

# РАСЧЁТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ОПТИЧЕСКИХ И НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АРГОН-КСЕНОНОВОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ, СОДЕРЖАЩЕЙ НАНОКЛАСТЕРЫ УРАНА И ЕГО ХИМИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

А.П. Будник, В.П. Лунев

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

## Аннотация

В работе представлены результаты расчётно-теоретических исследований оптических и нейтронно-физических характеристик перспективной для создания высокоэффективных лазеров с ядерной накачкой аргон-ксеноновой газовой среды, содержащей нанокластеры урана и его химических соединений. Уравнение переноса фотонов в оптически неоднородной среде решалось методом Монте-Карло. Сечения рассеяния и поглощения электромагнитного излучения аэрозольными частицами различного химического состава рассчитывались по теории Ми, с использованием экспериментальных и теоретических данных по диэлектрическим свойствам урана и его соединений. Расчёты коэффициента размножения нейтронов для таких бесконечных сред, а также среднего удельного энерговыделения также проводились методом Монте-Карло.

## THE THEORETICAL INVESTIGATION OF NEUTRON AND OPTICAL PROPERTIES OF ARGON-XENON GAS MEDIA CONTAINING NANOCCLUSERS OF THE URANIUM AND ITS CHEMICAL COMPOUNDS BY THE MONTE-CARLO METHOD

The Monte-Carlo method is a powerful and convenient tool for solving a three dimension problems of photon and neutron transport through heterogeneous medium. This paper presents the results of the photon and neutron propagation through the argon-xenon gas media containing uranium and its chemical compound aerosols calculation by Monte-Carlo method. We used the MCNP-5 code for the calculations of energy deposition of fission fragments in Ar-Xe dusty plasma. The Monte-Carlo method was implemented in this code. The neutron multiplication coefficients for the infinite media, containing U, UN and U<sub>3</sub>O<sub>8</sub> nanoparticles were also calculated. We developed the Rayleigh\_MC code based on the Monte-Carlo method for optical calculations of photon transmission through this laser active plasma. The absorption and scattering by micro particle of U, or its chemical compounds (UN, UO<sub>2</sub>, and U<sub>3</sub>O<sub>8</sub>) were taken into account. The microscopic cross-section needed for these calculations was calculated in the frame of the Mie theory. The use was made of the experimental data on the complex refraction index for this compound.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Возбуждаемая осколками деления аргон-ксеноновая лазерно-активная среда представляется весьма перспективной для создания лазерно-активных элементов (ЛАЭЛ) с увеличенным КПД преобразования ядерной энергии в энергию лазерного излучения на основе газовых сред с пылевыми частицами из делящихся материалов [1, 2].

Во-первых, такая среда является одной из наиболее перспективных для применения в лазерах с ядерной накачкой, так как у неё наибольшая, достигнутая в настоящее время экспериментально, эффективность преобразования ядерной энергии в энергию когерентного излучения.

Во-вторых, генерируемое этой средой инфракрасное излучение должно слабо ослабляться мелкодисперсными пылевыми частицами. Использование сред, содержащих нанокластеры урана и его химических соединений, представляется перспективным [1,2].

В-третьих, кинетические процессы в аргон-ксеноновой ядерно-возбуждаемой плазме достаточно хорошо изучены, поэтому можно эффективно оптимизировать процесс преобразования энергии.

Однако, как известно, при большой мощности удельного энерговклада в эту среду происходит срыв генерации лазерного излучения, обусловленный иони-

зацией возбужденных состояний электронным ударом. Тем не менее, как было показано в работах [1, 2] добавка пылевых частиц в газовую аргон-ксеноновую среду изменяет условия, при которых происходит такой срыв генерации. Из-за сложных технических проблем и жестких требований к ядерной безопасности при работе с радиоактивными аэрозолями в первую очередь исследования таких сред ведутся методами математического моделирования.

Задачи о прохождении оптического и нейтронного излучений через газовую среду, содержащую аэрозоли урана и его химических соединений, можно эффективно решать методом Монте-Карло. При этом в расчетах прохождения оптического излучения учитывается усиление лазерного излучения лазерно-активной газовой средой, рассеяние и поглощение фотонов аэрозольными компонентами среды. При расчётах прохождения нейтронного излучения учитываются все возможные процессы взаимодействия нейтронного излучения с ядрами среды – упругое и неупругое рассеяние нейтронов, фотопоглощение, пороговые реакции и реакции деления ядер нейтронами.

В настоящей работе приведены результаты теоретических исследований оптических и нейтронно-физических свойств аргон-ксеноновой среды, содержащей нанокластеры урана и его химических соединений.

## 2. РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСЛАБЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АРГОН-КСЕНОНОВОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДОЙ, СОДЕРЖАЩЕЙ НАНОКЛАСТЕРЫ УРАНА И ЕГО ХИМИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

### 2.1. Расчеты коэффициентов экстинкции нанокластеров урана и его химических соединений

Важнейшим параметром, определяющим возможность использования мелкодисперсных частиц делящихся элементов в ЛАЭЛ, является сечение экстинкции  $\sigma_{ext}$  (ослабления) электромагнитного излучения пылевой частицей. Ослабление излучения происходит как за счёт рассеяния на микрочастицах, так и за счёт его поглощения материалом микрочастиц, которое в свою очередь определяется величиной мнимой части коэффициента преломления, характеризующего материал частицы. Поскольку энерговклад продуктов деления в среду пропорционален плотности распыленного в газовой среде делящегося элемента, то удобно использовать объёмное сечение экстинкции излучения равное отношению  $\sigma_{ext}$  к объёму пылевой частицы  $V$ .

Значения оптических коэффициентов преломления, необходимые для проведения расчётов сечений рассеяния и поглощения электромагнитных волн по теории Ми, взяты из экспериментально-теоретических работ [3–11].

На рис. 1 показаны рассчитанные объёмные сечения экстинкции для частиц из металлического урана.

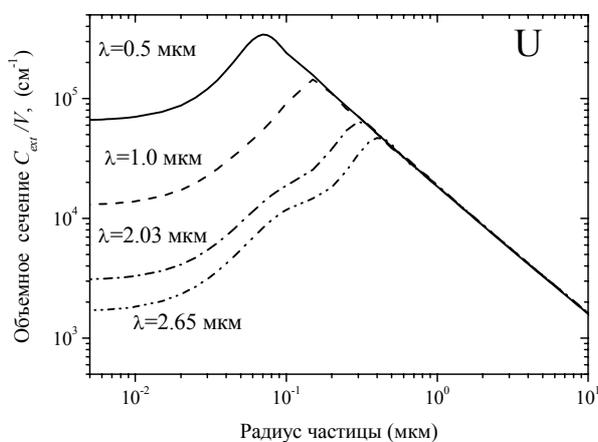


Рис. 1. Объёмное сечение экстинкции излучения с длинами волн 0.5; 1.0; 2.03 и 2.65 мкм для пылевых частиц из металлического урана в зависимости от их радиуса

Для металлического урана действительная и мнимая части коэффициента преломления взяты из работы [3], в которой они определены для длин волн от 2 до 0.05 мкм.

Для двуокиси урана использована экстраполяция данных работ [6–10] в область длин волн 1÷5 мкм. Двуокись урана является прекрасным диэлектриком и для длин волн больших 1.4 мкм значение мнимой части коэффициента преломления принималось равным нулю [7, 8]. Однако, за последнее время было выполнено несколько экспериментальных работ, по измерению поглощения электромагнитного излучения кристаллами двуокиси урана [9, 10]. Данные этих работ несколько различаются, но общая тенденция направ-

лена на увеличение коэффициента преломления в инфракрасной области длин волн. Это объясняется наличием примесей и дефектов в кристалле.

На рис. 2 показаны два варианта экстраполяции значений мнимой части коэффициента преломления для двуокиси урана в инфракрасную область длин волн. Соответствующие значения объёмных сечений экстинкции в зависимости от радиуса частиц для этих двух вариантов представлены на рис. 3 и 4.

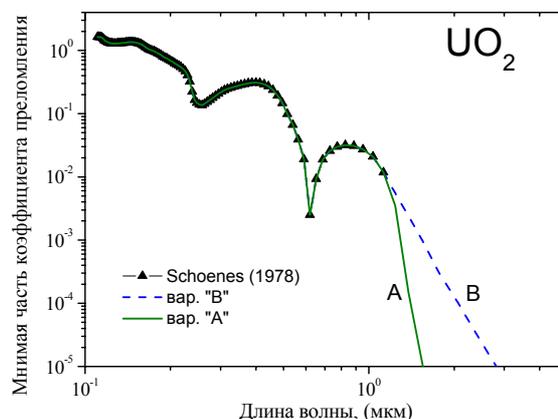


Рис. 2. Экстраполяция значений мнимой части коэффициента преломления для двуокиси урана

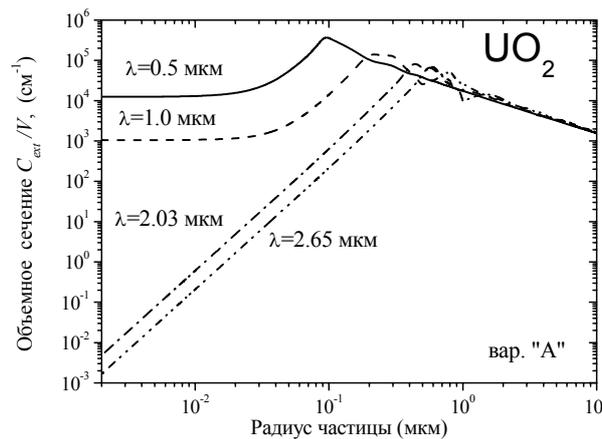


Рис. 3. Объёмное сечение экстинкции излучения с длинами волн 0.5; 1.0; 2.03 и 2.65 мкм для пылевых частиц из двуокиси урана в зависимости от их радиуса (вариант экстраполяции "А")

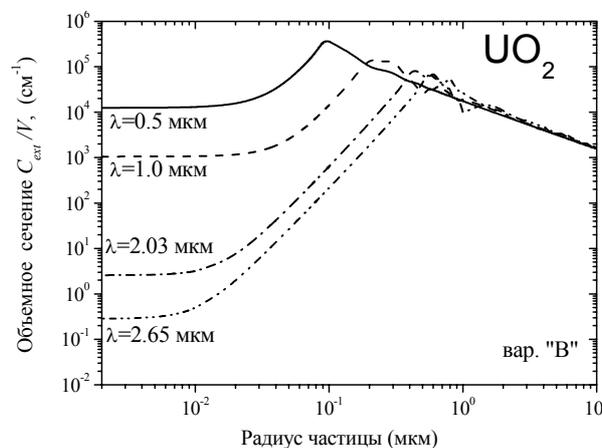


Рис. 4. То же, что и на рис 3, для варианта экстраполяции мнимой части коэффициента преломления "В"

Объёмные сечения экстинкции для окиси-закиси урана показаны на рис. 5. Коэффициент преломления для этих расчётов использован из данных работы [11], по которым проведена экстраполяция в инфракрасную область длин волн.

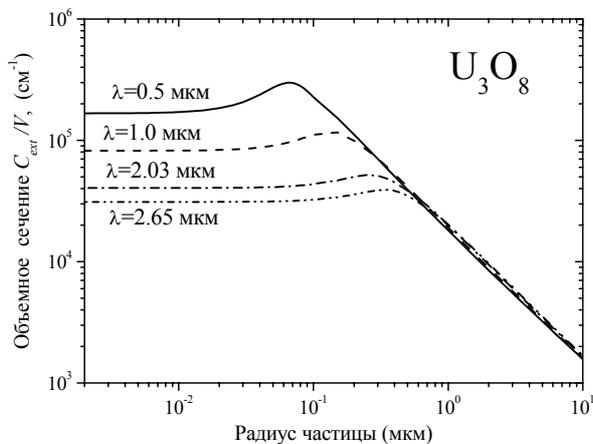


Рис. 5. Объёмное сечение экстинкции излучения с длинами волн 0.5; 1.0; 2.03 и 2.65 мкм для пылевых частиц из окиси-закиси урана в зависимости от их радиуса

Следует отметить, что переход к длинам волн большим 2 мкм существенно уменьшает ослабление оптического излучения пылевыми мелкодисперсными частицами. Это подтверждается данными, приведенными в таблице 1.

Таблица 1. Сечение экстинкции  $\sigma_{ext}$  для частицы размером 10 нм из металлического урана, нитрида урана, диоксида урана и окиси-закиси урана (в  $\text{см}^2$ ) для длин волн излучения 1.73; 2.03 и 2.65 мкм

Материал	1.73 мкм	2.03 мкм	2.65 мкм
U	$1.79 \times 10^{-14}$	$1.38 \times 10^{-14}$	$7.66 \times 10^{-15}$
UN	$5.17 \times 10^{-14}$	$4.34 \times 10^{-14}$	$3.08 \times 10^{-14}$
UO <sub>2</sub>	$4.81 \times 10^{-18}$	$2.54 \times 10^{-18}$	$8.74 \times 10^{-19}$
U <sub>3</sub> O <sub>8</sub>	$1.98 \times 10^{-13}$	$1.70 \times 10^{-13}$	$1.30 \times 10^{-13}$

## 2.2. Расчеты прохождения оптического излучения в Ar-Xe газовой среде, содержащей нанокластеры урана и его химических соединений

Для решения задачи о переносе излучения в среде, содержащей нанокластеры урана и его химических соединений, в настоящей работе был использован модифицированный комплекс программ Rayleigh\_MC [13], опирающийся в значительной степени на методы и рекомендации, изложенные в прекрасной монографии [12]. Модификация касается использования усредненных индикатрис рассеяния при статистическом выборе направления рассеяния фотонов при их взаимодействии с кластерами.

На рис. 6 представлены данные о зависимости линейного коэффициента ослабления оптического излучения на длине волны  $\lambda = 2.03$  мкм от концентрации пылевых частиц радиусом 10 нм. Из приведенных данных следует, что при длинах в несколько метров ослабление излучения невелико при концентрации урановых пылевых частиц менее чем  $0.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

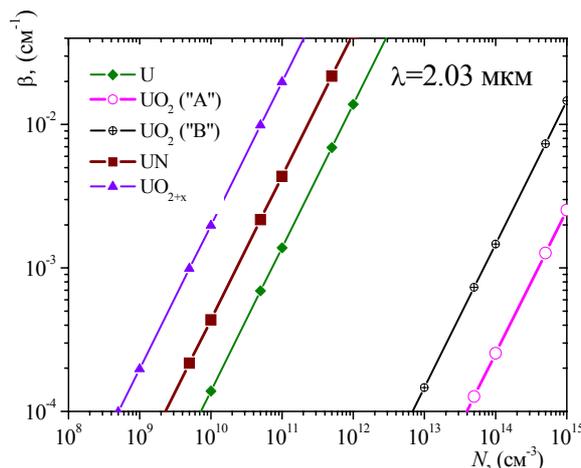


Рис. 6. Зависимости линейного коэффициента ослабления оптического излучения  $\beta$  на длине волн  $\lambda = 2.03$  мкм от концентрации пылевых частиц  $N$

Аналогичные данные для излучения с длиной волн 2.65 мкм приведены на рис. 7.

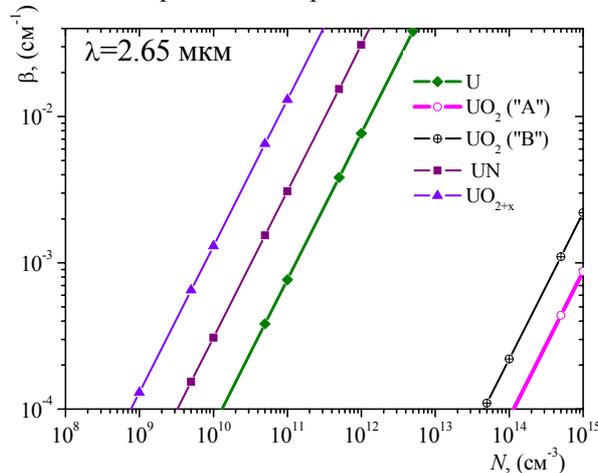


Рис. 7. Зависимости линейного коэффициента ослабления оптического излучения  $\beta$  на длине волн  $\lambda = 2.65$  мкм от концентрации пылевых частиц  $N$

Принимая во внимание представленные на рисунках данные и то, что мелкодисперсные частицы (радиусом менее 0.1 мкм) медленно осаждаются на подложку, можно заключить, что применение мелкодисперсных урановых частиц предпочтительней для создания ЛАЭЛ.

## 3. НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АРГОН-КСЕНОНОВОЙ СРЕДЫ, СОДЕРЖАЩЕЙ НАНОКЛАСТЕРЫ ХИМИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ УРАНА

### 3.1. Коэффициент размножения нейтронов аргон-ксеноновой газовой средой, содержащей нанокластеры урана и его химических соединений

Важнейшим свойством активной среды при ядерной накачке является способность такой среды не только усиливать лазерное излучение, но и эффективно размножать нейтроны. Это позволяет применять лазерно-активные среды большого объема.

Способность среды размножать нейтроны удобно характеризовать коэффициентом размножения нейтронов бесконечной средой  $K_{eff}$ , то есть отношением количества нейтронов во втором поколении к числу нейтронов первого поколения.

Расчеты  $K_{eff}$  для бесконечной среды велись по программе MCNP-5 [14], реализующей решения уравнения переноса нейтронов в трёхмерной геометрии методом Монте-Карло. Результаты расчётов  $K_{eff}$  для бесконечной среды, содержащей сферические пылинки радиусом 10 нм из металлического урана, нитрида урана UN и окиси-закуси урана  $U_3O_8$  в зависимости от их концентрации представлены на рис. 8. Расчёты проводились с библиотекой оценённых нейтронных данных ENDF/b-VI [15]. Изотопное содержание урана в пылинках выбрано равным 95 % U-235 и 5 % - U-238.

Из представленных результатов можно заключить, что аргон-ксеноновая газовая среда, содержащая нанокластеры урана и его химических соединений способна размножать нейтроны при сравнительно небольших концентрациях нанокластеров ( $> 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ).

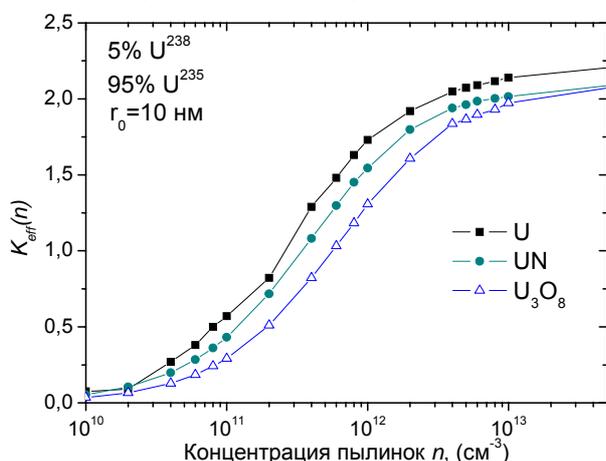


Рис.8. Зависимость коэффициента размножения нейтронов бесконечной средой  $K_{eff}$  от концентрации пылевых частиц радиуса 10 нм из урана, нитрида урана и окиси-закуси урана

### 3.2. Расчетно-теоретические исследования энерговклада осколков деления в облучаемую нейтронами аргон-ксеноновую газовую среду, содержащую нанокластеры урана и его химических соединений

Задача о расчёте энерговыделения в аргон-ксеноновой среде, содержащей нанокластеры делящихся элементов или их химических соединений, решалась также с помощью программного комплекса MCNP-5 [14]. Расчёты проводились с нейтронными данными из библиотеки нейтронных оценённых данных ENDF/b-VI [15] и оценёнными данными для фотонов из библиотеки EPDL [16] и гамма-лучей из библиотеки ENDL [17].

Лазерно-активный элемент (ЛАЭЛ) (рис.9) представляет собой цилиндрический сосуд радиуса  $r = 15$  см, высотой  $H = 2$  м с толщиной стенки  $\Delta = 1$  мм, изготовленный из алюминия или нержавеющей стали. Сосуд наполнен смесью аргона и ксенона в соотношении 200:1 при давлениях от 0.5 до 1.0 атм при комнат-

ной температуре. В газовую смесь добавляется пыль с размерами пылинки 20 нм (радиус  $r_0 = 10$  нм) из металлического урана (U) или его химических соединений: нитрида урана (UN), диоксида урана ( $UO_2$ ), окиси-закуси урана ( $U_3O_8$ ). Концентрация пыли изменяется в пределах от  $10^{10}$  до  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Активный элемент окружён слоем замедлителя, в качестве которого рассматривались различные материалы: графит (C), полиэтилен  $(CH_2)_n$ , вода ( $H_2O$ ), тяжелая вода ( $D_2O$ ). Блок замедлителя представляет собой цилиндрическую обечайку с внешним радиусом  $R$  и высотой  $L = H + 2(R - r)$  с двумя заглушками толщиной  $R - r$  по торцам. Толщина слоя замедлителя изменялась в пределах от 3 см до 1 м. Такая сборка, состоящая из активного элемента и блока замедлителя, помещалась в поле нейтронов.

Изотропное пространственное распределение потока нейтронов, попадающих в ЛАЭЛ, моделировалось с помощью источников нейтронов, равномерно распределённых по поверхности сферы радиуса  $R_s$ , который выбирался существенно больше размеров ЛАЭЛа ( $R_s \gg H$ ), и испускающих нейтроны в направлении перпендикулярном поверхности (см. рис.9). Энергетический спектр нейтронов источника соответствовал спектру нейтронов деления ядер нейтронами, и моделировался распределением Максвелла:

$$f(E) = C \cdot E^{1/2} \cdot \exp\{-E/T_a\}, \quad (1)$$

где  $T_a$  – температурный параметр распределения, а  $C$  – нормировочная константа.

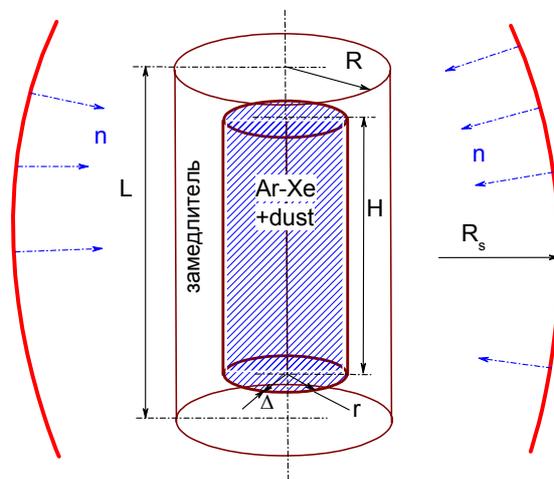


Рис. 9. Геометрия постановки задачи о расчёте энерговыделения в ЛАЭЛе

Энерговыделение в каждом акте взаимодействия нейтрона с ядром материала активной среды определяется как разница между начальной энергией нейтрона  $E$  и энергией, унесённой нейтроном после его взаимодействия с ядром и энергией, унесённой испущенными гамма-лучами в канале реакции типа  $i$ :

$$H(E) = E - \sum_i p_i(E) \cdot [\bar{E}_{i,out}(E) - Q_i + \bar{E}_{i,\gamma}(E)],$$

$p_i(E)$  – вероятность реакции типа  $i$  при энергии нейтрона  $E$

$$p_i(E) = \frac{\sigma_i(E)}{\sigma_{tot}(E)};$$

$\bar{E}_{i,out}(E)$  – средняя энергия вылетающего нейтрона для реакции типа  $i$  при начальной энергии нейтрона  $E$ ;  $Q_i$  – энергия реакции типа  $i$ ;  $\bar{E}_{i,\gamma}(E)$  – средняя энергия гамма лучей, испущенных в реакции типа  $i$  при энергии нейтронов  $E$ ;  $\sigma_i(E)$  – сечение нейтронной реакции типа  $i$  при начальной энергии нейтрона  $E$ ;  $\sigma_{tot}(E)$  – полное сечение взаимодействия нейтрона с ядром при начальной энергии нейтрона  $E$ .

Энерговыделение при взаимодействии фотонов с атомами среды вычисляется по соотношению

$$H(E) = E - \sum_{i=1}^3 p_i(E) \cdot [\bar{E}_{i,out}(E)],$$

при этом учитывается некогерентное (комптоновское) рассеяние, рождение пар и фотопоглощение.

$p_i(E)$  – вероятность реакции типа  $i$  при энергии гамма-квантов  $E$ ;  $\bar{E}_{i,out}(E)$  – средняя энергия испущенных гамма-лучей в реакции типа  $i$  для энергии нейтронов  $E$ .

Энергия, выделяющаяся при делении ядра, определяется как

$$W \cdot T_l \cdot \sigma_f(E) \cdot Q \cdot \frac{\rho_a}{m},$$

при этом полное сечение деления включает все шансы деления:

$$\sigma_f(E) = \sigma_{nf}(E) + \sigma_{mf}(E) + \dots$$

$$H_f = \frac{\rho_a}{m} \cdot Q \cdot \int dE \int dt \int dV \int d\Omega \left\{ \sigma_f(E) \cdot \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \right\}.$$

Для определения поглощенной средой энергии вычисляется следующая величина:

$$W \cdot T_l \cdot \sigma_t(E) \cdot H(E) \cdot \frac{\rho_a}{m}.$$

$$H_t = \frac{\rho_a}{m} \int dE \int dt \int dV \int d\Omega \left\{ \sigma_t(E) H(E) \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \right\},$$

где  $W$  – статистический вес частицы;  $\vec{r}$  – радиус-вектор частицы (см);  $\vec{\Omega}$  – вектор направления;  $E$  – энергия частицы (МэВ);  $t$  – время в единицах  $10^{-8}$  с;  $T_l$  – длина трека частицы (см);  $\sigma_t(E)$  – полное микроскопическое сечение взаимодействия частицы с энергией  $E$  в единицах барн;  $Q$  – энергия, выделяющаяся при делении ядра;  $H(E)$  – энерговыделение (МэВ/столкновение);  $\Psi$  – угловое распределение потока частиц (нейтронов, фотонов), т.е.

$$\Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = v \cdot n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t);$$

$n$  – плотность частиц (частиц/см<sup>3</sup>/МэВ/стерад);  $v$  – скорость частицы в единицах см/шейк ( $1$  шейк – время в единицах  $10^{-22}$  с);  $H_t$  – полное удельное энерговыделение в рассматриваемой области (МэВ/г);  $\rho_a$  – атомная плотность (атом/барн-см);  $m$  – масса области (г).

Таким образом, в расчетах определяется среднее по объёму ЛАЭЛа удельное энерговыделение в единицах МэВ/г на один нейтрон. При этом на один акт деления ядра <sup>235</sup>U кинетическая энергия осколков составляет в среднем 168 МэВ, кинетическая энергия нейтронов деления – 5 МэВ, среднее число вторичных нейтронов при делении тепловыми нейтронами – 2.47, а энергия  $\gamma$ -квантов, сопровождающих деление – 7 МэВ.

Рассчитанная зависимость среднего удельного энерговыделения в ЛАЭЛе от формы спектра нейтронов, проникающих в активный элемент, то есть от температурного параметра  $T_a$  распределения Максвелла (1) представлена на рисунке 10. ЛАЭЛ содержал смесь газов аргона и ксенона в соотношении 200:1 при давлении 0.5 атм при комнатной температуре. В газовую смесь добавлена пыль с радиусами пылинок  $r_0 = 10$  нм из металлического урана и концентрацией  $N_0 = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Значения температурного параметра  $T_a$  менялись в пределах от  $T_a = 1.2895$  МэВ до тепловой точки  $T_a = 0.025$  эВ.

Естественно наибольший энерговыклад достигается при тепловом спектре нейтронов, поскольку сечение деления <sup>235</sup>U нейтронами велико именно в тепловой области энергий нейтронов. Поэтому желательно спектр нейтронов деления за счёт их замедления приблизить к спектру тепловых нейтронов.

Нейтроны источника, проходя через замедлитель, попадают в ЛАЭЛ, где взаимодействуют с урансодержащими пылинками, вызывая деление ядер урана. В свою очередь, осколки деления покидают наночастицы пыли и передают свою кинетическую энергию при взаимодействии с атомами газовой смеси активного элемента.

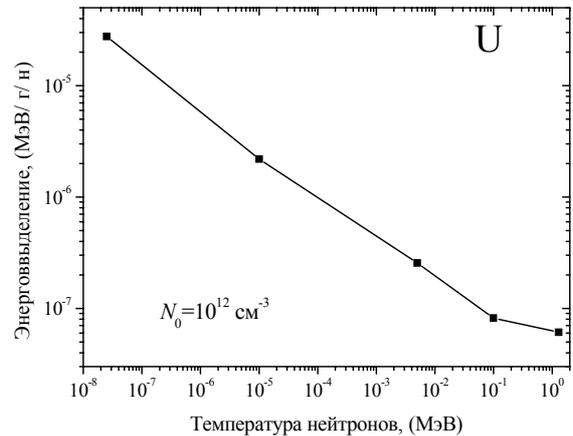


Рис. 10. Зависимость среднего удельного энерговыделения в ЛАЭЛе от температурного параметра спектров нейтронов

Форма спектра нейтронов, попадающих в ЛАЭЛ, из-за взаимодействия с ядрами замедлителя изменяется, и, в зависимости от размеров блока замедлителя, в той или иной степени приближается к спектру тепловых нейтронов. На рис. 11 представлены сплошной линией спектр нейтронов источника (1) и различными штриховыми линиями спектры нейтронов на границе раздела между боковой поверхностью замедлителя и ЛАЭЛа радиуса  $r$  после прохождения блока замедли-

теля из тяжёлой ( $D_2O$ ) воды для различных значений внешнего размера замедлителя  $R$ .

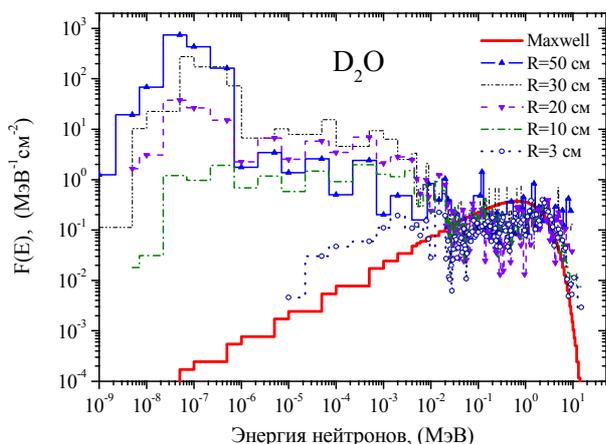


Рис. 11. Зависимость формы спектра нейтронов от размеров блока замедлителя из тяжелой воды  $D_2O$

С увеличением размера блока замедлителя спектр нейтронов деления, попадающих в активную среду, существенно смягчается. Соответственно энергосклад от деления ядер урана, содержащихся в пыли, будет увеличиваться. Следует, однако, иметь в виду, что процессы поглощения нейтронов ядрами замедлителя приведут к уменьшению потока нейтронов и, соответственно, энерговыделения в ЛАЭЛ

Как уже отмечалось ранее, материал пылинок металлического урана  $U$  или урансодержащие химические соединения  $UN$ ,  $UO_2$ ,  $U_3O_8$ . Физические свойства материалов взяты из работы [18] и приведены в табл. 2.

В табл. 2 приводятся также массы сферической пылинки размером  $r_0 = 10$  нм, атомарные концентрации компонентов пылинки в активной среде  $n_1, n_2$  при концентрации пылевых частиц  $N_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и их молярные массы  $M$ .

Таблица 2. Плотность различных материалов и атомарная концентрация

Материал пылинки	Плотность $\text{г/см}^3$	$m_0 \times 10^{-17}$ г	$n_1 \times 10^{15}$ $\text{см}^{-3}$	$n_2 \times 10^{15}$ $\text{см}^{-3}$	$M$ г/моль
U	19.04	7.94	2.04	2.04	235
$U_3O_8$	8.30	3.48	0.75	2.01	833
$UO_2$	10.95	4.59	1.03	2.06	267
UN	14.31	6.03	1.45	1.45	249

Приведём далее данные об энергоскладе в активную среду при её облучении нейтронами с тепловым спектром. Значение температурного параметра в (1) принималось равным  $T_a = 1/40$  эВ. При мощности источника тепловых нейтронов 10 МДж и длительности импульса  $\Delta\tau = 10^{-4}$  с число нейтронов будет равно  $9 \times 10^{10} \times 10^{11}$  нейтронов/с ( $9 \times 10^{21}$  нейтронов/с). Для такого источника нейтронов рассчитанная средняя удельная мощность энергосклада ( $dQ/dV/dt$ ) в ЛАЭЛе в зависимости от концентрации сферических пылевых частиц радиуса  $r_0 = 10$  нм из различных материалов представлена на рис. 12.

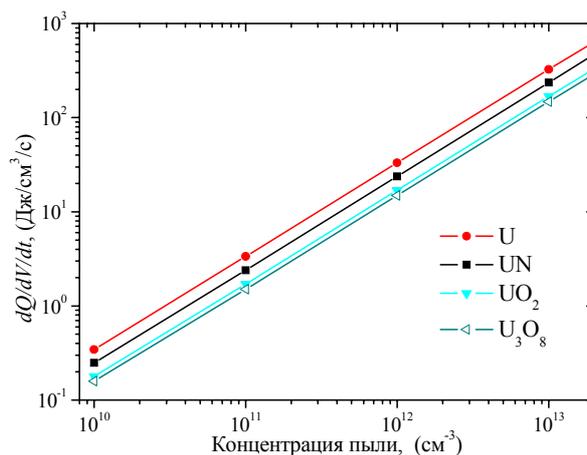


Рис. 12. Зависимость средней удельной мощности поглощенной в активном элементе энергии от концентрации частиц пыли из различных урансодержащих материалов

Для концентраций частиц пыли  $N_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  при выбранном источнике тепловых нейтронов удельная мощность энерговыделения в активной среде будет составлять  $10 \div 30 \text{ Дж/см}^3/\text{с}$  в зависимости от материала частиц пыли. Наибольшее значение соответствует частицам из металлического урана.

Как показано ранее (рис. 11), форма спектра нейтронов, проникающих в ЛАЭЛ, зависит от размеров блока замедлителя, поэтому были проведены расчёты удельной мощности энерговыделения в активную среду для различных размеров и составов замедлителя.

Расчёты проводились для замедлителя из графита, полиэтилена, обычной и тяжёлой воды. Материал оболочки активной среды – нержавеющая сталь. Результаты расчётов представлены на рисунках 13–15.

Использованные в расчётах значения концентраций пылевых частиц  $N_0$  указаны на рисунках.

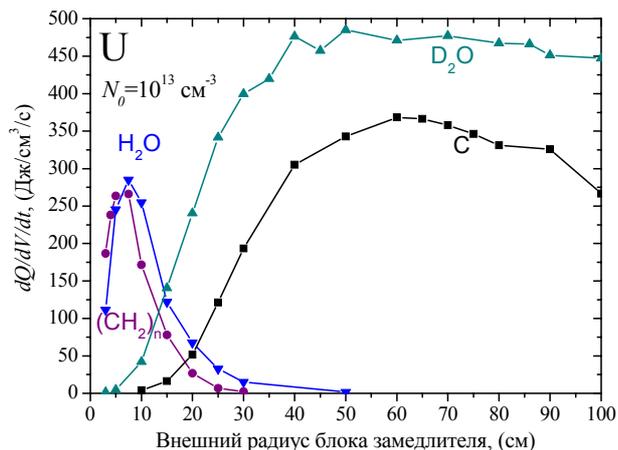


Рис. 13. Зависимость средней удельной мощности поглощенной в активном элементе энергии от размеров замедлителя из различных материалов для среды, содержащей пыль из металлического урана

Из приведённых результатов расчётов видно, что наиболее эффективным замедлителем для наших установок является тяжёлая вода. Использование в качестве замедлителя полиэтилена или обычной воды уменьшает габариты установки, но почти вдвое сни-

жает среднее удельное энерговыделение в ЛАЭЛ из-за радиационного захвата нейтронов ядрами водорода.

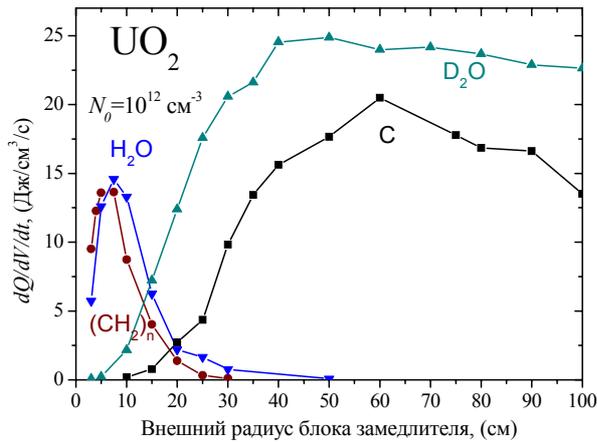


Рис. 14. То же, что и на рис. 13, для среды, содержащей пыль из диоксида урана

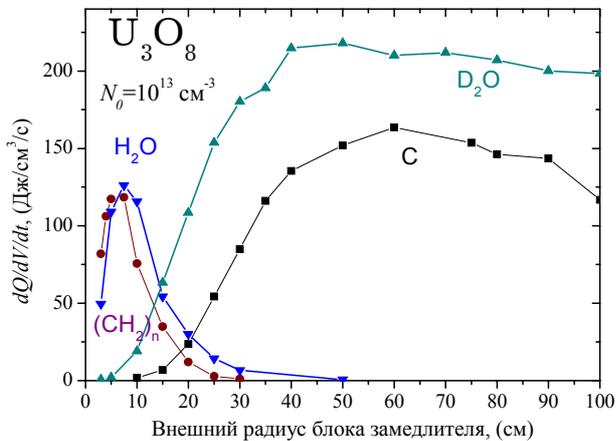


Рис. 15. То же, что и на рис. 13, для среды, содержащей пыль из окиси-закиси урана

Влияние материала оболочки активной среды показано на рис. 16.

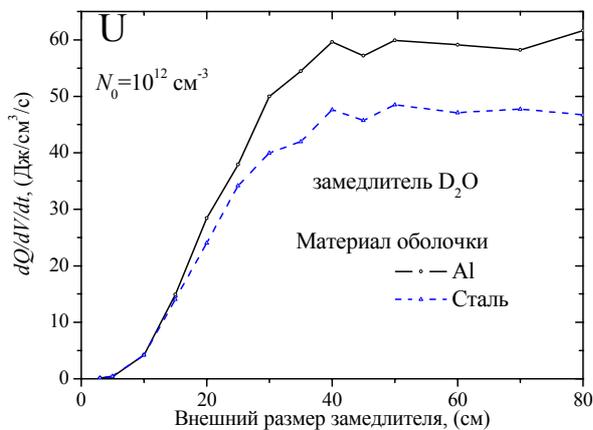


Рис. 16. Влияние материала оболочки активной среды на энерговыделение. Замедлитель – тяжёлая вода

На рисунке представлена зависимость среднего удельного энерговыделения в активной среде, содержащей пыль из металлического урана-235 с концентрацией  $N_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , в зависимости от размеров замедлителя, в качестве которого выбрана тяжёлая вода.

Активная среда помещалась в цилиндрический сосуд из нержавеющей стали или из алюминия с толщиной стенки 1 мм. При прочих равных условиях в сосуде из алюминия среднее удельное энерговыделение, в среднем, на 30 % больше, чем в сосуде из нержавеющей стали.

Влияние ксенона на удельную мощность энерговыделения в ЛАЭЛе с оболочкой из алюминия показано на рис. 17.

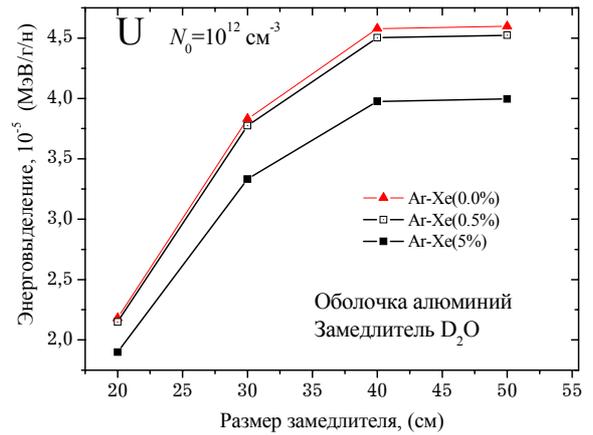


Рис. 17. Влияние примеси ксенона на величину среднего удельного энерговыделения в ЛАЭЛе

Примесь 0.5% ксенона в активную среду практически не изменяет удельного энерговыделения даже при размере блока замедлителя 50 см, когда спектр нейтронов становится практически тепловым. Среднее удельное энерговыделение уменьшается на 10% при содержании ксенона 5 % за счёт поглощения нейтронов ядрами ксенона.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённые расчётно-теоретические исследования нейтронно-физических и оптических свойств лазерно-активной аргон-ксеноновой газовой среды, содержащей нанокластеры урана или его химических соединений, позволяют сделать следующие выводы:

1. Для создания энергетических лазеров нового поколения с увеличенным КПД преобразования ядерной энергии в энергию лазерного излучения перспективным представляется применение аргон-ксеноновой активной среды, содержащие мелкодисперсные частицы урана и его химических соединений.
2. Наиболее перспективным для применения представляется использование урановых частиц, размеры которых должны быть несколько десятков 10 нм.
3. Для генерации лазерного излучения можно использовать переходы между возбужденными состояниями атома ксенона с длинами волн в инфракрасном диапазоне 1.73; 2.03 и 2.65 мкм.
4. Переход к длинам волн больших 2 мкм существенно уменьшает ослабление оптического излучения пылевыми мелкодисперсными частицами.

5. Аргон-ксеноновая газовая среда, содержащая нанокластеры урана и его химических соединений способна размножать нейтроны при сравнительно небольших концентрациях нанокластеров ( $> 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ) размером 10 нм.

6. Основной вклад в энерговыделение в облучаемой нейтронами аргон-ксеноновой газовой среде, содержащей нанокластеры урана и его химических соединений, вносят осколки деления, образующиеся в реакции деления ядер преимущественно  $U^{235}$  нейтронами. Малые размеры частиц позволяют передать газовой среде практически всю кинетическую энергию обоих осколков деления, образующихся в этой реакции.

7. Для термализации нейтронов деления в качестве замедлителя выгоднее всего использовать тяжёлую воду, но габариты установки с замедлителем из полиэтилена могут быть существенно меньше.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 08-08-00456)

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будник А.П., Косарев В.Ф., Лунев В.П. Математическое моделирование генерационных характеристик активных газовых сред, содержащих нанокластеры соединений урана // Доклад на IV Международной конференции "Физика лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы". (18–21 сентября 2007 г.) г. Обнинск, 2009 г. т.1, С. 177–184.
2. Будник А.П., Косарев В.Ф., Лунев В.П. Математическое моделирование кинетических процессов в газовой аргон-ксеноновой плазме, содержащей нанокластеры химических соединений урана // Препринт ФЭИ-3141, - Обнинск. -2008. -23 с.
3. Fäldt Å., and Nilsson P.O. Optical properties of uranium in the range 0.6-25 eV // *Journal of Physics F: Metal Phys.* v.10. 1980. P.2573–2580.
4. Arakawa E.T., and Williams M.W. Optical properties of uranium mononitride from 0 to 74 eV // *Journal of Nuclear Materials*, v.41. 1971. P. 91–95.
5. Marutzky M., Barkow U., Schoenes J., Troc R. Optical and magneto-optical properties of single crystalline uranium nitride // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v.299. 2006. P.225–230.
6. Ackermann R.J., Thorn R.J., and Winslow G.H. Visible and Ultraviolet Absorption Properties of Uranium Dioxide Films // *J. Opt. Soc. Am.* v.49. 1959. P.1107–1112.
7. Bates J.L. Visible and Infrared Absorption Spectra of Uranium Dioxide // *Nuclear Science and Engineering*, v.21. 1965 P. 26–29.
8. Schoenes J. Optical properties and electronic structure of  $UO_2$  // *Journal of Applied Physics*, v.49. 1978 P.1463–1465.
9. Schoenes J. Electronic transitions, crystal field effects and phonons in  $UO_2$  // *Physics Reports* v.63. 1980. P.301–336.
10. Griffiths T.R., and Hubbard H.B.St.A. Absorption spectrum of single-crystal  $UO_2$ : Identification of and effect of temperature on the peak positions of essentially all optical transitions in the visible to near infrared regions using derivative spectroscopy // *Journal of Nuclear Materials* v.185. 1991. P.243–259.
11. Lunt S. Determining the indices of refraction of reactively sputtered uranium dioxide thin films from 46 to 584 Angstroms // M.S. Thesis Department of Physics and Astronomy Brigham Young University, Provo, UT, August 2002. P.1–74.
12. Суржиков С.Т. Тепловое излучение газов и плазмы. Компьютерные модели физической механики. // М: Издательство МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2004. 544 с.
13. Будник А.П., Лунев В.П., Свиньин И.Р., и др. Математическое моделирование люминесценции воздуха под действием радиоактивного излучения космически-земного происхождения. // Тезисы докладов III Всероссийской конференции "Актуальные проблемы прикладной математики и механики", посвященной памяти академика А.Ф. Сидорова (Абрау-Дюрсо, 4-10 сентября 2006 г.). Екатеринбург: УрО РАН, 2006. С. 24–26.
14. X5-Monte Carlo Team. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 // Report LA-UR-03-1987. Los Alamos. April 2003.
15. Rose P.F. ENDF-201, ENDF/B-VI Summary Documentation // BNL-NCS-17541, Brookhaven National Laboratory. October 1991.
16. Cullen D.E., Chen M.E., Hubbell J.H., et al. Tables and Graphs of Photon Interaction Cross Sections from 10 eV to 100 GeV Derived from LLNL Evaluated Photon Data Library (EPDL). // Lawrence Livermore National Laboratory report UCRL-50400, v. 6 Rev. 4. Part A: Z=1 to 50. Part B: Z=51 to 100. 1989.
17. Frankle S.C., Reedy R.C., Young P.G. ACTI An MCNP Data Library for Prompt Gamma-ray Spectroscopy // 12<sup>th</sup> Biennial Radiation Protection and Shielding Topical Meeting. Santa Fe, NM, April 15-19, 2002.
18. Физические величины. Справочник (ред. Григорьев И.С., Мейлихова Е.З.) Москва. Энергоатомиздат. 1991. 1232 с.