

## ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ НЕГОМОГЕННЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТРЕКАХ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В СМЕСИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

И.В. Алексеева, А.П. Будник

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

### Аннотация

В настоящей работе впервые проведено полномасштабное математическое моделирование по двумерной продольно-неоднородной аксиально-симметричной модели, описывающей кинетические процессы в треке осколков деления в смеси инертных газов на примере аргон-ксеноновой смеси. Модель включает эволюционные уравнения для функции распределения электронов по скоростям, концентраций различных компонент плазмы, а также уравнение Пуассона для электрического поля. Разработан метод решения и алгоритм параллельных вычислений системы жестких дифференциальных уравнений, описывающих кинетические процессы в треке осколков деления в смеси газов. Приведены результаты математического моделирования кинетических процессов в треках осколков деления.

### THE TWO-DIMENSIONAL MODEL OF SPACE-TIME EVOLUTION OF TRACKS OF FISSION FRAGMENTS INTO INERTIAL GASEOUS MIXTURE

In the present work full-scale mathematical simulation on the two-dimensional longitudinal-non-uniform axial-symmetric model describing kinetic processes in a track of fission fragments in a inertial gaseous mixture on an example argon-xenon of a mix for the first time is lead. The model includes the evolutionary equations for function of electron energy (velocity) distribution, concentration various a component of plasma, and also Poisson equation for an electric field. The method of the decision and algorithm of parallel calculations of system of the rigid differential equations describing kinetic processes in a track of fission fragments in a gaseous mixture is developed.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние два десятилетия значительно возрос интерес к изучению физики прямого преобразования ядерной энергии в оптическое излучение, особенно, физики прямого преобразования кинетической энергии многозарядных ионов (в частности, осколков деления) в лазерное излучение. Фундаментальные научные основы кинетики преобразования кинетической энергии многозарядных ионов в энергию оптического излучения разработаны недостаточно. На наш взгляд, в значительной степени этим объясняется то, что ядерно-лазерные системы до сих пор являются уникальными установками, а их энергетические возможности весьма скромные.

В настоящее время в ГНЦ РФ ФЭИ функционирует первая высокоэнергетическая ядерно-лазерная система, в которой происходит прямое преобразование кинетической энергии осколков деления в энергию лазерного излучения. При достижении на этой установке предполагаемых параметров можно экспериментально подтвердить принципиальную возможность создания нового вида энергетики, которую следует назвать ядерно-лазерной энергетикой. Поэтому фундаментальные исследования преобразования кинетической энергии многозарядных ионов в энергию оптического излучения представляют не только значительное научное, но и практическое значение.

Теория преобразования энергии быстрых электронов в газах в энергию оптического излучения в настоящее время хорошо разработана. Теория преобразования кинетической энергии многозарядных ионов, включая осколки деления, в энергию оптического излучения развита значительно хуже. Существенной

особенностью взаимодействия многозарядных ионов с плотными газами являются так называемые трековые эффекты. Значительная часть кинетической энергии осколков деления (многозарядных ионов), передаваемой газу, выделяется в узкой области вблизи оси трека осколочка, 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 многозарядных ионов. До недавнего времени в научной литературе господствовала точка зрения о незначительных различиях кинетических процессов в плазме, создаваемой пучками электронов и многозарядных ионов. Такой вывод, однако, основан на анализе, при котором полностью игнорировалась трековая структура плазмы. Принципиальное отличие процесса взаимодействия с веществом тяжелых заряженных частиц, особенно многозарядных ионов, от взаимодействия других заряженных частиц, в основном, как раз и заключается в сильном влиянии трековых эффектов, обуславливающих негомогенный характер кинетики процессов. В последние годы в результате исследований [1-4], выполненных в ГНЦ РФ ФЭИ, удалось достичь значительного прогресса в изучении негомогенной кинетики преобразования кинетической энергии многозарядных ионов в оптическое излучение в легком инертном газе-гелии и его смесях с азотом или парами металлов.

Тем не менее, теория преобразования кинетической энергии многозарядных ионов в энергию оптического излучения осталась недостаточно развитой. В частности, все исследования [1-4] выполнены в одномерном приближении, когда учитывалась только простран-

венная неоднородность поперек трека, причем трек считался аксиально-симметричным. Одномерная теория неомогенной кинетики [1] допускает некую неопределенность в задании начальных условий и не позволяет корректно описать начальную стадию эволюции трека многозарядного иона в газе. Этот недостаток можно устранить при учете продольной неоднородности в треке.

В настоящее время накоплены обширные экспериментальные данные по спектрам излучения, испускаемого из неперекрывающихся треков многозарядных ионов в газах. Адекватное теоретическое описание этих данных отсутствует. В связи с этим разработка модели пространственно-временной эволюции треков многозарядных ионов с учетом продольной вдоль оси трека неоднородности представляет значительный интерес. Нами в 2001 году была разработана двумерная модель, описывающая кинетические процессы в треке одиночного многозарядного иона в инертном газе [5]. Но из-за отсутствия мощных вычислительных средств мы не смогли провести полномасштабное математическое моделирование этой задачи. В данной работе постановка задачи расширена до рассмотрения смеси газов, а использование современных технологий параллельных вычислений позволило провести полномасштабное математическое моделирование по представленной двумерной модели.

## 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТРЕКАХ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В СМЕСИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Одиночный трек многозарядного иона в инертном газе может рассматриваться как аксиально-симметричный. В цилиндрической системе координат его эволюцию можно описать системой уравнений [5, 6]:

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

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

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi e (N^e - N^i), \quad (3)$$

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

где  $t$  – 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;  $N^i(z, r, t)$  – 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;  $e$  – элементарный заряд;  $m_e$  – 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 атомами;  $Q_{ion,e}$ ,  $Q_{ion,\tilde{k}}$  – члены, описывающие процессы ионизации и возбуждения атомов ионом, который можно считать движущимися прямолинейно;  $F_{\tilde{k}}(\{N_{\tilde{k}}\}, t)$  – 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).

Кинетические процессы, включающие плазмохимические реакции и радиационные переходы, могут быть описаны системой нелинейных уравнений:

$$\dot{f}_{\tilde{k}} = \sum_m R_{\tilde{k}m} [\alpha_{\tilde{k}}(m) - \beta_{\tilde{k}}(m)] + \sum_{\tilde{k}'} A_{\tilde{k}\tilde{k}'} N_{\tilde{k}'} - \sum_{\tilde{k}'} A_{\tilde{k}'\tilde{k}} N_{\tilde{k}'}, \quad (5)$$

где суммирование ведется по всем учитываемым реакциям и возможным радиационным переходам;  $A_{\tilde{k}\tilde{k}'}$  – первый коэффициент Эйнштейна;  $R_{\tilde{k}m}$  – скорость реакции  $m$ -типа, равная

$$R_{\tilde{k}m} = k_{\tilde{k}m}^f \prod_{\tilde{k}} N_{\tilde{k}}^{\beta_{\tilde{k}}(m)} - k_{\tilde{k}m}^b \prod_{\tilde{k}} N_{\tilde{k}}^{\alpha_{\tilde{k}}(m)}, \quad (6)$$

$\alpha_i(m)$ ,  $\beta_j(m)$  – стехиометрические коэффициенты реакции  $m$ -типа;  $k^f$ ,  $k^b$  – константы скорости прямой и обратной реакции соответственно.

Интеграл столкновений  $S_0(f_0, \{N_{\tilde{k}}\})$ , учитывающий как упругие, так и неупругие столкновения (удары первого и второго рода, рекомбинацию, ионизацию атомов электронами и прочие процессы), а также электрон-электронные столкновения, запишем в виде

$$S_0(f_0, \{N_{\tilde{k}}\}) = \frac{1}{2v^2} \frac{\partial}{\partial v} \frac{2m_e}{M} v^2 v(v) [v f_0(z, r, v, t) + \frac{kT}{m_e} \frac{\partial f_0(z, r, v, t)}{\partial v}] + R(f_0, \{N_{\tilde{k}}\}) + St_{in}(f_0, \{N_{\tilde{k}}\}) + St_{ee}(f_0), \quad (7)$$

где  $T$  – температура инертного газа;  $M$  – масса атома;  $R(f_0, \{N_{\tilde{k}}\})$  – члены, описывающие рекомбинацию;  $St_{in}(f_0, \{N_{\tilde{k}}\})$  – интеграл столкновений, учитывающий неупругие процессы столкновения электронов, которые ведут к ионизации и возбуждению атомов смеси инертных газов;  $St_{ee}(f_0)$  – интеграл электрон-электронных столкновений.

$$St_{in}(f_0, \{N_{\tilde{k}}\}) = \frac{1}{v} \left\{ - \sum_{\alpha} f_0(z, r, v, t) \times \right.$$

$$\begin{aligned} & \times [v^2 N_\alpha \sigma_\alpha(v) + v_1^2 N_\alpha^* \sigma_\alpha(v_1)] \times \\ & \times \sum_\alpha [f_0(z, r, v_1, t) v_1^2 N_\alpha \sigma_\alpha(v_1) + \\ & + f_0(z, r, v_2, t) v_2^2 N_\alpha^* \sigma_\alpha(v_2)] \}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь сумма по  $\alpha$  соответствует неупругим столкновениям электрона с атомом или молекулой, причем  $\sigma_\alpha(v)$  – сечение неупругого столкновения электрона с атомом или молекулой, при котором электроном передается атому или молекуле энергия  $\varepsilon_\alpha$ ,  $N_\alpha$  и  $N_\alpha^*$  – концентрации атомов,

$$v_1^2 = v^2 + \frac{2\varepsilon_\alpha}{m_e} \quad \text{– для ударов первого рода,}$$

$$v_2^2 = v^2 - \frac{2\varepsilon_\alpha}{m_e} \quad \text{– для ударов второго рода,}$$

где  $\varepsilon_\alpha$  – энергия атомов (или молекул) в возбужденном (9) состоянии.

Интеграл электрон-электронных столкновений  $St_{ee}(f_0)$ , представляющий поток электронов в пространстве скоростей, обусловленный электрон-электронными столкновениями, определяется следующими формулами:

$$\begin{aligned} St_{ee}(f_0) = & \left( \frac{4\pi e^2}{m_e} \right)^2 \frac{1}{2v^2} \frac{\partial}{\partial v} \ln \Lambda \times \\ & \times \left[ f_0(z, r, v, t) \times \int_0^v w^2 f_0(z, r, w, t) dw + \right. \\ & \left. + \frac{1}{3v} \left( \int_0^v w^4 f_0(z, r, w, t) dw + v^3 \int_v^\infty w f_0(z, r, w, t) dw \right) \times \right. \\ & \left. \times \frac{\partial f_0(z, r, v, t)}{\partial v} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\ln \Lambda$  – кулоновский логарифм, равный логарифму отношения дебаевского радиуса  $r_d$  к кулоновскому радиусу  $r_0$ , определенными как

$$r_d = \left[ kT_e / 4\pi N^e(r, t) e^2 \right]^{1/2}, \quad (10)$$

$$r_0 = 2e^2 / 3kT_e, \quad (11)$$

$T_e$  – эффективная электронная температура.

Граничные условия:

$$z = z_{\min}, \quad \frac{\partial f_0}{\partial z} = 0, \quad N_{\bar{k}} = N_{\bar{k}f}, \quad \varphi = \varphi_1, \quad (12)$$

$$z = z_{\max}, \quad f_0 = f_{0f}(v), \quad N_{\bar{k}} = N_{\bar{k}f}, \quad \varphi = \varphi_2, \quad (13)$$

$$r = 0, \quad \frac{\partial f_0}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial N_{\bar{k}}}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \quad (14)$$

$$r = r_{\max}, \quad f_0 = f_{0f}(v), \quad N_{\bar{k}} = N_{\bar{k}f}, \quad (15)$$

$$\varphi = \varphi_1 + (\varphi_2 - \varphi_1) \frac{z - z_{\min}}{z_{\max} - z_{\min}}. \quad (16)$$

Начальные условия могут быть представлены в виде

$$f_0(z, r, v, 0) = 0, \quad N_{\bar{k}}(z, r, 0) = 0. \quad (17)$$

### 3. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Система уравнений (1)–(4), описывающая эволюцию трека, решается методом расщепления по физическим процессам [7]. 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 и плазмохимические реакции.

Представим уравнения (1)–(4) в виде

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = L_1 + L_2, \quad (18)$$

$$\frac{\partial N_{\bar{k}}}{\partial t} = L_3 + F_{\bar{k}} + Q_{ion, \bar{k}}, \quad (19)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi e (N^e - N^i), \quad (20)$$

$$E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad E_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial r}. \quad (21)$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned} L_1 = & \frac{v^2}{3v} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial f_0}{\partial r} + \frac{\partial^2 f_0}{\partial z^2} \right] - \\ & - \frac{v}{3r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{eE_r}{m_e v} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] - \frac{v}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{eE_z}{m_e v} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right], \end{aligned} \quad (22)$$

$$L_2 = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[ \frac{E^2 e^2}{3m_e^2 v} v^2 \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] + S_0 + Q_{ion, e}, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} L_3 = & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( D_{\bar{k}} \frac{\partial N_{\bar{k}}}{\partial r} - \mu_{\bar{k}} E_r N_{\bar{k}} \right) \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left[ D_{\bar{k}} \frac{\partial N_{\bar{k}}}{\partial z} - \mu_{\bar{k}} E_z N_{\bar{k}} \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

Если известны функции  $f_0(z, r, v, t)$ ,  $N_{\bar{k}}(z, r, t)$ , являющиеся решением системы уравнений (18)–(21) в момент времени  $t$ , то согласно методу расщепления, решение задачи в момент времени  $t + \Delta t$  разбивается на два шага.

При начальном условии  $f_0(z, r, v, t)$ ,  $N_{\bar{k}}(z, r, t)$  на первом шаге конечно-разностным методом находится решение системы уравнений (18)–(21), т.е. определяются значения  $f_0^1(z, r, v, t)$ ,  $N_{\bar{k}}^1(z, r, t)$  в момент времени  $t + \Delta t$ . При этом в (18) и (19) 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 (18) и (19). Причем, в (18) учитывается только оператор  $L_2$ , а в (19) – члены  $F_{\bar{k}}$  и  $Q_{ion, \bar{k}}$ , т.е. принимается во внимание только локальная кинетика. При этом полученные на первом шаге значения функций  $f_0^1(z, r, v, t)$ ,  $N_{\bar{k}}^1(z, r, t)$  являются новыми начальными условиями, для которых находится решение системы (18)–(19) в момент времени  $t + \Delta t$ . Данное решение является решением полной системы (18)–(21).

Введем замену переменных:

$$r = \rho_0 \rho^k; \quad dr = k \rho_0 \rho^{k-1} d\rho, \quad (25)$$

где  $\rho_0, k$  – заданные константы.

Тогда система уравнений (18)–(21) с учетом только операторов  $L_1$  и  $L_3$  принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0}{\partial t} = & \frac{v^2}{3vk^2\rho_0^2\rho^{2k-1}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[ \rho \frac{\partial f_0}{\partial \rho} \right] - \\ & - \frac{ve}{3m_e vk \rho_0 \rho^{2k-1}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[ \rho^k E_\rho \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] + \\ & + \frac{v^2}{3v} \frac{\partial^2 f_0}{\partial z^2} - \frac{ve}{3m_e v} \frac{\partial}{\partial z} \left[ E_z \frac{\partial f_0}{\partial v} \right], \quad (26) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{\tilde{k}}}{\partial t} = & \frac{D_{\tilde{k}}}{k^2 \rho_0^2 \rho^{2k-1}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[ \rho \frac{\partial N_{\tilde{k}}}{\partial \rho} \right] - \\ & - \frac{\mu_{\tilde{k}}}{k \rho_0 \rho^{2k-1}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[ \rho^k E_\rho N_{\tilde{k}} \right] + \\ & + D_{\tilde{k}} \frac{\partial^2 N_{\tilde{k}}}{\partial z^2} - \mu_{\tilde{k}} \frac{\partial}{\partial z} E_z N_{\tilde{k}} \quad (27) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{k^2 \rho_0^2 \rho^{2k-1}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[ \rho \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \right] + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi e (N_e - N_i), \quad (28)$$

$$E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad E_\rho = -\frac{1}{k \rho_0 \rho^{k-1}} \frac{\partial \varphi}{\partial \rho}. \quad (29)$$

Для уравнений (26)–(29) получены пятиточечные разностные уравнения [5], решаемые методом последовательной нижней релаксации с изменяемыми в процессе итераций весовыми коэффициентами.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Результаты расчетов по двумерной кинетической модели на стадии плазмохимических реакций с учетом диффузии частиц представлены на рис. 1–18.

Приведены типичные результаты расчета формирования трека осколков деления ядра урана в смеси аргона и ксенона. Считалось, что ось  $z$  направлена вдоль направления движения “среднего” тяжелого осколка деления, а “средний” легкий осколок деления движется в противоположном направлении. Начало отсчета времени ( $t = 0$  с) совпадает с моментом деления ядра, которое находилось на оси  $z$  на расстоянии 700 мкм от начала координат. Концентрация атомов аргона и ксенона принималась равной  $2.68 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Относительный состав смеси Ar/Xe принимался равным 1000/1.

Из представленных результатов следует, что уже через несколько пикосекунд формируется аксиально-симметричная трековая структура со слабо выраженной неоднородностью вдоль оси трека (за исключением фронтов образования трека, положения которых определяются местоположением легкого и тяжелого осколков деления в данный момент времени).

Изолинии ионной  $N^i$  концентрации и её зависимость на оси от расстояния вдоль трека в разные мо-

менты времени представлены соответственно на рис. 1–3 и рис. 4.

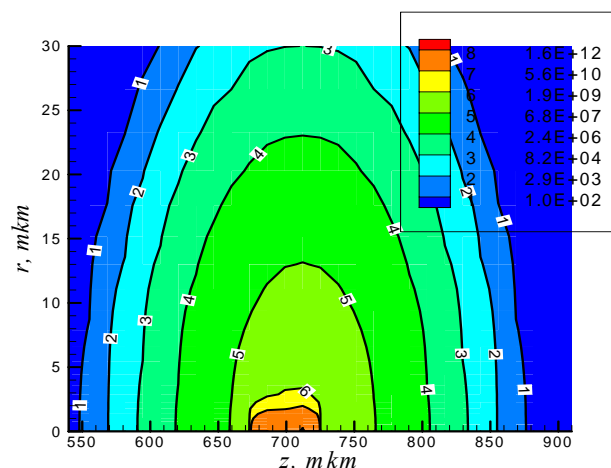


Рис. 1. Изолинии ионной концентрации  $N^i$  в треке осколков деления урана в момент времени  $t = 1$  пс. Здесь и далее на рисунках концентрации выражены в  $\text{см}^{-3}$

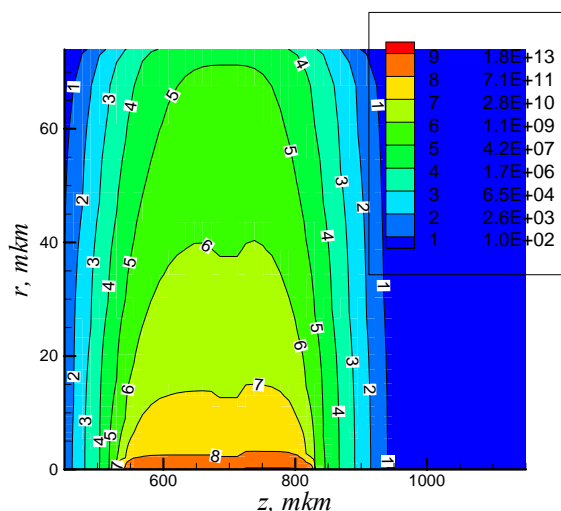


Рис. 2. Изолинии ионной концентрации  $N^i$  в треке осколков деления урана в момент времени  $t = 10$  пс

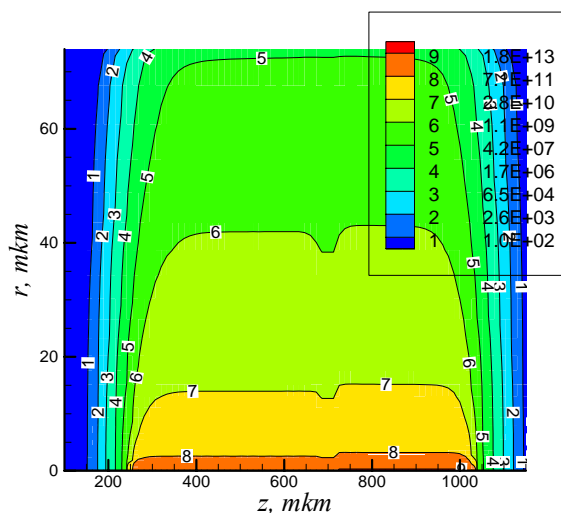


Рис. 3. Изолинии ионной концентрации  $N^i$  в треке осколков деления урана в момент времени  $t = 30$  пс

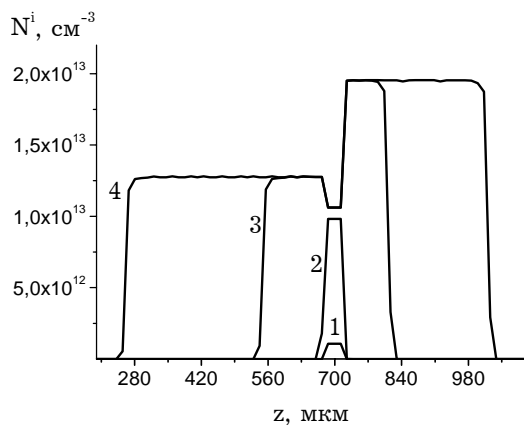


Рис. 4. Зависимость ионной концентрации  $N^i$  на оси от расстояния  $z$  вдоль трека в разные моменты времени: 1 – 0.1 пс; 2 – 1 пс; 3 – 10 пс; 4 – 30 пс

Изолинии электронной  $N^e$  концентрации и её зависимость на оси от расстояния вдоль трека в разные моменты времени представлены соответственно на рис. 5–7 и рис. 8. Расчеты показывают, что электронная концентрация имеет ярко выраженный максимум на участках локализации тяжелого и легкого осколков деления.

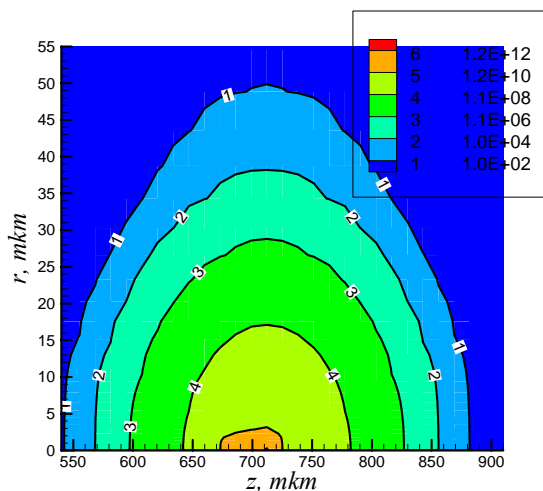


Рис. 5. Изолинии электронной концентрации  $N^e$  в треке осколков деления урана в момент времени  $t = 1$  пс

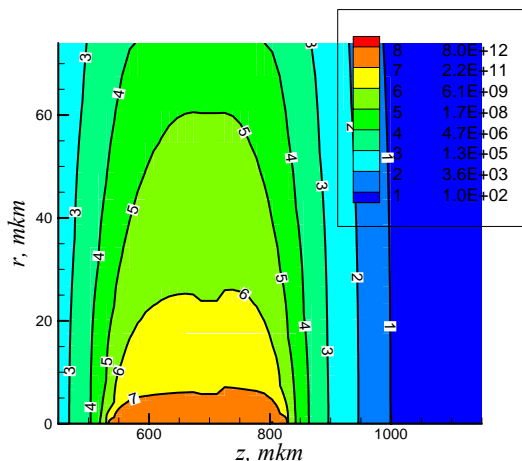


Рис. 6. Изолинии электронной концентрации  $N^e$  в треке осколков деления урана в момент времени  $t = 10$  пс

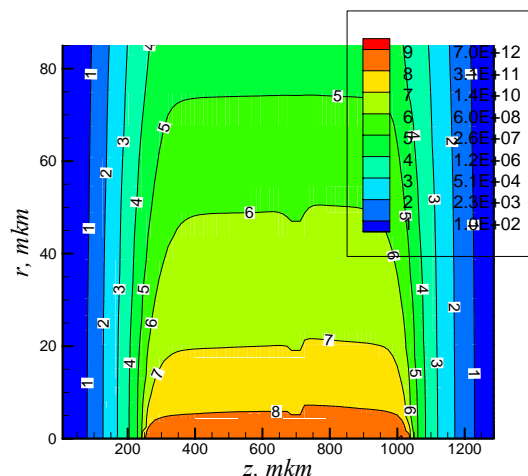


Рис. 7. Изолинии электронной концентрации  $N^e$  в треке осколков деления урана в момент времени  $t = 30$  пс

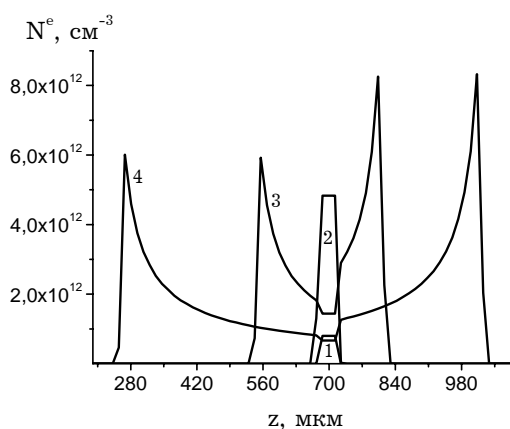


Рис. 8. Зависимость электронной концентрации  $N^e$  на оси от расстояния  $z$  вдоль трека в разные моменты времени: 1 – 0,1 пс; 2 – 1 пс; 3 – 10 пс; 4 – 30 пс

Ионная концентрация со временем падает медленнее электронной, так как ионы диффундируют медленнее чем электроны.

Вследствие разделения зарядов в треке осколков деления возникает сильное радиальное электрическое поле. На рис. 9 представлено распределение плотности электрического заряда (в единицах элементарного заряда) вблизи оси трека осколков деления в момент времени 30 пс.

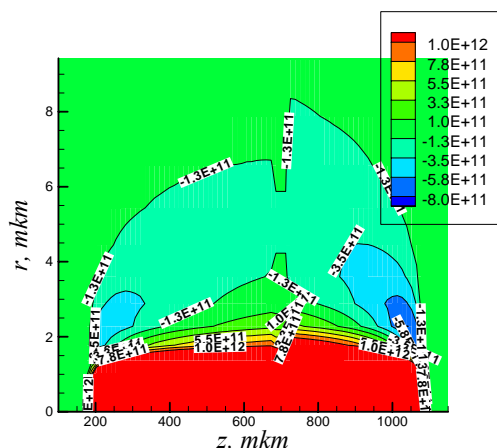


Рис. 9. Изолинии плотности электрического заряда в момент времени 30 пс

На оси трека возникает избыточный положительный заряд из-за быстрой диффузии электронов, так как менее подвижные ионы диффундируют медленнее. На периферии избыточный отрицательный заряд обусловлен приходом туда электронов вследствие диффузии.

Зависимость потенциала электрического поля  $\varphi$  в среднем сечении (при  $z = 633$  мкм) от расстояния  $r$  по оси трека в моменты времени представлена на рис. 10.

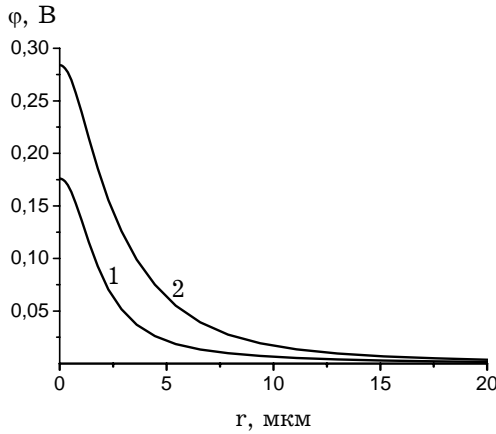


Рис. 10. Зависимость потенциала электрического поля  $\varphi$  (при  $z=633$  мкм) от расстояния  $r$  по оси трека в моменты времени: 1 – 10 пс; 2 – 30 пс

На рис. 11 представлены изолинии радиальной напряженности электрического поля  $E_r(z, r, t)$  в треке осколков деления урана в момент времени  $t = 30$  пс после деления.

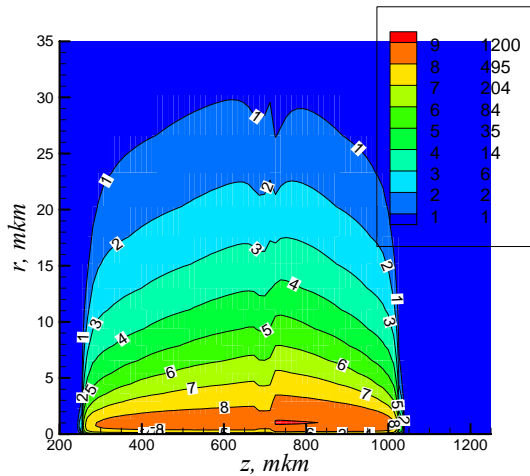


Рис. 11. Изолинии проекции вектора напряженности электрического поля  $E_r$  (В/см) в треке осколков деления урана в момент времени  $t = 30$  пс

Продольная (вдоль оси) проекция напряженности электрического поля  $E_z(z, r, t)$  (рис. 12) после пролета осколка деления быстро падает. Она значительно меньше радиальной напряженности электрического поля  $E_r(z, r, t)$  (рис. 13). Следовательно, достаточно быстро (через несколько пс после пролета осколка деления) продольная неоднородность становится незначительной. Как показывают сравнения результатов моделирования по двумерной и одномерной моделям [3–6], уже примерно через 1 пс после пролета осколка деления можно пренебрегать продольной неоднородностью всюду кроме указанных ранее областей.

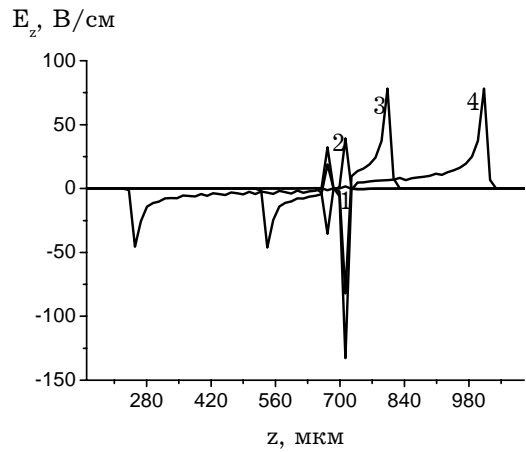


Рис. 12. Зависимость проекции вектора напряженности электрического поля  $E_z$  на оси от расстояния  $z$  вдоль трека в моменты времени: 1 – 0,1 пс; 2 – 1 пс; 3 – 10 пс; 4 – 30 пс

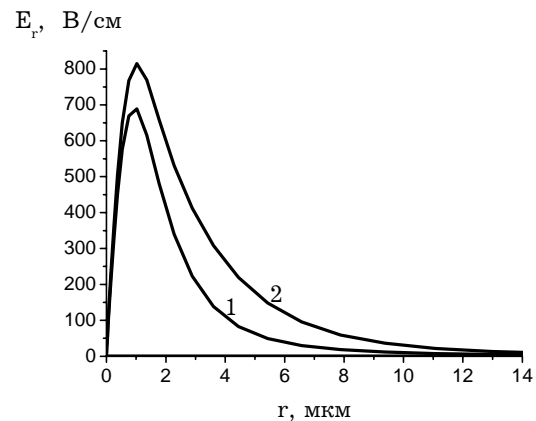


Рис. 13. Зависимость проекции вектора напряженности электрического поля  $E_r$  (при  $z = 633$  мкм) от расстояния  $r$  по оси трека в моменты времени: 1 – 10 пс; 2 – 30 пс

На рис. 14 представлено распределение потенциала электрического поля в треке осколков деления урана в момент времени  $t = 30$  пс после деления.

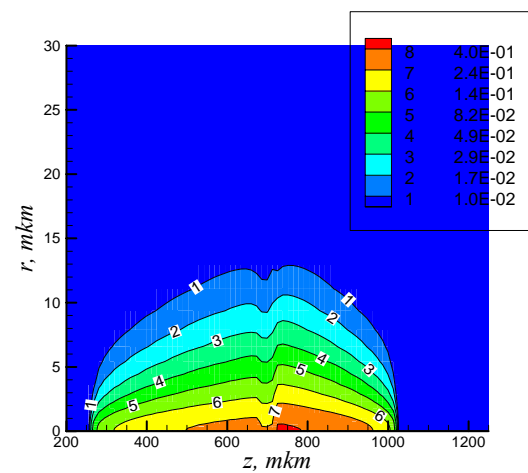


Рис. 14. Изолинии потенциала электрического поля  $\varphi$  (В) в треке осколков деления урана в момент времени  $t = 30$  пс после деления

Зависимость ФРЭС  $f_0(v)$  от энергии электронов в различные моменты времени в среднем сечении (при  $z = 633$  мкм) на оси трека представлена на рис. 15.

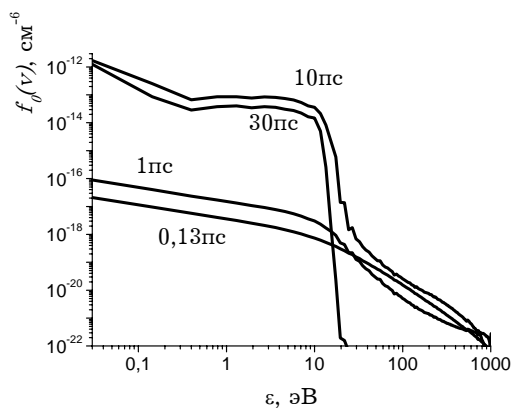


Рис. 15. Зависимость ФРЭС  $f_0(v)$  от энергии электронов в различные моменты времени при  $z = 633$  мкм на оси трека

Наиболее сильное возмущение испытывает концентрация атомарных ионов аргона (рис. 16–18).

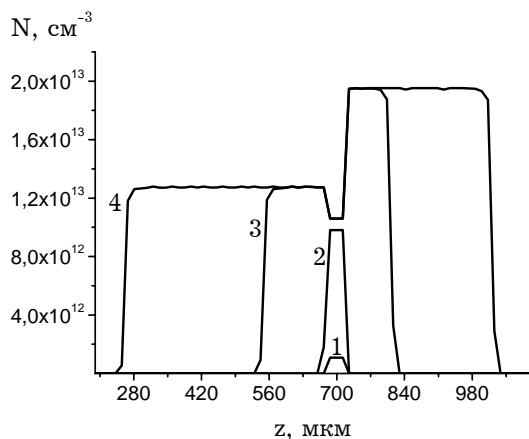


Рис. 16. Зависимость концентрации атомарного иона аргона на оси от расстояния  $z$  вдоль трека в разные моменты времени: 1 – 0,1 пс; 2 – 1 пс; 3 – 10 пс; 4 – 30 пс

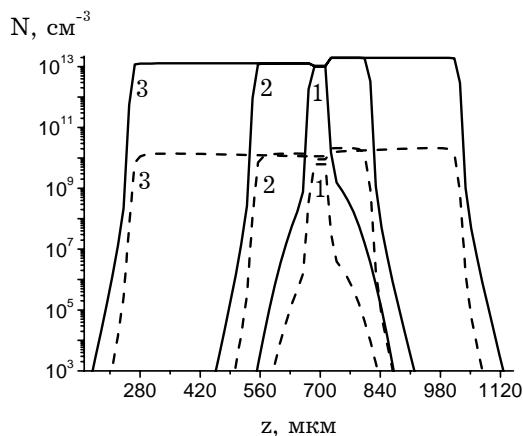


Рис. 17. Зависимость концентрации атомарного иона аргона (сплошная линия) и ксенона (пунктирная линия) на оси от расстояния  $z$  вдоль трека в моменты времени: 1 – 1 пс; 2 – 10 пс; 3 – 30 пс

Отметим также, что провал ионной концентрации (рис. 4, 16–18) вблизи точки, где произошло деление ядра, обусловлен расталкиванием ионов кулоновским полем после того как значительное число электронов (средняя энергия которых около 50 эВ) покинули эту область в начальный момент развития процесса. Затем

влияние расталкивания ослабевает, так как кулоновское поле становится достаточно сильным, чтобы удерживать часть потерявших в столкновениях энергию электронов вблизи оси трека.

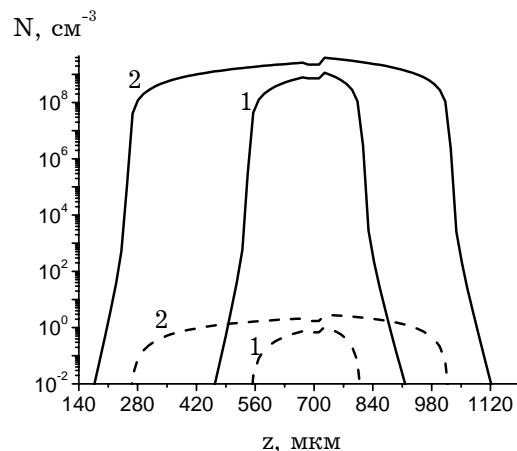


Рис. 18. Зависимость концентрации молекулярного иона аргона (сплошная линия) и ксенона (пунктирная линия) на оси от расстояния  $z$  вдоль трека в моменты времени: 1 – 10 пс; 2 – 30 пс

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые в настоящей работе разработана двумерная математическая модель, описывающая кинетические процессы в треках осколков деления в смеси инертных газов с учетом продольной неоднородности, разработан метод решения уравнений модели и алгоритм параллельных вычислений, создан комплекс программ. Проведено полномасштабное математическое моделирование процесса формирования трека осколков деления в аргон-ксеноновой смеси. Показано, что неоднородность вдоль оси трека уже через несколько пс после деления ядра слабо выражена за исключением областей, положения которых определяются местоположением легкого и тяжелого осколков деления в данный момент времени.

Продольная (вдоль оси) проекция напряженности электрического поля  $E_z$  после пролета осколка деления быстро падает. Она значительно меньше, чем радиальная напряженность электрического поля  $E_r$ . Следовательно, достаточно быстро можно пренебрегать переносом частиц и излучения вдоль оси трека, кроме указанных ранее областей.

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

#### СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $f_0(z, r, v, t)$  – функция распределения электронов по скоростям (ФРЭС),
- $v$  – скорость электронов,
- $z, r$  – цилиндрические (осевая и радиальная) координаты,
- $N^e(z, r, t)$  – электронная концентрация,
- $N^i(z, r, t)$  – 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,  
 $e$  – элементарный заряд,  
 $m$  – 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,  
 $Q_{ion,e}$ ,  $Q_{ion,\tilde{k}}$  – 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),  
 $A_{\tilde{k}\tilde{k}}$  – первый коэффициент Эйнштейна,  
 $R_{\tilde{k}m}$  – скорость реакции  $m$ -типа,  
 $\alpha_i(m)$ ,  $\beta_j(m)$  – стехиометрические коэффициенты реакции  $m$ -типа,  
 $k^f$ ,  $k^b$  – константы скорости прямой и обратной реакции,  
 $T$  – температура инертного газа,  
 $M$  – масса атома,  
 $R(f_0, \{N_{\tilde{k}}\})$  – члены, описывающие рекомбинацию,  
 $St_{in}(f_0, \{N_{\tilde{k}}\})$  – интеграл столкновений, учитывающий неупругие процессы столкновения электронов,  
 $St_{ee}(f_0)$  – интеграл электрон-электронных столкновений  
 $\ln \Lambda$  – кулоновский логарифм,  
 $r_d$  – дебаевский радиус,  
 $r_0$  – кулоновский радиус,  
 $T_e$  – эффективная электронная температура.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. 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.
3. Будник А.П., Добровольская И.В. Исследование влияния параметров среды на трековые эффекты // *Препринт № 2498*. Обнинск: ФЭИ. 1996. 34с.
4. Будник А.П., Дьяченко П.П., Добровольская, Козел С.В. Исследование негомогенных кинетических процессов в газовой среде, возбуждаемой многозарядными ионами // *Письма в ЖТФ*. 1997. Т.23. Вып. 7. С.89-94.
5. 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: ФЭИ. 2001. 16 с.
6. Алексеева И.В., Будник А.П., Соколов Ю.В. Теоретическое исследование процессов в треках осколков деления в инертных газах с учетом продольной неоднородности // *Тезисы докладов III Международной конференции "Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы"*. Снежинск. 2002. С.37-38.
7. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.