

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТРЕКОВЫХ ЭФФЕКТОВ НА КИНЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В АРГОН-КСЕНОНОВОЙ АКТИВНОЙ СРЕДЕ

И.В. Алексеева, А.П. Будник

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

Аннотация

Работа посвящена изучению методами математического моделирования влияния трековых эффектов на кинетические процессы в газовой аргон-ксеноновой лазерно-активной среде, возбуждаемой осколками деления урана и содержащей наночастицы. Проведено математическое моделирование пространственно - временной эволюции треков осколков деления в такой среде. Изучены пространственно-временные флуктуации как концентрации компонент ядерно - возбуждаемой плазмы, так и пространственно-временные флуктуации линейного коэффициента усиления лазерного излучения на переходе 1.73 мкм.

NUMERICAL SIMULATION OF INFLUENCE OF TRACK AFFECT ON KINETIC PROCESSES INTO ARGON-XENON ACTIVE MEDIUM

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 work is devoted to studying by methods of numerical simulation of influence of track effects on kinetic processes in gas argon-xenon active medium excited by fission fragments of uranium and containing nanoparticles. The numerical simulation of space-time evolution of a track of fission fragments in such medium is lead. The space-time fluctuations as concentration of a nuclear - excited plasma components, and space-time fluctuations of the linear gain of laser radiation for wavelengths 1.73 μm are investigated.

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 осколков 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, сборник статей [1] и ссылки в нем).

В связи с разработкой лазеров с ядерной накачкой заметно возрос интерес к изучению эволюции треков

осколков деления в газах [2]. Эволюция треков осколков деления в одномерном приближении, когда учитывалась только пространственная неоднородность поперек трека, причем трек считался аксиально-симметричным, рассматривалась в [3–6]. В разработанной модели эволюции трека осколков деления учитывались процессы 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.

Исследование влияния трековой структуры плазмы на кинетические процессы в газовой лазерно-активной среде, возбуждаемой осколками деления, было выполнено в работах [4–6]. Методами математического моделирования на примере гелий-кадмиевой лазерно-активной среды было показано, что в течение интервала времени, превышающего характерное время жизни сердечника трека осколков деления, возможны сильные флуктуации как концентрации компонент среды, так и линейного коэффициента усиления лазерного излучения.

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 [7–9].

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 наночастицы химических соединений урана [10–12].

Выполненные в последнее время расчетно-теоретические исследования позволяют рассчитывать, что в этом случае эффективность прямого преобразования ядерной энергии в энергию когерентного оптического излучения может возрасти на порядок по сравнению с используемыми сейчас способами.

В работе [13] разработана многокомпонентная двумерная модель неомогенных кинетических процессов в треках осколков деления в пылевой плазме инертных газов и проведено изучение влияния трековой структуры на пространственно - временную эволюцию возбуждаемой осколками деления пылевой плазмы инертных газов при учете продольной неоднородности в треке осколков.

Данная работа посвящена изучению методами математического моделирования влияния трековых эффектов на кинетические процессы в газовой аргонксеноновой лазерно-активной среде, возбуждаемой осколками деления урана и содержащей наночастицы.

Целью работы является исследование пространственно-временных флуктуаций концентраций компонент ядерно - возбуждаемой плазмы и линейного коэффициента усиления лазерного излучения на переходе 1.73 мкм.

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

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 [7–9]:

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

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

$$- \sum_i f_{dust,\tilde{k},i}^{ion} N_{dust,i} N_{\tilde{k}} + \sum_i f_{dust,\tilde{k},i+1}^{ion} N_{dust,i+1} N_{\tilde{k}}, \quad (2)$$

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

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

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

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; $N^{ion}(z,r,t)$ – 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; ν – 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); γ_e – вероятность того, что электрон, сталкиваясь с пылевой частицей радиусом r_0 передаёт ей заряд компоненты плазмы \tilde{k} -сорта; $f_{dust,\tilde{k},i}^{ion}$ – константа скорости зарядки положительными ионами \tilde{k} -сорта пылевых частиц с зарядом равным $q = -ie$; θ – функция Хэвисайда; ε – 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 наночастиц с электронами и константы скоростей реакций зарядки наночастиц ионами плазмы определялись согласно теоретическим моделям элементарных процессов в пылевой плазме [14–16].

Граничные условия:

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

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

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

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

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

Начальные условия могут быть представлены в виде

$$f_0(z, r, v, 0) = f_{0f}(v), N_{\bar{k}}(z, r, 0) = N_{\bar{k}f}, \quad (11)$$

$$N_{dust,i}(z, r, 0) = \text{const}. \quad (12)$$

Численный метод решения системы уравнений (1)–(5), описывающей эволюцию трека, аналогичен методу, подробно описанному в работе [13].

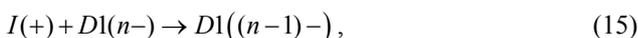
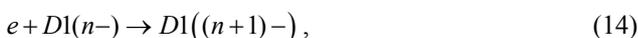
3. РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Далее приводятся типичные результаты математического моделирования расчета пространственно - временной эволюции треков осколков деления в пылевой аргон – ксеноновой ядерно - возбуждаемой плазме. Расчеты проведены для плазмы при давлении 1 атм, температуре газа 300 К, концентрации сферических наночастиц $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, радиус которых равен 1 нм.

Для математического моделирования использовалась модель кинетических процессов в возбуждаемой осколками деления аргон-ксеноновой лазерно-активной среде с монодисперсной пылевой компонентой, которая была разработана в работах [10–11].

В кинетической модели аргон-ксеноновой среды с монодисперсной пылевой компонентой в газовой компоненте учитывались атомарные (Ar^+, Xe^+) и гомоядерные молекулярные ионы аргона и ксенона ($\text{Ar}_2^+, \text{Xe}_2^+$), гетероядерный ион ArXe^+ и молекула ArXe , атомы аргона (в основном и 5 возбужденных нижних состояниях) и ксенона (в основном и 23 возбужденных нижних состояниях), а также эксимеры аргона и ксенона (см. рис. 1 и рис. 2).

В модели процессы взаимодействия электронов и ионов с заряженными наночастицами описывались следующими плазмохимическими реакциями:



Здесь e – электрон; $D1, D1(+), D1(n-)$ – соответственно электрически нейтральная, положительно и отрицательно заряженная наночастица радиусом r_0 ; n – заряд наночастицы в единицах заряда электрона; $I(+)$ – любой положительно заряженный атомарный или молекулярный ион газовой смеси. Рассматривались наночастицы урана с зарядами $q = -i \cdot e$, где $i = 5, 4, 3, 2, 1, 0, -1$.

В типичных условиях для ядерной накачки (давление газа около нескольких атмосфер) последовательность основных кинетических процессов, ведущих к созданию в аргон-ксеноновой среде инверсной заселенности, следующая.

Осколки деления, взаимодействуя с аргон-ксеноновой средой, теряют энергию главным образом на образование атомарных ионов и возбужденных атомов аргона. Кроме того, электроны, эмитируемые при столкновении осколка деления ядра урана с атомом аргона и ксенона, очень быстро (за время порядка времени релаксации в неупругих столкновениях, которое обычно составляет несколько пс) возбуждают атомы, в том числе и на рабочие лазерные уровни для переходов с длинами волн 1.73 мкм, 2.03 мкм, 2.63 мкм и 2.65 мкм. Этот этап пространственно - временной эволюции треков осколков деления условно назовем этапом деградации энергии быстрых электронов.

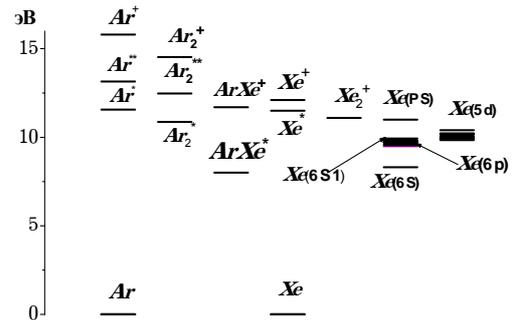


Рис. 1. Энергетическая диаграмма рассматриваемых в кинетической модели состояний

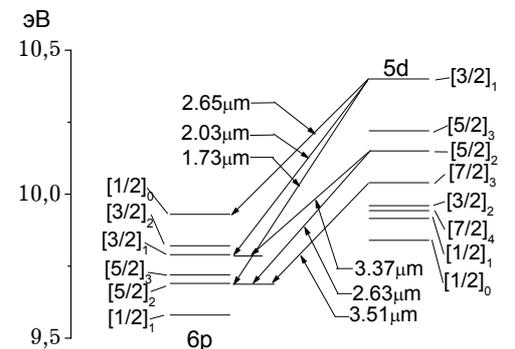


Рис. 2. Энергетическая диаграмма рассматриваемых в кинетической модели состояний атома ксенона, на переходах между которыми возможно получить генерацию лазерного излучения

Далее следует этап пространственно – временной эволюции треков осколков деления, который условно назовем этапом плазмохимических превращений. Этот этап гораздо медленнее (обычно ~ десятков нс), засе-

ление этих уровней происходит благодаря столкновениям атомарных ионов Ar^+ , Xe^+ и возбужденных атомов аргона с атомами аргона и ксенона, при которых образуются как возбужденные атомы ксенона, так и атомарные ионы ксенона Xe^+ , а также молекулярные гомоядерные Ar_2^+ , Xe_2^+ и гетероядерные ионы ArXe^+ . Причем диссоциативная рекомбинация ArXe^+ и Xe_2^+ вносит существенный вклад в заселение верхнего лазерного уровня для переходов с длиной волны 1.73 мкм, 2.03 мкм и 2.65 мкм. Расселение лазерных уровней идет по нескольким каналам – за счет девозбуждения в столкновениях с электронами плазмы и радиационным путем в результате вынужденного и спонтанного излучения. Эти процессы приводят к заселению нижних лазерных уровней, которые тушатся в столкновениях с атомами аргона и электронами, заселяя при этом лежащие ниже возбужденные состояния атомов ксенона.

Предварительно рассчитывались установившиеся при воздействии жесткого ионизатора параметры однородной плазмы. Удельная скорость ионизации составляла 3.5×10^{18} ионов/с. Распределение электронов по энергиям, создаваемое источником первичных электронов, соответствовало спектру эмиссии электронов при столкновении тяжелого осколка деления урана с атомами аргона и ксенона при отношении их концентраций 100/1.

В результате расчетов в установившемся состоянии концентрации оказывались равными:

$$\begin{aligned} N_0^e &= 1.2235 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}; N_0(\text{Xe}^+) = 1.35 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}; \\ N_0(\text{Ar}_2^+) &= 1.26 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}; N_0(\text{Xe}_2^+) = 1.15 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}; \\ N_0(\text{ArXe}^+) &= 2.05 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}; N_{\text{dust}_0}(-1) = 2.3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}; \\ N_{\text{dust}_0}(0) &= 1.3 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}; N_{\text{dust}_0}(+1) = 1.48 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}; \\ N_{\text{dust}_0}(+2) &= 2.62 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}; N_{\text{dust}_0}(+3) = 7.32 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}; \\ N_{\text{dust}_0}(+4) &= 2.61 \times 10^9 \text{ см}^{-3}; N_{\text{dust}_0}(+5) = 9.10 \times 10^6 \text{ см}^{-3}. \end{aligned}$$

Общая концентрация всех положительно заряженных ионов равнялась $N_0^{\text{ion}} = 1.3138 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Суммарный удельный заряд пылевых частиц был равен $N_{\text{dust}_0}^{\text{all}} = 9.0357 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (в единицах электронного заряда).

На рис. 3 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.

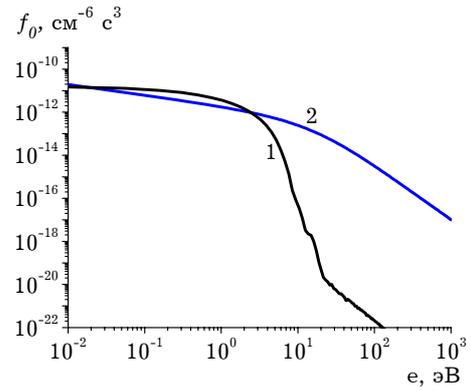


Рис. 3. Зависимость от энергии установившейся ФРЭС (1) и распределения по энергиям электронов, эмитируемых при столкновении среднего тяжелого осколка деления ядра урана с атомом аргона (2) (в относительных единицах)

Типичные результаты математического моделирования пространственно-временной эволюции трека осколка деления в пылевой аргон - ксеноновой плазме представлены на рис. 4–15.

На рис. 4 представлены зависимости от энергии начальной (установившейся) ФРЭС и ФРЭС в момент времени 9.82 пс на оси трека при $z_1 = 44$ мкм; $z_2 = 150$ мкм; $z_3 = 225$ мкм. В этот момент вблизи точек 1 и 3 находятся соответственно легкий и тяжелый осколок деления, а в точке 2 произошло деление ядра урана в момент времени 0. Вследствие эмиссии электронов при столкновении осколка деления с атомами в спектре электронов в непосредственной близости от осколков деления существенно больше быстрых электронов. Средняя энергия электронов, эмитируемых при столкновении осколка деления ядра урана с атомом аргона и ксенона около 60 эВ. Электроны быстрее ионов диффундируют от оси трека, поэтому через несколько пс в спектре электронов в точке 2 существенно меньше быстрых электронов, чем вблизи осколков деления.

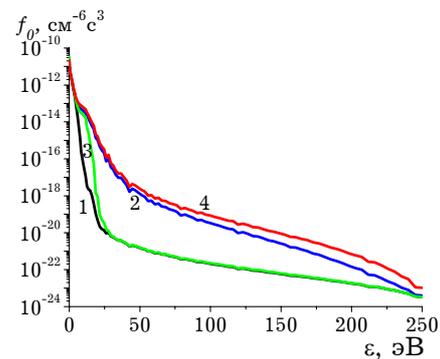


Рис. 4. Зависимость от энергии начальной (установившейся) ФРЭС (1) и распределения по энергиям электронов в момент времени 9,82 пс на оси трека от координаты вдоль трека: 2 - $z_1 = 44$ мкм; 3 - $z_2 = 150$ мкм; 4 - $z_3 = 225$ мкм

Уже через время порядка пс после деления ядра урана вблизи точки, в которой произошло деление ядра урана, возникают значительные возмущения ионной и электронной концентраций (рис. 5–8). Наибольшее возмущение в относительных единицах испыты-

вает концентрация атомарных ионов аргона, ввиду того что концентрация его атомов в сто раз больше, чем концентрация атомов ксенона (рис. 7, 8). Вследствие того, что осколки деления движутся со скоростью более 10^9 см/с, размеры области возмущения быстро увеличиваются вдоль оси z .

Пространственное распределение электронной и ионной концентраций представлено соответственно на рис. 9 и 10.

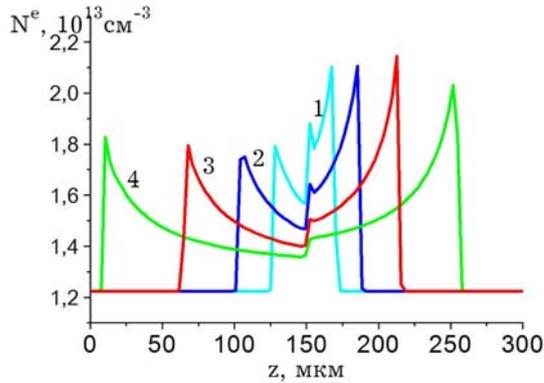


Рис. 5. Зависимость электронной концентрации на оси трека от координаты z вдоль трека в моменты времени: 1 – 1.7 пс; 2 – 3.34 пс; 3 – 5.94 пс; 4 – 9.82 пс

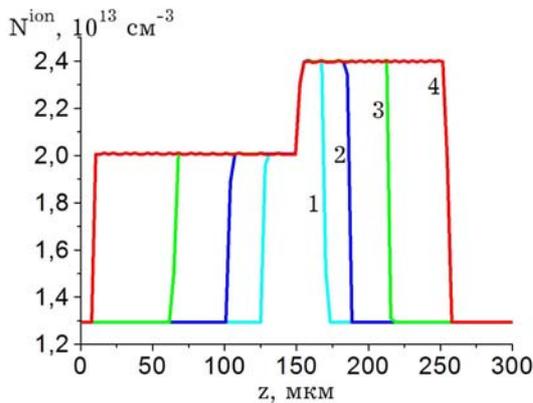


Рис. 6. Зависимость ионной концентрации на оси трека от координаты z вдоль трека в моменты времени: 1 – 1.7 пс; 2 – 3.34 пс; 3 – 5.94 пс; 4 – 9.82 пс

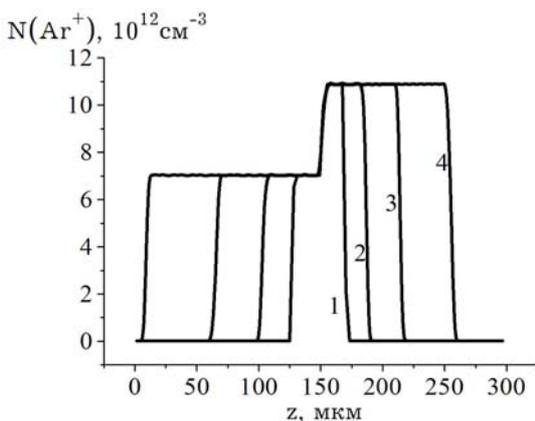


Рис. 7. Зависимость концентрации атомарного иона аргона на оси трека от координаты z вдоль трека в моменты времени: 1 – 1.7 пс; 2 – 3.34 пс; 3 – 5.94 пс; 4 – 9.82 пс

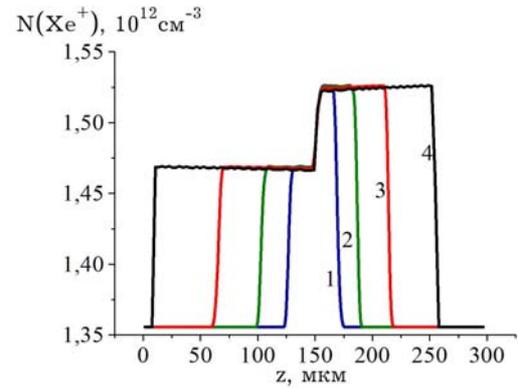


Рис. 8. Зависимость концентрации атомарного иона ксенона на оси трека от координаты z вдоль трека в моменты времени: 1 – 1.7 пс; 2 – 3.34 пс; 3 – 5.94 пс; 4 – 9.82 пс

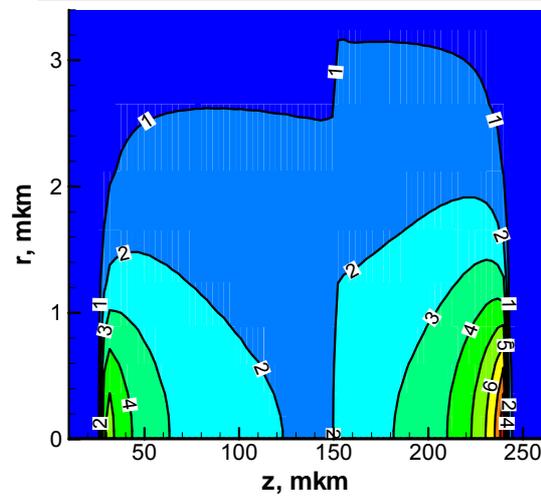
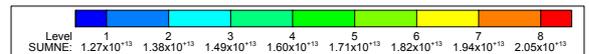


Рис. 9. Пространственное распределение электронной концентрации (cm^{-3}) в треке в момент времени 8.53 пс

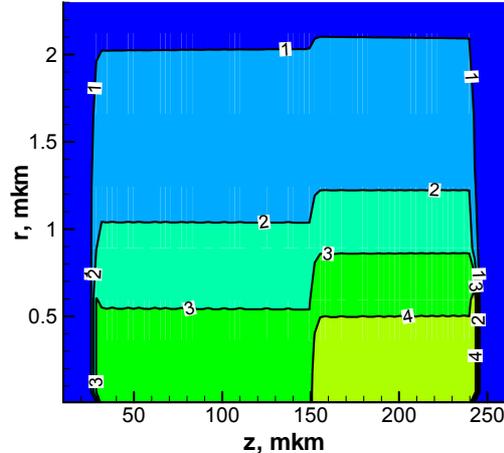
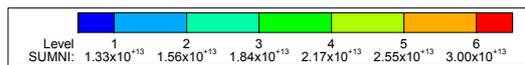


Рис. 10. Пространственное распределение ионной концентрации (cm^{-3}) в треке в момент времени 8.53 пс

Электроны быстро диффундируют поперек оси трека. Ионы же практически не успевают за рассматриваемое время переместиться. Вследствие этого возникают значительные разделения электрических заря-

дов и нарушается квазинейтральность пылевой плазмы вблизи оси трека. Это приводит к появлению сильного электрического поля в плазме (см. рис. 11–12).

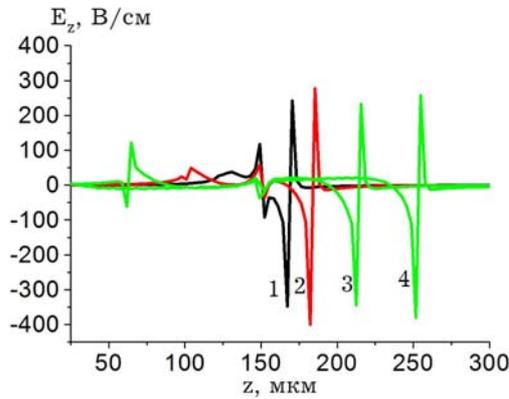


Рис. 11. Зависимость проекции вектора напряженности электрического поля E_z на оси трека от координаты z в моменты времени: 1 – 1.7 пс; 2 – 3.34 пс; 3 – 5.94 пс; 4 – 9.82 пс

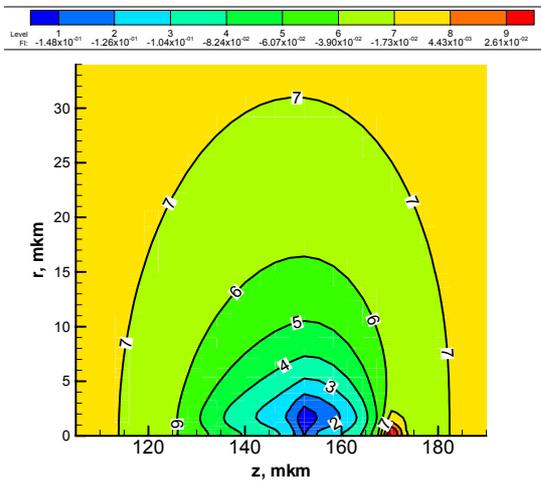


Рис. 12. Пространственное распределение потенциала электрического поля ϕ (В) в треке в момент времени 1.7 пс

Электроны, эмитируемые при столкновении осколка деления ядра урана с атомом аргона и ксенона, быстро возбуждают атомы, вследствие этого возрастает линейный коэффициент усиления лазерного излучения на длине волны 1.73 мкм (рис. 13–15).

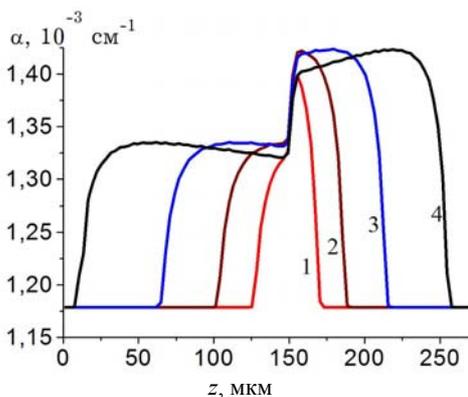


Рис. 13. Зависимость на оси трека от координаты z линейного коэффициента усиления α лазерного излучения на длине волны 1,73 мкм в различные моменты времени: 1 – 1.7 пс; 2 – 3.34 пс; 3 – 5.94 пс; 4 – 9.82 пс

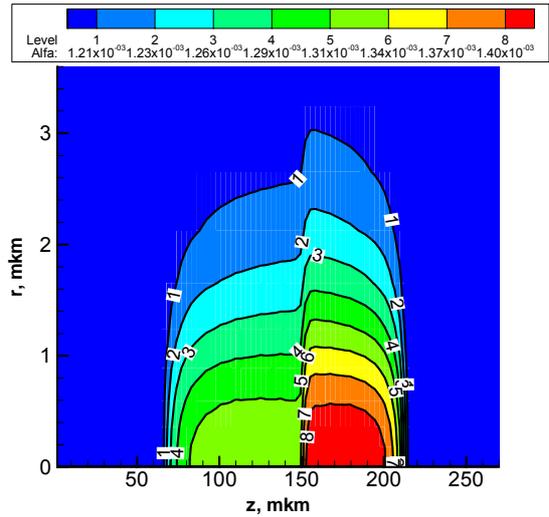


Рис. 14. Пространственное распределение линейного коэффициента усиления (см^{-1}) лазерного излучения на длине волны 1.73 мкм в момент времени 5.94 пс

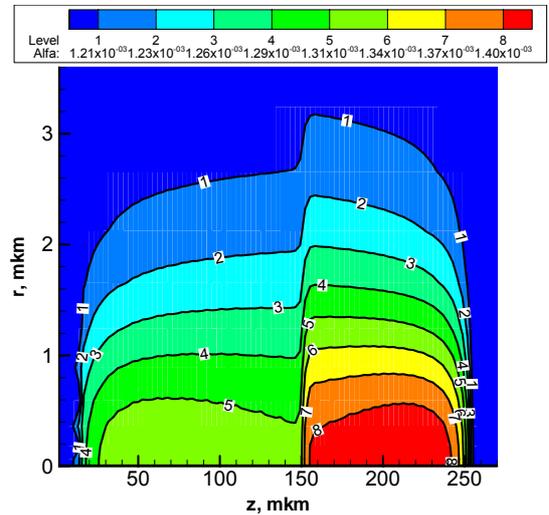


Рис. 15. Пространственное распределение линейного коэффициента усиления (см^{-1}) лазерного излучения на длине волны 1.73 мкм в момент времени 9.82 пс

В области, примыкающей к движущемуся осколку деления урана, возможно увеличение линейного коэффициента усиления лазерного излучения на длине волны 1.73 мкм на десятки процентов по сравнению со средним значением его в активной среде. Размеры области возмущения быстро увеличиваются вдоль оси z .

Следует отметить существенное отличие расчета пространственно - временной эволюции треков осколков в плазме и нейтральном газе. В плазме происходит значительно более быстрая экранировка радиального электрического поля, чем в газе [9].

В результате проведенных исследований установлено, что трековая структура плазмы, создаваемой осколками деления, практически не влияет на распределение наночастиц по зарядам при рассмотренной в данном примере умеренной плотности газа ($p = 1$ атм).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в ходе выполнения работы разработана многокомпонентная модель кинетических процессов в пылевой аргон-ксеноновой плазме, перспек-

тивной для применения в качестве лазерно-активной среды при прямом возбуждении её осколками деления тяжелых ядер. При разработке модели особое внимание было уделено описанию процесса формирования инверсной заселенности в аргон-ксеноновой плазме на переходах с длинной волны 1.73 мкм.

Изучены обусловленные трековой структурой плазмы пространственно-временные флуктуации концентрации различных компонент, напряженности и потенциала электрического поля, а также линейного коэффициента усиления лазерного излучения на длине волны 1,73 мкм в такой среде при возбуждении её осколками деления ядер урана.

Показано, что уже на начальном этапе деградации энергии быстрых электронов, в области, примыкающей к движущемуся осколку деления урана, возможно увеличение линейного коэффициента усиления лазерного излучения на длине волны 1.73 мкм на десятки процентов по сравнению со средним значением его в активной среде.

Также на начальном этапе в возбуждаемой осколками деления пылевой аргон-ксеноновой плазме возможны значительные флуктуации как концентрации заряженных частиц, так и электрического поля.

На этой стадии вблизи оси трека полная концентрация ионов может возрастать примерно в два раза. Это происходит главным образом из-за роста концентрации атомарных ионов аргона, которая возрастает примерно на три порядка. При этом концентрация атомарных ионов ксенона возрастает примерно лишь на десять процентов.

Следует отметить, что на следующем этапе, в процессе плазмохимических превращений, рассмотренное возрастание концентрации атомарных ионов неизбежно приведет к увеличению линейного коэффициента усиления лазерного излучения на длине волны 1.73 мкм. Такие оптические неоднородности в лазерно-активной среде подобны ранее рассмотренным [4–6].

Однако исследование этого процесса в рамках двумерной многокомпонентной модели кинетических процессов в пылевой аргон-ксеноновой плазме требует применения суперкомпьютеров.

Впрочем, в виду слабой неоднородности трека вдоль его оси спустя время порядка 100 пс, вполне обоснованным представляется на этой стадии применение разработанной ранее одномерной модели пространственно - временной эволюции треков осколков деления в газах. Причем начальные данные для одномерной модели могут быть заданы на основе расчетов, выполненных с применением двумерной модели.

Отметим, что трековая структура плазмы, создаваемая осколками деления, практически не влияет на распределение наночастиц по зарядам при рассмотренной в данном примере умеренной плотности газа ($p = 1 \text{ атм}$).

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,
 ν – 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),
 γ_e – вероятность того, что электрон, сталкиваясь с пылевой частицей, передаёт ей заряд компоненты плазмы \tilde{k} -сорта, $f_{dust,\tilde{k},i}^{ion}$ – скорость зарядки пылевых частиц положительными ионами \tilde{k} -сорта,
 θ – функция Хэвисайда,
 ε – 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,
 $D1$ – электрически нейтральная наночастица,
 $D1(+)$ – положительно заряженная наночастица,
 $D1(n-)$ – отрицательно заряженная наночастица,
 n - заряд наночастицы в единицах заряда электрона,
 $N_{dust_0}(-1), N_{dust_0}(0), N_{dust_0}(1), N_{dust_0}(2), N_{dust_0}(3), N_{dust_0}(4), N_{dust_0}(5)$ – концентрация в установившемся состоянии наночастиц с зарядом равным соответственно $-i \cdot e$, i - целое число, указанное в скобках,
 $N_{dust_0}^{all}$ – суммарный удельный заряд пылевых частиц (в единицах электронного заряда),
 Ar^+ – атомарный ион аргона,
 Xe^+ – атомарный ион ксенона,
 Ar_2^+ – гомоядерный молекулярный ион аргона,
 Xe_2^+ – гомоядерный молекулярный ион ксенона,
 ArXe^+ – гетероядерный молекулярный ион,
 ArXe – молекула,
 $I(+)$ – любой положительно заряженный атомарный или молекулярный ион газовой смеси,
 α – коэффициент усиления лазерного излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. 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. Pp. 619–634.
3. 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. Pp.185–192.
4. 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.
5. 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.
6. Будник А.П., Добровольская И.В. Особенности кинетики активных сред газовых лазеров, возбуждаемых осколками деления //Квантовая электроника. 1997. Вып.6. С. 506-510.
7. 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.
8. 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.
9. 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.
10. 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.
11. 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.
12. 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. Ukrainian Journal of Physics // 2011. V. 56. № 12. Pp. 1260–1263.
13. Алексеева И.В., Будник А.П. Двумерная модель кинетических процессов в треках осколков деления в газовой плазме, содержащей нанокластеры //Сборник научных трудов 4-ей Всероссийской школы-семинара “Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем”. Москва: ИПМех РАН. 2011. С. 13–20.
14. Смирнов Б.М.Аэрозоли в газе и плазме. Учебное пособие. М.: ИВТАН. 1990. 104 с.
15. 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.
16. Цытович В.Н., Морфил Г.Е., Томас Х. Комплексная плазма: II элементарные процессы в комплексной плазме // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 675.