

11. *Тимова Ю.В., Сергеева И.Н., Кузьмичева Л.А., Максимов А.И.* Синтез пероксида водорода в растворе электролита под действием разрядов атмосферного давления // Там же. С. 103 – 105.
12. *Amaroux J., Arefi F., Spartacus P., Mournet S., Goldman M.* Evolution of the wettability and the adhesion of polymeric materials treated by a non equilibrium plasma // *Polymer Mater. Sci. and Eng. Proc. Asc. Div.* 1987. V.56. № 2. P. 332 – 336.
13. *Tsutsui K., Iwata A., Ikeda S.* Plasma surface treatment of polypropylene-containing plastics // *J. of Coating Technol.* 1989. V. 61. № 6. P. 65 – 72.
14. *O`Kell S., Henshaw T., Farrow G., Aindow M., Jones C.* Effects of low-power treatment on polyethylene surfaces // *Surface and Interface Anal.* 1995. V. 23. № 3. P. 319 – 327.
15. *Normand F., Marec J., Leprince Ph., Granier A.* Surface treatment of polypropylene by oxygen microwave discharge // *Mater. Sci. and Eng.* 1991. V. A139. № 1. P. 103 – 109.
16. *Garby L., Chabert B., Sage D., Soulier J.P.* Surface modification of polypropylene film by microwave plasma and the adhesion of a vacuum-deposited aluminum layer // *Die Ang. Makromol. Chem.* 1995. № 230. P. 73 – 87.
17. *Гильман А.Б., Ришина Л.А., Драчев А.И., Шибряева Л.С.* Пленки полипропилена в разряде постоянного тока // *Химия высоких энергий.* 2001. Т. 35. № 2. С. 151 – 156.
18. *Гильман А.Б., Ришина Л.А., Визен Е.И., Шибряева Л.С., Сосновская Л.Н., Потапов В.К.* Действие тлеющего низкочастотного разряда в воздушной среде на пленки полипропилена // Там же. 1997. Т. 31. № 5. С. 393 – 396.

Поступила 16.09.03

Summary

Alteration of gray cotton fabric and polymer films wetting induced by their treatment in electrolyte solutions activated by atmospheric pressure glow discharge is studied. Plasma-solution treatment is shown to increase capillarity of fabric and polar component of the polymer films surface energy. Hydroxyl and carbonyl groups are formed in the polymer surface layer during the treatment. Results obtained by the modification of polymer films in the plasma – solution system and in the low pressure oxidative plasmas are compared.

Ф.П. Гросу**, М.К. Болога*, И.А. Кожухарь*

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПЛОСКОНЕПАРАЛЛЕЛЬНОГО КОНДЕНСАТОРА

**Институт прикладной физики АН РМ,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова
**Государственный аграрный университет Молдовы,
ул. Мирчеа, г. Кишинев, MD-2049, Республика Молдова*

1. Вводные замечания. Известно, что электропроводящая частица, находящаяся в постоянном поле плоскостепенного горизонтального конденсатора, коснувшись одного из электродов, устремляется в перпендикулярном направлении к противоположному, достигнув которого повторяет свое движение в обратном направлении. Таким образом, частица совершает колебательное движение вдоль отрезка перпендикуляра, соединяющего электроды. Ясно, что этот эффект возникает из-за зарядки и перезарядки частицы на электродах и ее последующего отталкивания от них.

Усложним задачу, допустив, что пластины конденсатора непараллельны и образуют некоторый угол – γ ; такой клинообразный конденсатор назовем «плоскостепенным». Представляет интерес, каково в таком случае будет движение частицы и в, частности, по какой траектории она будет двигаться?

Имеются экспериментальные данные [1] о движении заряженного волокна в камере электрофлокатора, представляющего собой конденсатор, одна из обкладок которого плоская, другая – сферическая (рис. 1), и служащего для нанесения ворса на ткани (текстильная промышленность). Траектория волокна M представляет собой зигзагообразную кривую и, совершая колебания между электродами, частица перемещается в область более слабого поля. На основе данного эффекта предложены способ получения ворсового материала [2] и устройство для измерения однородных частиц [3].

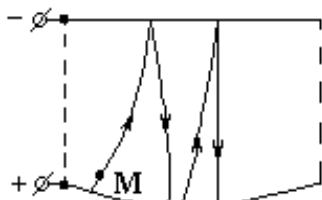


Рис. 1.

В работе [4] предпринимаются аналогичные исследования, но с плосконе параллельным конденсатором (рис. 2) и показано, что, как и в случае рис. 1, частица отклоняется в область меньшей напряженности поля, двигаясь по траектории M_0M правее силовой линии M_0M' (дуга окружности).

Наблюдаемый эффект согласно [1] можно объяснить, рассматривая движение заряженной частицы одновременно в гравитационном и электрическом полях. По-видимому, это и побудило авторов [4] поставить и решить на ЭВМ рассматриваемую задачу на основе системы двух дифференциальных уравнений динамики

$$\begin{cases} \frac{Ky}{x^2 + y^2} = \frac{d^2x}{dt^2}; & K \equiv \frac{qU}{m(\gamma_0 + \beta_0)}; \\ \frac{Kx}{x^2 + y^2} - g = \frac{d^2y}{dt^2}; & r|_{t=0} = r_0; \quad \vec{v}|_{t=0} = 0; \end{cases} \quad (1)$$

где q – заряд частицы, m – масса частицы, U – разность потенциалов, $r_0 = OM_0$ – начальное расстояние частицы от начала координат (рис. 2).

В результате оказалось, что расчеты согласуются с экспериментальными данными лишь для сравнительно тяжелых частиц и малых углов γ между плоскостями ($\gamma_0 = 0$; $\beta_0 = 20^\circ$), то есть учет силы тяжести оказался недостаточным для объяснения наблюдаемых особенностей движения частиц. Вместе с тем отклонение траектории частиц в сторону малых напряженностей поля, то есть зигзагообразная траектория на рис. 1 – 3 легко объяснимы без привлечения к рассмотрению сил тяжести. Суть состоит в том, что направление результирующей силы F никогда не совпадает с направлением траектории, то есть тангенциального ускорения \vec{a}_τ , и $\vec{a} \parallel \vec{a}_\tau$. Более того, траектория всегда расположена «снаружи» относительно силовой линии в силу того, что полное ускорение всегда ориентировано внутрь кривизны траектории, что наглядно отражено на рис. 1 – 3.

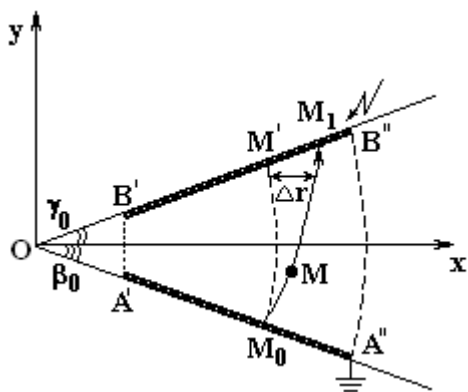


Рис. 2

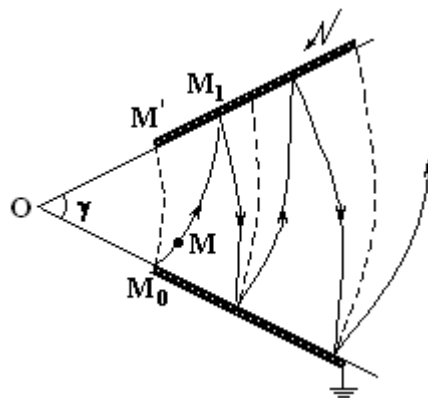


Рис. 3

Точное численное решение задачи [4] с учетом кулоновской силы $q\vec{E}$ и гравитационной $m\vec{g}$ как уже отмечалось, не дает полного объяснения экспериментально наблюдаемым траекториям движения частиц. Поэтому предпринимаются попытки трактовки рассматриваемых явлений и, в частности, отмечается [2], что действуют еще пондеромоторная

$$\vec{F}_\varepsilon = \frac{1}{2} \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) \nabla E^2 \quad (2)$$

и дипольная [5] силы

$$\vec{F}_p = (\vec{P} \nabla) \vec{E}, \quad (3)$$

так как волокно биполярно заряжено [4].

В отношении этих сил сделаем следующие замечания. Во-первых, если в [3] \vec{P} – дипольный момент частицы, наведенный внешним полем \vec{E} , то это учитывается силой (2), поэтому следует ограничиться ее учетом, либо (3). Во-вторых, если речь идет о силе, действующей на изолированную частицу, пользоваться формулой (2) некорректно, поскольку эта формула не обеспечивает получение правильного результата при предельном переходе к проводящим частицам (то есть при $\varepsilon \rightarrow \infty$). Правильное выражение для силы, действующей на сферическую частицу, имеет вид (3), где дипольный момент определяется формулой [5, 6]

$$\vec{P} = \frac{4\pi R^3 \varepsilon_0 (\varepsilon - 1)}{\varepsilon + 2} \vec{E}, \quad (4)$$

где R – радиус частицы, \vec{E} – напряженность внешнего поля неискаженного частицей, размеры которой предполагаются малыми, чтобы поле в ее пределах можно было считать однородным.

Кроме того, немаловажную роль, очевидно, должна играть сила сопротивления среды (воздуха), которую на первых порах можно предположить линейной функцией скорости

$$\vec{F}_\mu = -\mu \vec{v}, \quad (5)$$

где μ – коэффициент сопротивления.

Практическая значимость рассматриваемой задачи выходит далеко за рамки текстильной промышленности. Она возникает во всякой подобласти электрогидродинамики (ЭГД) гетерогенных сред, предметом которой является взаимодействие внешних электрических полей с потоком жидкообразных сред, в частности, при рассмотрении тепло- и массообменных процессов в двухфазных системах при кипении [7]. Например, установлено, что непроводящая среда типа фреона-113 втягивается в область более сильного электрического поля, как это следует из формулы (2), в то время как сравнительно проводящая (смесь фреона с ацетоном) выталкивается в область более слабого поля.

С учетом совокупно рассмотренных эффектов ниже приведено аналитическое приближенное решение задачи о движении частицы с учетом всех, действующих на нее сил, за исключением дипольной, которую применительно к интересующим нас дальнейшим задачам полагаем отсутствующей.

2. Общая постановка и решение задачи.

а) Электрическое поле плосконепараллельного конденсатора.

Конденсатор считаем наклонным (рис. 4) под углом α_0 между нижней обкладкой и горизонтальной плоскостью XOZ. Положение частицы M как материальной точки задается полярными координатами ($r \equiv OM$; $\alpha \equiv \alpha_0 + \Psi$). Напряженность электрического поля определяется формулой

$$\vec{E} = \frac{U}{\gamma r} \vec{l}_\alpha, \quad (6)$$

где U – напряжение на обкладках конденсатора, \vec{l}_α – орт по направлению силовой линии, которая является дугой окружности M_0M' . Заметив, что $\gamma r = l$ – длина силовой линии, находим, что напряженности поля

$$E = \frac{U}{\gamma r} = \frac{U}{l}. \quad (7)$$

При $\gamma \rightarrow 0$ имеем $l \rightarrow d$ – расстоянию между обкладками конденсатора – плоский случай. Этот переход целесообразен в окончательных формулах для выявления роли неоднородности поля в рассматриваемых эффектах.

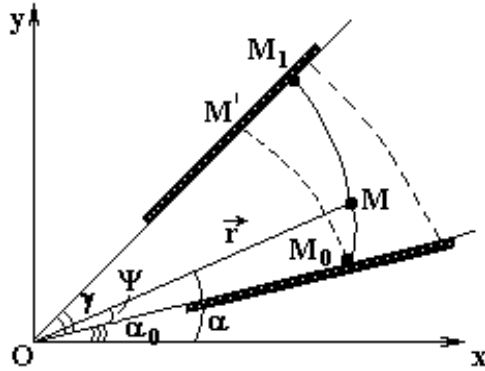


Рис. 4.

б) Силы действующие на частицу. Кулоновская сила является одной из первосмененных; она равна

$$\vec{F}_q = \frac{A'}{r} \vec{e}_\alpha, \quad A' \equiv \frac{qU}{\gamma}. \quad (8)$$

При этом вопрос о заряде частицы q не является тривиальным и пока остается открытым, считая его известным. Заметим, что эта сила направлена вдоль силовой линии, хотя, как отмечено, траекторией движения, обусловленной действием этой силой, будет кривая, лежащая правее силовой линии, то есть кривая M_0M_1 .

Другая сила, подлежащая учету в нашей задаче, это дипольная (3), которую определим путем вычислений:

$$\vec{F}_p = P_r \frac{\partial}{\partial r} (E \vec{e}_\alpha) + P_\alpha \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \alpha} (E \vec{e}_\alpha) = \vec{e}_\alpha P_r \frac{\partial E}{\partial r} - \frac{EP_\alpha}{r} \vec{e}_r,$$

где учтено $\frac{\partial \vec{e}_\alpha}{\partial \alpha} = -\vec{e}_r$ – радиальный орт.

Вводя угол между направлением дипольного момента \vec{P} и напряженностью поля \vec{E} , то есть угол $\theta \equiv (\vec{P}, \wedge \vec{E})$, получим окончательную формулу:

$$\vec{F}_p = -\frac{PU}{\gamma r^2} (\vec{e}_\alpha \sin \theta + \vec{e}_r \cos \theta). \quad (9)$$

Здесь дипольный момент – наведенный, определяемый по формуле (4). Поэтому можно считать $\theta = 0$. Тогда с учетом (4), (7) из (9) найдем

$$\vec{F}_p = -\frac{B'}{r^3} \vec{e}_r, \quad B' = \frac{4\pi R^3 \epsilon_0 (\epsilon - 1) U^2}{\gamma^2 (\epsilon + 2)}. \quad (10)$$

В явном виде формула для \vec{F}_p может быть переписана:

$$\vec{F}_p = -\frac{4\pi R^3 \epsilon_0 (\epsilon - 1) U^2}{(\epsilon + 2) l^3} \cdot \gamma \cdot \vec{e}_r. \quad (11)$$

В отличие от (10) из формулы (11) видно, что в квазиоднородном поле ($l \approx \text{const}$) дипольная сила возрастает с ростом угла γ и, наоборот, $\vec{F}_p \rightarrow 0$ при $\gamma = 0$, то есть для плоскопараллельного конденсатора. Кроме того, положив $\epsilon \rightarrow \infty$, найдем силу, действующую на проводящую частицу

$$\vec{F}_p = -\frac{4\pi R^3 \epsilon_0 U^2}{l^3} \cdot \gamma \cdot \vec{e}_r, \quad (12)$$

чего нельзя получить, исходя из неприменимой к данному случаю формулы (2).

Итак, под действием кулоновской силы (8) частица, описывая зигзагообразную траекторию, должна мигрировать в сторону уменьшения напряженности электрического поля, а под действием дипольной (10), (11) радиально должна двигаться внутрь (к точке О) конденсатора. Очевидно, результирующий эффект может быть установлен лишь на основе решения дифференциальных уравнений движения типа (1), к формулировке которых и переходим.

в) *Уравнения движения и их приближенные решения.* Будем пользоваться полярной системой координат (рис. 4), в которой

$$\begin{aligned} m\ddot{\vec{r}} &= \vec{F}_q + \vec{F}_p + m\vec{g} + \vec{F}_\mu \Rightarrow \\ \Rightarrow \ddot{\vec{r}} &= \frac{A}{r} \vec{e}_\alpha - \frac{B}{r^3} \vec{e}_r - g(\sin \alpha \cdot \vec{e}_r + \cos \alpha \cdot \vec{e}_\alpha) - \mu(\omega r \vec{e}_\alpha + r \dot{\vec{e}}_r) \end{aligned}$$

или в проекциях

$$\begin{cases} \ddot{r} - \omega^2 r = -\frac{B}{r^3} - g \sin \alpha - \mu \dot{r}; & \Psi \equiv \alpha - \alpha_0; \quad \omega = \dot{\alpha} = \dot{\Psi}; \\ \dot{\omega} r + 2\omega \dot{r} = \frac{A}{r} - g \cos \alpha - \mu \omega r; & \alpha_0 = \alpha|_{t=0}; \quad \Psi|_{t=0} = \Psi_0 = 0; \quad \dot{\Psi}_0 = 0 \end{cases} \quad (13)$$

в соответствии с рис. 4, причем $A \equiv A'/m$; $B \equiv B'/m$; точка над буквами означает производную по времени t .

Переходя к углу ψ , получим

$$\begin{cases} \ddot{r} = \dot{\Psi}^2 r - \frac{B}{r^3} - g \sin(\Psi + \alpha_0) - \mu \dot{r}; \\ \ddot{\Psi} = -\frac{2\dot{\Psi}\dot{r}}{r} + \frac{A}{r^2} - \frac{g}{r} \cos(\Psi + \alpha_0) - \mu \dot{\Psi}. \end{cases} \quad (14)$$

Решение этой системы представим в виде ряда Маклорена и с точностью до членов $\sim t^4$

$$\begin{cases} r = r_0 + \dot{r}_0 t + \frac{1}{2} \ddot{r}_0 t^2 + \frac{1}{3!} \dddot{r}_0 t^3 + \frac{1}{4!} \dots r_0^{(4)} t^4 + \dots \\ \Psi = \Psi_0 + \dot{\Psi}_0 t + \frac{1}{2} \ddot{\Psi}_0 t^2 + \frac{1}{3!} \dddot{\Psi}_0 t^3 + \frac{1}{4!} \dots \Psi_0^{(4)} t^4 + \dots \end{cases} \quad (15)$$

Причем согласно начальным условиям

$$r_0 = r|_{t=0} = OM_0; \quad \Psi_0 = \Psi|_{t=0} = 0. \quad (16)$$

Так как предполагается, что начальная скорость равна нулю, получим еще два коэффициента

$$\dot{r}_0 = \dot{r}|_{t=0} = 0; \quad \dot{\Psi}_0 = \dot{\Psi}|_{t=0} = 0. \quad (17)$$

Положив в (14) $t = 0$, получим следующие коэффициенты разложения (15):

$$\ddot{r}_0 \equiv \ddot{r}|_{t=0} = -\frac{B}{r_0^3} - g \sin \alpha_0; \quad \ddot{\Psi}_0 = \frac{A}{r_0^2} - \frac{g}{r_0} \cos \alpha_0. \quad (18)$$

Дифференцируя уравнение (14), найдем

$$\ddot{r}_0 \equiv \ddot{r}|_{t=0} = -\mu\ddot{r}_0; \quad \ddot{\Psi}_0 = -\mu\ddot{\Psi}_0. \quad (19)$$

Аналогично дифференцируя повторно (14), получим

$$\begin{cases} \dddot{r}_0 = (2r_0\ddot{\Psi}_0 - g \cos \alpha_0)\ddot{\Psi}_0 + \left(\mu^2 + \frac{3B}{r_0^4}\right)\ddot{r}_0, \\ \ddot{\Psi}_0 = -\frac{4\ddot{\Psi}_0\ddot{r}_0}{r_0} + \left(\mu^2 + \frac{g \sin \alpha_0}{r_0}\right)\ddot{\Psi}_0 + \left(g \cos \alpha_0 - \frac{2A}{r_0}\right)\frac{\ddot{r}_0}{r_0^2}. \end{cases} \quad (20)$$

Таким образом, все коэффициенты (15) найдены, а следовательно, и аналитическое решение с предполагаемой точностью $\sim t^4$, причем эти коэффициенты выражаются через \ddot{r}_0 и $\ddot{\Psi}_0$ в соответствии с формулами (18) – (20).

Остается уточнить вопросы о заряде частицы q и коэффициенте трения μ . Первый из них весьма сложен, так как частица, попадая на электрод, заряжается не мгновенно, а постепенно, подобно конденсатору, согласно зависимости

$$q = CU \left(1 - e^{-\frac{t_*}{\tau}}\right), \quad (21)$$

где $C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R$ – емкость частицы; t_* – время ее нахождения на электроде, которое может зависеть от ряда факторов, в частности, соотношения между силами зеркального притяжения частицы к электроду и электростатического отталкивания по мере ее зарядки. Анализ формулы (21) и других возможных механизмов зарядки требует отдельного рассмотрения, и в данной работе ограничимся качественным анализом.

Что касается коэффициента сопротивления μ , то прибегнем к традиционному подходу, приняв силу сопротивления равной силе Стокса, откуда вытекает $\mu = 6\pi\eta R$, где η – динамическая вязкость среды. Таким образом, имеются фактически все данные для конкретных вычислений. Рассмотрим некоторые частные случаи.

3. Частные случаи. а) Движение под действием кулоновской силы $A \neq 0$; $B = 0$; $g = 0$; $\mu = 0$.

Из (18) следует $\ddot{r}_0 = 0$; $\ddot{\Psi}_0 = A/r_0^2$; $\ddot{\Psi}_0 = 0$; $\ddot{r}_0 = 0$; $\ddot{r}_0 = \frac{2A^2}{r_0^3}$

$$\begin{cases} r = r_0 + \frac{A^2}{12r_0^3}t^4, \\ \Psi = \frac{1}{2} \frac{A}{r_0^2}t^2. \end{cases} \quad (22)$$

Отсюда уравнение траектории

$$r = r_0 \left(1 + \frac{1}{3} \Psi^2\right), \quad \Delta r = r - r_0 = \frac{1}{3} r_0 \Psi^2. \quad (23)$$

Следовательно, траектория частицы представляет ломанную с постоянным шагом

$$h = \frac{1}{3} r_0 \gamma^2. \quad (24)$$

При $r_0 = 0,18$ м, $\gamma_1 = 20^\circ$ и $\gamma_2 = 30^\circ$ получим соответственно: $h_1 \cong 0,73$ и $1,8$ см, что практически совпадает с численными расчетами [4].

Такое совпадение следует рассматривать как аппробацию аналитического решения, причем, в данном случае коэффициенты разложения для $r(t)$, начиная с пятого порядка вплоть до восьмого, оказываются равными нулю, поэтому решения (22) – (24) практически точны.

б) Совместное действие кулоновских и гравитационных сил: $A \neq 0$; $g \neq 0$; $B = 0$; $\mu = 0$.

Для этого случая численно рассчитаны траектории частиц [4]. Коэффициенты разложений (15) определяются равенствами (16) – (20). Отличными от нуля оказываются только четные по t слагаемые:

$$\Delta r = \frac{1}{2} \ddot{r}_0 t^2 + \frac{1}{4!} \ddot{\ddot{r}}_0 t^4; \quad \Psi = \frac{1}{2} \ddot{\Psi}_0 t^2 + \frac{1}{4!} \ddot{\ddot{\Psi}}_0 t^4, \quad (25)$$

где согласно (18), (20)

$$\begin{cases} \ddot{r}_0 = -g \sin \alpha_0; \quad \ddot{\Psi}_0 = \frac{A}{r_0^2} - \frac{g}{r_0} \cos \alpha_0; \\ \ddot{\ddot{r}}_0 = (2r_0 \ddot{\Psi}_0 - g \cos \alpha_0) \ddot{\Psi}_0; \quad \ddot{\ddot{\Psi}}_0 = -\frac{4\ddot{r}_0 \ddot{\Psi}_0}{r_0} + \frac{g \sin \alpha_0}{r_0} \ddot{\Psi}_0 + \left(g \cos \alpha_0 - \frac{2A}{r_0} \right) \frac{\ddot{r}_0}{r_0^2}. \end{cases} \quad (26)$$

Расчет траекторий по этим формулам согласуется с численными данными [4] в пределах $\pm 20\%$. Однако кривые, для которых расхождения наиболее значимы, нереализуемы на практике, поскольку кулоновские силы намного существеннее гравитационных, так что практически наиболее важным является предыдущий случай *a)*, он же и наиболее простой. Заметим также, что при малых значениях коэффициента K (в наших обозначениях A) теоретически [4] возможна кривая с максимумом по углу Ψ , когда частица не достигает противозэлектрода. И эта особенность охватывается аналитическими решениями (25). Соответствующий максимум находится приравниванием к нулю производной $\dot{\Psi}(t) = 0$.

в) Действие лишь электрических сил: $A \neq 0$; $B \neq 0$; $g = 0$; $\mu = 0$ представляет интерес с точки зрения выяснения условий движения частицы по отношению к началу координат. Для коэффициентов разложений имеем

$$\ddot{r}_0 = -\frac{B}{r_0^3}; \quad \ddot{\Psi}_0 = \frac{A}{r_0^2}; \quad \ddot{\ddot{r}}_0 = 2r_0 \ddot{\Psi}_0^2 + \frac{3B}{r_0^4} \ddot{r}_0; \quad \ddot{\ddot{\Psi}}_0 = -\frac{4\ddot{r}_0 \ddot{\Psi}_0}{r_0} - \frac{2A}{r_0^3} \ddot{r}_0; \quad (27)$$

$$\ddot{\ddot{\ddot{r}}}_0 = \frac{2A^2}{r_0^3} - \frac{3B^2}{r_0^7}; \quad \ddot{\ddot{\ddot{\Psi}}}_0 = \frac{6AB}{r_0^6}. \quad (28)$$

Отсюда

$$\begin{cases} \Delta r = -\frac{Bt^2}{2r_0^3} \left(1 + \frac{Bt^2}{4r_0^4} \right) + \frac{A^2 t^4}{12r_0^3}, \\ \Psi = \frac{At^2}{2r_0^2} \left(1 + \frac{Bt^2}{2r_0^4} \right). \end{cases} \quad (29)$$

При $B = 0$ решения (28), (29) переходят в (22), (23).

Из первого уравнения (29) видно, что допустимы и значения $\Delta r < 0$, то есть конфузорное движение частиц; для дифузорного движения (выноса частиц в область слабого поля) необходимо выполнение условия

$$\left(A^2 - \frac{3B^2}{2r_0^2} \right) t^2 > 6B, \quad (30)$$

откуда следует

$$A > \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{B}{r_0}. \quad (31)$$

При этом для

$$t < 2 \sqrt{\frac{3B}{2A^2 r_0^2 - 3B^2}} r_0 \equiv t_0 \quad (32)$$

$\Delta r < 0$. В противном случае, то есть при $t > t_0$ получим $\Delta r > 0$. Таким образом, в этом случае траектория будет иметь более сложный вид, (рис. 5).

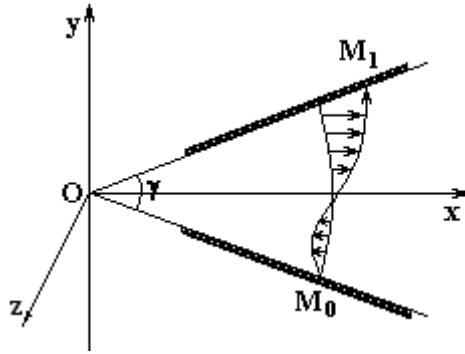


Рис. 5.

Ограничиваясь рассмотренными случаями, подчеркнем, что аналитическое решение задачи, хотя и приближенно, но позволит вскрыть физические особенности движения частиц более адекватно и наглядно.

На следующем этапе исследований можно применить полученные формулы для расчетов поведения ансамбля частиц. Так, например, для небольших концентраций можно рассчитать плотность потока массы согласно общей формуле

$$\vec{i} = \rho \vec{v}, \quad (33)$$

или для всего сечения

$$Q = \int_{(s)} \rho \vec{v} d\vec{s} = \rho_0 n L \int_0^\gamma v_r r d\Psi, \quad (34)$$

где ρ_0 – плотность материала частиц, n – их концентрация, L – длина конденсатора по направлению оси Oz (см. рис. 5). Радиальная составляющая скорости находится из (15):

$$v_r = \dot{r} = \ddot{r}_0 t + \frac{1}{2} \ddot{\ddot{r}}_0 t^2 + \frac{1}{6} \ddot{\ddot{\ddot{r}}}_0 t^3 + \dots \quad (35)$$

Для случая (22)

$$v_r = \frac{A^2 t^3}{3r_0^3}. \quad (36)$$

Очевидно, в формулах (33) – (34) необходимо проводить усреднение по периоду колебаний, равному времени движения частицы от одного до другого электрода:

$$\bar{v}_r = \frac{1}{T} \int_0^T v_2(t) dt \quad (37)$$

Применительно к (36)

$$\bar{v}_r = \frac{A^2 T^3}{12 r_0^3} \quad (38)$$

Сам период находим, положив $\psi = \gamma$, например, в случае (22):

$$T = \sqrt{\frac{2\gamma}{A}} r_0. \quad (39)$$

Следовательно, для \bar{v}_r по формуле (38)

$$\bar{v}_r = \frac{1}{6} \gamma \sqrt{2\gamma A} \quad (40)$$

или с учетом выражения для $A = \frac{qU}{\gamma t}$ получим весьма простую формулу

$$\bar{v}_r = \frac{1}{6} \gamma \sqrt{\frac{2qU}{m}}$$

Таким образом, средняя радиальная скорость пропорциональна углу раствора γ конденсатора и корню квадратному из напряжения U .

ЛИТЕРАТУРА

1. Шляхтенко П.Г., Бершев Е.Н., Фирсов Е.И. О движении заряженных волокон в неоднородном электрическом поле // Электронная обработка материалов. 1984. № 6. С. 54 – 55.
2. А.с. 1024538 СССР. МКИ³ 04Н11/00. Способ получения ворсового материала / Шляхтенко П.Г., Бершев Е.Н., Фирсов Е.И. Опубл. 23.06.83. Бюл. № 23.
3. Шляхтенко П.Г., Остовская Л.Ю. Устройство для измерения проводимости однородных частиц // Электронная обработка материалов. 1985. № 5. С. 84 – 85.
4. Шляхтенко П.Г., Щадилев В.Е., Буркова Л.А. Движение заряженных волокон в неоднородном электрическом поле // Электронная обработка материалов. 1988. № 5. С. 36 – 38.
5. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М., 1954.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., 1957.
7. Мардарский О.И., Кожухарь И.А., Болога М.К. Кипение жидкости в пленке при диспергировании в поле электрических сил // Электронная обработка материалов. 1978. № 1. С. 35 – 38.

Поступила 03.09.03

Summary

The results of theoretical and experimental investigations of liquid particles movement in the direct electric field of a plane nonparallel electrodes in dependence on electric conductivity of particles, the angle between electrodes, and the difference of potentials between them. It is found that the conducting particles are expelled from the area, while the low-conducting ones are pulled into the area of maximum intensity.