

либо сетки расположить в пространстве на разном расстоянии друг от друга. В обоих случаях на этапе реализации возникают трудности с точным расчётом на полезающих элементах, что в какой то мере связано и с неточности воспроизведения геометрических размеров при их изготовлении. Для решения данной задаче предполагается создание устройства, которое могло бы изменять потенциалы в широком диапазоне сразу на всех полезающих электродах.

В основу проектируемого устройства положено многоканальное высоковольтное ЦАП компании Analog Devices AD5535. Данный элемент может менять напряжение на 32 каналах (электродах) в диапазоне от 50 до 200 В с разрядностью 14 бит. Даже простым перебором представляется возможным подобрать оптимальную конфигурацию поля на зеркале.

### **Вывод**

Построение устройства, моделирующего напряжения на электродах ионного зеркала позволит нивелировать влияние погрешностей геометрических размеров полезающих элементов и увеличить разрешающую способность времяпролётных масс-спектрометров, имеющих в конструкции ионное зеркало.

#### Список использованных источников

1. Вересов Л.П., Вересов О.Л., Дзкуя М.И. и др. // ЖТФ, 2000, том 70, №3, стр. 66.
2. Перспективы развития времяпролётных масс-спектрометров для анализа газовых и пылевых частиц / Н.Д. Семкин, И.В. Пияков, К.Е. Воронов, Р.А. Помельников // Прикладная физика, N 2, 2002 с. 124-142
3. Семкин Н.Д., Воронов К.Е., Мясников С.В. Аналитический расчёт распределения электростатического нелинейного масс-рефлектора / ВИНТИ, Деп.; №3225-В97 от 31.10.97.
4. Семкин Н.Д., Д.В. Родин, И.В. Пияков Бортовой пылеударный масс-спектрометр для исследования элементного состава микрометеороидов// Научное приборостроение, 2012, том 22, № 3, с. 13–20.

УДК 533.9:621.039.6

## **ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОДОВ ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ ВГР**

А.В. Николаев, А.Ю. Каманин, Маркушин М.А., В.А. Колпаков, С. В. Кричевский Самарский университет, г. Самара

В настоящей работе предложена модель, позволяющая осуществлять расчет траекторий движения заряженных частиц в высоковольтном газовом разряде возбуждаемом источником плазмы [1].

Модель кинетического расчета электронов включает в себя уравнения:

- позволяющие определять координаты распределения силовых линий и линий равного потенциала [1], где  $C$  – постоянный коэффициент,  $V$  – напряжение на электродах

$$\begin{cases} x = \frac{hu}{V} + 2C \frac{sh \frac{u\pi}{V}}{ch \frac{u\pi}{V} + \cos \frac{v\pi}{V}}, \\ y = \frac{hv}{V} + 2C \frac{\sin \frac{v\pi}{V}}{ch \frac{u\pi}{V} + \cos \frac{v\pi}{V}}, \end{cases} \quad (1)$$

- характер распределения напряженности неоднородного поля позволяющее рассчитывать напряженность рассматриваемого поля в любой его точке по известным значениям функций  $u(x,y)$  и  $v(x,y)$

$$E = -i \cdot \frac{V}{C\pi \left( 1 - th^2 \frac{(u(x,y) - iv(x,y))\pi}{2V} \right) + h}, \quad (2)$$

- траекторию движения электрона и положительного иона в рассматриваемом неоднородном электростатическом поле.

Считая, что движение электрона начинается из его точки вылета с поверхности катода с координатами  $(x_{e0}, y_{e0})$ , которые можно определить, используя систему уравнений (1), принимая во внимание, что катод имеет нулевой потенциал, а следовательно,  $v=0$ :

$$\begin{cases} x_{e0} = \frac{hu}{V} + 2C \frac{sh \frac{u\pi}{V}}{ch \frac{u\pi}{V} + 1}, \text{ где } (x_{e0}, y_{e0}) - \text{начальные точки первого участка.} \\ y_{e0} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

Значения координат  $x_{en}$  и скоростей электрона в конце каждого участка его траектории перед столкновением:

$$x_{en} = x_{e(n-1)} - U_{ex(n-1)} \frac{m_e \left( -U_{ey(n-1)} + \sqrt{U_{ey(n-1)}^2 - 2 \frac{eE_{y(n-1)}}{m_e} \Delta y} \right)}{eE_{y(n-1)}} - \frac{eE_{x(n-1)}}{2m_e} \left[ \frac{m_e \left( -U_{ey(n-1)} + \sqrt{U_{ey(n-1)}^2 - 2 \frac{eE_{y(n-1)}}{m_e} \Delta y} \right)^2}{-eE_{y(n-1)}} \right], \quad (4)$$

$$U_{exn} = U_{ex(n-1)} + \frac{E_{x(n-1)}}{E_{y(n-1)}} \left( -U_{ey(n-1)} + \sqrt{U_{ey(n-1)}^2 - 2 \frac{eE_{y(n-1)}}{m_e} \Delta y} \right), \quad (5)$$

$$U_{eyn} = \sqrt{U_{ey(n-1)}^2 - 2 \frac{eE_{y(n-1)}}{m_e} \Delta y}, \quad (6)$$

где  $x_{en}$ ,  $n\Delta y$  - координаты конечных, где  $n$  - порядковый номер участка траектории электрона,  $U_{ex(n-1)}$ ,  $U_{ey(n-1)}$ ,  $U_{exn}$ ,  $U_{eyn}$  и  $E_{x(n-1)}$ ,  $E_{y(n-1)}$  - горизонтальные и вертикальные

составляющие начальной и конечной скоростей электрона и напряженности электростатического поля, соответственно.

Методика расчета состоит в следующем. Подставляя значения координат  $x_{ev}$ ,  $n\Delta y$  в систему (1), находят соответствующие значения  $u_n$  и  $v_n$ ; далее по выражению (2) вычисляется напряженность поля на участке, начальная и конечная точки которого имеют координаты  $(x_{ev}, n\Delta y)$  и  $(x_{e(n+1)}, (n+1)\Delta y)$ . Расчеты по формулам (1),(2),(4)-(6) осуществляются каждый раз до тех пор, пока длина пройденного электроном пути  $l_e$  не станет равной длине его свободного пробега  $\lambda_e$ , зависящей от энергии электрона  $\varepsilon_e$ . Равенство  $l_e = \lambda_e$  определяет координаты точки взаимодействия электрона с молекулой. Если  $\varepsilon_e \geq I$  (где  $I$  – энергия ионизации молекулы), то происходит ионизация молекулы. В противном случае происходит упругое взаимодействие. Неупругое соударение электрона с молекулой приводит к образованию дополнительного электрона и положительного иона. Траектория нового электрона рассчитывается аналогично представленному ранее алгоритму. Положительный ион начинает движение по силовой линии в сторону катода, испытывая упругие соударения с молекулами остаточного газа и рассеиваясь на них при каждом столкновении. Координаты точек таких соударений определяются исходя из равенства значений пройденного положительным ионом пути  $l_i$  и длины его свободного пробега  $\lambda_i$ , зависящей от транспортного сечения упругого взаимодействия  $\sigma_{tr}(\varepsilon_m'')$ , определяемого по выражением, данным в работе [3].

Перед каждым столкновением ион будет обладать энергией, равной:

$$\varepsilon_{im} = \varepsilon'_{i(m-1)} + e\Delta V'_m. \quad (11)$$

Тогда энергия иона после каждого столкновения с учетом потерь  $\Delta\varepsilon_{im}$ , которые он испытывает при упругих соударениях, равна:

$$\varepsilon'_{im} = \varepsilon_{im} - \Delta\varepsilon_{im}, \quad \text{где } \Delta\varepsilon_{im} = \frac{2m_i M}{(m_i + M)^2} (\varepsilon_{im} - \varepsilon'_{i(m-1)}) \quad [4]. \quad (12)$$

Значение его скорости  $U_{i0} = (2\varepsilon'_{im}/m_i)^{1/2}$  позволяет при конкретном значении угла рассеяния  $\varphi$  найти проекции  $U_{ix0}$  и  $U_{iy0}$  величины  $U_{i0}$ , определив аргумент комплексной напряженности  $\arg(E)$  в точке соударения:

$$U_{ix0} = U_i \cos(\arg(E) + \varphi), \quad (13)$$

$$U_{iy0} = U_i \sin(\arg(E) + \varphi). \quad (14)$$

Значения проекций  $U_{ix0}$  и  $U_{iy0}$  являются начальными для последующего расчета траектории положительного иона, которая, как и в случае с расчетом траектории электрона, разбивается на отдельные участки, но уже с шагом  $\Delta x$ , на которых напряженность поля считается постоянной. Траектория иона рассчитывается аналогично расчету траектории электрона. Выражения для определения значений координат  $y_j$  и скоростей иона в конце  $j$ -го участка его траектории:

$$y_{ij} = y_{i(j-1)} + U_{iy(j-1)} t_{i(j-1)} + \frac{eE_{y(j-1)}}{2m_i} t_{i(j-1)}^2, \quad (15)$$

$$U_{ixj} = U_{ix(j-1)} + \frac{eE_{x(j-1)}}{m_i} t_{i(j-1)}, \quad (16) \quad U_{iyj} = U_{iy(j-1)} + \frac{eE_{y(j-1)}}{m_i} t_{i(j-1)}, \quad (16)$$

$$\text{где } t_{i(j-1)} = \begin{cases} \frac{m_i \left( -U_{ix(j-1)} + \sqrt{U_{ix(j-1)}^2 - 2 \frac{eE_{x(j-1)}}{m_i} \Delta x} \right)}{eE_{x(j-1)}}, & \text{при } \Delta x > 0; \\ \frac{m_i \left( -U_{ix(j-1)} - \sqrt{U_{ix(j-1)}^2 - 2 \frac{eE_{x(j-1)}}{m_i} \Delta x} \right)}{eE_{x(j-1)}}, & \text{при } \Delta x < 0. \end{cases} \quad (17)$$

Вычисления проводятся до момента столкновения иона с катодом с учетом упругих потерь иона в результате его столкновений с молекулами остаточного газа, совершаемых при выполнении условия  $l_i = \lambda_i$ .

В результате с помощью вышеизложенной модели были построены расчетные траектории движения электронов и положительных ионов в высоковольтном газовом разряде в азоте, а также зависимость модуля напряженности такого поля от расстояния, отсчитываемого от поверхности катода в направлении распространения разряда (вдоль оси  $y$ ). Предложенная модель позволяет дать качественное и количественное объяснение особенностям поведения заряженных частиц высоковольтного газового разряда в неоднородном электростатическом поле, а также механизмам возникновения и самоподдержания такого разряда.

Список использованных источников

1. Н.Л. Казанский, В.А. Колпаков, Формирование оптического микрорельефа во внеэлектродной плазме высоковольтного газового разряда, Радио и связь, Москва (2009).
2. Ю.П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1992).
3. Л.А. Арцимович, С.Ю. Лукьянов, *Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях*, Наука, Москва (1972)
4. В.А. Колпаков, ФХОМ вып. 5, 41 (2006).
5. В.А. Колпаков, ФХОМ вып. 1, 53 (2007). М.А. Маркушин, В.А. Колпаков, С.В. Кричевский и др., ЖТФ 85(3), 60 (2015).
6. И.В. Вагнер, Э.И. Болгов, В.Ф. Гракун и др., ЖТФ 44(8), 1669 (1974).
7. В.А. Колпаков, Микроэлектроника 31(6), 431 (2002).
8. Н.Л. Казанский, А.И. Колпаков, В.А. Колпаков, Микроэлектроника 33(3), 218 (2004).
9. Н.Л. Казанский, В.А. Колпаков, ЖТФ 79(9), 41 (2009).

УДК 621.382

## ВИЗУАЛЬНЫЙ КОНТРОЛЬ КМОП-МИКРОСХЕМ

Р.О. Мишанов

Самарский университет, г. Самара

Для проведения обучающего эксперимента с целью прогнозирования показателей качества и надёжности микросхем целесообразно рассматривать только те микросхемы, которые не имеют явных дефектов при их изготовлении. Таким образом,