1} Y_{2j} \right] \right\} - 2 \left(\frac{w}{(16\pi)^{1/2}} + W \right)^2 \frac{Y_{ij} K(\nu_{ij})}{H_{ij}^2} \frac{\partial H_{ij}}{\partial X_{ij}} \times \left[\frac{W}{w(16\pi)^{-1/2} + W} - \sum_{j=1}^{n-1} Y_{1j} - \sum_{j=1}^{l-1} Y_{2j} \right] - (-1)^{i+1} \frac{2w}{(16\pi)^{1/2}} \times \left(\frac{w}{(16\pi)^{1/2}} + W \right) \frac{\partial H_{ij}}{\partial X_{ij}} \Omega(\nu_{ij}) Y_{ij} = 0. \quad (4)$$

3. При численном анализе системы (2)–(4) параметр α_{ij} считался одинаковым для капелек, отрывающихся с 1-й и 2-й вершин, и не зависящим от номера капельки в процессе эмиссии, т.е. $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.9$ [2].

На плоскости параметров (W^2, w^2) при фиксированных значениях других физических величин можно выделить шесть характерных областей существования решений системы уравнений (2)–(4), приведенных на рис. 1.

В области A_1 эмиссия идет только с 1-й вершины родительской капли. В области A_2 эмиссия происходит только со 2-й вершины. В области B исходная капля является устойчивой. В области C, D_1, D_2 эмиссия происходит с обоих эмиссионных выступов. В областях D_1, D_2 родительская капля эмиттирует с обеих своих вершин дочерние капли одного знака. В области C знаки дочерних капелек, эмиттированных с противоположных вершин, различны. Границы приведенных областей были получены следующим образом.

Параметры $w^2 < 2.2.59$ и W^2 выбирались из области A_1 , где не существует решений для дочерних капелек, отрывающихся со 2-й вершины родительской капли. Искались решения системы трех уравнений для 1-й вершины в первом акте эмиссии, т.е. X_{11}, Y_{11}, ν_{11} , при

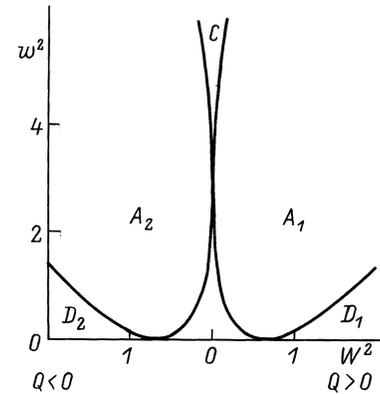


Рис. 1. Границы областей значений параметров W^2 и w^2 , в которых закономерности эмиссии дочерних капелек различны ($e^2 = 0.7, \alpha_1 = \alpha_2 = 0.9$).

этом параметр Рэлея фиксировался, а параметр Тейлора уменьшался. При достижении некоторого конечного значения параметра Тейлора решения системы (2)–(4) пропадали, т.е. мы выходили на границу области. Таким образом, в интервале изменения W^2 от 0 до 0.6 была получена кривая $w^2(W^2)$, разделяющая области A_1 и B . Затем параметры $w^2 > 2.59$ и W^2 выбирались из области C . Искались решения системы (2)–(4) для 1-й и 2-й вершин родительской капли в первом акте эмиссии, т.е. $X_{11}, Y_{11}, \nu_{11}, X_{21}, Y_{21}, \nu_{21}$. Снова параметр Рэлея фиксировался, а параметр Тейлора уменьшался. При достижении некоторого значения параметра Тейлора решения X_{21}, Y_{21}, ν_{21} пропадали. Таким образом, была получена в интервале изменения W^2 от 0 до 0.255 зависимость $w^2(W^2)$, разделяющая области C и A_1 . Далее параметры $W^2 \geq 0.6$ и w^2 выбирались из области D_1 . Находились решения системы (2)–(4) для 1-й и 2-й вершин родительской капли в первом акте эмиссии, т.е. $X_{11}, Y_{11}, \nu_{11}, X_{21}, Y_{21}, \nu_{21}$. Параметр Рэлея фиксировался, а параметр Тейлора увеличивался. При достижении некоторого значения параметра Тейлора решения X_{21}, Y_{21}, ν_{21} пропадали. В итоге в интервале изменения W^2 от 0.6 до 2 определялась зависимость $w^2(W^2)$, разделяющая области D_1 и A_1 .

Все области для $Q < 0$ были получены отображением областей, просчитанных для $Q > 0$. Это было сделано в связи с тем, что при замене Q на $-Q$ в уравнениях системы (2)–(4) уравнения, описывающие решения для X_{1j}, Y_{1j}, ν_{1j} , переходят в уравнения, определяющие X_{2j}, Y_{2j}, ν_{2j} , и наоборот.

4а. Пусть начальные значения параметров W^2, w^2 лежат в области A_1 или A_2 , тогда эмиссия происходит только с одного эмиссионного выступа: для $Q > 0$ — с 1-го, а для $Q < 0$ — со 2-го. Причем процессы диспергирования в областях A_1 и A_2 происходят схожим образом, за исключением того, что в области A_1 дочерние капельки имеют положительные заряды, а в области A_2 — отрицательные. В процессе эмиссии параметр Рэлея для капли уменьшается быстрее, чем параметр Тейлора, и

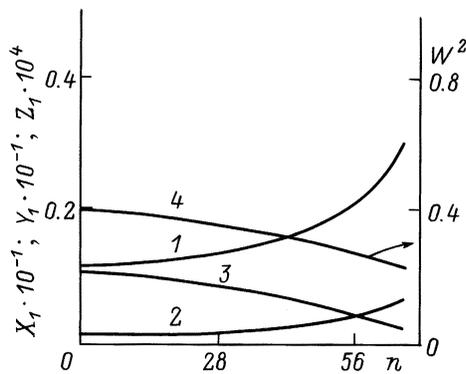


Рис. 2. Зависимости от порядкового номера капельки n безразмерных величин: 1 — радиусы X_1 ; 2 — заряды Y_1 ; 3 — удельные заряды Z_1 для дочерних капелек, эмиттированных с 1-й вершины родительской капли; 4 — параметр Рэлея для родительской капли. Начальные значения: $w^2 = 0.4$, $W^2 = 0.4$, $Q > 0$, $e^2 = 0.7$, $\alpha_1 = 0.9$.

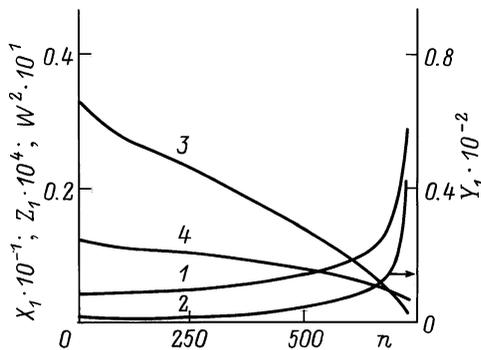


Рис. 3. То же, что на рис. 2, при начальных значениях $w^2 = 0.18$, $W^2 = 1.2$, $Q > 0$, $e^2 = 0.7$, $\alpha_1 = 0.9$.

капля на диаграмме (W^2, w^2) может достигнуть границы области A_1 (или A_2). Направление дальнейшей реализации процесса распада родительской капли зависит от величины параметра Тейлора. Если $w^2 < 2.59$, то капля на плоскости значений (W^2, w^2) попадает в область B и эмиссия прекращается вообще. Если $w^2 > 2.59$, то капля попадает в область C , тогда эмиссия происходит с обоих эмиссионных выступов. Результаты расчетов при $W^2 = 0.4$, $w^2 = 0.4$ представлены на рис. 2.

4б. Если начальные величины параметров W^2, w^2 лежат в области D_1 или D_2 , то эмиссия происходит с обоих эмиссионных выступов. При этом знаки зарядов дочерних капелек, отрывающихся с 1-й и 2-й вершин, одинаковы, но их величины различны. В процессе эмиссии параметр Рэлея уменьшается и капля попадает из области D_1 в область A_1 (или из области D_2 в область A_2), после чего реализуется процесс, описанный в пункте 4а. Ситуация с начальными значениями параметров W^2 и w^2 из области D_1 проиллюстрирована рис. 3 и 4 для начальных значений $W^2 = 1.2$, $w^2 = 0.18$. За время отрыва от одной до девяти дочерних капелек со 2-й вершины отрывается соответственно по 8, 8, 9, 9, 9, 10,

10, 11, 12 капелек с 1-й вершины. После этого капля на плоскости значений (W^2, w^2) попадает в область A_1 и эмиссия продолжается только с 1-й вершины родительской капли. Затем капля на плоскости значений (W^2, w^2) переходит в область B и эмиссия прекращается.

4в. Если начальные значения параметров W^2 и w^2 лежат в области C , то эмиссия происходит с обоих эмиссионных выступов, при этом заряды дочерних капелек, отрывающихся с 1-й и 2-й вершин родительской капли, различны по знакам и величинам. Результаты численных расчетов при $W^2 = 0.0025$, $w^2 = 2.7$ из области C проиллюстрированы рис. 5 и 6. В начале процесса эмиссии за время отрыва одной дочерней капельки со 2-й вершины отрываются три капельки с 1-й вершины. Затем за время отрыва одной дочерней капельки со 2-й вершины отрываются то две, то три дочерние капельки с 1-й вершины. Причем во время отрыва двух капелек с 1-й вершины и одной со 2-й параметр Рэлея увеличивается, а за время отрыва трех капелек с 1-й вершины и одной со 2-й параметр Рэлея уменьшается. Этому процессу соответствует первое плато на рис. 5 и 6. Затем, после того как параметр Тейлора немного уменьшается, заряды дочерних капелек увеличиваются и наступает момент, при котором во время отрыва двух капелек с 1-й верши-

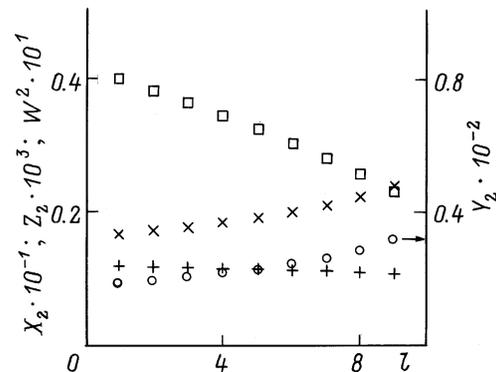


Рис. 4. Зависимости от порядкового номера дочерней капельки l безразмерных величин: \times — радиусы X_2 , o — заряды Y_2 , \square — удельные заряды Z_2 для дочерних капелек, эмиттированных со 2-й вершины родительской капли; $+$ — параметр Рэлея для родительской капли. Начальные значения: $w^2 = 0.18$, $W^2 = 1.2$, $Q > 0$, $e^2 = 0.7$, $\alpha_2 = 0.9$.

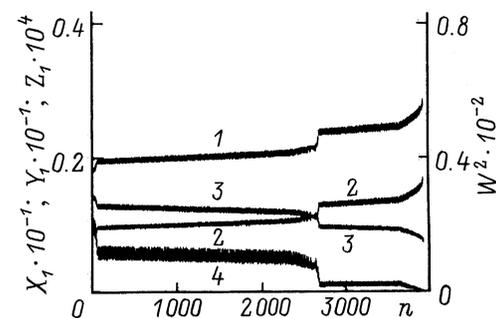


Рис. 5. То же, что на рис. 2, при начальных значениях $w^2 = 2.7$, $W^2 = 0.0025$, $Q > 0$, $e^2 = 0.7$, $\alpha_1 = 0.9$.

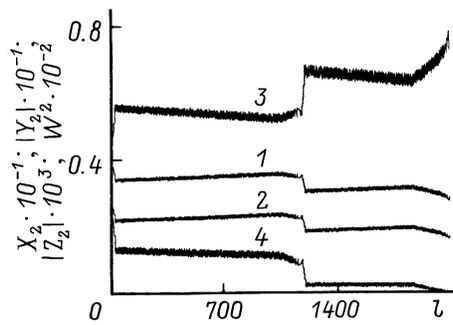


Рис. 6. Зависимости от порядкового номера дочерней капельки l безразмерных величин: 1 — радиусы X_2 ; 2 — абсолютные величины зарядов $|Y_2|$; 3 — абсолютные величины удельных зарядов $|Z_2|$ для дочерних капелек, эмиттированных со 2-й вершины родительской капли; 4 — параметр Рэлея для родительской капли. Начальные значения: $w^2 = 2.7$, $W^2 = 0.0025$, $Q > 0$, $e^2 = 0.7$, $\alpha_2 = 0.9$.

ны и одной со 2-й параметр Рэлея уменьшается. Это соответствует второму уменьшению величины параметра Рэлея. За время отрыва одной капельки со 2-й вершины отрывается одна или две с 1-й вершины. Причем за время отрыва одной капельки со 2-й и 1-й вершин параметр Рэлея увеличивается, а за время отрыва двух капелек с 1-й и одной со 2-й параметр Рэлея уменьшается. Этому процессу соответствует второе плато на рис. 5 и 6. При дальнейшем уменьшении величины параметра Тейлора заряды увеличиваются, и тогда при отрыве одной капельки с 1-й и 2-й вершин параметр Рэлея уменьшается и достигает нуля. Затем капля на плоскости значений параметров (W^2, w^2) попадает в область B , после чего эмиссия прекращается.

В заключение этого раздела отметим, что окончание процесса сбора неустойчивой каплей избыточного поверхностного заряда в виде эмиссии серии высокодисперсных сильно заряженных капелек, проиллюстрированное рис. 2–6, происходит, когда родительская капля в поле значений параметров (W^2, w^2) попадает в область B на рис. 1. На рис. 3–6 обращает на себя внимание факт существенного различия в размерах, зарядах и количестве дочерних капелек, эмиттированных родительской каплей в различных режимах. Ранее подобное различие отмечалось при сравнении двух простейших ситуаций: распада сильно заряженной капли, неустойчивой по отношению к собственному заряду, и распада незаряженной капли в сильном внешнем электростатическом поле, неустойчивой по отношению к индуцированному заряду [4].

Мелкомасштабная структура кривых на рис. 5 и 6 связана с тем, что заряды дочерних капелек, эмиттированных с противоположных вершин родительской капли, различаются как по знаку, так и по величине. Это приводит к колебаниям величины остатка собственного заряда капли и, следовательно, к колебаниям характеристик эмиттируемых дочерних капелек.

Заключение

В зависимости от величины внешнего электростатического поля E , а также величины и знака собственного заряда электропроводной капли Q ее неустойчивость по отношению к суперпозиции собственного и индуцированного поверхностного электрического заряда реализуется в различных режимах с эмиссией дочерних капелек лишь с одной из вершин капли вдоль или против E либо с обеих вершин. В последнем случае размеры и заряды дочерних капелек, эмиттированных с различных вершин родительской капли, различаются, что приводит в силу реактивного эффекта к движению родительской капли. При распаде капли возможна плавная смена режимов эмиссии.

Список литературы

- [1] Григорьев А.И., Ширяева С.О. // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 3. С. 3–22.
- [2] Григорьев А.И., Ширяева С.О. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 3. С. 19–28.
- [3] Grigoriev A.I., Shiryayeva S.O. // J. Phys. D. 1990. Vol. 23. N 11. P. 1361–1370.
- [4] Ширяева С.О., Григорьев А.И. // ПЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 18. С. 87–92.
- [5] Бейтуганов М.Н. // Метеорология и гидрология. 1989. № 9. С. 42–49.
- [6] Mochizuki T., Mori T., Kaji N. // AIChE J. 1990. Vol. 36. N 7. P. 1039–1045.
- [7] Григорьев А.И., Ширяева С.О., Белавина Е.И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 6. С. 27–34.
- [8] Ширяева С.О., Григорьев А.И. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 3. С. 13–25.
- [9] Коромыслов В.А., Григорьев А.И., Ширяева С.О. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 8. С. 31–38.
- [10] Ширяева С.О., Григорьев А.И. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 2. С. 11–21.