

Н.Х. Бастыкова<sup>1,\*</sup>, С.К. Коданова<sup>1</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>1</sup>, З. Донко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup> Институт физики твердого тела и оптики НИЦ физики им. Вигнера, Будапешт, Венгрия

\*e-mail: bastykova\_nuriya@physics.kz

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА

**Аннотация.** В данной работе приведена численная модель для описания основных свойств комплексной плазмы высокочастотного емкостного разряда. Показан алгоритм расчета методов частиц в ячейках и Монте-Карло. Приведены результаты моделирования кинетических и транспортных свойств (плотность электронов и ионов, температура электронов, ток электронов, скорости нагрева электронов и ионов) комплексной плазмы. Показано, что подавляющая часть ионизации происходит внутри и впереди расширенных слоев из-за сильного ускорения относительно небольшого числа  $\gamma$ -электронов, излучаемых из электронов в сильном электрическом поле вследствие вторичной электронной эмиссии.

**Ключевые слова:** Комплексная плазма, Высокочастотный разряд, Метод частиц в ячейках, Метод Монте-Карло.

### Введение

Для описания основных свойств комплексной плазмы высокочастотного емкостного разряда используется Метод частиц в ячейках (Particle in Cell (PIC)). Метод частиц в ячейках представляет собой наиболее распространенный метод моделирования для кинетического и транспортного описания свойств комплексной плазмы. Метод, который принадлежит к классу "частица-сетка", был введен в 1960-х годах и значительно разработан в течение последующих десятилетий [1-3]. Идея использования вычислительной сетки позволяет избежать необходимости учета парного взаимодействия всех отдельных частиц. Другой подход заключается в использовании "суперчастиц", которые представляют собой большое количество заряженных частиц (электроны и ионы). В то время как схема метода частиц в ячейках может описать электромагнитные эффекты [4-5], в данной работе рассматриваются электростатические модели.

При моделировании столкновений при низком давлении, обычно пользуются методом Монте-Карло (Monte Carlo Collisions (MCC)). Схему моделирования в результате этой комбинации методов называют подход PIC/MCC. Цикл моделирования PIC/MCC

состоит из следующих этапов [6-8], которые также показаны на рисунке 1:

(i) на каждом временном шаге заряд суперчастиц (которые могут быть расположены в любом месте внутри разрядного промежутка) присваивается узлам сетки;

(ii) решается уравнение Пуассона на сетке: распределение потенциала вычисляется из распределения заряда, учитывая потенциалы (или токи) подаваемые к электродам, в качестве граничных условий;

(iii) силы, действующие на частицы, получаются путем интерполяции электрического поля (в результате дифференцирования потенциала) к позициям частиц;

(iv) новые положения и скорости частиц определяются из решения уравнения движения;

(v) из-за конечного объема плазмы учитываются взаимодействия частиц с окружающими поверхностями (например, отражения, поглощения, вторичная эмиссия);

(vi) проверяются и выполняются столкновения прослеживаемых заряженных частиц между собой и с атомами фонового газа. В моделировании PIC/MCC обычно учитываются процессы упругого рассеяния, возбуждения и ионизации для электронов, а для электронно-атомных столкновений -

приближение холодного газа. Для ионов обычно достаточно учитывать упругие столкновения, за исключением высоких напряжений, где возбуждения и ионизация могут также произойти при ионно-атомных столкновениях.



Рисунок 1 - Цикл метода PIC/MCC

Следуя рекомендациям работы Фельпса (Phelps) [9], сечение передачи импульса упругих столкновений иона на атоме,  $Q_m$ , разделяется на изотропное и обратное рассеяние  $Q_m = 2Q_b + Q_i$ . Перезарядка при столкновении и обратное сечение рассеяния обсуждались в работе [10]. Можно отметить, что при высоких энергиях ионов эти сечения равны между собой. Аналогичный подход был разработан в [11] относительно анизотропного упругого рассеяния электронов тяжелыми частицами. Впоследствии, они были применены при исследованиях транспорта электронов [12] и ионов [13].

Следует отметить, что кинетические свойства метода частиц отрицательно влияют на считывание столкновений [13-14]. Тем не менее, PIC/MCC моделирование обеспечивает подробный анализ процессов в физике плазмы, обеспечивая пространственно-временные распределения величин, представляющих наибольший интерес: функции распределения частиц, ионизация и скорость возбуждения, скорость нагрева электронов, а также потоки и плотности частиц различных видов.

Основными практическими ограничениями и требованиями к параметрам моделирования PIC/MCC являются следующие:

(i) расчетная сетка должна быть порядка длины Дебая,  $\Delta x \sim \lambda_D$ ;

(ii) время шага должно решаться для порядка электронной плазменной волны, т.е. для стабилизации следует приводить следующее условие  $\omega_p \Delta t \leq 2$ , где

$\omega_p = \sqrt{n_{e,\max}^2 q / \varepsilon_0 m}$  является электронной плазменной частотой. На практике это условие выбирается более ограничительно, как  $\omega_p \Delta t \geq 0.2$ ;

(iii) должно быть выполнено условие Куранта (Courant), т.е., частицы не должны пересечь расстояние намного большее, чем разделение сетки по временному шагу:  $v_{\max} \Delta t \leq \Delta x$ , для того, чтобы иметь правильно дискретизированные сеткой заряды;

(iv) для того, чтобы иметь хорошую статистику, должно быть достаточно большое количество ( $N_d \gg 1$ ) частиц, присутствующих в сфере Дебая;

(v) вероятность столкновения  $1 - \exp(-v^* \Delta t)$  должна быть достаточно мала, чтобы свести к минимуму вероятности более чем одного столкновения той же частицы, которое пройдет во время  $\Delta t$ .

Указанные выше условия обычно требуют от нескольких сотен до тысячи точек сетки в одномерных расчетах ВЧ разрядов, и как правило, нескольких тысяч временных шагов в рамках высокочастотного (ВЧ) цикла. Поскольку ионы движутся гораздо медленнее по сравнению с электронами, временной шаг должен быть значительно больше, чтобы переместить ионы в разряде. Этот метод ускорения известен как "ионный подцикл". Предел, определяемый условием (II) с временным шагом  $\Delta t$  может быть ослаблен с помощью неявных решений [15-16].

Если для моделирования PIC-методом на ранних этапах были нужны самые мощные и передовые компьютеры того времени, сегодня одномерное моделирование можно осуществить на ПК компьютерах или на небольших кластерах. Вычисления с высшими размерностями требуют параллельных вычислений, к примеру (I) решение уравнения Пуассона занимает много времени и (II) необходимо проводить исследования для очень большого количества суперчастиц, чтобы получить приемлемые статистические данные.

**Метод Монте-Карло для описания транспортных свойств электронов.**

Для описания поведения заряженных частиц в присутствии внешних сил имеются два пути: первым является прослеживание за траекториями частиц между столкновениями и вторым – обработка столкновений частиц с фоновым газом.

Движение частиц между столкновениями определяется уравнением движения:

$$m\ddot{r} = q(E + v \times B), \quad (1)$$

где  $q$  и  $m$  - заряд и масса частицы соответственно,  $E$  и  $B$  являются электрическими и  $B$  магнитными полями. В нашем случае  $B = 0$ . Траектории частиц получены интегрированием дискретизированной формулы (1.1) по времени  $t$ . В то время как определение траектории частиц между столкновениями является детерминированным, столкновения перерабатываются стохастическим (вероятностным) способом. И поэтому этот метод был назван «Монте-Карло». Подход опирается на генерацию случайных чисел, которые, однако, имеют конкретные распределения вероятностей, основанные на физических принципах. Все события, связанные со столкновениями должны быть описаны в системе центра масс (СЦМ). Обозначив через  $v_1$  и  $v_2$  скорости "налетающей" частицы и "мишени", соответственно (в лабораторной (ЛАБ) системе отсчета  $m_1$  и  $m_2$  являются их массами), авторами были изложены шаги выполнения столкновения в моделировании. Проверка для возникновения столкновения. Вероятность столкновения по истечению определенного заданного периода времени  $\Delta t$ .

$$P(\Delta t) = 1 - \exp[-n \overline{\sigma_T(v_r)} v_r \Delta t], \quad (2)$$

где  $\sigma_T$  - полное сечение, которое включает в себя сечения всех возможных процессов столкновения и  $v_r = v_1 - v_2$  является разностью скоростей участников столкновения. Среднее значение  $\overline{\sigma_T v_r}$  должно приниматься из ансамбля целевых атомов по распределению Максвелла (температуры  $T_2$ ) [17,18]:

$$\overline{\sigma_T v_r} = \iiint \sigma_T(v_1 - v_2) |v_1 - v_2| \left(\frac{m_2}{2\pi k T_2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_2 v_2^2}{2k T_2}\right) dv_{2x} dv_{2y} dv_{2z}. \quad (3)$$

Расчет вероятности столкновения (1.2) можно значительно упростить в случаях, рассмотренных ниже.

(1) Трансформация скоростей частиц в СЦМ:

$$V_1 = v_1 - \omega, \quad V_2 = v_2 - \omega, \quad (4)$$

где

$$\omega = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (5)$$

является скоростью центра масс, которая не меняется во время столкновения.

(2) Изменение направления и величина относительной скорости в соответствии с типом столкновения:

$$v_r \rightarrow v_r'. \quad (6)$$

(3) Расчет скоростей после столкновения в лабораторной системе отсчета:

$$v_1' = \frac{m_2}{m_1 + m_2} v_r' + \omega, \\ v_2' = \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_r' + \omega, \quad (7)$$

При исследованиях электронного транспорта принято использовать приближение холодного газа, которое предполагает, что атомы газа находятся в состоянии покоя (фон);  $v_2 = 0$ . В этом случае  $v_r$  становится равным скорости электрона  $v_1$ . В связи с большой разностью масс атомов и электронов, выполнение столкновения в лабораторной системе представляет собой следующее приближение. Столкновение рассчитывается до тех пор, пока средняя энергия электронов будет намного выше, чем тепловая энергия атомов газа. Или наоборот происходит только при очень низких значениях напряженности электрического поля [19].

В приближении холодного газа ( $v_2 = 0$  и таким образом,  $v_r = v_1$ ) вероятность столкновения во время временного шага  $\Delta t$  определяется следующим уравнением:

$$P(\Delta t) = 1 - \exp[-n \sigma_T(v_1) v_1 \Delta t]. \quad (8)$$

Проведение столкновения в лабораторной системе отсчета полностью оправдано по всем требованиям. Этапы изменения скорости электрона обсуждаются ниже и изображены на рисунке 2. Сначала, мы должны найти углы  $\theta$  и  $\phi$ , которые определяют декартовые компоненты вектора ско-

рости  $v_1$  до столкновений (см. рисунок 2 (а)):

$$\mathbf{v}_1 = \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} = v_1 \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \end{bmatrix}. \quad (9)$$

В качестве следующего шага мы преобразуем  $v_1$ , указав  $x$  направление (см. рисунок 2 (б)); это делается двумя направлениями вектора скорости: (I) на угол  $-\phi$  вокруг оси  $x$  и (II) на угол  $-\theta$  вокруг оси. Обозначим матрицы, описывающие эти операции,  $\mathbf{T}_x(-\phi)$  и  $\mathbf{T}_z(-\theta)$ .

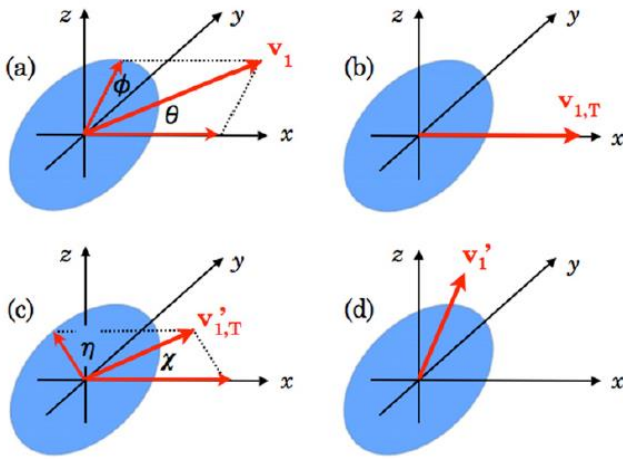


Рисунок 2 – Шаги изменения скорости налетающей частицы в столкновении электрона с атомом. Углы  $\theta$  и  $\chi$  измеряются от оси  $x$ , в то время, как  $\phi$  и  $\eta$  лежат в плоскости  $(y, z)$

Преобразованный вектор скорости, таким образом, имеет следующее выражение:

$$\mathbf{v}_{1,T} = \mathbf{T}_z(-\theta)\mathbf{T}_x(-\phi)\mathbf{v}_1 = v_1 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Отклонение (прогиб) и изменение величины вектора скорости определяется типом столкновения. Тип процесса выбирается случайным образом в соответствии с сечениями отдельных возможных процессов, при данной энергии,  $\varepsilon$ , из столкнувшегося электрона. Вероятность процесса  $k$  (имеющего поперечное сечение  $\sigma_k(\varepsilon)$ ) определяется

$$P_k = \frac{\sigma_k(\varepsilon)}{\sigma_T(\varepsilon)}. \quad (11)$$

Рассмотрим сначала отклонение направлений во время столкновения. Столкновение характеризуется двумя углами: углом рассеяния  $\chi$  и азимутальным углом  $\eta$ . В случаях, когда дифференциальное сечение  $\sigma(\varepsilon, \chi)$  известно (из эксперимента или из модели [20])  $\chi$  определяется из следующего выражения:

$$\frac{\int_0^\chi \sigma(\varepsilon, \chi') \sin \chi' d\chi'}{\int_0^\pi \sigma(\varepsilon, \chi') \sin \chi' d\chi'} = R_{01}, \quad (12)$$

в противном случае, чтобы иметь изотропное рассеяние, оно может быть установлено следующим образом:

$$\chi = \arccos(1 - 2R_{01}). \quad (13)$$

Здесь (и далее)  $R_{01}$  обозначает случайное число, которое распределено равномерно в интервале  $[0,1)$ .

Азимутальный угол обычно выбирают в качестве

$$\eta = 2\pi R_{01}. \quad (14)$$

В ионизационных процессах генерации второго набора из двух углов (для выброшенного электрона) основаны на предположении, что вектор скорости входящего, рассеянного и выбрасываемого электрона лежит в одной плоскости.

Далее, величина вектора скорости изменяется в зависимости от типа процесса. Для упругого рассеяния (относительная) потеря энергии является

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = -\frac{2m_1m_2}{(m_1+m_2)^2}(1-\cos\chi) \rightarrow -2\frac{m_1}{m_2}(1-\cos\chi). \quad (15)$$

В случае процесса возбуждения

$$\Delta\varepsilon = -\varepsilon_j, \quad (16)$$

где  $\varepsilon_j$  является уровнем энергии, связанной с процессом возбуждения  $j$ , и, наконец, в случае ионизации рассеянные и выброшенные электроны поделают оставшуюся энергию:

$$\varepsilon_{scatt} + \varepsilon_{eject} = \varepsilon - \varepsilon_{ion}. \quad (17)$$

В последнем случае процессы разделения энергии между рассеянными и выброшенными электронами могут быть определены как случайно, так и основаны на экспериментальных данных[21]:

$$\varepsilon_{eject} = \bar{E} \tan \left[ R_{01} \arctan \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_{ion}}{2\bar{E}} \right) \right], \quad (18)$$

где  $\bar{E}$  является характерным параметром газа.

Сформировав азимутальный угол и угол рассеяния, и, а также изменив величину скорости  $U_1 \rightarrow U_1'$  в связи с изменением энергии, определим, что вектор скорости отклоняется, как показано на рисунке 2 (с):

$$\mathbf{v}_{1,T} = v_1' \begin{bmatrix} \cos \chi \\ \sin \chi \cos \eta \\ \sin \chi \sin \eta \end{bmatrix}, \quad (19)$$

и, впоследствии, может быть преобразован обратно в оригинальную координатную систему по обратным операциям вращения (см. рисунок 2 (d)):

$$\mathbf{v}_1' = T_x(\phi) T_z(\theta) \mathbf{v}_{1,T} = v_1' \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta \cos \phi & \cos \theta \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \chi \\ \sin \chi \cos \eta \\ \sin \chi \sin \eta \end{bmatrix}, \quad (20)$$

что дает конечный результат для вектора скорости после столкновения,

$$\mathbf{v}_1' = v_1' \begin{bmatrix} \cos \theta \cos \chi - \sin \theta \sin \chi \cos \eta \\ \sin \theta \cos \phi \cos \chi + \cos \theta \cos \phi \sin \chi \cos \eta - \sin \phi \sin \chi \sin \eta \\ \sin \theta \sin \phi \cos \chi + \cos \theta \sin \phi \sin \chi \cos \eta + \cos \phi \sin \chi \sin \eta \end{bmatrix}. \quad (21)$$

Простейший подход моделирования Монте-Карло основан на (I) продвижении частицы в соответствии с уравнением движения для времени  $\Delta t$  (обновление векторов положения и скорости) и (II) проверке возникновения столкновения с использованием уравнения (8). На практике приходится выбирать  $\Delta t$  достаточно малым, чтобы осуществить точное интегрирование уравнения движения и выдерживать вероятность более одного столкновения, движение частицы произойдет в течение шага по времени при пренебрежимо малой величине.

### Результаты компьютерного моделирования основных свойств комплексной плазмы высокочастотного разряда

В данной работе исследуется высокочастотный разряд в аргоновой плазме при давлении  $p=20$  Па, частоте  $f=13,56$  МГц. Температура газа  $T_g=350$ К, расстояние между электродами  $L=5,5$  см. Граничные усло-

вия приводятся для электродов, на один из которых подается потенциал  $V(t)=V_0 \sin(\omega t)$ , а другой заземлен.

На рисунках 3-8 приведены результаты моделирования кинетических свойств (плотность электронов и ионов, температура электронов, ток электронов, скорости нагрева электронов и ионов) плазмы сложного состава.

На рисунке 3 показано пространственное распределение плотности электронов и ионов. Как видно из рисунка, плотность электронов и ионов монотонно убывает от центра разряда к электродам. Пространственно – временные распределения плотности электронов и ионов в течение одного ВЧ-цикла ( $f = 13,56$  МГц) приведены на рисунках 4(а,б), где по вертикали показано расстояние между электродами ( $x/L$ ), а по горизонтали – шаг по времени ( $t/T$ ). Во всех расчетах моделирования, представленных в данном разделе, электроны, достигающие электродов, упруго отражаются с вероятностью 0,2 (так называемый "коэффициент электронного отражения"). Из рисунков видно, что в приэлектродных областях электроны имеют синусоидальные колебания, а ионы неподвижны. Как видно из рисунка 7, доминирующие структуры в скорости нагрева электронов видны на фазах расширения слоя. Впоследствии, эти энергичные электроны приводят к максимуму ионизации во время пробега к центру разряда. Тем не менее, подавляющая часть ионизации происходит внутри и впереди расширенных слоев из-за сильного ускорения относительно небольшого числа  $\gamma$ -электронов, излучаемых из электродов в сильном электрическом поле вследствие вторичной электронной эмиссии. Одночастотные разряды могут управляться в широком диапазоне разрядных условий: частоты возбуждения и напряжения между электродами и давления газа. Скорость нагрева электронов, как описано выше, в значительной степени зависит от этих параметров, а также от природы газа и свойств электронной эмиссии из электродов. Таким образом, широкое разнообразие кинетических характеристик плазмы и состав могут быть осуществлены с помощью компьютерного моделирования на основе методов частиц в ячейках и Монте Карло.

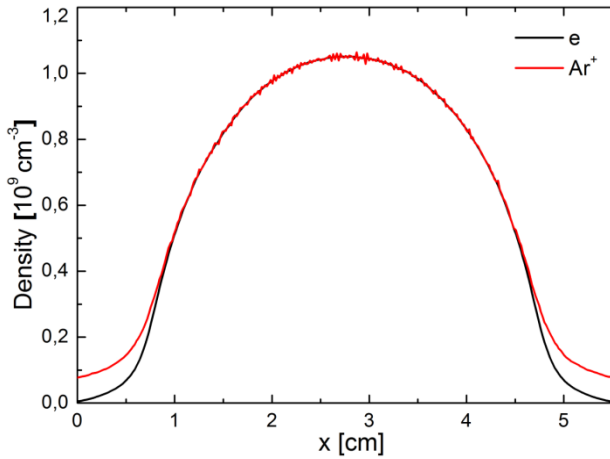


Рисунок 3 - Пространственное распределение плотности электронов для  $L = 55$  мм,  $V_{pp} = 200$  В при давлении  $p = 1,8$  Па

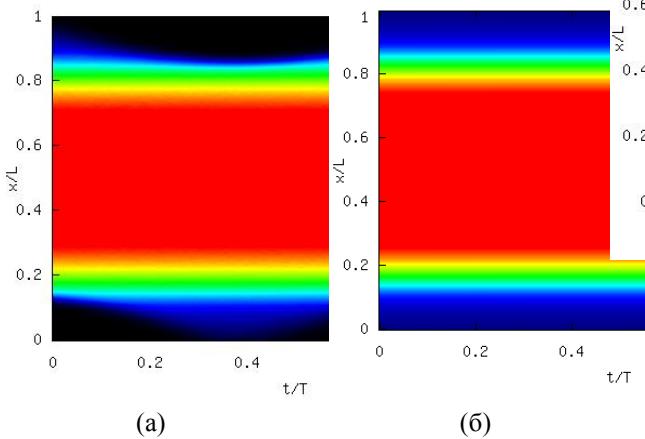


Рисунок 4 - Пространственно-временное распределение плотности электронов (а) и ионов (б) для  $L = 55$  мм,  $V_{pp} = 200$  В при давлении  $p = 1,8$  Па

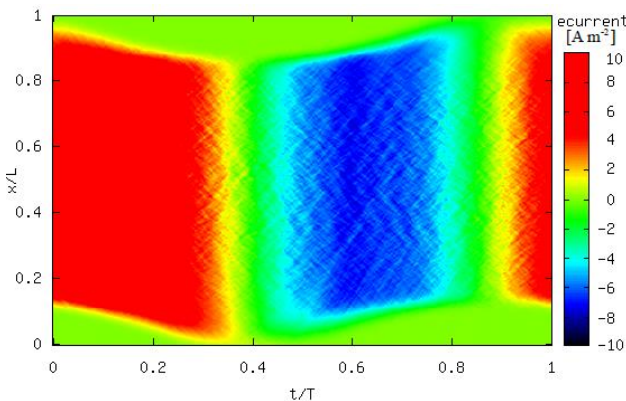


Рисунок 5 - Пространственно-временное распределение электронного тока для  $L = 55$  мм,  $V_{pp} = 200$  В при давлении  $p = 1,8$  Па

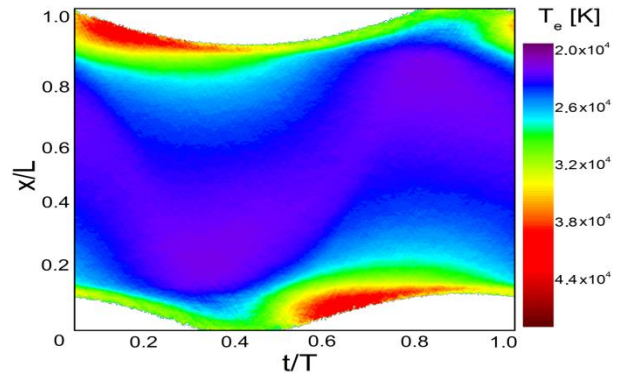


Рисунок 6 - Пространственно-временное распределение температуры электронов для  $L=55$  мм,  $V_{pp}=200$  В при давлении  $p=1,8$  Па

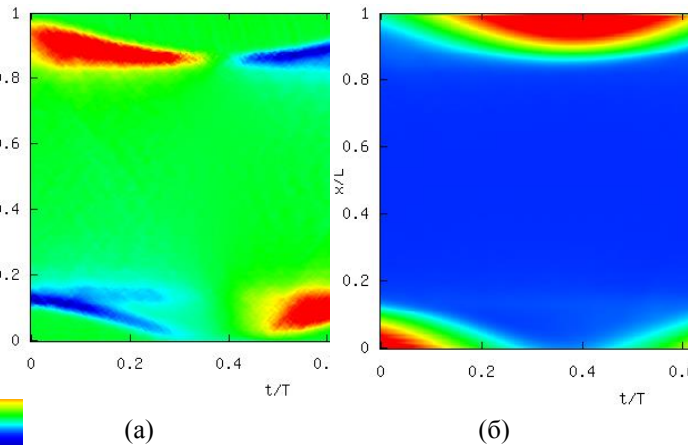


Рисунок 7 - Пространственно-временное распределение скорости нагрева (а) электрона и (б) иона для  $L=55$  мм,  $V_{pp}=200$  В при давлении  $p = 1,8$  Па

### Заключение

Были исследованы кинетические и транспортные свойства комплексной плазмы высокочастотного емкостного разряда под влиянием дополнительного постоянного электрического поля на основе методов частиц в ячейках и Монте Карло. Полученная с помощью этих методов модель обеспечивает подробный анализ физики комплексной плазмы, обеспечивая пространственно-временное распределение параметров плазмы. Показана, что подавляющая часть ионизации происходит внутри и впереди расширенных слоев из-за сильного ускорения относительно небольшого числа  $\gamma$ -электронов, излучаемых из электродов в сильном электрическом поле вследствие вторичной электронной эмиссии.

Данная работа была выполнена при поддержке МОН РК, № гранта 3097/ГФ4.

**Список литературы**

- 1 Birdsall C.K. and Langdon A.B. Plasma Physics via Computer Simulation - New York: McGraw-Hill – 1985. - P. 44-62.
- 2 Hockney R.W. and Eastwood J.W. Computer Simulation Using Particles. - New York: McGraw-Hill, 1981.-P.126-142.
- 3 Lieberman M.A., Booth J.P., Chabert P., Rax J.M. and Turner M.M. Standing wave and skin effects in large-area, high-frequency capacitive discharges // Plasma Sources Sci. Technol. – 2002. – Vol.11. – P.283.
- 4 Chabert P. Electromagnetic effects in high-frequency capacitive discharges used for plasma processing // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – Vol.40. – P. R63.
- 5 Birdsall C.K. Particle-in-cell charged-particle simulations, plus Monte Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1991. – Vol.19. – P.65-85.
- 6 Verboncoeur J.P. Particle simulation of plasmas: review and advances // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2005. – Vol.47. – P. A231.
- 7 Matyash K., Schneider R., Taccogna F., Hatayama A., Longo S., Capitelli M., Tskhakaya D. and Bronold F.X. Particle in Cell Simulation of Low Temperature Laboratory Plasmas // Contrib. Plasma Phys. – 2007. – Vol.47. – P. 595-634.
- 8 Tskhakaya D., Matyash K., Schneider R. and Taccogna F. The Particle-In-Cell Method // Contrib. Plasma Phys. – 2007. – Vol.47. – P. 563.
- 9 Phelps A.V. The application of scattering cross sections to ion flux models in discharge sheaths // J. Appl. Phys. – 1994. – Vol.76. – P. 747.
- 10 Longo S. and Capitelli M. A simple approach to treat anisotropic elastic collisions in Monte Carlo calculations of the electron energy distribution function in cold plasmas// Plasma Chem. Plasma Proc. – 1994. – Vol.14. – P. 1-13.
- 11 Biagi S.F. Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1999. – Vol.421. – P. 234-240.
- 12 Trunec D. Determination of cross-section for Ar<sup>+</sup>-He elastic collisions from drift velocity data: Monte Carlo simulation // Int. J. Mass Spectrom. Ion Proc. – 1995. – Vol.149/150. – P. 179-186.
- 13 Turner M.M. Kinetic properties of particle-in-cell simulations compromised by Monte Carlo collisions // Phys. Plasmas. – 2006. – Vol.13. – P. 033506.
- 14 Vahedi V., DiPeso G., Birdsall C.K., Lieberman M.A. and Rognlien T.D. Capacitive RF discharges modelled by particle-in-cell Monte Carlo simulation. I. Analysis of numerical techniques // Plasma Sources Sci. Technol. – 1993. – Vol.2. – P. 261.
- 15 Cohen B.I., Langdon A.B. and Friedman A. Implicit time integration for plasma simulation // J. Comput. Phys. – 1982. – Vol.46. – P. 15-38.
- 16 Nanbu K. Probability Theory of Electron-Molecule, Ion-Molecule, Molecule-Molecule, and Coulomb Collisions for Particle Modeling of Materials Processing Plasmas and Gases // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2000. – Vol.28. – P. 971-990.
- 17 Ding Li, Sudakov M. and Kumashiro S. A Simulation study of the digital ion trap mass spectrometer // Int. J. Mass. Spectrom. – 2002. – Vol.221. – P. 117-139.
- 18 Yousfi M., Hennad A. and Alkaa A. Monte Carlo simulation of electron swarms at low reduced electric fields // Phys. Rev. E. – 1994. – Vol. 49. – P. 3264.
- 19 Okhrimovskyy A., Bogaerts A. and Gibjels R. Electron anisotropic scattering in gases: A formula for Monte Carlo simulations // Phys. Rev. E. – 2002. – Vol. 65. – P. 037402.
- 20 Opal C.B., Peterson W.K. and Beaty E.C. Measurements of Secondary-Electron Spectra Produced by Electron Impact Ionization of a Number of Simple Gases // J. Chem. Phys. – 1971. – Vol. 55. – P. 4100-4106.
- 21 Lieberman M.A. and Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing 2nd edn. – New York: Wiley-Interscience, 2005. – P. 46.

*Принято в печать 25.10.2016*

**Н.Х. Бастыкова, С.К. Коданова, Т.С. Рамазанов, З. Донко**

*НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

*\*E-mail: ramazan@physics.kz*

### **МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА**

В данной работе приведена численная модель для описания основных свойств комплексной плазмы высокочастотного емкостного разряда. Показан алгоритм расчета методов частиц в ячейках и Монте-Карло. Приведены результаты моделирования кинетических и транспортных свойств (плотность электронов и ионов, температура электронов, ток электронов, скорости нагрева электронов и ионов) комплексной плазмы. Показана, что подавляющая часть ионизации происходит внутри и впереди расширенных слоев из-за сильного ускорения относительно небольшого числа  $\gamma$ -электронов, излучаемых из электродов в сильном электрическом поле вследствие вторичной электронной эмиссии.

**Ключевые слова:** Комплексная плазма, Высокочастотный разряд, Метод частиц в ячейках, Метод Монте-Карло.

**Н.Х. Бастыкова, С.К. Коданова, Т.С. Рамазанов, З. Донко**

*ал-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Эксперименталды және теориялық физика ғылыми-зерттеу институты, 050040, Алматы, Казахстан*

*\*E-mail: ramazan@physics.kz*

### **ЖОҒАРЫ ЖИІЛІКТІ РАЗРЯДТА КОМПЛЕКСТІ ПЛАЗМАНЫҢ НЕГІЗГІ ҚАСИЕТТЕРІН МОДЕЛДЕУ**

Жоғары жиілікті сыйымдылықты разрядтың қосымша тұрақты ток көзімен біріккен төменгі температуралы кешенді плазмасының негізгі қасиеттерін сипаттау үшін сандық модел ұсынылды. Монте Карло және ұяшықтағы бөлшектер үшін есептеу алгоритмі көрсетілген. Кешенді плазманың кинетикалық және транспорттық қасиеттерінің (электрондар мен иондар тығыздығы, электрондардың температурасы, электрондардың тогы, электрондардың және иондардың қызу жылдамдығы) моделдеу нәтижелері келтірілген. Иондалудың көп бөлігі күшті электр өрісінде электрондық эмиссия есебінен электродтардан шығатын шамалы  $\gamma$ -электрондар санының күшті жеделдету арқасында озық қабаттарының ішінде және алдында жүретіні көрсетілді.

**Түйін сөздер:** Комплексті плазма, Жоғарғыжиілікті разряд, Ұяшықтардағы бөлшектер әдісі, Монте-Карло әдісі.

**N.Kh. Bastykova, S.K. Kodanova, T.S. Ramazanov, Z. Donko**

*al-Farabi Kazakh National University Scientific Research Institute of Experimental and Theoretical Physics (IETP), 050040, Almaty, Kazakhstan*

*\*E-mail: ramazan@physics.kz*

### **SIMULATION OF MAIN PROPERTIES OF COMPLEX PLASMA IN RF DISCHARGE**

In this paper a numerical model to describe the basic properties of complex plasma in radio-frequency capacitive discharge is presented. The algorithm for calculating the particle-in-cell and Monte Carlo is shown. The results of modeling of kinetic and transport properties (density of electrons and ions, the electron temperature, the electron current, the speed of the electrons and ions



heating) of complex plasma are presented. It is shown that most of the ionization occurs inside and in front of the advanced sheath of the strong acceleration of the relatively small number of gamma-electrons emitted from the electrodes in a strong electric field due to secondary electron emission.

**Key words:** Complex plasma, Radiofrequency discharge, Particle in cell method, Monte-Carlo method.