

## ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТРЕКАХ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В ГАЗОВОЙ ПЛАЗМЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ НАНОКЛАСТЕРЫ

И.В. Алексеева, А.П. Будник

ГНЦ РФ Физико-энергетический институт,  
249033 Калужская область, г. Обнинск, пл. Бондаренко, 1

### Аннотация

Разработана многокомпонентная двумерная модель неомогенных кинетических процессов в треках осколков деления ядра урана в пылевой плазме инертных газов. Сформулирована система нелинейных интегро-дифференциальных уравнений, описывающих пространственно-временную эволюцию пылевой плазмы инертных газов в треке осколка. Модель включает эволюционные уравнения для функции распределения электронов по скоростям, концентраций как различных газовых, так и пылевых компонент плазмы, а также уравнение Пуассона для электрического поля. Разработан метод решения уравнений модели и алгоритм параллельных вычислений для решения системы и создан комплекс программ для математического моделирования.

Методами математического моделирования получены данные о влиянии трековой структуры на пространственно-временную эволюцию возбуждаемой осколками деления пылевой аргонной плазмы, пространственно-временные флуктуации как концентрации различных компонент плазмы, так и распределения зарядов на пылевых частицах и напряженности электрического поля.

### TWO-DIMENSIONAL MODEL OF KINETIC PROCESSES IN TRACKS OF FISSION FRAGMENTS INTO GASEOUS PLASMA WITH NANOCLESTERS

I.V. Alexeeva, A.P. Budnik

State Scientific Center of Russian Federation, A.I. Leypunski Institute of Physics and Power Engineering,  
Russia, Obninsk, 249033

The two-dimensional model multi component of non-homogeneous kinetic processes in uranium fission fragments track in the dusty plasma of the noble gases was developed. The system of nonlinear integral differential equations describing the space-time evolution of dusty plasma of the noble gases in a track of fission fragments is derived. The model includes the space-time evolutionary equations for electron velocity distribution function, concentration both various gaseous and dusty component of plasma and Poisson equation for the electric field. The method of the solution and algorithm for parallel calculations of rigid differential equations system describing kinetic processes in the fission fragments track in gaseous plasma with nanoclesters is developed. The program complex for mathematical simulation was developed.

The track structure effects for a space-time evolution of fission fragment excited dusty argon plasma and data about of a space-time fluctuations both concentration of various component of plasma and charge distribution on dusty particles and electric field strength were obtained by the methods of numerical simulation.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одно из современных научных направлений связано с поиском перспективных методов прямого преобразования ядерной энергии. Наибольший научный и практический интерес представляет изучение способов прямого преобразования кинетической энергии осколков деления тяжелых ядер в энергию когерентного оптического излучения. Повышение эффективности преобразования ядерной энергии в энергию когерентного оптического излучения невозможно без разработки теории преобразования кинетической энергии осколков деления в энергию когерентного оптического излучения.

Существенной особенностью взаимодействия осколков деления с плотными газами являются так называемые трековые эффекты. Значительная часть кинетической энергии осколков деления, передаваемой газу, выделяется в узкой области вблизи оси трека осколка деления, называемой сердечником трека. Как правило, концентрации ионов и возбужденных атомов

в сердечнике трека на несколько порядков превышают концентрации их в окружающей сердечник области, называемой оболочкой трека, даже при высоких значениях плотности потока осколков деления, которыми облучается газ.

Изучение пространственно-временной эволюции треков тяжелых заряженных частиц в газах давно привлекает внимание исследователей (см., например, [1-3], а также сборник статей [4] и ссылки в нем). В первых работах [1-3], выполненных ещё в начале прошлого века, была рассмотрена фактически лишь поздняя стадия эволюции трека, когда произошла термализация электронов.

В связи с разработкой лазеров с ядерной накачкой заметно возрос интерес к изучению эволюции треков осколков деления в газах [5].

Эволюция треков осколков деления в инертных газах на ранней стадии до времен, сравнимых с характерным временем упругой релаксации  $t_{el}$ , рассматривалась в [6]. Была разработана модель эволюции трека с учетом процессов диффузии электронов и ионов,

релаксации электронов по энергии в неупругих и упругих столкновениях, а также дрейфа заряженных частиц в электрическом поле, возникающем из-за разделения зарядов. Математическое моделирование показало, что распределение электронов по энергиям оказывается сильно пространственно неоднородным, отличается от максвелловского, причем в гелии уже при нормальной плотности возникает сильное электрическое поле (порядка кВ/см) [6].

Исследование влияния трековой структуры плазмы на кинетические процессы в газовой лазерно-активной среде, возбуждаемой осколками деления, было выполнено в работах [7–9]. В частности, методами математического моделирования на примере гелий-кадмиевой лазерно-активной среды было показано, что в течение интервала времени, превышающего характерное время жизни сердечника трека осколка деления, возможны сильные флуктуации как концентрации компонент среды, так и линейного коэффициента усиления лазерного излучения.

Тем не менее, теория преобразования кинетической энергии многозарядных ионов в энергию оптического излучения осталась недостаточно развитой. В частности, все исследования [6–9] выполнены в одномерном приближении, когда учитывалась только пространственная неоднородность поперек трека, причем трек считался аксиально-симметричным. Одномерная теория неомогенной трековой кинетики допускает некую неопределенность в задании начальных условий и не позволяет корректно описать начальную стадию эволюции трека многозарядного иона в газе. Этот недостаток был устранен при учете продольной неоднородности в треке в двумерной модели, которая разработана для газовых сред в работах [10–12,20,21].

В последнее время для того, чтобы значительно увеличить эффективность прямого преобразования ядерной энергии в энергию когерентного оптического излучения, в связи с бурным развитием нанотехнологий было предложено использовать лазерно-активные газовые среды, облучаемые нейтронами и содержащие нанокластеры соединений урана [13–15].

Выполненные в последнее время расчетно-теоретические исследования показали, что возможно получить усиление лазерного излучения в ядерно-возбуждаемой аргон-ксеноновой пылевой газовой плазме. Это позволяет рассчитывать на создание способа и устройств с высокой эффективностью прямого преобразования кинетической энергии осколков деления в энергию когерентного оптического излучения. Эффективность прямого преобразования ядерной энергии в этом случае может возрасти более чем на порядок.

В данной работе впервые при учете продольной неоднородности в треке осколков проводилось изучение влияния трековой структуры на пространственно-временную эволюцию возбуждаемой осколками деления пылевой плазмы инертных газов. Разработана многокомпонентная двумерная модель неомогенных кинетических процессов в треках осколков деления в пылевой плазме инертных газов.

Модель включает эволюционные уравнения для функции распределения электронов по скоростям,

концентраций различных компонент плазмы, а также уравнение Пуассона для электрического поля. В виду малости зарядов наночастиц процесс передачи заряда пылевым частицам от газовой компоненты им рассматривается с учетом дискретности электрического заряда.

## 2. ДВУМЕРНАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТРЕКАХ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В ГАЗОВОЙ ПЛАЗМЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ НАНОКЛАСТЕРЫ

Рассмотрим однородно возбуждаемую пылевую плазму, в которую введены монодисперсные сферические наночастицы, радиус которых обозначим  $r_0$ . Эти частицы в плазме заряжаются. Обозначим через  $N_{dust,i}(z, r, t)$  концентрацию наночастиц, заряд которых  $q = -ie$ , где  $e$  – элементарный заряд,  $i$  – целое число.

Пусть в момент времени  $t = 0$  с в некоторой точке  $Z_{00}$  на оси  $z$  происходит деление ядра атома урана. Тогда одиночный трек многозарядного иона в инертном газе может рассматриваться как аксиально-симметричный. В цилиндрической системе координат его эволюцию можно описать системой уравнений [10–12]:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{v^2}{3v} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial f_0}{\partial r} + \frac{\partial^2 f_0}{\partial z^2} \right] - \frac{v}{3} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{eE_r}{m_e v} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] - \frac{v}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{eE_z}{m_e v} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] + \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[ \frac{E^2 e^2}{3m_e^2 v} v^2 \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] + S_0 + Q_{ion,e} - Q_{dust}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_{\bar{k}}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( D_{\bar{k}} \frac{\partial N_{\bar{k}}}{\partial r} - \mu_{\bar{k}} E_r N_{\bar{k}} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ D_{\bar{k}} \frac{\partial N_{\bar{k}}}{\partial z} - \mu_{\bar{k}} E_z N_{\bar{k}} \right] + F_{\bar{k}} + Q_{ion,\bar{k}} - \sum_{\bar{k}} f_{dust,\bar{k},i}^{ion} N_{dust,i} N_{\bar{k}} + \sum_{\bar{k}} f_{dust,\bar{k},i+1}^{ion} N_{dust,i+1} N_{\bar{k}}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi e \left( N^e + \sum_i i \cdot N_{dust,i} - N^{ion} \right), \quad (3)$$

$$E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad E_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{dust,i}}{\partial t} = & \sum_{\bar{k}} f_{dust,\bar{k},i+1}^{ion} N_{dust,i+1} N_{\bar{k}} - \\ & - \gamma_e \int_0^\infty 4\pi^2 v^3 r_0^2 \left( 1 - \frac{ie^2}{r_0 \epsilon} \right) \times \theta \left( 1 - \frac{ie^2}{r_0 \epsilon} \right) N_{dust,i} f_0 dv + \\ & + \gamma_e \int_0^\infty 4\pi^2 v^3 r_0^2 \left[ 1 - \frac{(i-1)e^2}{r_0 \epsilon} \right] \times \\ & \times \theta \left[ 1 - \frac{(i-1)e^2}{r_0 \epsilon} \right] N_{dust,i-1} f_0 dv \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $t$  – время;  $z$  и  $r$  – осевая и радиальная переменные;  $v$  – скорость электронов;  $f_0(z, r, v, t)$  – функция распределения электронов по скоростям (ФРЭС);  $N^e(z, r, t) = 4\pi \int v^2 f_0(z, r, v, t) dv$  – электронная концентрация;  $N^{ion}(z, r, t)$  – полная ионная концентрация;  $N_{\tilde{k}}(z, r, t)$  – концентрация ионов  $\tilde{k}$ -сорта;  $\varphi(z, r, t)$  – потенциал электрического поля;  $E_r(z, r, t)$ ,  $E_z(z, r, t)$  – соответственно потенциал  $r$  и  $z$  проекции вектора напряженности электрического поля;  $E$  – модуль вектора напряженности электрического поля;  $m_e$  – масса электрона;  $\nu$  – частота столкновений электронов с атомами;  $D_{\tilde{k}}$  и  $\mu_{\tilde{k}}$  – коэффициент диффузии и подвижность ионов  $\tilde{k}$ -сорта;  $S_0(f_0, \{N_{\tilde{k}}\})$  – полный интеграл столкновений электрона с компонентами газовой среды (атомами, ионами, электронами);  $Q_{ion,e}$ ,  $Q_{ion,\tilde{k}}$  – члены, описывающие процессы ионизации и возбуждения атомов осколком деления, который можно считать движущимися прямолинейно, а  $F_{\tilde{k}}(\{N_{\tilde{k}}\}, t)$  – члены, описывающие локальную кинетику  $\tilde{k}$ -й компоненты (рождение и уничтожение частиц  $\tilde{k}$ -сорта, в том числе и вследствие радиационных переходов и плазмохимических реакций);  $\gamma_e$  – вероятность того, что электрон, сталкиваясь с пылевой частицей, передаёт ей заряд компоненты плазмы  $\tilde{k}$ -сорта;  $f_{dust,\tilde{k},i}^{ion}$  – константа скорости зарядки пылевых частиц положительными ионами  $\tilde{k}$ -сорта с зарядом равным  $q = -ie$ ;  $\theta$  – функция Хэвисайда;  $\varepsilon$  – кинетическая энергия электрона,

$$Q_{dust} = \sum_i \pi r_0^2 \gamma_e v \left(1 - \frac{ie^2}{r_0 \varepsilon}\right) \theta \left(1 - \frac{ie^2}{r_0 \varepsilon}\right) N_{dust,i} f_0$$

– член, описывающий прилипание электронов к пылевым частицам.

Сечения взаимодействия нанокластеров с электронами и константы скоростей реакций зарядки нанокластеров ионами плазмы определялись согласно теоретическим моделям элементарных процессов в пылевой плазме [16–18].

Граничные условия:

$$z = z_{\min}, \quad \frac{\partial f_0}{\partial z} = 0, \quad N_{\tilde{k}} = N_{\tilde{k}f}, \quad \varphi = \varphi_1, \quad (6)$$

$$z = z_{\max}, \quad f_0 = f_{0f}(v), \quad N_{\tilde{k}} = N_{\tilde{k}f}, \quad \varphi = \varphi_2, \quad (7)$$

$$r = 0, \quad \frac{\partial f_0}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial N_{\tilde{k}}}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \quad (8)$$

$$r = r_{\max}, \quad f_0 = f_{0f}(v), \quad N_{\tilde{k}} = N_{\tilde{k}f}, \quad (9)$$

$$\varphi = \varphi_1 + (\varphi_2 - \varphi_1) \frac{z - z_{\min}}{z_{\max} - z_{\min}} \quad (10)$$

Начальные условия могут быть представлены в виде:

$$f_0(z, r, v, 0) = f_{0f}(v), \quad N_{\tilde{k}}(z, r, 0) = N_{\tilde{k}f}, \\ N_{dust,i}(z, r, 0) = \text{const} \quad (11)$$

### 3. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Система уравнений (1)–(5), описывающая эволюцию трека, решается методом расщепления по физическим процессам [19]. При этом задача разбивается на два шага: “диффузионный” (пространственный), где учитываются в основном диффузия и дрейф частиц в электрическом поле, и на “плазмохимический” (локальный), где принимаются во внимание упругие, неупругие и сверхупругие процессы столкновений электронов с атомами, а также нагрев электронов электрическим полем, плазмохимические реакции и взаимодействие электронов и ионов с пылевыми частицами.

Представим уравнения (1)–(5) в виде:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = L_1 + L_2, \quad (12)$$

$$\frac{\partial N_{\tilde{k}}}{\partial t} = L_3 + F_{\tilde{k}} + Q_{ion,\tilde{k}} - \\ - \sum_k f_{dust,\tilde{k},i}^{ion} N_{dust,i} N_{\tilde{k}} + \sum_k f_{dust,\tilde{k},i+1}^{ion} N_{dust,i+1} N_{\tilde{k}}, \quad (13)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi e \left( N^e + \sum_i i \cdot N_{dust,i} - N^{ion} \right) \quad (14)$$

$$E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad E_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial N_{dust,i}}{\partial t} = \sum_k f_{dust,\tilde{k},i+1}^{ion} N_{dust,i+1} - \gamma_e \int_0^\infty 4\pi^2 v^3 r_0^2 \left(1 - \frac{ie^2}{r_0 \varepsilon}\right) \times \\ \times \theta \left(1 - \frac{ie^2}{r_0 \varepsilon}\right) N_{dust,i} f_0 dv + \gamma_e \int_0^\infty 4\pi^2 v^3 r_0^2 \left[1 - \frac{(i-1)e^2}{r_0 \varepsilon}\right] \times \\ \times \theta \left(1 - \frac{(i-1)e^2}{r_0 \varepsilon}\right) N_{dust,i-1} f_0 dv \quad (16)$$

Здесь введены обозначения:

$$L_1 = \frac{v^2}{3v} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial f_0}{\partial r} + \frac{\partial^2 f_0}{\partial z^2} \right] - \\ - \frac{v}{3} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{eE_r}{m_e v} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] - \frac{v}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{eE_z}{m_e v} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right], \quad (17)$$

$$L_2 = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[ \frac{E^2 e^2}{3m_e^2 v} v^2 \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] + S_0 + Q_{ion,e} - Q_{dust}, \quad (18)$$

$$L_3 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( D_{\tilde{k}} \frac{\partial N_{\tilde{k}}}{\partial r} - \mu_{\tilde{k}} E_r N_{\tilde{k}} \right) \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[ D_{\tilde{k}} \frac{\partial N_{\tilde{k}}}{\partial z} - \mu_{\tilde{k}} E_z N_{\tilde{k}} \right] \quad (19)$$

Если известны функции  $f_0(z, r, v, t)$ ,  $N_{\tilde{k}}(z, r, t)$ ,  $N_{dust,i}(z, r, t)$ , являющиеся решением системы уравнений (12)–(16) в момент времени  $t$ , то согласно методу расщепления, решение задачи в момент времени  $t + \Delta t$  разбивается на два шага.

При начальном условии  $f_0(z, r, v, t)$ ,  $N_{\tilde{k}}(z, r, t)$ ,  $N_{dust,i}(z, r, t)$  на первом шаге конечно-разностным методом находится решение системы уравнений (12)–(15), т.е. определяются значения  $f_0^1(z, r, v, t)$ ,  $N_{\tilde{k}}^1(z, r, t)$  в момент времени  $t + \Delta t$ . При этом в (12) и (13) учитываются только операторы  $L_1$  и  $L_3$  соответственно. Таким образом, на первом шаге принимаются во внимание только диффузия и дрейф.

На втором шаге решаются только уравнения (12), (13) и (16). Причем, в (12) учитывается только оператор  $L_2$ , а в (13) – члены  $F_{\tilde{k}}$ ,  $Q_{ion,\tilde{k}}$ ,  $-\sum_{\tilde{k}} f_{dust,\tilde{k},i}^{ion} N_{dust,i} N_{\tilde{k}}$ ,  $\sum_{\tilde{k}} f_{dust,\tilde{k},i+1}^{ion} N_{dust,i+1} N_{\tilde{k}}$  т.е. принимается во внимание только локальная кинетика. При этом полученные на первом шаге значения функций  $f_0^1(z, r, v, t)$ ,  $N_{\tilde{k}}^1(z, r, t)$  являются новыми начальными условиями, для которых находится решение системы (12), (13) и (16) в момент времени  $t + \Delta t$ . Данное решение является решением полной системы (12)–(16).

Введем замену переменных:

$$r = \rho_0 \rho^k, \quad dr = k \rho_0 \rho^{k-1} d\rho, \quad (20)$$

где  $\rho_0, k$  – заданные константы.

Тогда система уравнений (12)–(15) с учетом только операторов  $L_1$  и  $L_3$  в уравнениях (12) и (13) соответственно и без учета процессов с участием пылевых частиц принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0}{\partial t} = & \frac{v^2}{3vk^2 \rho_0^2 \rho^{2k-1}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[ \rho \frac{\partial f_0}{\partial \rho} \right] - \\ & - \frac{ve}{3m_e vk \rho_0 \rho^{2k-1}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[ \rho^k E_\rho \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] + \\ & + \frac{v^2}{3v} \frac{\partial^2 f_0}{\partial z^2} - \frac{ve}{3m_e v} \frac{\partial}{\partial z} \left[ E_z \frac{\partial f_0}{\partial v} \right], \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{\tilde{k}}}{\partial t} = & \frac{D_{\tilde{k}}}{k^2 \rho_0^2 \rho^{2k-1}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[ \rho \frac{\partial N_{\tilde{k}}}{\partial \rho} \right] - \\ & - \frac{\mu_{\tilde{k}}}{k \rho_0 \rho^{2k-1}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[ \rho^k E_\rho N_{\tilde{k}} \right] + D_{\tilde{k}} \frac{\partial^2 N_{\tilde{k}}}{\partial z^2} - \mu_{\tilde{k}} \frac{\partial}{\partial z} E_z N_{\tilde{k}}, \quad (22) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{k^2 \rho_0^2 \rho^{2k-1}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[ \rho \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \right] + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \\ = 4\pi e \left( N_e - \sum_i i \cdot N_{dust,i} - N^{ion} \right), \quad (23) \end{aligned}$$

$$E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad E_\rho = -\frac{1}{k \rho_0 \rho^{k-1}} \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \quad (24)$$

Для уравнений (21)–(24) получены пятиточечные разностные уравнения [10], решаемые методом последовательной нижней релаксации с изменяемыми в процессе итераций весовыми коэффициентами.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчеты проведены для аргоновой плазмы при давлении 1 атм, температуре газа 300 К, концентрации сферических наночастиц  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ , радиус которых равен 10 нм.

При математическом моделировании кинетических процессов учитывались следующие компоненты пылевой плазмы:

- электроны;
- атомы аргона в основном и 8 возбужденных нижних состояниях;
- атомарный и молекулярный ионы аргона;
- эксимеры аргона (синглетное и триплетное состояния);
- нанокластеры урана с зарядами  $q = -ie$ , где  $i = 5, 4, 3, 2, 1, 0, -1$ .

Предварительно рассчитывались установившиеся при воздействии жесткого ионизатора параметры однородной плазмы. Удельная скорость ионизации составляла  $2.4 \times 10^{18}$  ионов/с. Спектр создаваемых источником первичных электронов соответствовал спектру эмиссии электронов при столкновении тяжелого осколка деления урана с атомом аргона.

В результате расчетов в установившемся состоянии концентрации оказывались равными следующим значениям:

$$\begin{aligned} N_e^0 &= 7.1003 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}; \\ N_0(\text{Ar}^+) &= 9.1825 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}; \\ N_0(\text{Ar}_2^+) &= 6.1821 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}; \\ N_{dust_0}(-1) &= 1.5892 \times 10^8 \text{ см}^{-3}; \\ N_{dust_0}(0) &= 2.4623 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}; \\ N_{dust_0}(+1) &= 5.6734 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}; \\ N_{dust_0}(+2) &= 1.7663 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}; \\ N_{dust_0}(+3) &= 8.1551 \times 10^8 \text{ см}^{-3}; \\ N_{dust_0}(+4) &= 5.3640 \times 10^6 \text{ см}^{-3}; \\ N_{dust_0}(+5) &= 6.7826 \times 10^3 \text{ см}^{-3} \end{aligned}$$

На рис. 1 представлена установившаяся ФРЭС в зависимости от энергии электронов. Там же для сравнения нанесен спектр (в относительных единицах) электронов, эмитируемых при столкновении среднего тяжелого осколка деления ядра урана с атомом аргона, находящемся в основном состоянии.

После определения установившихся параметров пылевой плазмы далее проводилось математическое моделирование возмущения пылевой плазмы движущимися осколками деления установившегося состояния пространственно-однородной пылевой плазмы.

Считалось, что деление ядра урана произошло в момент времени  $t = 0$  секунд в точке на оси  $z$  на расстоянии 150 мкм от начала координат, причем тяжелый осколок деления начал двигаться по оси  $z$ , а легкий – в противоположном направлении.

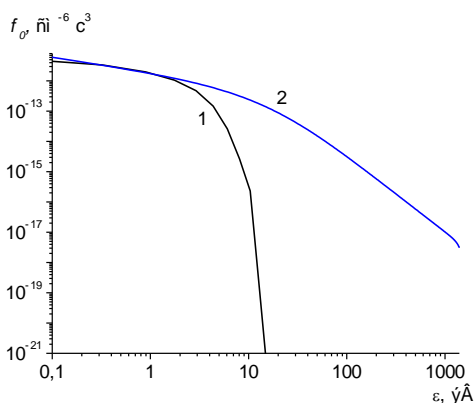


Рис. 1. Зависимость от энергии установившейся ФРЭС (1) и распределения по энергиям электронов (2), эмитируемых при столкновении среднего тяжелого осколка деления ядра урана с атомом аргона (в относительных единицах)

Типичные результаты математического моделирования пространственно-временной эволюции трека осколка деления в пылевой аргоновой плазме представлены на рис. 2–12.

Уже через доли пс вблизи точки, в которой произошло деление ядра урана, возникают значительные возмущения ионной и электронной концентраций (см. рис. 2–4, 7, 8). Наибольшее возмущение в относительных единицах испытывает концентрация атомарных ионов аргона (см. рис. 4).

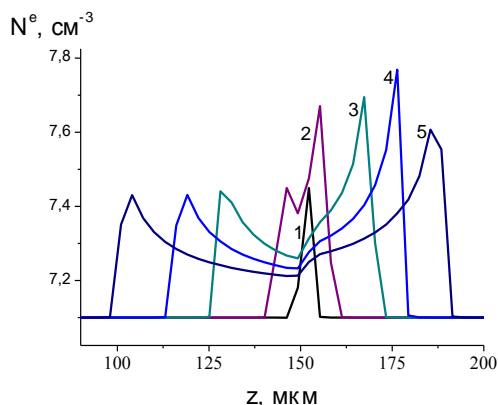


Рис. 2. Зависимость электронной концентрации на оси трека от расстояния  $z$  вдоль трека в моменты времени: 1 – 0,086 пс; 2 – 0,55 пс; 3 – 1,68 пс; 4 – 2,46 пс; 5 – 3,5 пс

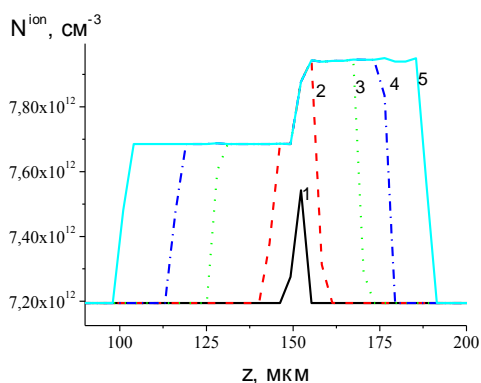


Рис. 3. Зависимость ионной концентрации на оси трека от расстояния  $z$  вдоль трека в моменты времени: 1 – 0,086 пс; 2 – 0,55 пс; 3 – 1,68 пс; 4 – 2,46 пс; 5 – 3,5 пс

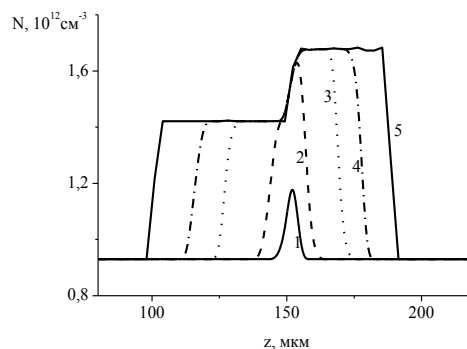


Рис. 4. Зависимость концентрации атомарного иона аргона на оси трека от расстояния  $z$  вдоль трека в моменты времени: 1 – 0,086 пс; 2 – 0,55 пс; 3 – 1,68 пс; 4 – 2,46 пс; 5 – 3,5 пс

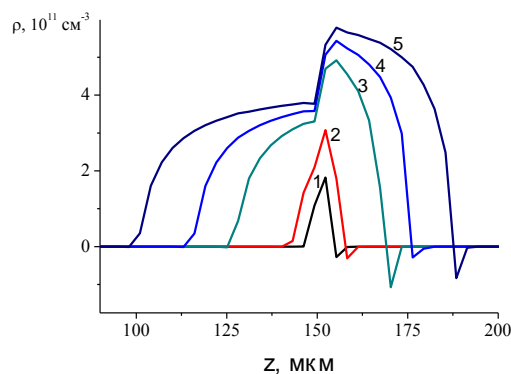


Рис. 5. Зависимость плотности электрического заряда в единицах элементарного заряда на оси трека от расстояния  $z$  вдоль трека в моменты времени: 1 – 0,29 пс; 2 – 0,55 пс; 3 – 1,68 пс; 4 – 2,46 пс; 5 – 3,5 пс

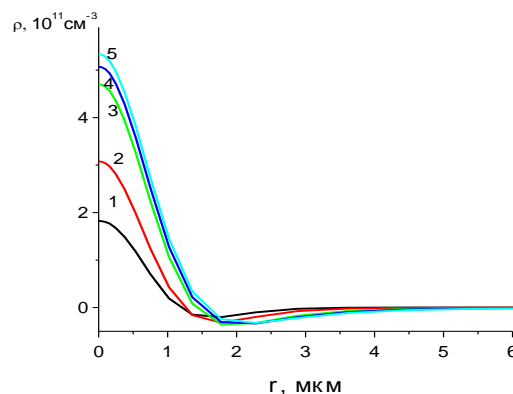


Рис. 6. Радиальная зависимость плотности электрического заряда в единицах элементарного заряда при  $z=150$  мкм в моменты времени: 1 – 0,29 пс; 2 – 0,55 пс; 3 – 1,68 пс; 4 – 2,46 пс; 5 – 3,5 пс

Вследствие того, что осколки деления движутся со скоростью более  $10^9$  см/с, размеры области возмущения быстро увеличиваются вдоль оси  $z$ .

Поскольку средняя энергия электронов, эмитируемых при столкновении осколка деления ядра урана с атомом аргона, превышает 50 эВ, то электроны быстрее ионов диффундируют поперек оси трека. Ионы же практически не успевают за рассматриваемое время переместиться. Вследствие этого возникают значительные разделения электрических зарядов и нарушается квазинейтральность пылевой плазмы вблизи оси трека (см. рис. 5, 6).

Это приводит к появлению сильного электрического поля в плазме (см. рис. 9–12), причем радиальная составляющая напряженности электрического поля достигает за небольшое время гораздо большей величины, чем осевая составляющая напряженности электрического поля.

Следует отметить существенное отличие расчета пространственно - временной эволюции треков осколков в плазме и нейтральном газе. В плазме происходит более быстрая экранировка радиального электрического поля, чем в газе [12].

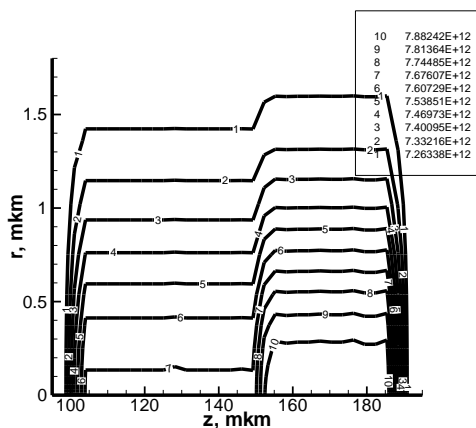


Рис. 7. Изолинии ионной концентрации  $N^{ion}$  в треке осколков деления урана в момент времени  $t = 3.5$  пс

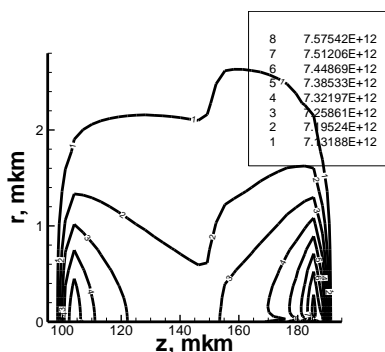


Рис. 8. Изолинии электронной концентрации  $N^e$  в треке осколков деления урана в момент времени  $t = 3.5$  пс

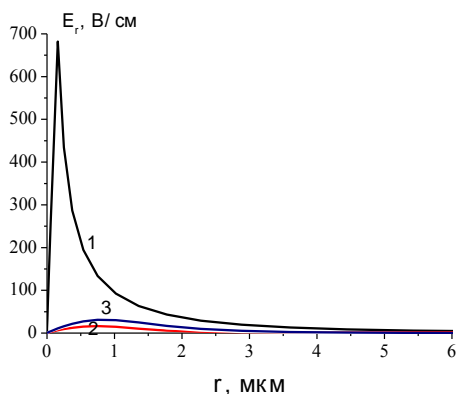


Рис. 9. Радиальная зависимость проекции вектора напряженности электрического поля при  $z = 150$  мкм в моменты времени: 1 – 0.29 пс; 2 – 0.55 пс; 3 – 3.5 пс

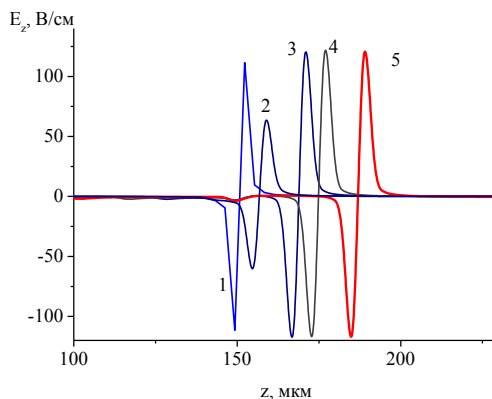


Рис. 10. Зависимость проекции вектора напряженности электрического поля  $E_z$  на оси от расстояния  $z$  вдоль трека в моменты времени: 1 – 0.086 пс; 2 – 0.55 пс; 3 – 1.68 пс; 4 – 2.46 пс; 5 – 3.5 пс

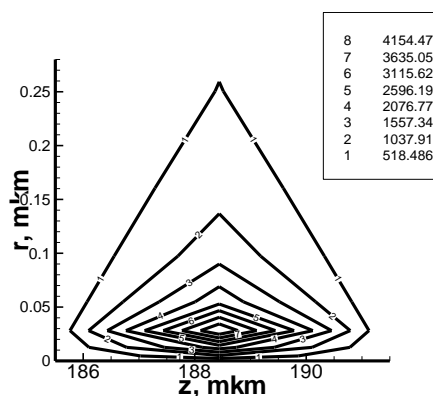


Рис. 11. Изолинии проекции вектора напряженности электрического поля  $E_r$  в треке в момент времени 3.5 пс

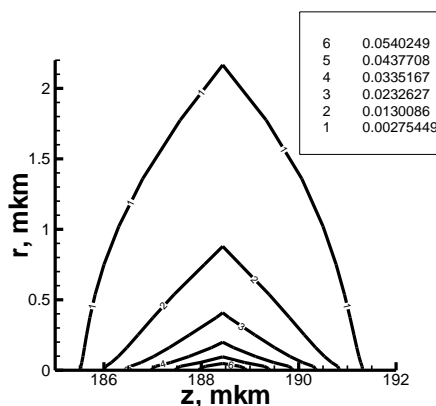


Рис. 12. Изолинии потенциала электрического поля в треке в момент времени 3.5 пс

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в ходе выполнения работы разработана многокомпонентная двумерная модель негомогенных кинетических процессов в треках осколков деления в пылевой плазме инертных газов.

Методами математического моделирования получены данные о влиянии трековой структуры на пространственно-временную эволюцию возбуждаемой осколками деления пылевой аргоновой плазмы, пространственно-временные флуктуации как концентрации различных компонент плазмы, так и распределения зарядов на пылевых частицах, напряженности

электрического поля. Из результатов математического моделирования следует, что в возбуждаемой осколками деления плазме возможны значительные флуктуации как концентрации заряженных частиц, так и электрического поля.

Установлено, что трековая структура плазмы, создаваемой осколками деления, практически не влияет на распределение нанокластеров по зарядам при рассмотренной в данном примере умеренной плотности газа ( $p = 1$  атм).

Показано, что в возбуждаемой осколками деления плазме возможны значительные флуктуации как концентрации заряженных частиц, так и электрического поля. Эти флуктуации в конечном счете могут создавать оптические неоднородности в среде, подобные рассмотренным ранее [7–9].

Исследования проведены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 08-08-00456).

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$r_0$  – радиус наночастиц,  
 $N_{dust,i}$  – концентрация наночастиц,  $i$  – целое число,  
 $q = -i \cdot e$  – заряд наночастиц,  $e$  – элементарный заряд,  
 $f_0(z, r, v, t)$  – функция распределения электронов по скоростям (ФРЭС),  
 $v$  – скорость электронов,  
 $z, r$  – цилиндрические (осевая и радиальная) координаты,  
 $N^e(z, r, t)$  – электронная концентрация,  
 $N^{ion}(z, r, t)$  – полная ионная концентрация,  
 $N_{\tilde{k}}(z, r, t)$  – концентрация ионов  $\tilde{k}$ -сорта,  
 $\varphi(z, r, t)$  – потенциал электрического поля,  
 $E_r(z, r, t), E_z(z, r, t)$  – соответственно потенциал  $r$  и  $z$  проекции вектора напряженности электрического поля,  
 $E$  – модуль вектора напряженности электрического поля,  
 $m$  – масса электрона,  
 $\nu$  – частота столкновений электронов с атомами,  
 $D_{\tilde{k}}$  и  $\mu_{\tilde{k}}$  – коэффициент диффузии и подвижность ионов  $\tilde{k}$ -сорта,  
 $Q_{ion,e}, Q_{ion,\tilde{k}}$  – члены, описывающие процессы ионизации и возбуждения атомов ионом,  
 $F_{\tilde{k}}(\{N_{\tilde{k}}\}, t)$  – члены, описывающие локальную кинетику  $\tilde{k}$ -й компоненты (рождение и уничтожение частиц  $\tilde{k}$ -сорта, в том числе и вследствие радиационных переходов и плазмохимических реакций),  
 $S_0(f_0, \{N_{\tilde{k}}\})$  – полный интеграл столкновений электрона с компонентами газовой среды (атомами, ионами, электронами, молекулами),  
 $\gamma_e$  – вероятность того, что электрон, сталкиваясь с пылевой частицей, прилипает к ней,  
 $f_{dust,\tilde{k},i+1}^{ion}$  – скорость зарядки пылевых частиц положительными ионами  $\tilde{k}$ -сорта,  
 $\theta$  – функция Хэвисайда,  
 $\varepsilon$  – кинетическая энергия электрона,  
 $Q_{dust}$  – член, описывающий прилипание электронов к пылевым частицам,  
 $N_0^{ion}$  – полная ионная концентрация в установившемся состоянии,  
 $N_0^e$  – электронная концентрация в установившемся состоянии,  
 $N_0(\text{Ar}^+)$  – концентрация атомарного иона аргона в установившемся состоянии,

$N_0(\text{Ar}_2^+)$  – концентрация молекулярного иона аргона в установившемся состоянии,

$N_{dust_0}(-1), N_{dust_0}(0), N_{dust_0}(1), N_{dust_0}(2), N_{dust_0}(3), N_{dust_0}(4),$

$N_{dust_0}(5)$  – концентрация в установившемся состоянии наночастиц с зарядом равным соответственно  $-i \cdot e$ ,  $i$  – целое число, указанное в скобках,

$\rho$  – новая переменная по радиусу, вводимая для сгущения сетки вблизи начала координат,

$\rho_0, k$  – заданные константы, управляющие частотой сгущения сетки.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Jaffe G. Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen// Ann. Physik. 1913. V. 42. P.303-344.
- Jaffe G. Uber die Sattigungskurve bei Ionisation mit a-Strahlen// Phys.Zeitschr. 1914. V.15. P.353–360.
- Jaffe G. Kolonnenionisation in Gasen bei erhohem Druck// Phisys.Zeitschr. 1929. V.30. P.849–856.
- Kinetics of nonhomogeneous processes. A practical introduction for chemists, biologists, physicists, and materials scientists. Ed. by G.R. Freeman. 1987 by John Wiley & Sons, Inc. New York \* Chichester \* Brisbane \* Toronto \* Singapore.
- P.P. Dyachenko. Experimental and theoretical works performed by the Institute of Physics and Power Engineering on the physics of nuclear-induced plasmas. // Laser and Particle Beams. 1993. V.11. №4. P. 619–634.
- Budnik A.P., Sokolov Yu.V., Vakulovskiy A.S. Mathematical simulation of the space-time evolution of fission-fragment plasma tracks // Hyperfine Interactions. 1994. V. 88. P.185–192.
- Будник А.П., Вакуловский А.С., Добровольская И.В. Влияние трековой структуры плазмы на кинетические процессы в лазерах с накачкой осколками деления // Письма в ЖТФ. 1994. Т.20. Вып. 23. С.67–72.
- Будник А.П., Дьяченко П.П., Добровольская, Козел С.В. Исследование неомогенных кинетических процессов в газовой среде, возбуждаемой многозарядными ионами // Письма в ЖТФ. 1997. Т.23. Вып. 7. С.89–94.
- Будник А.П., Добровольская И.В. Особенности кинетики активных сред газовых лазеров, возбуждаемых осколками деления //Квантовая электроника. 1997. – Вып.6. – С. 506–510.
- Алексеева И.В., Будник А.П. Модель пространственно-временной эволюции треков многозарядных ионов с учетом продольной вдоль оси трека неоднородности. 1. Постановка задачи. Метод решения // Препринт № 2922. Обнинск: ГНЦ РФ - ФЭИ. 2001. 16 с.
- Алексеева И.В., Будник А.П., Соколов Ю.В. Теоретическое исследование процессов в треках осколков деления в инертных газах с учетом продольной неоднородности //Труды III Международной конференции “Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы”. Снежинск. 2003. С.92–97.
- Алексеева И.В., Будник А.П. Двумерная модель неомогенных кинетических процессов в треках осколков деления в смеси инертных газов //Сборник научных трудов 3-ей Всероссийской школы-семинара “Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем”. Москва: ИПМех РАН. 2010. С. 13–20.
- Будник А.П., Косарев В.А., Лунев В.П. Математическое моделирование кинетических процессов в газовой аргонксеноновой плазме, содержащей нанокластеры химических соединений урана. // Препринт № 3141. Обнинск: ГНЦ РФ - ФЭИ. 2008. 23 с.

14. Будник А.П., Косарев В.А., Лунев В.П. Математическое моделирование генерационных характеристик активных газовых сред, содержащих нанокластеры соединений урана // Труды IV международной конференции “Физика лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы” (ЛЯН-ИР-2007) в 2-х томах. Обнинск: ГНЦ РФ – ФЭИ. 2009. Т. 1. С. 177–184.
15. Budnik A.P., Deputatova L.V., Fortov V.E., Lunev V.P., Vladimirov V.I. Simulation of kinetic processes, optical and neutron properties of the nuclear-excited dusty plasma of the noble gases. Dusty Plasmas in applications. 3rd International Conference of the Physics of Dusty and Burning Plasmas. Odessa Ukraine. August 25-29. 2010. Pp. 5–8.
16. Смирнов Б.М. Аэрозоли в газе и плазме. Учебное пособие. М.: ИВТАН, 1990. 104 с.
17. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495–544.
18. Цытович В.Н., Морфил Г.Е., Томас Х. Комплексная плазма: II элементарные процессы в комплексной плазме // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 3–36.
19. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
20. Алексеева И.В., Будник А.П. Двумерная модель неравновесных кинетических процессов в многокомпонентных газовых смесях при сверхзвуковом движении. Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Т. 11. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2011-02-01-001.pdf>
21. Алексеева И.В., Будник А.П. Двумерная модель неомогенных кинетических процессов в треках осколков деления в смеси инертных газов. Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Т. 11. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2011-02-01-002.pdf>