9. Низовский В.Л. Численный метод расчета характеристик стабилизированного дугового разряда. - Материалы 3 совещания <Физика низкотемпературной плазмы.> -Мн.: ИТМО АН БССР. 1988, с.94.

10. Заруди М.Е.,- ТВТ.,1968, Т.6, №1, с.35.

11. Дресвин С.В. Физика и техника низкотемпературной плазмы-М.: Атомиздат, 1972. 112с.

12. Ландау Л.Е., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1959, 526 с.

13. Ландау Л.Е., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1959, с.239.

14. Ландау Л.Е., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1959, с.242.

УДК 621.793

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИМПУЛЬСНОГО КАНАЛА ПЛАЗМЫ

М.И. Жемчужный М.И.
(ВГТУ, г. Витебск)

Для построения математической модели плазменного канала питаемого импульсами прямоугольной формы были проанализированы три существующих метода описания плазменных процессов.

1 - описание макросистемы на микроуровне т.е. на основе использования Ньютоновских уравнений движения микрочастиц (молекул, атомов, электронов).

2 - использование кинетических уравнений типа уравнения Больцмана, описывающих макроскопические свойства веществ на основе молекулярно-кинетических теорий.

3 - использование кинетических уравнений механики сплошной среды в интерпретации Ландау Л.Д.

Для высокопроизводительных процессов при крупнотоннажном производстве наиболее приемлемым оказался третий метод [1].

В математическом смысле гипотеза о сплошности ионизированной среды позволяет использовать хорошо разработанный аппарат непрерывных функций, дифференциального и интегрального исчисления.

В физическом смысле предположение о сплошности среды означает, что все свойства среды непрерывно зависят от пространственных координат и всегда могут быть определены ими.

Специфической особенностью канала плазмы, питаемого импульсами прямоугольной формы, является его двухслойная структура. Энергетическая неоднородность в составляющих канал плазмы слоях вызвана наличием гармоник высших порядков, порождаемых формой питающих импульсов. Вторая причина неоднородности - крутизна переднего и заднего фронтов прямоугольных импульсов, приближающих скорость изменения внешнего питающего поля к аналогичной характеристике высокочастотной плазмы. Благодаря наличию высокочастотных составляющих, в канале плазмы наводятся токи Фуко, выдавливающие заряженные частицы на его периферию. Эта структурная особенность импульсного канала плазмы отражена в предлагаемой математической модели.

В ряде работ [2,3,4], связанных с математическими моделями плазменных каналов, применялись допущения о достаточной справедливости количественных соотношений электродинамики сплошной среды при изучении данного процесса. Но в литературе недостаточно освещены границы приемлемости этих допущений для ионизированной среды.

Как отмечено Д. Максвеллом [5], любая реальная среда обладает упругостью, пластичностью, вязкостью, релаксацией. Поэтому нет принципиальной разницы между веществом в различных агрегатных состояниях - твердом, жидком или газообразном. Различие в поведении этих веществ обусловлено длительностью воздействия внешних сил и их структурными особенностями.

В работе Л.Д. Ландау и Е.М. Лившица [6] отмечено, что кинематические уравнения сплошной среды справедливы для описания процесса, если справедливо соотношение:

$$\varpi \tau \ll 1; \qquad (1)$$

где ϖ - частота изменения внешних сил,

τ - время релаксации (время запаздывания импульса на расстоянии, где его амплитуда уменьшалась в е раз).

С учетом значения эффекта Доплера для скорости света в ионизированной среде, реальной длины плазменного канала (до 10 мм.), при частоте изменения внешних сил 15-20 Кгц., кинематические уравнения вязкой сплошной среды справедливы для описания свойств ионизированного состояния вещества.

В математическую модель процесса вошла система дифференциальных уравнений движения проводящей вязкой среды [7] в полярных координатах. Ионизированная среда имеет постоянный объем, и состоит из сердцевины с вязкостью η_1 и эквидистантно расположенной наружной оболочки с вязкостью η_2:

$$divH = 0; \tag{2}$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = (rot)[VH] + \frac{C^2}{4\pi\sigma}\Delta H; \tag{3}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div\rho V = 0; \tag{4}$$

$$\begin{gathered}\frac{\partial U_r}{\partial t} + U_r\frac{\partial U_r}{\partial_r} + \frac{U_\theta}{r}\frac{\partial U_r}{\partial_\theta} + U_z\frac{\partial U_r}{\partial_z} - \frac{U_\theta^2}{r} = F_r - \frac{1}{\rho}\times \\ \times\frac{\partial P}{\partial_r} + \nu\left(\frac{\partial^2 U_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 U_r}{\partial z^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial U_z}{\partial_r} - \frac{2}{r^2}\frac{\partial U_\theta}{\partial_\theta} - \frac{U_r}{r^2}\right);\end{gathered} \tag{5}$$

$$\begin{gathered}\frac{\partial U_\theta}{\partial t} + U_r\frac{\partial U_\theta}{\partial_r} + \frac{U_\theta}{r}\frac{\partial U_\theta}{\partial_\theta} + U_z\frac{\partial U_\theta}{\partial_z} + \frac{U_r U_\theta}{r} = F_\theta - \frac{1}{\rho r}\times \\ \times\frac{\partial P}{\partial_\theta} + \nu\left(\frac{\partial^2 U_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 U_\theta}{\partial z^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial U_\theta}{\partial_r} + \frac{2}{r^2}\frac{\partial U_\theta}{\partial_\theta} - \frac{U_r}{r^2}\right);\end{gathered} \tag{6}$$

$$\begin{gathered}\frac{\partial U_z}{\partial t} + U_r\frac{\partial U_z}{\partial_r} + \frac{U_\theta}{r}\frac{\partial U_z}{\partial_\theta} + U_z\frac{\partial U_z}{\partial_z} = F_z - \frac{1}{\rho}\times \\ \times\frac{\partial P}{\partial_z} + \nu\left(\frac{\partial^2 U_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 U_z}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial U_z}{\partial_r} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2}\right);\end{gathered} \tag{7}$$

$$\frac{\partial U_r}{\partial_r} + \frac{1}{r}\frac{\partial U_\theta}{\partial_\theta} + \frac{\partial U_z}{\partial_z} + \frac{U_r}{r} = 0; \tag{8}$$

$$P = P(\rho, T); \tag{9}$$

$$\rho T\left(\frac{\partial S}{\partial t} + V\nabla S\right) = \sigma'_{ik}\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + div(\aleph\nabla T) + \frac{C^2}{16\pi^2\sigma}(rotH)^2; \tag{10}$$

где H - внешнее магнитное поле; t - время; V - скорость ионизированных частиц; C - скорость света; σ - проводимость; ρ - плотность ионизированной среды; P - давление плазмы; U_z, U_r, U_θ, - составляющие скорости плазмы по соответствующим координатам; z, r, θ - оси в цилиндрической системе координат; F_z, F_r, F_θ - составляющие сил трения; ρ - плотность плазмы; ν - кинематическая вязкость плазмы; T - температура; S - энтропия; σ'_{ik} - вязкостный тензор напряжений $\aleph$ - джоулево тепло. Система уравнений включает: (2) - уравнение сходимости поля, из которого следует, что $H_z = conct = H_0$; (3) - уравнение поля; (4) - уравнение непрерывности среды; (5,6,7,8) - уравнения движения среды; (9) - уравнение состояния, (связывает давление, плотность, температуру); (10) - уравнение переноса тепла (связывает энергию, подводимую к ионизированной среде и рассеиваемую в ней);

Данная модель позволяет аналитически описать движение ионизированной вязкой сплошной среды при следующих условиях:

1. При неподвижном относительно мишени канале плазмы и атмосферном давлении;
2. При неподвижном относительно мишени канале плазмы и снижении атмосферного давлении до вакуума;
3. При неподвижном относительно мишени канале плазмы и вращающемся внешнем магнитным поле;
4. При сканировании канала плазмы относительно мишени с постоянной скоростью в атмосферном давлении;
5. При сканировании канала плазмы относительно мишени с постоянной скоростью и снижении атмосферного давлении до вакуума;
6. Дисипация энергии канала плазмы в мишени при условии гашения амплитуды импульса в **е** раз во всех вышеперечисленных случаях.

Кроме указанных закономерностей модель позволила установить, что увеличение магнитного поля делает энергетический профиль плоским и уменьшает среднюю энергию канала плазмы.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Ландау Л.Е., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1959.- 526 с.

2. Заруди М.Е., Эдельбаум И.С.-Изв СО АН СССР.: Сер. техн. Наук,1967,№3, вып.1, с.3.

3. Низовский В.Л. Численный метод расчета характеристик стабилизированного дугового разряда. - Материалы 3 совещания <Физика низкотемпературной плазмы.> - Мн.: ИТМО АН БССР. 1988, с.94.

4. Дресвин С.В. Физика и техника низкотемпературной плазмы-М.: Атомиздат, 1972. 112с.

5. Месчян С.Р. Экспериментальная реология глинистых грунтов. - М.: Недра, 1985. - 345с.

6. Ландау Л.Е., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1959, с.239.

7. Ландау Л.Е., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1959, с.242.

УДК 621.793 : 669.018.95

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЖЕЛЕЗНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

С.С. Клименков, Н.А. Дубинский
(ВГТУ, г. Витебск)

Для исследований композиционные покрытия осаждали из хлористого электролита железнения [1], позволяющего получать осадки большой толщины, следующего состава, г/л:

Железо хлористое – 300

Натрий хлористый – 100

Соляная кислота -- 3