

УДК 539.1:621.373.826

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ДВИЖУЩЕЙСЯ АРГОН-КСЕНОНОВОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ НАНОЧАСТИЦЫ УРАНА

Будник А.П., Сипачев А.В., Слюняев М.Н.

ГНЦ РФ, Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского,
г. Обнинск, 249033, пл. Бондаренко, 1
apbud@yandex.ru

Аннотация

Исследованы кинетические процессы в движущейся аргон-ксеноновой лазерно-активной газовой среде, содержащей наночастицы урана.

Разработаны модель и метод численного решения уравнений модели пространственно-временной эволюции распределения концентрации наночастиц урана, инжектируемых в пылевой цилиндрический лазерно-активный элемент. Выполнены расчеты пространственно-временной эволюции распределения концентрации наночастиц урана при различных скоростях движения газа и размерах наночастиц урана.

Впервые исследованы усилительные свойства лазерно-активной пространственно-неоднородной ядерно-возбуждаемой содержащей наночастицы урана облучаемой нейтронами движущейся аргон-ксеноновой среды.

Ключевые слова: математическое моделирование, преобразование, ядерная, энергия, деление, уран, осколки, кинетические процессы, лазерное излучение, движущаяся плазма, наночастицы

MATHEMATICAL MODELING OF KINETIC PROCESSES IN MOVING ARGON-XENON DUSTY PLASMA CONTAINING URANIUM NANOPARTICLES

Budnik A.P., Sipachev A.V., Slyunyaev M.N.

*Institute for Physics and Power Engineering named after A. I. Leypunsky,
Russia, Obninsk, 249033*

Kinetic processes in the moving argon-xenon laser-active gas environment containing uranium nanoparticles were investigated.

The model of the space-time evolution of the uranium nanoparticles injected into the cylindrical dust laser-active element concentration distribution and method of model's numerical solution were developed. The calculations of the space-time evolution of the uranium nanoparticles concentration distribution for different gas velocities and nanoparticles sizes were performed.

First investigated amplifying properties of moving laser-active spatially inhomogeneous nuclear-induced containing uranium nanoparticles irradiated by neutrons argon-xenon environment.

Keywords: mathematical simulation of transformation of nuclear energy, laser radiation, nanoparticles.

1. Введение

Прошло около 40 лет с тех пор, когда было предложено применять распыленные в активной газовой среде мелкодисперсные урансодержащие частицы для преобразования ядерной энергии в энергию оптического излучения [1].

Применение мелкодисперсных урансодержащих частиц по сравнению с традиционно применяющимися методами гетерогенной ядерной накачки активных газовых сред может повысить долю энергии, выносимой осколками деления из конденсированной фазы в газо-

вую среду, в десять и более раз. Это создает предпосылки для повышения эффективности преобразования ядерной энергии в энергию оптического излучения.

Рассеяние и поглощение лазерного излучения активной средой, содержащей мелкодисперсные урансодержащие частицы, является существенным фактором препятствующим развитию генерации лазерного излучения в такой среде.

В последнее время было предложено использовать лазерно-активные газовые среды, облучаемые нейтронами и содержащие нанокластеры соединений урана [2-4].

Вначале расчетно-теоретические исследования показали, что возможно получить усиление лазерного излучения в ядерно-возбуждаемой аргон-ксеноновой пылевой газовой плазме [2-4].

Далее методами математического моделирования было показано, что при генерации лазерного излучения (ЛИ) в аргон-ксеноновой газовой среде, облучаемой нейтронами и содержащей наночастицы урана, эффективность преобразования кинетической энергии осколков деления урана в энергию ЛИ на порядок превышает эффективность преобразования этой энергии при гетерогенной накачке [7,8].

Это позволяет рассчитывать на создание способа и устройств с высокой эффективностью прямого преобразования кинетической энергии осколков деления в энергию когерентного оптического излучения.

Однако в исследованиях [7,8] рассматривалась только неподвижная однородная пылевая среда. Для того чтобы избежать осаждения наночастиц урана в газе представляется целесообразным продувать эту среду. Кроме того в процессе облучения при нагреве газа осколками деления возможно возникновение движения пылевой среды, нарушающая её однородность.

Таким образом, возникает необходимость исследования преобразования энергии осколков деления урана с учётом движения активной среды.

Настоящая работа посвящена математическому моделированию кинетических процессов в облучаемой нейтронами движущейся аргон-ксеноновой пылевой плазме, содержащей наночастицы урана.

Целью настоящей работы является определение влияния движения и пространственной неоднородности на процесс усиления ЛИ в лазерно-активном элементе (ЛАЭЛ).

2. Модель пространственно-временной эволюции концентрации наночастиц урана в пылевом ЛАЭЛ

Будем рассматривать вначале установившееся движение смеси инертных газов аргона и ксенона в ЛАЭЛ, который представляет собой вертикальную цилиндрическую трубу. При установившемся движении газа с дозвуковыми скоростями в начальный момент времени $t = 0$, на входе в трубу начинает поступать газ, содержащий пылевые наночастицы урана (U). При этом отношение массы урановой пыли к массе газа мало. Таким образом, пыль при движении не вызывает сильных возмущений, поэтому для описания аксиально-симметричного движения газа, содержащего наночастицы урана, используем решение уравнения Навье – Стокса [9]. Можно считать давление газа в ЛАЭЛ приближенно постоянным.

Распределение скорости подачи газа, содержащего наночастицы урана, подчиняется параболическому закону [9]. Изменение концентрации урановой пыли в движущемся газе можно описать параболическим уравнением, учитывая как диффузию пылевых частиц, так и силы, действующие на частицы в потоке газа:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n - \operatorname{div}(\vec{j}), \quad (1)$$

где n – концентрация; D – коэффициент диффузии наночастиц; Δ – оператор Лапласа; \vec{j} – плотность потока пылевых частиц, равная

$$\vec{j} = \vec{v}_p n, \quad (2)$$

где \vec{v}_p – скорость движения пылевых частиц, которая, в общем случае, может быть отличной от скорости движения аргон-ксеноновой газовой среды.

В цилиндрических координатах уравнение (1) имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} n + \frac{\partial^2}{\partial z^2} n \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r j_r - \frac{\partial}{\partial z} j_z. \quad (3)$$

где z , r – цилиндрические (осевая и радиальная) координаты.

В идеальных газах, где концентрация нейтральных частиц (атомов, молекул) N удовлетворяет условию:

$$N \ll 1/a_0^3, \quad (4)$$

($a_0 \approx 10^{-8} \div 10^{-7}$ см – характерный радиус действия межмолекулярных сил), диффузия определяется парными соударениями пробной частицы с атомами или молекулами. Поэтому вплоть до очень высоких давлений коэффициент диффузии обратно пропорционален концентрации частиц газа и выражается через характеристику парного соударения пробной частицы и частиц газа – диффузионное сечение рассеяния σ^* [10].

Согласно элементарной кинетической теории газов коэффициент диффузии малой примеси в газе определяется соотношением [10]:

$$D = \langle v \rangle \lambda / 3, \quad (5)$$

где $v = \sqrt{2kT/\mu}$ – средняя относительная скорость соударения частиц примеси и частиц газа, μ – приведенная масса сталкивающихся частиц, T – температура газа, $\lambda = 1/N\sigma^*$ – длина свободного пробега пробных частиц в газе.

Коэффициент диффузии наночастиц D можно определить, используя аппроксимацию, предложенную Б.М. Смирновым [11]:

$$D = \frac{kT(1+3.12\text{Kn})}{6\pi r_p \eta}, \quad (6)$$

где k – постоянная Больцмана; T – температура; Kn – число Кнудсена; r_p – радиус наночастицы урана; η – динамическая вязкость газа.

Соотношение (5) является точным, если σ^* не зависит от энергии сталкивающихся частиц. В противном случае понятие длины пробега теряет определенность и указанное соотношение справедливо для эффективных величин. Принято приводить значения коэффициента диффузии не при постоянной плотности газа, а при постоянном давлении. В этом случае с учётом уравнения газового состояния $p = NkT$ получаем зависимость

$$D = D_0 (T/273)^{3/2}, \quad (7)$$

где D_0 – коэффициент диффузии в нормальных условиях. Это соотношение справедливо при тех же условиях, что и соотношение (5).

Исходя из (5), (7) и взяв, согласно [10], табличное значение для коэффициента диффузии в нормальных условиях D_0 , можно рассчитать значение длины пробега пробных частиц в газе λ и, как следствие, оценить поправку $(1+3.12\text{Kn})$ в (6).

Пусть аргон-ксеноновая газовая смесь движется вертикально вверх. Тогда на пылевые частицы в ЛАЭЛ действуют две силы. Первая – сила тяжести (F_T), направленная вниз, вторая – сила Стокса (F_C), направленная противоположно силе тяжести по скорости потока. Эти силы соответственно равны:

$$F_T = m_p g, \quad (8)$$

$$F_C = 6\pi r_p \eta [v(r) - v_p(r)], \quad (9)$$

где m_p – масса частицы, $v(r)$ – скорость потока газа, $v_p(r)$ – скорость частицы.

Из равенств (8) и (9) можно найти среднюю скорость установившегося направленного движения наночастиц в потоке в зависимости от расстояния от оси цилиндра до его внутренней стенки:

$$m_p g = 6\pi r_p \eta [v(r) - v_p(r)], \quad (10)$$

$$v_p(r) = v(r) - \frac{m_p g}{6\pi r_p \eta}. \quad (11)$$

В дальнейшем считаем, что скорость \vec{v}_p устанавливается достаточно быстро.

Выразив массу наночастицы через радиус и плотность получим

$$v_p(r) = v(r) - \frac{2\rho_p r_p^2 g}{9\eta}, \quad (12)$$

где ρ_p – плотность частицы.

Скорость, с которой газ подаётся на вход в ЛАЭЛ, неравномерна относительно поперечного сечения трубы. Для описания скорости использовано параболическое распределение [9] вида

$$v = \frac{v_{\max}}{R^2} (R^2 - r^2), \quad (13)$$

где v – текущая скорость в радиусе r ; r – текущий радиус; R – внутренний радиус трубы; v_{\max} – максимальная скорость газа (на оси).

Учитывая (2) и (13), преобразуем уравнение (3) к итоговому виду

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} n + \frac{\partial^2}{\partial z^2} n \right) - v_{\max} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} n. \quad (14)$$

В начальный момент времени концентрация пылевых частиц в ЛАЭЛ равна нулю:

$$n(z, r, t)|_{t=0} = 0, \quad (15)$$

Процесс симметричен относительно оси ЛАЭЛ.

$$\frac{\partial n}{\partial r} = 0, \text{ при } r = 0. \quad (16)$$

На стенке прилипание частиц:

$$n(z, r, t) = 0, \text{ при } r = R. \quad (17)$$

На входе в ЛАЭЛ подаются пылевые частицы заданной концентрации N_0 :

$$n(0, r, t) = N_0, \text{ при } r < R. \quad (18)$$

Выход газа из ЛАЭЛ свободный.

3. Метод решения

Для решения уравнения (14) использовался метод конечных разностей. Это уравнение аппроксимировалось пятиточечной конечно-разностной схемой, аналогичной разработанной и подробно описанной в [12].

Для построения конечно-разностной схемы будем использовать совмещённую сетку с постоянными шагами h_z, h_ρ, h_t , соответственно по оси z , по радиусу ρ и по времени t , согласно [12]

$$z_m = (m + 0.5)h_z, \text{ где } 0 \leq m \leq NZ < z_{\max}/h_z, \quad (19)$$

$$r_j = (j + 0.5)h_r, \text{ где } 0 \leq j \leq NR < r_{\max}/h_r, \quad (20)$$

$$t_n = nh_t, \text{ где } 0 \leq n \leq NT < t_{\max}/h_t, \quad (21)$$

где $z_{\max}, r_{\max}, t_{\max}$ – параметры модели, определяющие правые граничные значения осевой и радиальной переменных и времени.

Для решения уравнения конечно-разностной схемы была разработана программа, реализованная средствами языка программирования Visual C++ в среде Microsoft Visual Studio 2010 версии 10.0.30319.1 RTMRel.

Отличительной особенностью программы является её гибкость, позволяющая легко менять структуру сетки, параметры точек и алгоритм расчётов. Эта особенность достигается за счёт способа построения сетки. Каждый её узел содержит информацию о соседних узлах и другие параметры позволяющие отказаться от необходимости постоянного пересчёта данных и индексов узлов сетки. Это позволило увеличить скорость работы программы и уменьшить вероятность ошибок при создании алгоритма.

4. Результаты моделирования пространственно-временной эволюции концентрации наночастиц урана в пылевом ЛАЭЛ

Результат моделирования можно представить в виде изолиний, построенных на основе значений концентраций частиц урана в узлах сетки.

На рис.1–5 представлены типичные результаты изменения концентрации наночастиц урана в ЛАЭЛ. Результаты расчётов получены для частиц с радиусом $r_p = 5$ нм при давлении газа $p = 0.5$ атм и следующих значениях переменных: $z_{\max} = 1$ м, $r_{\max} = R = 0.1$ м, $u_{\max} = 0.1$ м/с, $N_0 = 10^{18}$ м⁻³.

Установившееся состояние можно наблюдать, начиная примерно с 50 секунды.

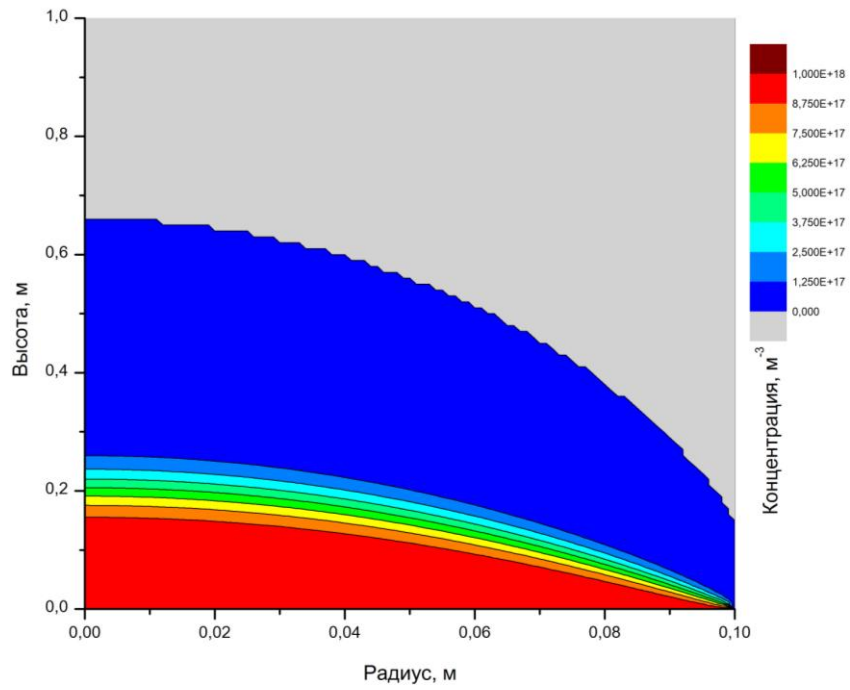


Рис. 1. Распределение наночастиц урана в ЛАЭЛ в момент времени $t = 3$ с

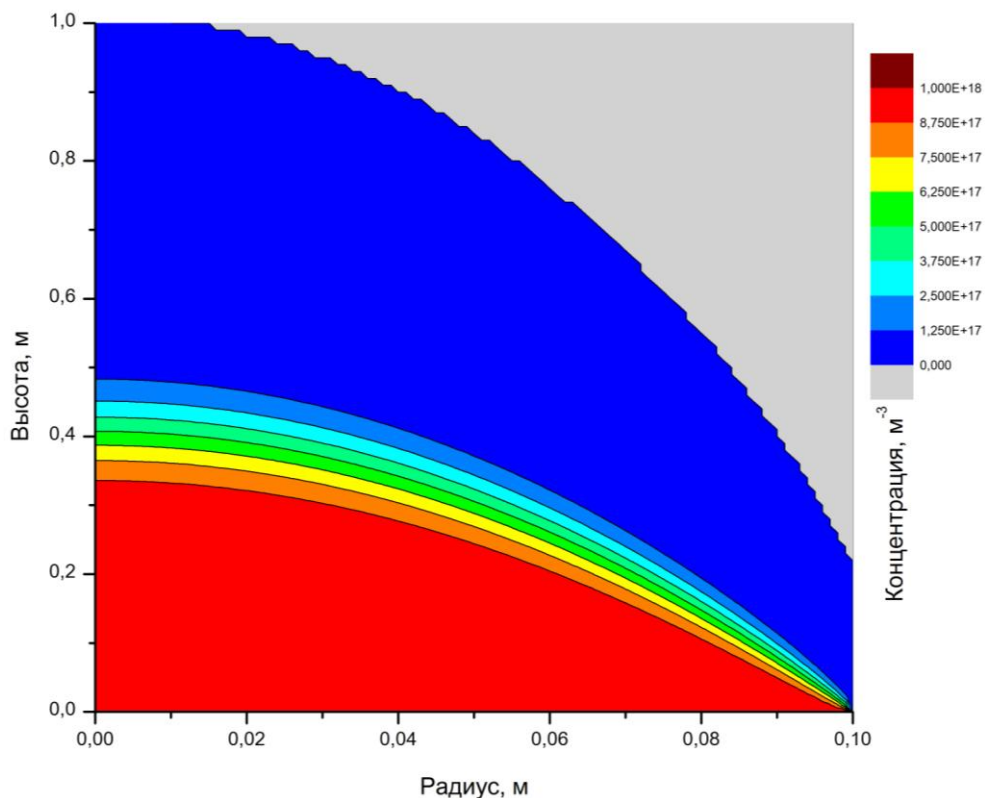


Рис. 2. Распределение наночастиц урана в ЛАЭЛ в момент времени $t = 5$ с

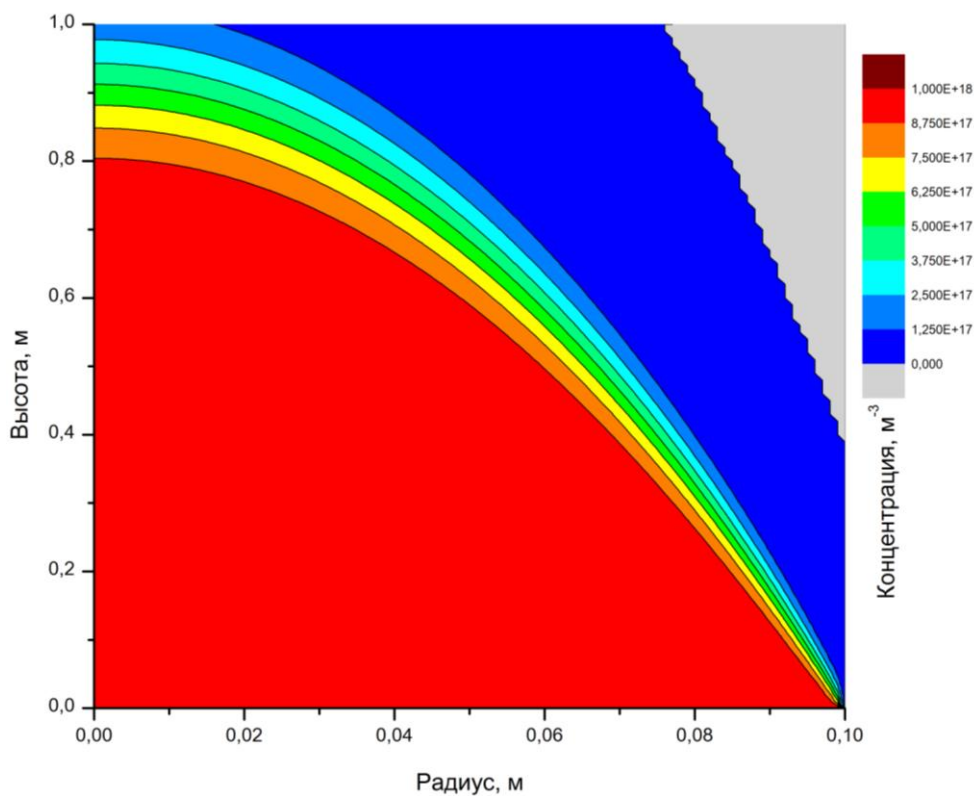


Рис. 3. Распределение наночастиц урана в ЛАЭЛ в момент времени $t = 10$ с

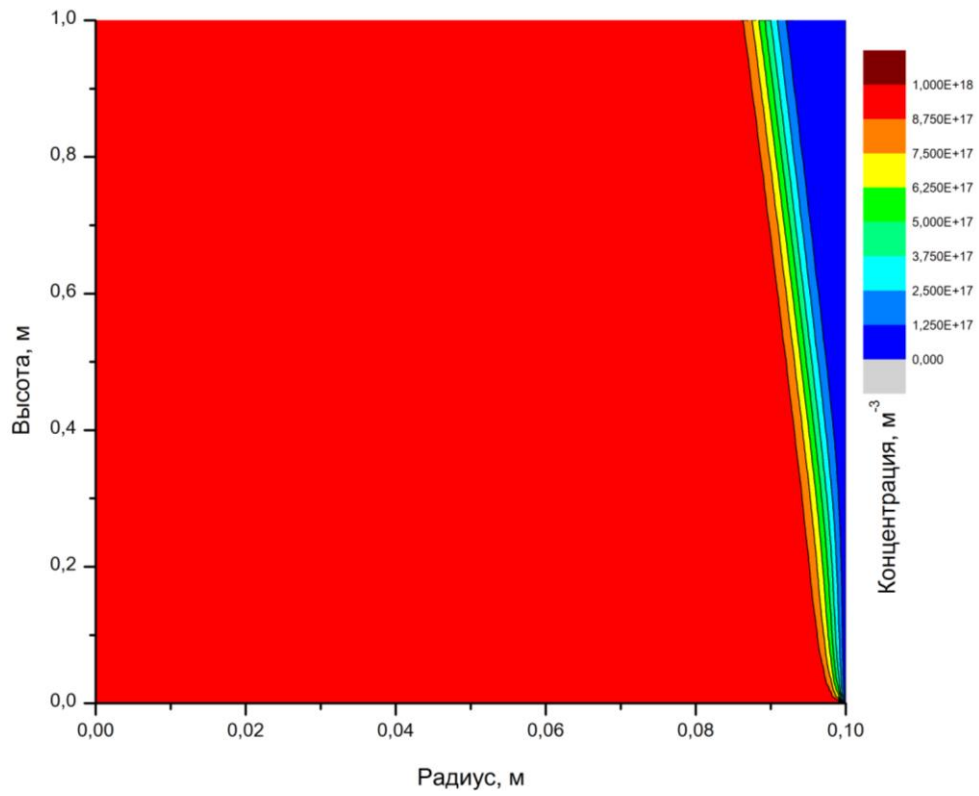


Рис. 4. Распределение наночастиц урана в ЛАЭЛ в момент времени $t = 50$ с

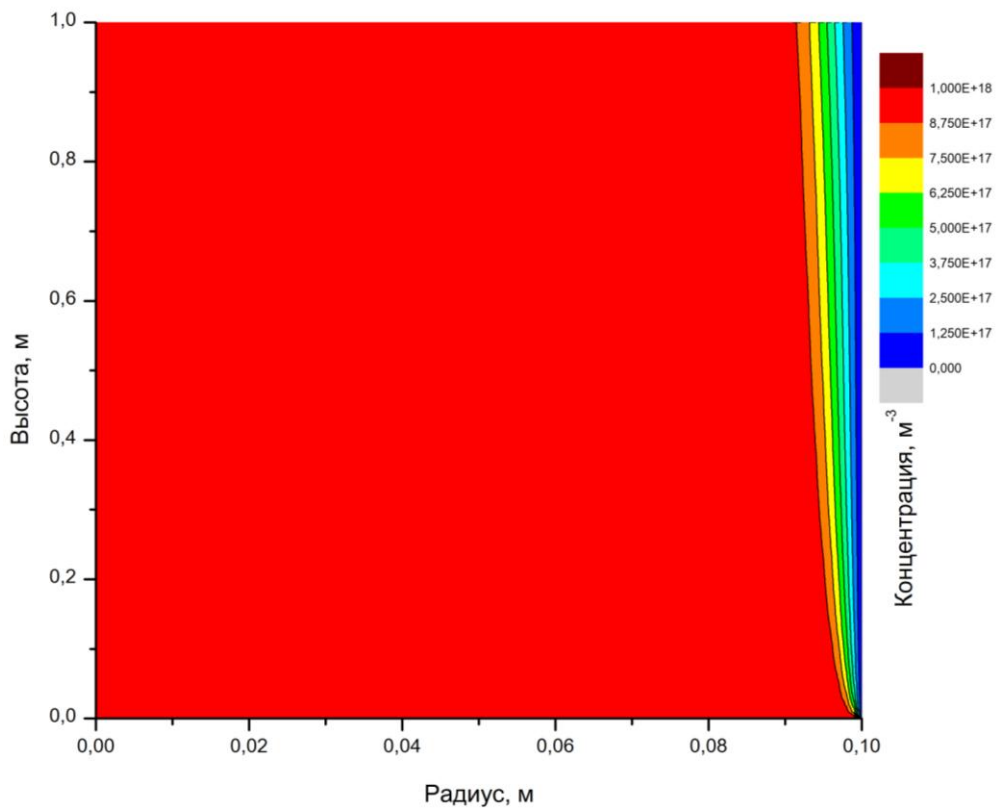


Рис. 5. Распределение наночастиц урана в ЛАЭЛ в момент времени $t = 120$ с

5. Модель кинетических процессов в возбуждаемой осколками деления пылевой аргон-ксеноновой лазерно-активной среде

Модель кинетических процессов в возбуждаемой осколками деления аргон-ксеноновой лазерно-активной среде с монодисперсной пылевой компонентой была разработана в работах [2, 3]. Эта модель использовалась в настоящей работе для исследования кинетических процессов в плазме, создаваемой осколками деления урана, индуцированного нейтронами.

В кинетической модели аргон-ксеноновой среды с монодисперсной пылевой компонентой в газовой компоненте учитывались атомарные (Ar^+ , Xe^+) и гомоядерные молекулярные ионы аргона и ксенона (Ar_2^+ , Xe_2^+), гетероядерный ион $ArXe^+$ и молекула $ArXe$, атомы аргона и ксенона в возбужденных состояниях, а также эксимеры аргона и ксенона (рис. 6).

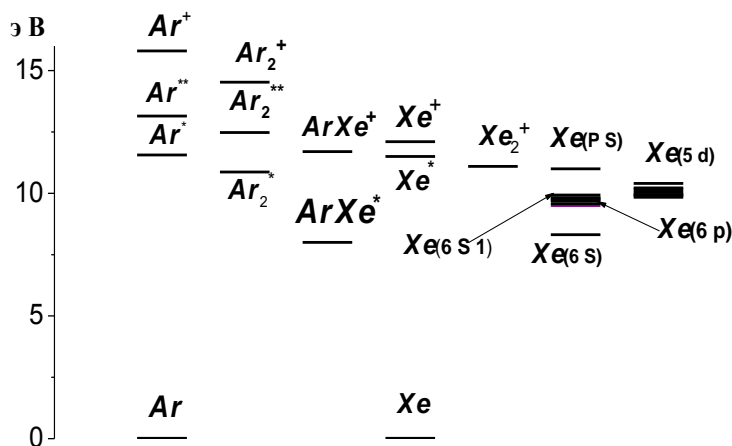


Рис. 6. Энергетическая диаграмма рассматриваемых в кинетической модели состояний

Для возбужденного атома ксенона рассматриваются отдельно уровни 6s, восемь 5d подуровней и шесть 6p подуровней, а подуровни 7p и 7s состояний объединялись в единый уровень (рис.7). Все остальные состояния ксенона объединены в одно состояние, обозначенное Xe^* .

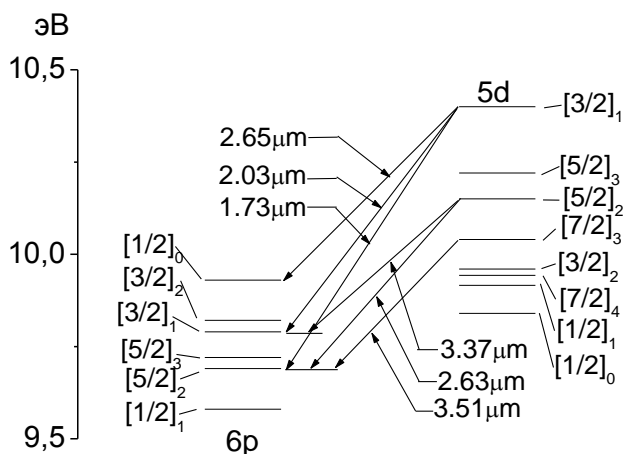


Рис.7. Энергетическая диаграмма рассматриваемых в кинетической модели состояний атома ксенона, на переходах, между которыми возможно получить генерацию лазерного излучения

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. Далее в столкновениях атомарных ионов Ar^+ и возбужденных атомов аргона с атомами аргона и ксенона образуются как возбужденные атомы ксе-

нона, так и атомарные ионы ксенона Xe^+ , а также молекулярные гомоядерные Ar_2^+ , Xe_2^+ и гетероядерные ионы ArXe^+ .

Заселение верхних возбужденных состояний атома ксенона (обозначенных как PS) происходит в результате диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов ArXe^+ , Xe_2^+ . В дальнейшем в результате столкновений с атомами аргона происходит 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 гашения возбуждения 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 более низколежащие возбужденные состояния атомов ксенона.

В модели с монодисперсной пылевой компонентой процессы взаимодействия электронов и ионов с заряженными наночастицами описывались следующими “плазмохимическими” реакциями:



Здесь введены обозначения: e – соответственно электрон; D , $D(+)$, $D(n-)$ – соответственно электрически нейтральный, положительно и отрицательно заряженные наночастицы радиусом 5 нм; n – заряд наночастиц в единицах заряда электрона; $I(+)$ – любой положительно заряженный атомарный или молекулярный ион газовой смеси.

Всего в модели рассматривалось 57 компонент и учитывалось 434 реакций в аргон-ксеноновой среде.

6. Результаты расчётов коэффициента усиления ЛИ средой

Важной характеристикой лазерно-активной среды является линейный коэффициент усиления ЛИ. Используя модель кинетических процессов в аргон-ксеноновой плазме, содержащей наночастицы урана, можно определить ненасыщенный линейный коэффициент усиления ЛИ.

В табл. 1 представлены результаты расчётов квазистационарных значений линейного коэффициента усиления ЛИ α на длине волны 1.73 мкм в зависимости от концентрации наночастиц урана в лазерно-активной аргон-ксеноновой газовой среде при удельной мощности энерговыклада 240 Вт/см^3 , при давлении газа 0.5 атм.

Таблица 1

Коэффициенты усиления газовой средой α и ослабления β излучения в зависимости от концентрации наночастиц N

$N, 10^{12} \text{ см}^{-3}$	$\alpha, 10^{-3} \text{ см}^{-1}$	$\beta, 10^{-3} \text{ см}^{-1}$
1.0	22.0	2.125
0.5	13.8	1.062
0.25	8.2	0.265
0.125	4.8	0.033

Коэффициент усиления ЛИ газовой среды рассчитан в пренебрежении ослаблением излучения наночастицами. Там же представлены рассчитанные данные о зависимости коэффициента ослабления β ЛИ наночастицами урана (радиус частиц – 5 нм) от их концентрации для длины волны 1.73 мкм [2, 3, 5, 6].

Определим полный коэффициент усиления ЛИ аргон-ксеноновой газовой средой, содержащей наночастицы урана

$$\mu = \alpha - \beta. \quad (26)$$

Результат расчётов приведен в табл. 2.

Таблица 2

Полный коэффициент усиления ЛИ средой в зависимости от концентрации наночастиц N

$N, 10^{12} \text{ см}^{-3}$	$\mu, 10^{-3} \text{ см}^{-1}$
1.0	19.88
0.5	12.74
0.25	7.94
0.125	4.77

На рис.8 представлена зависимость полного коэффициента усиления ЛИ средой μ от концентрации N для длины волны 1.73 мкм. Также для удобства сравнения добавлены графики для коэффициента усиления ЛИ α и коэффициента ослабления ЛИ β газовой средой.

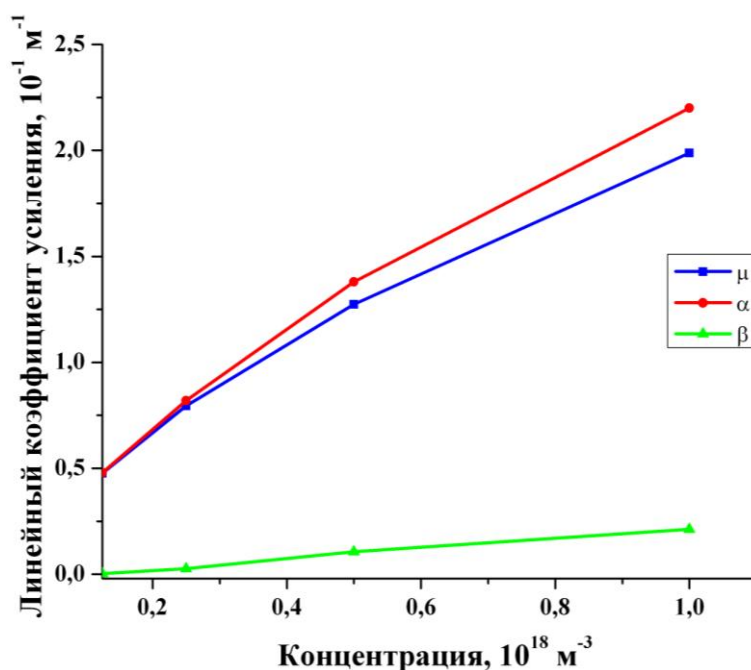


Рис. 8. Зависимость полного линейного коэффициента усиления ЛИ μ аргон-ксеноновой газовой средой, содержащей наночастицы урана, от концентрации наночастиц урана N

Изменение интенсивности I ЛИ, распространяющегося параллельно оси цилиндра, может быть описано следующим уравнением:

$$\frac{dI}{dz} = \mu(z, r, t) I. \quad (27)$$

Определим коэффициент усиления интенсивности ЛИ газовой средой следующим образом:

$$K(z, r, t) = I/I_0, \quad (28)$$

где I_0 – интенсивность излучения на входе в лазерно-активную среду.

Тогда $K(z, r, t)$ можно представить в виде

$$K(z, r, t) = \exp \left[\int_0^z \mu(z_1, r, t) dz_1 \right]. \quad (29)$$

Ввиду большой проникающей способности нейтронного излучения и малой длины пробега осколков деления, которые теряют большую часть энергии в начале пробега, можно считать, что плотность энерговыделения в аргон-ксеноновой газовой среде, содержащей наночастицы урана пропорциональна концентрации частиц урана.

Используя данные о зависимости от времени распределения концентрации частиц урана в ЛАЭЛ, можно рассчитать временные зависимости коэффициента усиления интенсивности ЛИ $K(z, r, t)$.

Для расчёта $K(z, r, t)$ была создана программа, в основу которой лёг алгоритм линейной интерполяции, позволяющий посчитать полный линейный коэффициент усиления среды μ , во всех узлах сетки, на основе значений, приведённых в таблице 2 и рассчитанных концентраций наночастиц урана. Промежуточные значения получаются с помощью линейной интерполяции, точность которой достаточна в силу незначительного изменения этих значений на интересующем нас участке.

Результаты расчётов радиальной зависимости $K(z_{\max}, r, t)$ на выходе ЛИ из ЛАЭЛ в различные моменты времени для частиц с радиусом 5 нм при давлении 0.5 атм представлены в виде графика на рис. 9. При расчётах полагалось, что максимальная удельная мощность энерговыклада осколков деления, равная 240 Вт/см^3 , достигается при концентрации 10^{12} см^{-3} .

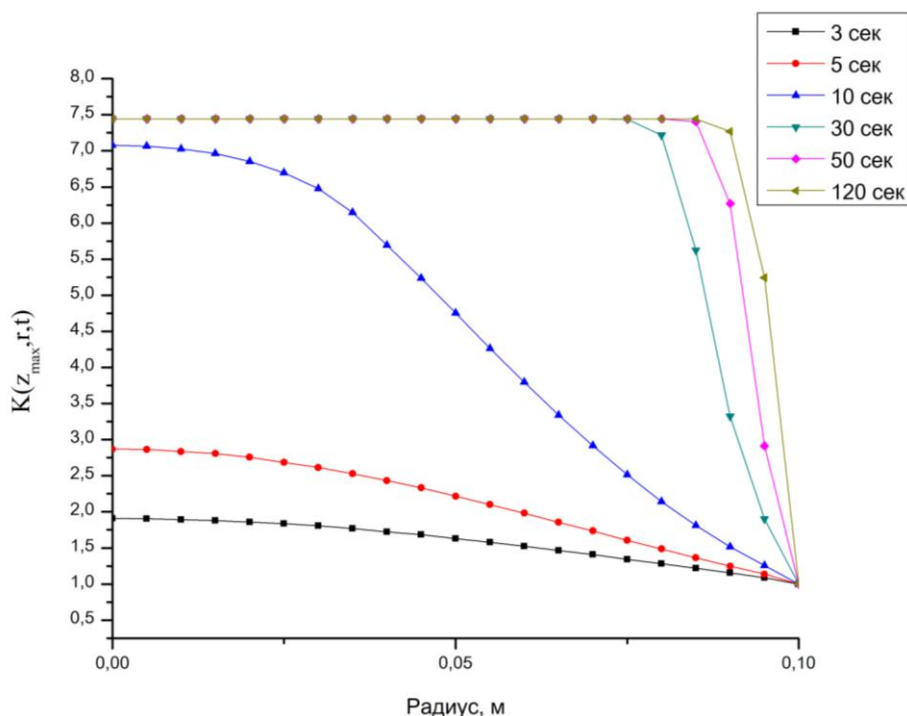


Рис. 9. Радиальная зависимость коэффициента усиления интенсивности ЛИ в различные моменты времени

Из представленных результатов расчётов коэффициента усиления интенсивности ЛИ следует, что лазерно-активная среда длиной в 1 м обеспечивает большое усиление ЛИ.

Это позволяет использовать такую среду не только в лазере с ядерной накачкой, но и в режиме оптического квантового усилителя с ядерной накачкой.

Заключение

Разработана двумерная продольно-неоднородная аксиально-симметричная модель для описания пространственно-временной эволюции концентрации наночастиц урана в пылевом ЛАЭЛ. Также разработан конечно-разностный метод численного решения модели, который основывается на пятиточечной разностной схеме.

При математическом моделировании кинетических процессов в облучаемой нейтронами движущейся аргон-ксеноновой пылевой плазме, содержащей наночастицы урана, рассчитаны квазистационарные значения линейного коэффициента усиления ЛИ на длине волны 1.73 мкм. Одновременно рассчитывались зависимости линейных коэффициентов ослабления ЛИ наночастицами урана (радиус частиц 5 нм) от концентрации наночастиц.

Впервые исследованы усилительные свойства лазерно-активной облучаемой нейтронами пространственно-неоднородной содержащей наночастицы урана движущейся аргон-ксеноновой среды.

Литература

1. Miley G.H., McArthur D., DeYuong R., Prelas M. Fission reactor pumped laser: History and prospects: Proceedings Conferences 50 Years with nuclear fission. Washington 25-28 April -P. 333-342 Pub. American Nuclear Society. -1989.
2. А. П. Будник, В.А. Косарев, В.П. Лунев. 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. ГНЦ РФ - ФЭИ, Обнинск, 2009, т. 1. С. 177–184.
3. Будник А.П., Косарев В.А., Лунев В.П. Математическое моделирование кинетических процессов в газовой аргон-ксеноновой плазме, содержащей нанокластеры химических соединений урана // Препринт ФЭИ - 3141. – Обнинск. 2008. 23 с.
4. Алексеева И.В., Будник А.П., Сипачев А.В. Неравновесная радиационная плазмодинамика в газовых активных средах оптических квантовых усилителей с ядерной накачкой // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Т.9. <http://chemphys.edu.ru/media/files/2010-01-12-009.pdf>
5. 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 uranium dusty plasma of the argon-xenon gas mixture. Ukrainian Journal of Physics. 56 (2012).N12. Pp.1260–1264
6. Будник А.П., Лунев В.П. Расчётно-теоретические исследования методом Монте-Карло оптических и нейтронно-физических свойств аргон-ксеноновой газовой среды, содержащей нанокластеры урана и его химических соединений // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Т.11. <http://chemphys.edu.ru/pdf/2011-02-01-006.pdf>
7. Будник А.П., Сипачев А.В. Математическое моделирование кинетических процессов в аргон-ксеноновой ядерно-возбуждаемой плазме, содержащей нанокластеры урана // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2012. Т.13. Вып.3. <http://chemphys.edu.ru/pdf/2012-11-20-003.pdf>
8. Будник А.П., Сипачев А.В. Математическое моделирование кинетических процессов при генерации лазерного излучения в аргон-ксеноновой активной газовой среде, содержащей наночастицы урана // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2013. Т.14. Вып.2. <http://chemphys.edu.ru/pdf/2013-04-29-004.pdf>
9. Савельев И.В. Механика, молекулярная физика // Курс общей физики. – М.: Наука, главная редакция физико-математической литературы, 1987. – Т. 1. 432 с.
10. Физические величины // Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
11. Смирнов Б.М. Аэрозоли в газе и плазме. – М.: ИВТАН, 1990. – 104 с.
12. Алексеева И.В., Будник А.П. Модель пространственно-временной эволюции треков многозарядных ионов с учётом неоднородности вдоль оси трека. 1. Постановка задачи. Метод решения // Препринт ФЭИ. – 2001: №2922. – 16 с.

Статья поступила в редакцию 21 ноября 2014 г.