

21528

П-305

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

11-2006-155

На правах рукописи
УДК 519.6, 517.9

Сергей А. Петрович

ПЕТРОЧЕНКОВ
Сергей Александрович

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ПОДКРИТИЧЕСКИХ
СБОРОК ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ СИСТЕМ**

Специальность: 05.13.18 — математическое моделирование,
численные методы и комплексы программ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

345 П

Объединенный институт
ядерных исследований
Дубна-2006
БИБЛИОТЕКА

Работа выполнена в Объединенном институте ядерных исследований, в Лаборатории информационных технологий.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук. Поляньски Александр

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Коровин Юрий Александрович

доктор физико-математических наук, профессор
Севастьянов Леонид Антонович

Ведущая организация: Институт теоретической и экспериментальной физики,
г. Москва

Защита диссертации состоится «28» декабря 2006г. в 14 час. на заседании диссертационного совета в Лаборатории информационных технологий Объединенного института ядерных исследований по адресу: г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан «23» мая 2006г.

Ученый секретарь
диссертационного совета



З.М.Иванченко

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Полувековая история развития ядерной энергетики выявила ее достоинства и недостатки. С одной стороны, использование ядерной энергетики обеспечивает энергетическую независимость страны и при развитой ядерной энергетике дает явные экономические преимущества. С другой - решение проблем накопления и хранения радиоактивных отходов, нераспространения технологии и материалов, пригодных для создания ядерного оружия, а также повышения безопасности работы атомных электростанций требуют значительных экономических затрат. Для их решения предлагают трансмутировать ядерные отходы и использовать подкритические электроядерные системы, управляемые ускорителями.

Электроядерные установки представляются уникальными с точки зрения трансмутации радиоактивных отходов: они позволяют сжечь не только свои собственные радиоактивные отходы, но и принять на себя уничтожение отходов с других систем, в том числе уже накопленных.

Типичный проект электроядерной установки (ADS - Accelerator Driven System) включает сильноточный ускоритель протонов с энергией $\sim 1-3$ ГэВ и мощностью пучка 5-15 МВт, мишенный комплекс, в котором при взаимодействии протонов с веществом мишени осуществляется генерация нейтронов с множественностью $\sim 20-60$ нейтронов на протон, и подкритический blanket, в котором и протекают трансмутационные реакции.

В России осуществляются исследования по электрояду почти во всех ядерных центрах. В Институте теоретической и экспериментальной физики ведутся исследования по экспериментальному определению ядерно-физических параметров мишеней и blanketов электроядерных установок. В Курчатовском институте атомной энергии проводятся исследования солевых подкритических реакторов. В Обнинске в Физико-энергетическом институте и Обнинском государственном техническом университете атомной энергетики ведутся работы по ядерным данным. В Арзамасе ведутся работы по изучению свойств топлива с актинидной основой. В комбинате «МАЯК» производится топливо для быстрых реакторов, которые будут использоваться для трансмутации актинидов. В НИКИЭТ проектируются подкритические сборки электроядерных установок.

В Национальном научном центре НАН Украины «Харьковском физико-техническом институте» проводятся исследования по использова-

нию электронного пучка в электроядерных установках. Институт радиационных физико-химических проблем (ИРФХП) НАН Беларуси, осуществляют экспериментальные исследования подкритических сборок с подпиткой от нейтронных источников.

В Европе исследования по трансмутации ведутся в рамках проекта «EUROTRANS». В Японии в институте JAERI в рамках проекта J-PARC планируется проведение экспериментов по трансмутации на линейном ускорителе протонов с энергией 600 МэВ. В США в этом году построен источник нейтронов расщепления, на основе ртутной мишени, который будет использоваться для экспериментов по трансмутации. Основные параметры такого нейтронного источника, следующие: энергия протонов - 1 ГэВ, мощность пучка 1,4 МВт, предусмотрены короткие и длинные нейтронные импульсы.

Для проектирования, разработки и создания электроядерных систем требуются огромные математические, инженерные и экономические расчеты. С математической точки зрения задача формулируется как моделирование процессов в неомогенных, многокомпонентных, многоэлементных средах. Стандартный путь ее решения – использование методов Монтекарловского моделирования. Первая проблема, возникающая на этом пути – константное обеспечение расчетов. Дело в том, что существующий набор экспериментальных данных о характеристиках различных процессов явно недостаточен. Получение новых данных сопряжено с большими экономическими расходами и подчас просто невозможно. Поэтому предпринимаются значительные усилия по интерполяции и экстраполяции имеющихся данных.

В электроядерных системах процесс инициируется высокоэнергетическими частицами, которые порождают более медленные частицы. Эти частицы вызывают в веществе каскад вторичных взаимодействий. В ходе этого каскада частицы замедляются и останавливаются. Поэтому требуется моделирование взаимодействий от нескольких электроновольт до нескольких миллиардов электроновольт.

В ОИЯИ проектируется демонстрационная экспериментальная электроядерная установка на базе ускорителя - Фазотрона ЛЯП ОИЯИ, с выбором в качестве тепловыделяющих элементов (ТВЭЛ) подкритической сборки серийно выпускаемых в России МОХ ТВЭЛ реактора БН-600. Мало-мощный протонный пучок (максимальный ток 3,2 мкА) и, соответственно, выход нейтронов из свинцовой мишени будет определять полную теп-

ловую мощность установки. Эффективный коэффициент размножения подкритической сборки должен быть ограничен величиной 0,98. Установка будет прототипом будущих подкритических реакторов промышленного масштаба.

Для разработки экспериментальной установки необходимо рассчитать основные нейтронно-физические параметры Подкритической Сборки в Дубне (далее ПСД), а именно: коэффициент эффективного размножения нейтронов; спектры и количество нейтронов и протонов, вылетающих из свинцовой мишени; спектры нейтронов в вертикальных и горизонтальном каналах; спектры нейтронов, вылетающих с поверхности свинцового отражателя ПСД; энерговыделение в мишени и в активной зоне (АЗ); время жизни нейтронов. Расчет энерговыделения обусловлен необходимостью проектирования системы охлаждения установки. Спектры нейтронов в экспериментальных каналах необходимы для определения характеристик подкритической сборки с точки зрения планируемых научных экспериментов: определения скорости трансмутации образцов минорных актинидов и продуктов деления, размещенных в этих каналах. Спектры нейтронов, вылетающих с поверхности свинцового рефлектора, необходимы для расчетов в качестве источника нейтронов для определения толщины бетонной защиты в разных помещениях проектируемой установки. Так же необходимо в рамках разработанного проекта провести математическое исследование возможных модификаций, не меняющих концепции установки в целом, но расширяющих возможности экспериментального изучения вопросов трансмутации долгоживущих продуктов деления и минорных актинидов, а также проблем применения электроядерного способа получения энергии в промышленных масштабах.

Решению этих актуальных задач посвящена представляемая диссертация.

Цели работы:

- Моделирование физических процессов в различных мишенях, облучаемых высокоэнергетическими заряженными частицами и ионами.
- Разработка концепции электроядерной экспериментальной установки, основанной на подкритической сборке и управляемой ускорителем с энергией пучка протонов 660 МэВ. Расчет основных нейтронно-физических характеристик проектной установки.

- Создание программы моделирования эволюции активности системы радиоактивных изотопов, наработанных в мишени, в результате длительного облучения заряженными частицами.
- Исследование возможности увеличения мощности ПСД до 100 кВт.
- Исследование возможности эксплуатации ПСД на электронном пучке.

Научные результаты и новизна работы

Рассчитаны основные нейтронно-физические характеристики концептуальной и проектной электроядерной экспериментальной установки ПСД, основанной на подкритической сборке и управляемой ускорителем с энергией пучка протонов 660 МэВ. Рассчитан вклад в эквивалентную дозу от гамма-излучения, сопровождающего распад радиоактивных элементов, наработанных в результате длительного облучения пучком протонов 660 МэВ. Показано, что выбранный режим работы установки позволяет безопасно проводить перегрузочные работы. В рамках разработанного проекта проведено математическое моделирование и исследование возможных модификаций, расширяющих возможности экспериментального изучения вопросов электрояда.

Практическая ценность работы

Практическая ценность работы состоит в создании модели для реального проекта, принятого к реализации в ОИЯИ. Программное обеспечение созданное в ходе работы имеет прикладное применение не только в конкретном проекте, но и в проблемах, связанных с радиационной безопасностью. Разработаны модификации, которые существенным образом позволят расширить экспериментальные возможности ПСД, в частности, исследуется возможность переводить установку с протонного пучка на электронный практически без проведения работ по реструктуризации зоны в целом. Таким образом, предоставляется возможность экспериментального изучения сильных и слабых сторон различных дизайнов электроядерных систем, но на одной экспериментальной установке.

Положения, выносимые на защиту

- Представлена статистическая модель и проведено моделирование физических процессов в различных мишенях, облучаемых высокоэнергетическими заряженными частицами.
- Рассчитаны основные нейтронно-физические характеристики концептуальной и проектной электроядерной экспериментальной установки, основанной на подкритической сборке и управляемой ускорителем с энергией пучка протонов 660 МэВ.
- Создана программа (ТЕА) моделирования эволюции активности системы радиоактивных изотопов, наработанных в мишени в результате длительного облучения заряженными частицами.
- Выполнено моделирование и исследована возможность увеличения мощности ПСД до 100 кВт и предложены соответствующие модификации установки.
- Выполнено моделирование и исследована возможности эксплуатации ПСД на электронном пучке и предложены соответствующие модификации установки.

Апробация работы и публикации

Основные положения работы докладывались на конференциях: «The AccApp05 Conference», Venice, Italy, August 29-September 1, 2005; ICRS-10 Tenth International Conference on Radiation Shielding, Funchal, Madeira Island (Portugal), 9-14 May 2004; «VI Научной Конференции Молодых Ученых и Специалистов», Дубна, 4-9 февраля, 2002; рабочих совещаниях по проекту ПСД в ЛНФ; семинарах ЛИТ ОИЯИ, ИТЭФ, ОГТУАЭ.

Основные результаты исследования, изложенного в диссертации, опубликованы в сборниках указанных конференций, в препринтах ОИЯИ и в журналах: «Письма в ЭЧАЯ», «Вестник РУДН: серия математическая», «Nuclear Instruments and Methods A», «Radiation Protection Dosimetry».

По материалам диссертации опубликовано 10 работ.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения, содержит 86 страниц машинописного текста, включая 32 рисунка, 10 таблиц и библиографию из 72 наименований на 6 страницах.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обосновывается актуальность диссертации. Дан обзор состояния и перспектив ядерной энергетики. Разъясняется понятие электроядерной установки. Выделен круг вопросов, нуждающихся в математическом моделировании. На этой основе формулируются цели работы и указывается в чем заключается новизна и научно-практическая значимость диссертации. Кратко изложено содержание диссертации.

В первой главе рассмотрена общая методика моделирования транспорта частиц в веществе, в частности метод Монте-Карло. Прохождение излучения через вещество можно описать интегро-дифференциальным уравнением Больцмана. При переходе ионов через вещество это уравнение имеет следующий вид:

$$\nabla \vec{\Omega} \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = J_{nucl}(\varphi) + J_{elec}(\varphi) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}), \quad (1)$$

где $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ – поток частиц, J_{nucl}, J_{elec} – интегралы столкновения, описывающие ядерные и электронные взаимодействия, $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ – источник излучения. Интеграл столкновения для ядерных взаимодействий равен:

$$J_{nucl} = \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE' \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \cdot \varphi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') - \Sigma_t(\vec{r}, E) \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}), \quad (2)$$

где $\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$ – дважды дифференциальное макроскопическое сечение рассеяния частицы, а $\Sigma_t(\vec{r}, E)$ есть полное макроскопическое сечение. Величина $\Sigma_t(\vec{r}, E)$ определяется для данного элемента и данного типа частицы. При этом

$$\Sigma(\vec{r}, E) = \sum_{i=1}^m \rho_i(r) \sigma_i(E), \quad (3)$$

где $\rho_i(r)$ есть плотность элемента с номером i (число ядер или электронов в 1 см^3), $\sigma_i(E)$ – макроскопическое сечение взаимодействия для элемента с номером i , а m – общее число изотопов химических элементов, участвующих в расчете.

В работе для моделирования транспорта частиц в веществе применяется метод Монте-Карло. Частица в фиксированный момент времени

характеризуется своим положением в пространстве $\vec{r}(x, y, z)$, направлением движения – единичным вектором $\vec{\Omega}(u, v, w)$ и энергией E . Таким образом, величины, характеризующие частицу, представляют собой точку в шестимерном фазовом пространстве (u, v, w) и связаны соотношением $u^2 + v^2 + w^2 = 1$. Процесс складывается из независимых «историй» частиц. Выбираем начальные координаты $\vec{r}', \vec{\Omega}', E'$. Далее частица движется равномерно и прямолинейно до столкновения с ядром вещества.

Вероятность столкновения на пути dR равна $\Sigma_t(\vec{r}, E)dR$, которая определяется уравнением 3. Таким образом, расстояние между точками \vec{r}' и $\vec{r} = \vec{r}' + R\vec{\Omega}'$, которое частица с энергией E проходит, не взаимодействуя с веществом при заданном направлении движения $\vec{\Omega}'$, распределено по показательному закону:

$$f(|\vec{r}' - \vec{r}|) = 1 - \exp\left[- \int_0^{|\vec{r}' - \vec{r}|} \Sigma_t(\vec{r}' + R\vec{\Omega}', E') dR\right] \quad (4)$$

Разыгрывая распределение

$$\int_0^{|\vec{r}' - \vec{r}|} \Sigma_t(\vec{r}' + R\vec{\Omega}', E') dR = -\ln \xi,$$

где ξ – случайное число, равномерно распределенное в интервале $(0,1)$, находим среднюю длину пробега частицы в веществе Λ . Λ равняется $\Lambda = 1/\Sigma_t(\vec{r}' + R\vec{\Omega}', E')$. После взаимодействия возможны несколько путей развития истории: рассеяние, поглощение, образование новых частиц. В случае рассеяния возвращаемся к уравнению 4, так как изменилась энергия. При поглощении, история частицы заканчивается. А в случае образования новых частиц, для каждой участвующей в переносе проводится моделирование.

Дан обзор современных программ моделирования транспорта частиц в веществе методом Монте-Карло. Подробно рассмотрены программы MCNPX, FLUKA, а так же модели КИМ (каскадная испарительная модель) и КМД (квантовая молекулярная динамика). На Рис.1 представлены результаты расчета сечения выхода изотопа ^{205}Bi вызываемого протонами на ядрах свинца ($^{208}\text{Pb}, ^{207}\text{Pb}, ^{206}\text{Pb}$). Сравнение с экспериментальными данными обнаруживает хорошее соответствие при энергиях до

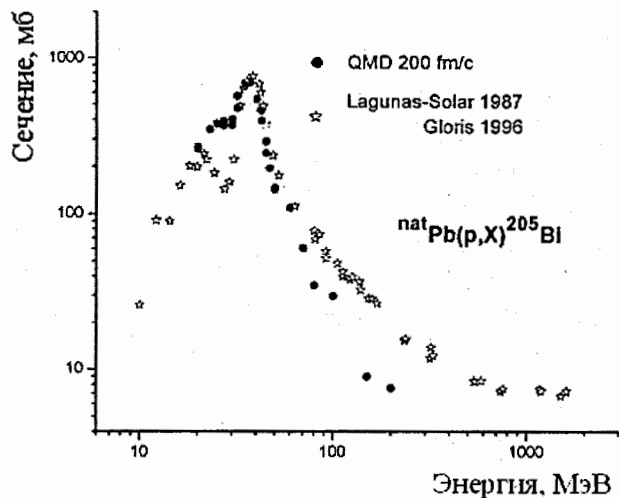


Рис. 1: Сечения выхода изотопа ^{205}Bi вызываемого протонами на ядрах свинца в реакциях $^{nat}\text{Pb}(p,X)^{205}\text{Bi}$

~ 100 МэВ. Дан краткий обзор современных проектов по изучению электрода. Рассмотрена схема ядерно-энергетической установки для трансмутации радиоактивных отходов (РАО) и отработанного ядерного топлива (ОЯТ) (см. Рис.2). Изложена суть концепции трансмутации.

Во второй главе изложены основные положения проекта ПСД. Представлены основные результаты по матмоделированию нейтронно-физических характеристик установки, а именно: энергетические спектры и пространственное распределение нейтронов (см. Рис.3) и протонов, вылетающих из свинцовой мишени, при облучении пучком протонов 660 МэВ; энергетические спектры нейтронов в экспериментальных каналах установки (см. Рис.4), которые в настоящее время используются для расчетов планируемых экспериментов по трансмутации различных радиоактивных образцов; спектры, пространственное и угловое распределение нейтронов, вылетающих с поверхности свинцового отражателя, на основе которых проектировалась биологическая защита в частности и здание установки в целом; энерговыделение в мишени и активной зоне ПСД, необходимое для определения коэффициента усиления и тепловой мощ-

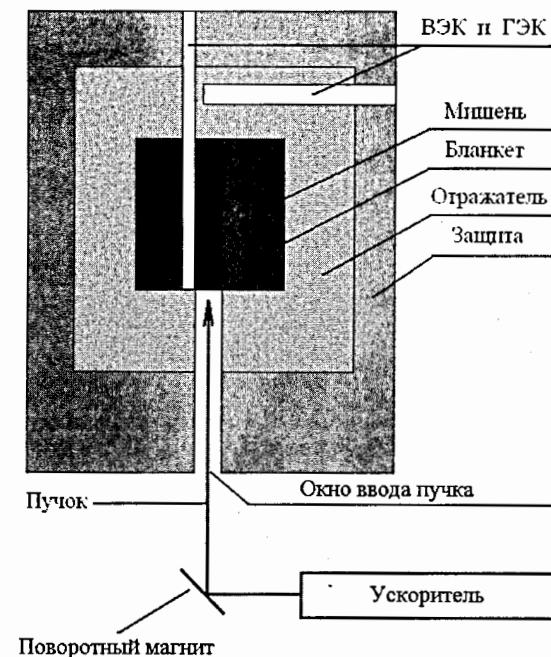


Рис. 2: Принципиальная схема электроядерной установки.

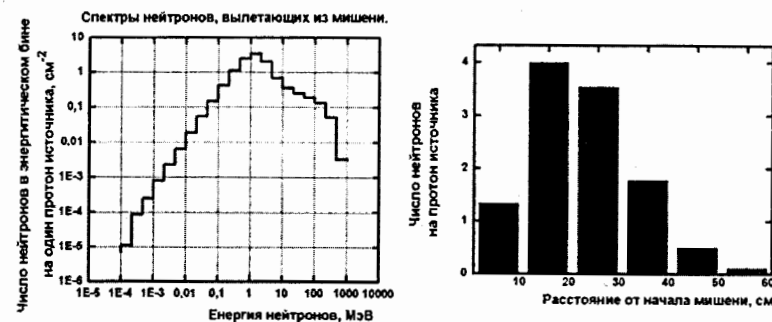


Рис. 3: Спектр нейтронов, выходящих из свинцовой мишени.

ности установки.

Затронут вопрос о влиянии замедляющих материалов (графита и па-



Рис. 4: Спектр нейтронов в активной зоне в трех экспериментальных каналах (1 - рядом с мишенью, 2 - в середине топливной части, 3 - рядом с отражателем).

рафина) на спектры нейтронов, вылетающих из свинцовой мишени под воздействием высокоэнергетических протонов. Как и следовало ожидать расчеты подтверждают, что добавление замедлителя из легких материалов существенно меняет спектральные характеристики. В случае использования парафина в области 0,1-1 эВ появляется локальный максимум в энергетическом спектре нейтронов, вылетающих с поверхности замедлителя.

Рассмотрен вопрос наработки изотопов полония в висмутовых образцах размещенных в свинцовой мишени. На Рис.5 представлен выход изотопов ^{206}Po (слева) и ^{207}Po (справа) по длине мишени рассчитанный при помощи модели СЕМ2 (sim) и при помощи экспериментальных сечений (exp). Из рисунка видно качественное согласие результатов: поведение величины выхода точно повторяется, совпадает положение максимума распределения и порог образования по длине мишени; количественно результаты так же хорошо согласуются. Надо отметить, что для α -активных изотопов полония, таких как ^{208}Po , ^{209}Po и ^{210}Po количественного соответствия не наблюдается. На сегодняшний день сложно сделать вывод о причине такого расхождения, этот вопрос требует дальнейшего изучения. Получение более полных экспериментальных данных позволит точнее учитывать вклад α -активных изотопов полония в радио-

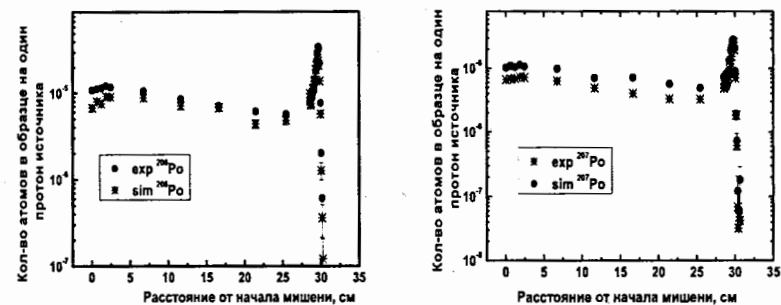


Рис. 5: Выход изотопов ^{206}Po (слева) и ^{207}Po (справа) по длине мишени рассчитаны при помощи модели СЕМ2 (sim) и при помощи экспериментальных сечений (exp)

токсичность.

В третьей главе дано точное описание мишени ПСД. Изложены основные этапы расчета эффективной дозы в метре от мишени от гамма-излучения, сопровождающего распад радиоактивных элементов, нарабатываемых в результате длительного облучения высокоэнергетическими протонами, а именно:

1. расчет скоростей образования радиоактивных изотопов в каждой области мишени
2. расчет эволюции активности открытой системы изотопов в каждой области мишени
3. расчет интенсивности гамма-излучения в интересующий момент времени в каждой области мишени (при помощи библиотеки данных радиоактивного распада JEF 2.2)
4. расчет вклада в эквивалентную дозу в метре от мишени от каждой области мишени, суммирование полученных результатов.

Свинцовая мишень состоит из двухмиллиметрового нержавеющей кожуха, представляющего собой конструкцию, имитирующую по внешнему профилю сборку из семи шестигранных призм размером «под ключ» 34 мм, установленных с шагом 36 мм (см. Рис.6), и герметично сваренных с ним донышка и крышки, также выполненных из нержавеющей стали,

после чего полость заливается свинцом. В точке ввода пучка в мишень для создания оптимальных условий генерирования нейтронов выполнена цилиндрическая полость диаметром 58 мм и глубиной 179 мм.

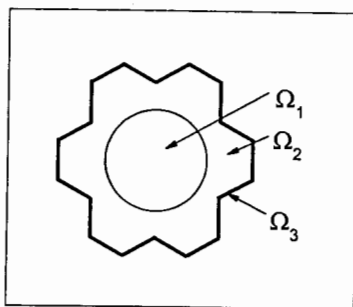


Рис. 6: На рисунке показана схема свинцовой мишени и области разбиения ($\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$) используемые при моделировании.

Расчет наработки радиоактивных изотопов от протонов ускорителя и нейтронов проводился с помощью программы msprx. При этом мишень разбивалась на три области $\Omega = \bigcup_{l=1}^3 \Omega_l$ (см. Рис.6): центральная часть цилиндрической формы с диаметром 58 мм (Ω_1), второй слой (Ω_2) - это весь оставшийся свинец, оболочка мишени из нержавеющей стали представляет собой внешний третий слой (Ω_3). Это сделано для учета неравномерности распределения радиоактивных нуклидов из-за различия процессов, проходящих в каждой области и различия материалов мишени и оболочки. Так, в центральной области доминируют процессы высокоэнергетического деления ядер свинца при взаимодействии с протонами ускорителя, во втором слое, окружающем первый, активация обусловлена в основном вторичными частицами, образовавшимися в результате высокоэнергетических процессов. В результате расчетов были получены скорости образования каждого нуклида в трех частях мишени. Далее был выбран следующий режим работы: установка работает с равномерной загрузкой один календарный год, в течение которого пучок подается на мишень 1000 часов, после чего установка остывает.

Для определения функции плотности и активности каждого изотопа в любой момент времени для выбранного режима работы требуется решить задачу Коши для набора ($i = 1, 2, \dots, I$) кинетических уравнений на

конечном отрезке $t \in [t_0, t_{max}]$.

$$\begin{cases} \frac{dN_i(t)}{dt} = \Lambda_i^t + \sum_{k \neq i} \lambda_{ik}^r N_k(t) - \lambda_i^d N_i(t), & i \in [1, I], \\ N_i(t_0) = N_i^0, & i \in [1, I], \end{cases} \quad (5)$$

где $N_i(t)$ - количество ядер i -го нуклида в момент времени t , Λ_i^t - скорость наработки i -го нуклида в ядерных реакциях, λ_i^d - вероятность радиоактивного распада ядра такого нуклида в единицу времени, λ_{ik}^r - вероятность распада ядра k -го нуклида в единицу времени, при котором он превращается в i -ый, I - число изотопов, рассматриваемых в задаче. Вклад в суммарную активность нуклидов, образованных в результате двух и более ядерных реакций, мал ($< 0,5\%$), поэтому не учитывался¹. В решении такой задачи для центральной области (Ω_1) мишени рассматривалось 1311 радиоактивных изотопов с ненулевым Λ_i^t в начальный момент времени. В ходе расчетов число радиоактивных изотопов увеличивается до 1328. Программа рассчитывает активность системы на временном отрезке от $t_1 = 1000$ секунд до $t_{max} \simeq 27$ лет (см. Рис.7).

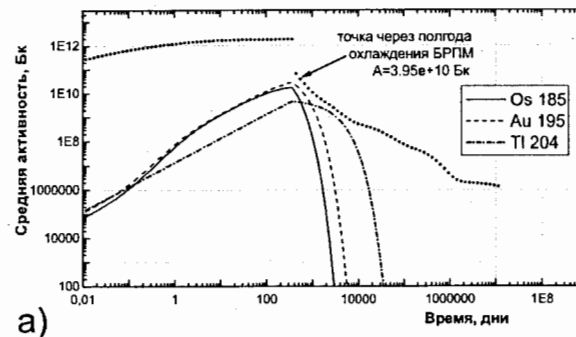


Рис. 7: Суммарная активность свинцовой мишени, а также трех изотопов, наиболее активных через полгода после остановки установки.

На каждом шаге интегрирования расчет активности системы изотопов в системе велся по следующему алгоритму. Полная скорость образования

¹т. е. не учитывался процесс, при котором ядро свинца мишени может претерпевать более одного взаимодействия с налетающими частицами.

изотопа определяется по формуле

$$\Lambda_i^{Tot}(t_s) = \Lambda_i^t + \sum_{k \neq i} \Lambda_{ik}^r(t_s), \quad \Lambda_{ik}^r(t_s) = \lambda_{ik}^r N_k(t_s), \quad (6)$$

в обозначениях системы (5). Далее вычислялось количество этого изотопа образованного в течение времени Δt_s , то есть за текущий шаг интегрирования

$$\Delta N_i^+(t_s) = \Lambda_i^{Tot}(t_s) \Delta t, \quad i \in [1, I]. \quad (7)$$

Количество распавшихся за шаг ядер определялось по формуле

$$\Delta N_i^-(t_s) = (N_i(t_s) + \Delta N_i^+(t_s)) \cdot (2^{-\Delta t/T_i^{1/2}} - 1), \quad T_i^{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_i}, \quad (8)$$

$T_i^{1/2}$ - период полураспада i -го элемента. Введение интегральной формы закона радиоактивного распада ядер позволяет точно определять количество распавшихся ядер вне зависимости от ширины шага интегрирования. Отсюда мы получаем два очевидных преимущества. Во-первых, предоставляется возможность вести интегрирование с увеличивающимся шагом. Во-вторых, это позволяет, обновлять систему на полностью, а проводить эволюцию лишь тех элементов, активность которых заметно меняется на временном отрезке Δt_s . Другими словами, каждый элемент имеет свой собственный шаг интегрирования, его состояние может обновляться реже, чем состояние системы в целом. Надо отметить, что введение интегральной формы закона радиоактивного распада ядер, ставит перед нами другую проблему: невозможно точно определить значение степени $2^{-\Delta t/T_i^{1/2}}$ в случае очень малых значений дроби в показателе. Другими словами, в случае изотопов с очень большим периодом полураспада, переход к интегральному закону не только не оправдан, но и невозможен. Поэтому для изотопов с $T^{1/2} > 10^6$ лет применялась дифференциальная форма закона:

$$dN = -\lambda N dt, \quad (9)$$

который в нашем случае выглядит так:

$$\Delta N_i^-(t_s) = (N_i(t_s) + \Delta N_i^+(t_s)) \lambda_i \Delta t. \quad (10)$$

Очевидно, что активность i -го элемента на этом шаге составит

$$A_i(t_s) = \Delta N_i^-(t_s) / \Delta t, \quad (11)$$

где $A_i(t_s)$ - активность i -го элемента в момент времени t_s . Затем необходимо обновить количество i -го изотопа в системе

$$N_i(t_{s+1}) = N_i(t_s) + \Delta N_i^+(t_s) - \Delta N_i^-(t_s), \quad i \in [1, I]. \quad (12)$$

И, в заключение, обновляем скорости образования изотопов в результате распада радиоактивных элементов,

$$\Lambda_{mi}^r(t_{s+1}) = \Delta N_i^-(t_s) \bar{\lambda}_{mi}^r, \quad m \in [1, I], \quad (13)$$

где $\bar{\lambda}_{mi}^r$ условная вероятность распада ядра i -го изотопа, при котором он превращается в m -ый, вычисленная из предположения что i -е ядро распалось.

Напомним, что введение формулы (8) позволило увеличивать шаг интегрирования, в нашем случае применялась кусочно-равномерная сетка Φ_t . Как было сказано выше, в результате расчетов по временной переменной мы получаем 100 точек активности, равноотстоящих в логарифмическом масштабе на отрезке от $t_1 = 1000$ секунд до $t_{max} \simeq 27$ лет. Другими словами, время ΔT_d между двумя точками на Рис.7 увеличивается по формуле $\Delta T_{d+1} = k \Delta T_d$, где k - константа. Внутри каждого интервала ΔT_d сетка представляет собой 99 равноотстоящих друг от друга узлов, то есть $\Delta t_s = \Delta T_d / 100$.

Введем следующее представление номера узла сетки:

$$s = 100a + b; \quad a, b \in N, \quad b < 100, \quad (14)$$

где a - целая часть от $s/100$, b - остаток от деления, тогда получаем, что

$$\Phi_t = \{t_0, t_1, \dots, t_s, \dots, t_{10000}\}, \quad (15)$$

$$\begin{cases} \forall s \in [0, 99] & t_s = st_1, \\ \forall s \in [100, 10000] & t_s = 100 \sum_{c=0}^{a-1} t_1 k^c + bt_1 k^a, \end{cases} \quad (16)$$

Графическое изображение такой сетки показано на Рис.8.

В результате расчетов по временной переменной мы получаем 100 точек активности равноотстоящих в логарифмическом масштабе. В расчетах использовалась библиотека данных радиоактивного распада JEF 2.2.

Предполагалось, что время охлаждения до начала перегрузочных работ составит полгода. На Рис.7 стрелкой указана точка полной активности через полгода после остановки установки. Из рисунка видно, что

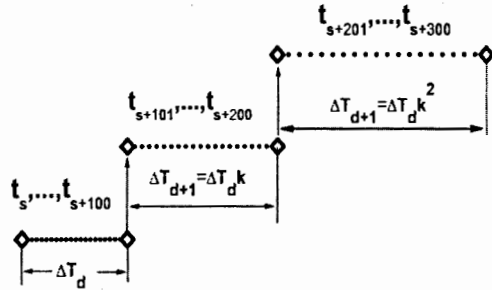


Рис. 8: Графическое изображение сетки интегрирования; ◇ - узлы, значения активности в которых показаны на Рис.7.

активность мишени в этот момент составит $3,95 \cdot 10^{10}$ Бк. Далее, с использованием библиотеки JEF 2.2 были получены спектры гамма-излучения, обусловленного распадом радиоактивных изотопов, в областях мишени ($\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$) указанных на Рис.6.

С помощью программы mspix проведен расчет спектров гамма-излучения в метре от мишени. По причине неравномерности распределения радиоактивных изотопов по объему мишени и для учета самопоглощения, в каждой части мишени задавался свой спектр и интенсивность гамма-излучения. Мощность эффективной дозы рассчитана при помощи коэффициентов перехода от флюенса к дозе при внешнем облучении всего тела параллельным пучком в передне-задней геометрии. Таким образом, мощность дозы в метре от мишени, извлеченной из установки через полгода после остановки БРПМ, составила $94 \mu\text{Зв}/\text{час}$.

Перегрузка мишени будет осуществляться при помощи цилиндрического контейнера с толщиной стенок 140 мм (слой свинца 120 мм в обечайках из стали). В этом случае мощность дозы от мишени составит величину $\leq 0,2 \mu\text{Зв}/\text{час}$, тем самым обеспечивается проектный предел по мощности дозы для персонала, составляющий $6 \mu\text{Зв}/\text{час}$.

В четвертой главе исследован вопрос увеличения мощности ПСД до 100 кВт. Предложено:

- поднять коэффициент эффективного размножения до уровня $K_{eff} \approx 0,975$
- увеличить мощность падающего протонного пучка до 2 кВт
- в целях решения проблемы теплосъема добавить в мишень вольфрамовый сердечник
- ввести в активную зону внутренний отражатель из «легких» (углерод и бериллий) материалов

В результате операций, описанных в этой главе, и доступных как до, так и после частичного выполнения экспериментальной программы, удастся добиться существенного увеличения как полного потока, так и плотности потока в различных областях спектра нейтронов (см. Рис.9).

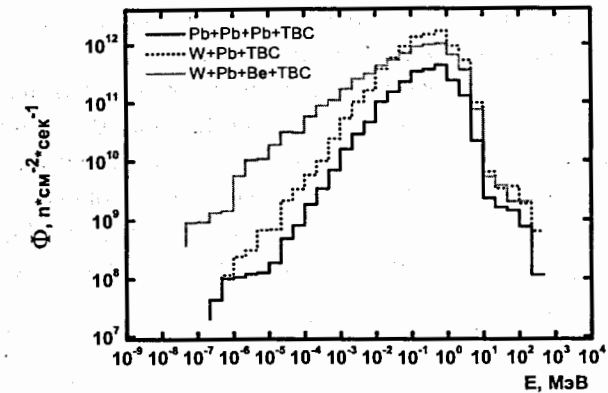


Рис. 9: Поток нейтронов в бине по энергии в экспериментальном канале, расположенном непосредственно около мишени для различных вариантов модификации бланкета. Мощность протонного пучка для базового варианта бланкета 1 кВт, для модифицированных 2 кВт.

Обоснованы преимущества такой установки, с точки зрения сокращения времени экспериментального сеанса измерений. Показано, что описанные модификации расширяют возможности экспериментального изучения вопросов трансмутации долгоживущих продуктов деления и минорных актинидов, а также проблем применения электроядерного спосо-

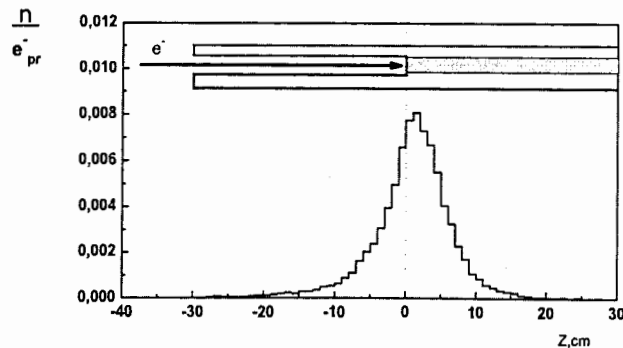


Рис. 10: Выход нейтронов с боковой поверхности мишени с вольфрамовым сердечником в зависимости от координаты вдоль оси мишени рассчитан при помощи программы FLUKA. Начало координат находится в точке взаимодействия пучка с мишенью.

ба получения энергии в промышленных масштабах, что, в свою очередь, является первостепенной задачей проекта ПСД.

В пятой главе проведено моделирование выхода изотопа ^{126}I генерируемого нейтронами с энергией в диапазоне 12-50 МэВ в реакциях на ^{127}I и ^{129}I . Показана необходимость дальнейшего экспериментального изучения трансмутации радиоактивных изотопов в нейтронных потоках. Исследован вопрос возможности эксплуатации установки ПСД на электронном пучке ускорителя LUE-200 (200 МэВ, 10 кВт). Предложено:

- поднять коэффициент эффективного размножения до уровня $K_{eff} \simeq 0,975$
- в целях частичного решения проблемы теплосъема добавить в мишень вольфрамовый сердечник
- добавить в мишень вольфрамовый сердечник и углубить цилиндрическую полость в мишени, для создания оптимальных условий генерирования нейтронов, с тем что бы коэффициент умножения нейтронов в активной зоне был максимальным (см. Рис.10)
- ввести в активную зону внутренний отражатель из «легких» материалов (полностью удалив при этом свинец из мишени).

Изложенная в этой главе концепция нейтронопроизводящей мишени для подкритической сборки делает возможной эксплуатацию ПСД на

электронном пучке ускорителя LUE-200. Таким образом представляется возможность изучения проблем электроядерного способа получения энергии на одной установке, но с разными пучками. Исследование поведения одной и той же активной зоны в разных условиях и режимах работы дает значительно более полную картину о перспективах и способах применения электрояда в промышленных масштабах.

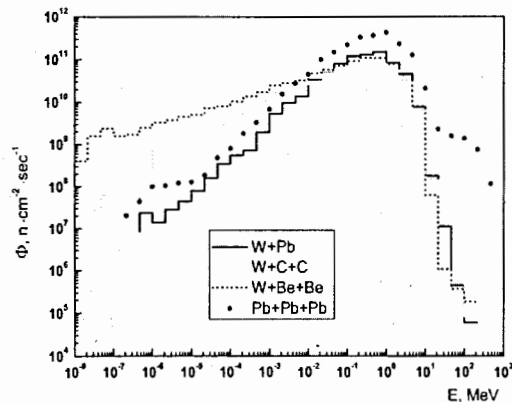


Рис. 11: Энергетические спектры нейтронов установки с модифицированными мишенями.

Показано, что предложенные модификации, позволяют существенным образом повысить поток нейтронов в резонансной области (см. Рис.11). Таким образом, представляется возможность расширения экспериментальной программы в сфере изучения трансмутации ДПД (при помощи электроядерных установок), которые представляют наибольшую опасность с точки зрения долговременного безопасного хранения РАО.

В заключении перечислены основные результаты и выводы, полученные в диссертации, дано их краткое обсуждение.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. S. Petrochenkov. Simulation of activity evolution of lead target for the subcritical assembly «Bulletin of PFUR», 2005, Vol 4, No 1.
2. S. Petrochenkov, A. Polanski, I. Puzynin. Mathematical Modeling of Parameters of Subcritical Assembly in Dubna (SAD) JINR Communication P11-2005-77.

3. A. Polanski, S. Petrochenkov, W. Gudowski, P. Seltborg. Power Upgrade of the Subcritical Assembly in Dubna (SAD) to 100 kW. The AccApp05 Conference, Venice, Italy, August 29-September 1, 2005. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 562 (2006) pp 879-882
4. A. N. Sosnin, A. Polanski, S.A. Petrochenkov, V.M. Golovatyuk, M.I. Krivopustov, V.P.Bamblevski, W. Westmeier, R.Odoj, R.Brandt, H.Robotham, R.S.Hashemi-Nezhad, M. Zamani-Valasiadou. Influence of Different Moderator Materials on Characteristics of Neutron Fluxes Generated under Irradiation of Lead target with Proton Beams. JINR Preprint E2-2002-258, Dubna, 2002.
5. A. Polanski, S. Petrochenkov, V. Uzhinsky, N.I. Baznat. Development of Quantum Molecular Dynamic (QMD) Model to Describe Fission and Fragment Production. Proceedings of the Conference ICRS-10 – RPS 2004. Madeira Island (Portugal) from 9-14 May 2004. Radiation Protection Dosimetry (2005), Vol. 115, No. 1-4, pp. 131-132
6. A.Polanski, S. Petrochenkov , W. Pohorecki Proton-Induced Polonium Production in Massive Lead-Bismuth Target Irradiated by 660 MeV Protons. The AccApp05 Conference, Venice, Italy, August 29-September 1, 2005. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 562 (2006) pp 764-766
7. P. Seltborg, A. Polanski, S. Petrochenkov, A. Lopatkin, W. Gudowski, V. Shvetsov. Radiation shielding of high-energy neutrons in SAD. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 550 (2005) pp. 313-328
8. S. A. Petrochenkov, A. Polanski A. N. Sosnin. Mathematical Modeling of ^{126}I Production Generated by Neutrons with Energy in the 12-50 MeV Range in Reaction on ^{127}I and ^{129}I . JINR Communication P1-2005-192 p. 6
9. S.A. Petrochenkov, A. Polanski, V. N. Shvetsov. Mathematical investigation of the possibility of a power increase of the Subcritical Assembly in Dubna (SAD) up to 100 kW. Particles and Nuclei letters, 2007, Vol 4, No 1 (137), p 155-161.
10. S. A. Petrochenkov, A. Polanski. The possibility of SAD exploitation with the electron beam. «Bulletin of PFUR» (in press)