

На правах рукописи

ЛЯШУК

Владимир Иванович

**Интенсивный литиевый
антинейтринный источник
и взрывной нуклеосинтез
в нейтронных потоках**

01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва — 2017

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерных исследований Российской академии наук.

Официальные оппоненты:

Блинников Сергей Иванович, доктор физико-математических наук, НИЦ «Курчатовский институт» — ИТЭФ» (г. Москва), лаборатория физики плазмы и астрофизики, главный научный сотрудник;

Болоздыня Александр Иванович, доктор физико-математических наук, НИЯУ МИФИ (г. Москва), лаборатория экспериментальной ядерной физики, заведующий лабораторией; кафедра экспериментальной ядерной физики и космофизики, профессор;

Студеникин Александр Иванович, доктор физико-математических наук, МГУ имени М.В.Ломоносова (г. Москва), кафедра теоретической физики физического факультета, профессор;

Ведущая организация:

Объединенный институт ядерных исследований (г. Дубна)

Защита состоится _____ в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 002.119.01 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН) по адресу: 117312, г. Москва проспект 60-летия Октября, дом 7а.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯИ РАН и на сайте www.inr.ru.

Автореферат разослан _____

Ученый секретарь диссертационного совета Д 002.119.01

доктор физико-математических наук ,

Чл.-корр. РАН

С. В. Троицкий

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Работа посвящена 1) разработке основных принципов создания интенсивного антинейтринного источника с жестким спектром на основе литиевого blankets (конвертора нейтронов) и 2) разработке моделей и расчетам образования трансураниевых изотопов в условиях искусственного взрывного нуклеосинтеза. Исследуемые здесь физические процессы происходят в нейтронных потоках высокой плотности и в рассматриваемых явлениях основной эффект [т.е., обеспечение антинейтринного потока с высокой интенсивностью (в первом направлении данной работы) и быстрое образование трансураниевых — во втором направлении] достигается за счет интенсивных (n, γ) -захватов на облучаемых стартовых изотопах.

Используемые для фундаментальных исследований искусственные нейтринные источники низкой энергии условно можно разделить на изотопные и ядерный реактор.

В нейтринных экспериментах ядерный реактор используется как максимально доступный интенсивный антинейтринный источник, что является его наиболее «сильным» преимуществом. Суммарный антинейтринный спектр реактора резко спадает с увеличением энергии (почти на порядок при $E_{\bar{\nu}} \sim 4$ МэВ), что, с учетом квадратичной зависимости сечения от энергии — $\sigma \sim E_{\bar{\nu}}^2$ существенно ограничивает регистрации (особенно, для $(\bar{\nu}_e + d)$ -реакции). При работе с реакторным антинейтринным спектром также возникают серьезные проблемы, связанные с неопределенностью суммарного реакторного нейтринного спектра. Так, при энергии ~ 4 МэВ ошибки нейтринного спектра от основных топливных изотопов не превышают $\sim 5\%$, но далее резко растут: например, для ^{241}Pu при 6 МэВ ошибки достигают 8%, а при 8 МэВ — 35%. Требование к определенности антинейтринного спектра является критичным для анализа осцилляций.

Ряд проведенных экспериментов, направленных на изучение нейтринных осцилляций (LSND, MiniBooNe, SAGE, GALLEX, реакторные эксперименты) дали аномальные значения регистрируемых нейтринных потоков, противоречащих модели нейтрино с тремя массовыми состояниями. Полученные данные интерпретировались, как возможное указание на стерильные нейтрино.

Дальнейший анализ осцилляционных экспериментов указал на возможность существования стерильных нейтрино с Δm^2 (по отношению к массовым состояниям известных типов нейтрино) $\sim 1 \text{ eV}^2$ и выше.

Для поиска стерильных нейтрино и исследования осцилляций в экспериментах с короткой базой необходимы интенсивные нейтринные источники низкой энергии (в МэВ-ом диапазоне). Именно такими параметрами обладает предлагаемый интенсивный антинейтринный источник на основе литиевого бланкета, характеризуемый хорошо определенным (в отличие от реакторного) и значительно более жестким спектром с энергией до $\sim 12.96 \text{ МэВ}$.

Накоплен большой опыт в создании изотопных нейтринных источников, например, на основе трития (в лаборатории В. А. Любимова в ИТЭФ; академиками РАН В.М. Лобашевым и И.В. Ткачевым с сотрудниками в ИЯИ РАН был инициирован и ведется эксперимент «Троицк-ню-масс»). Перспективным направлением, особенно для целей калибровки, является создание интенсивных изотопных нейтринных источников (например: разработанный в ИЯИ РАН чл.-корр. РАН В.Н. Гавриным с сотрудниками источник ^{37}Ar для эксперимента SAGE; источник на основе ^{51}Cr для экспериментов SAGE и GALLEX). Однако, быстрое падение интенсивности таких источников и затратность при их наработке является серьезным осложнением для поставки длительного эксперимента по исследованию осцилляций.

В искусственных условиях взрывной нуклеосинтез реализуется в ядерных и термоядерных взрывах, где при кратковременной экспозиции ($\leq 10^{-6} \text{ с}$) обеспечивается экстремальный поток нейтронов ($10^{24} \div 10^{25}$ нейтрон/см²). В таких условиях нуклеосинтез протекает в *r(rapid)*-процессе - многократном захвате нейтронов с образованием изотопов с большим избытком нейтронов. Реализация такого сценария в природе возможна только в астрофизических условиях.

После окончания короткой нейтронной экспозиции происходят процессы задержанных распадов. Однако, времена, за которые происходят задержанные процессы превосходят интервал нуклеосинтеза более, чем на пять-шесть порядков. В нескольких взрывных экспериментах при использовании облучаемой мишени из ^{238}U были получены трансураны вплоть до ^{257}Fm , что означает захват 19 нейтронов. Т.о, информация по выходам трансуранов в проведенных испытаниях является уникальной для ядерной физики.

В выходах образовавшихся трансуранов обнаружен нечетно-четный эффект: для массовых чисел $A \leq 250$ ломаная линия выходов для четных изотопов лежит выше линии для нечетных; однако, при $A > 250$ возникает аномалия и зависимость выходов для нечетных изотопов сдвигается выше кривой для четных изотопов. Для обнаруженного нечетно-четного эффекта необходимо убедительные модельные объяснения его механизма с использованием естественных природных процессов.

Цели и задачи исследования

1) разработка основных принципов для создания интенсивного анти-нейтринного источника на основе литиевого бланкета, необходимого для фундаментальных экспериментов на короткой базе; 2) создание математической модели образования трансурановых изотопов при искусственном взрывном нуклеосинтезе, включающей элементы динамики и распадные запаздывающие процессы.

Для реализации целей необходимо было решить следующие задачи:

1. Основываясь на анализе функционалов нейтронных полей в литиевой среде в выбранной геометрии сформулировать требования к изотопной чистоте литиевого бланкета для достижения его максимальной эффективности (выход нейтрино на нейтрон источника) с учетом технологических возможностей. Исследовать возможные составы с изотопом ${}^7\text{Li}$ и соединения для использования как перспективных материалов бланкета. Рассмотреть возможные геометрии литиевого источника, обеспечивающих максимум выхода ${}^8\text{Li}$. Исследовать возможность сокращения необходимой массы высокочистого изотопа ${}^7\text{Li}$.

2. Исследовать возможные варианты создания литиевого анти-нейтринного источника с неуправляемым спектром (неуправляемый режим работы) на основе ядерного реактора, как интенсивного источника нейтронов. Определить жесткость результирующего анти-нейтринного спектра и сечение нейтринных реакций в функции от жесткости. Рассчитать выход ${}^8\text{Li}$ в бланкете в режиме неуправляемого спектра.

3. Для целей короткобазового эксперимента изучить и проанализировать возможность увеличения жесткости антинейтринного

спектра на детекторе в схеме с управляемым спектром (управляемый режим) — переносом активированного лития к удаленному $\tilde{\nu}_e$ -детектору в варианте с ядерным реактором. Получить аналитические зависимости для расчета антинейтринных потоков.

4. Рассмотреть и исследовать ускорительный вариант создания литиевого антинейтринного источника на основе тандема ускорителя, нейтронно-производящей мишени плюс литиевый бланкет. Проанализировать возможные мишени с целью создания нейтронных источников для активации литиевого бланкета. На основе оптимизированной мишени провести моделирование нейтронной активации бланкета и рассчитать выход изотопа ^8Li на протон пучка.

5. Создать вычислительную статическую модель для расчета выходов трансурановых изотопов для искусственного взрывного нуклеосинтеза и проанализировать влияние используемых ядерных констант.

6. Ввести элементы динамики в расчет выходов трансуранов при взрывном нуклеосинтезе: временную зависимость процесса при изменении температуры. Рассчитать выходы трансуранов по известным экспериментам и провести сравнение с оценкой влияния динамических поправок.

7. Создать упрощенную динамическую модель выходов трансуранов для импульсного нуклеосинтеза с двух групповым представлением нейтронного потока для анализа влияния медленной составляющей нейтронного спектра.

8. Рассмотреть процессы нуклеосинтеза со сложным стартовым составом (U, Pu и др. трансураны), ввести их в математическую модель и с учетом запаздывающих распадов проанализировать влияние затравочных нуклидов на выходы трансуранов при массовом числе $A > 250$, где наблюдается инверсия в выходах трансурановых ядер.

Научная и практическая ценность работы

Предложены принципиальные схемы создания интенсивного литиевого антинейтринного источника, использующего различные источники нейтронов (ядерный реактор, нейтронно-производящая мишень ускорителя, источники с термоядерным спектром). Предложены и исследованы варианты литиевого источника с неуправляемым и управляемым антинейтринным спектром.

Для различных компоновок антинейтринных источников рассчитан выход ${}^8\text{Li}$ в зависимости от чистоты изотопного состава лития и дейтерия.

Исследована перспективность применения различных дейтерированных соединений изотопа ${}^7\text{Li}$, обеспечивающих высокий выход ${}^8\text{Li}$ и возможность резко сократить массу высокочистого лития (в десятки и более раз), что позволит значительно снизить стоимость создания дорогостоящей физической установки.

Подробно рассмотрена тритиевая активность литиевого бланкета.

Введено определение обобщенной жесткости. Предложена идея плавного регулирования жесткости в короткобазовом эксперименте. Аналитически исследована зависимость антинейтринных потоков от параметров и режима работы источника.

Предложен способ большого снижения ошибок от суммарного антинейтринного спектра на основе схемы с управляемым антинейтринным спектром.

Детально разработан литиевый источник в схеме тандема с ускорителем. Предложена принципиальная схема тандема литиевого антинейтринного источника и ускорителя.

Предложен и рассчитан эффективный вариант источника для короткобазовых осцилляционных экспериментов. Рассчитаны варианты источника и потоки антинейтрино в интервале энергии протонов до 300 МэВ.

Предложена постановка эксперимента по поиску стерильных нейтрино, обеспечивающая очень высокую чувствительность по углу смешивания.

Создана динамическая (адиабатическая) модель образования тяжелых (трансурановых) изотопов при искусственном взрывном нуклеосинтезе, что позволяет проследить изменение образования трансуранов в интервале импульсного процесса и улучшает согласие с экспериментом.

В развитие динамической схемы и с учетом спектра введена медленная компонента нейтронного потока и модель расширена до двух групповой версии.

В предложенной уран-плутониевой бинарной модели достигнуто значительное улучшение согласия с экспериментом и с учетом запаздывающих процессов указано на проявление нечетно-четного эф-

фекта. В рамках бинарной модели возникают широкие возможности исследовать выходы трансуранов, варьируя стартовый состав облучаемых изотопов.

На защиту выносятся следующие научные результаты

1. Детально разработаны и сформулированы основные принципы, исполнение которых необходимо для реализации интенсивного антинейтринного источника на основе литиевого бланкета, включая выбор эффективных материалов, ограничение по концентрации примесных изотопов, компоновка источника в схеме типа «слойки». Проведены детальные расчеты зависимости выходов ${}^8\text{Li}$ от ключевых параметров компоновки и концентраций. Разработаны варианты литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника с неуправляемым спектром на основе нейтронных источников с делительным и термоядерным спектром (с комбинированным литий-борным бланкетом).
2. Впервые для короткобазовых нейтринных экспериментов предложен источник с управляемым $\tilde{\nu}_e$ -спектром в схеме с принудительной циркуляцией активируемого литий-содержащего вещества в замкнутой петле. Уникальность схемы обеспечивает плавное управление спектром без остановки эксперимента.
 - Введено определение обобщенной жесткости H результирующего спектра и получены зависимости $\tilde{\nu}_e$ -сечений на дейтроне и протоне от величины обобщенной жесткости H при разных порогах регистрации.
 - Получены аналитические зависимости для расчетов потоков литиевых антинейтрино и обобщенной жесткости в схеме с управляемым спектром.
3. Впервые показана и подтверждена расчетами возможность принципиального снижения ошибок регистрации (в два раза и более), обусловленных неопределенностями реакторного $\tilde{\nu}_e$ -спектра. Получены функциональные зависимости спектральных ошибок от жесткости результирующего $\tilde{\nu}_e$ -спектра при различных порогах регистрации.
 - Продемонстрировано, что работа на управляемом антинейтринном спектре в установке с принудительной циркуляцией литий-содержащего вещества через бланкет вблизи активной зоны позволяет создать высокоинтенсивный $\tilde{\nu}_e$ -источник в МэВ-ом диапазоне

с хорошо определенным спектром для короткобазового осцилляционного эксперимента, используя реактор как интенсивный источник нейтронов.

4. Сформулирована и решена задача уменьшения размеровblankета при максимизации эффективностиblankета на основе дейтерированных литиевых материалов.
 - Проведены детальные расчеты эффективности вblankетах различного литиевого состава с высоким замещением ^1H на ^2H для выбора литиевых соединений, обеспечивающих максимальное возрастание выходов ^8Li .
 - Полученные функциональные зависимости эффективности дейтерированных материалов и анализ замедляющих свойств позволили (в сравнении с чисто литиевымblankетом): 1) повысить выход ^8Li более, чем в 5 раз при сохранении компактных размеров $\tilde{\nu}_e$ -источника (толщина слояblankета $L_B \approx 70$ см); 2) резко снизить необходимую массу высокочистого изотопа ^7Li (с примесью сильного поглотителя ^6Li — менее 0.0002) в десятки и более раз.
5. Детально разработан и рассчитан нейтринный источник, обеспечивающий чисто литиевый $\tilde{\nu}_e$ -спектр и «запускаемый» в схеме тандема с ускорителем и мишенью. Исследованы характеристики источника на основе тяжеловодного раствора гидроксида лития при работе на различных тяжелых мишенях (W, Pb, Bi) для пучка протонов в интервале энергий $E_n = 50\text{--}300$ МэВ. Для вариантов источника рассчитаны $\tilde{\nu}_e$ -потоки.
 - На основе источника в схеме тандема рассмотрена возможная постановка эксперимента по поиску стерильных нейтрино на детекторе JUNO. Получено, что за пять лет проведения эксперимента можно достигнуть чувствительности $\text{Sin}^2(2\theta) \leq \sim 0.001$ для $\Delta m^2 > 0.2$ eV² на доверительном уровне 95%.
 - Впервые предложена эффективная схема компактного литиевого источника на ускорителе с использованием углеродных отражателей и поглощающего слоя легкой воды. Схема позволяет сократить необходимую массу изотопа ^7Li до 120–130 кг и уменьшить линейные размеры в 2.5 раза (до 1.3–1.4 м), что важно для короткобазового осцилляционного эксперимента.
6. Предложена адиабатическая модель образования трансурановых изотопов в условиях взрывного нуклеосинтеза с учетом динамики

импульсного процесса. Модельные расчеты продемонстрировали, что учет температурной зависимости сечения нейтронных захватов приводит к улучшению согласия с экспериментальными данными и “работает” в направлении обращения нечетно-четного эффекта, наблюдаемого в выходах трансуранов при массовом числе $A > 250$.

7. Предложена двух групповая динамическая модель выхода трансуранов во взрывном нуклеосинтезе с введением медленной компоненты потока. Проведенное моделирование показало, что учет медленной составляющей нейтронного флюенса корректирует выходы трансуранов и однозначно улучшает согласие с экспериментом для изотопов в проблемной области — при $A > 250$, где зарегистрирован эффект инверсных выходов изотопов.
8. Предложена бинарная динамическая модель для сложного стартового состава, что обеспечило: значительное улучшение согласия расчетов с экспериментом для уран-плутониевой мишени с коррекцией выходов на распады и возможность исследования влияния затравочных добавок на выход трансурановых изотопов.

Личный вклад

Детально разработаны основные требования к созданию интенсивного литиевого антинейтринного источника, использующего различные источники нейтронов (ядерный реактор, нейтронно-производящая мишень, источники с термоядерным спектром) и изучены варианты реализации источника с неуправляемым и управляемым антинейтринными спектрами.

Автор лично проводил моделирование различных вариантов blankets и рассчитывал параметры установки в схемах с различными геометриями, режимами управляемого и неуправляемого $\tilde{\nu}_e$ -спектров и в зависимости от чистоты изотопного состава лития и дейтерия.

Автор лично ставил задачи и исследовал применение дейтерированных литиевых составов и растворов для уменьшения размеров источника и обеспечения наиболее быстрого роста выхода ${}^8\text{Li}$ от массы ${}^7\text{Li}$. Автором детально исследована возможность применения в качестве материала blankets 26 неорганических и органических литиевых соединений. и полученные им функциональные зависимости позволили значительно уменьшить размеры blankets резко сократить массу

высокочистого лития (в десятки и более раз) для решения практических проблем по созданию дорогостоящей физической установки.

Для экспериментов с короткой базой автором предложена оригинальная идея оперативного и плавного управления результирующей жесткостью антинейтринного спектра без прерывания эксперимента. Получены аналитические зависимости для литиевых антинейтринных потоков и осуществлено параметрическое исследование режима с управлением.

Автором лично показана возможность принципиального снижения ошибок счета, вызванных неопределенностями реакторного $\tilde{\nu}_e$ -потока и рассчитана зависимость средних ошибок счета от жесткости результирующего антинейтринного спектра при различных порогах регистрации.

Детально исследована схема тандема литиевого антинейтринного источника с ускорителем (литиевый бланкет активируется нейтронно-производящей мишенью) и изучены характеристики источника для энергии протонов (50–300) МэВ (выход ^8Li , нейтронные поля, варианты эффективной геометрии бланкета и мишени, использование соединений и растворов на основе ^7Li и влияние изотопной чистоты лития и дейтерия).

Предложен авторский вариант эффективного компактного источника на основе ускорителя, позволяющий значительно уменьшить линейные размеры (в 2.5 раза) и снизить необходимую массу высокочистого изотопа ^7Li до 120–130 кг, что принципиально важно для возможности создания источника и исследования осцилляций на короткой базе.

Автором лично предложена возможная постановка эксперимента на детекторе типа JUNO по поиску стерильных нейтрино, что обеспечит рекордную чувствительность по углу смешивания.

Автором лично разработана динамическая модель (с введением адиабатики) образования трансурановых изотопов при искусственном взрывном нуклеосинтезе.

Предложено оригинальное расширение динамической модели образования трансурановых изотопов с введением медленной компоненты нейтронного потока (двух групповая версия).

На основе предложенной бинарной модели автор лично исследовал: варианты уран-плутониевые стартовых композиций с учетом по-

правок на распадные процессы; изменение выходов трансуранов при введении малых добавок изотопов кюрия и калифорния.

Апробация работы

Результаты исследований, изложенных в диссертации, обсуждались на научных семинарах ИЯИ РАН, НИЦ «Курчатовский институт», ИТЭФ, МИФИ, ФЭИ, ОИЯИ, а также, докладывались на российских и международных конференциях: I Международная конференция по нейтронной физике; NANP-1999, 2003; Международное совещание «Исследование в гигантских импульсах тепловых нейтронов от импульсных реакторов и в ловушках больших ускорителей», Дубна, 2005; Международная конференция ЯДРО 2009-2016; The 4-th International Conference “Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy” (NPAE-Kyiv-2012); International Symposium on Exotic Nuclei (EXON-2012, 2014, 2016); International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei ISINN-21, 22, 25 (2013, 2014, 2017 гг.).

Основные результаты, выносимые на защиту, опубликованы в работах, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации

Работа состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы из 313 наименований. Объем диссертации - 263 страница. Работа включает 111 рисунков и 15 таблиц.

Краткое содержание диссертации

Введение. Работа посвящена разработке двух направлений, тесно связанных с нейтронной активацией стартовых изотопов в интенсивных нейтронных потоках.

Первое направление — разработка интенсивного антинейтринного источника на основе (n, γ) -активации изотопа ${}^7\text{Li}$. Образующийся короткоживущий изотоп ${}^8\text{Li}$ ($T_{1/2} = 0.84$ с) при β^- -распаде испускает антинейтрино с жестким спектром — $E_{\text{max}} = 12.96$ МэВ: ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^- + \bar{\nu}_e$. Эти процессы лежат в основе работы по созданию литиевого бланкета (источника жестких антинейтрино). Идея источника предложена в ИАЭ (1965 г.) Л.А. Микаэляном, П.Е. Спиваковым и В.Г. Циновым.

Второе направление связано с разработкой моделей образования трансурановых изотопов в условиях экстремальных нейтронных флю-

енсов, обеспечиваемых в условиях ядерного (термоядерного взрыва). В выходах эксперимента «Par» зарегистрирован ^{257}Fm , что означает захват 19 нейтронов на мишени ^{238}U . Такой многократный захват нейтронов не достижим в любых высокопоточных реакторах. Зарегистрированные аномальные выходы изотопов при $A > 250$ (феномен получил название нечетно-четного эффекта) требуют объяснения. Исследование процессов многократных захватов также необходимо для изучения возможности образования тяжелых трансурановых ядер.

Во введении сформулирована постановка задач, связанных с разработкой интенсивного антинейтринного источника. Указаны некоторые особенности процесса, которые должны быть учтены в модели выходов трансурановых изотопов при взрывном нуклеосинтезе.

Глава 1. Искусственные нейтринные источники низкой энергии

В первой главе рассмотрены возможные и применяемые искусственные нейтринные источники низкой энергии. Показаны преимущества работы на более жестком антинейтринном спектре в сравнении с реакторным и указано на неопределенности в спектре реакторных антинейтрино.

На реакторе традиционно исследуются реакции $\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, $\tilde{\nu}_e + d \rightarrow n + p + \tilde{\nu}_e$, (нейтральный канал), $\tilde{\nu}_e + d \rightarrow n + n + e^+$, (заряженный канал) с порогами 1.8, 2.53 и 4.0 МэВ, соответственно. Быстрое падение суммарного антинейтринного реакторного спектра осложняет регистрацию. Для обеспечения более жесткого нейтринного спектра в ИАЭ ранее разрабатывался проект РИНГ — создание литиевого источника на базе импульсного реактора с размещением контейнерных блоков с литием (до 25 т) в высокопоточной зоне реактора со среднегодовой тепловой мощностью 20 Мвт. Но этот перспективный проект не был реализован.

Постановка экспериментов с литиевым $\tilde{\nu}_e$ -источником перспективна при исследовании $(\tilde{\nu}_e, d)$ -взаимодействий. Оба канала имеют высокие пороги, что существенно усложняет набор статистики при работе на реакторном $\tilde{\nu}_e$ -спектре. Осцилляции могут наблюдаться в заряженном канале, а отношение $R = \sigma_{nn} / \sigma_{np}$ числа отсчетов в заряженном канале к числу отсчетов в нейтральном является мерой осцилляции, связанной с массой нейтрино. При подтверждении гипотезы о тяжелых стерильных нейтрино эта особенность может быть

использована при регистрации осцилляций.

Определим кпд blankets η как число образовавшихся изотопов ${}^8\text{Li}$ на одно деление в активной зоне [6, 17, 19, 21]. Тогда, суммарное число $\tilde{\nu}_e$ равно:

$$N_{\tilde{\nu}_e} = N_{AZ} + \eta \frac{N_{AZ}}{n} \quad (1)$$

где N_{AZ} — число $\tilde{\nu}_e$ от активной зоны, $n \approx 6.14$ — число $\tilde{\nu}_e$ от активной зоны на одно деление. Тогда, сечение $(\tilde{\nu}_e, d)$ -реакции в np - и nn -каналах, нормированные на одно деление, будут также аддитивными величинами:

$$\sigma_{np} = \sigma_{np}^{AZ} + \eta \times \sigma_{np}^{\text{Li}}, \quad (2)$$

$$\sigma_{nn} = \sigma_{nn}^{AZ} + \eta \times \sigma_{nn}^{\text{Li}}, \quad (3)$$

где сечение антинейтрино от активной зоны (σ_{np}^{AZ} , σ_{nn}^{AZ}) и от литиевого blankets (σ_{np}^{Li} , σ_{nn}^{Li}) рассчитываются отдельно, каждое со своим $\tilde{\nu}_e$ -спектром.

Существенный рост суммарных значений σ_{np} и σ_{nn} (в несколько раз) достигается уже при $\eta \leq 0.1$.

Кратко рассмотрены другие нейтринные изотопные источники, получаемые при (n, γ) -активации (${}^{20}\text{F}$, ${}^{28}\text{Al}$, ${}^{38}\text{Cl}$, ${}^{42}\text{K}$, ${}^{56}\text{Mn}$, ${}^{88}\text{Rb}$, ${}^{100}\text{Tc}$, ${}^{12}\text{B}$ [6]) и др. в сравнении с ${}^8\text{Li}$. Представлена идея создания (анти)нейтринных пучков при ускорении ионов бета-активных изотопов. Приведены примеры применения изотопных источников в нейтринных экспериментах: SAGE, GALLEX/GNO, SNO, эксперимент 80-х годов в ИТЭФ, «Троицк-ню-масс» в ИЯИ РАН.

Глава 2. Экспериментальный взрывной нуклеосинтез и образование трансурановых изотопов

При анализе продуктов термоядерного эксперимента «Mike» с облучаемой мишенью ${}^{238}\text{U}$ были обнаружены новые элементы — эйнштейний и фермий. Для исследования процессов образования тяжелых трансурановых элементов и других физических процессов в рамках программы «Plowshare» осуществлен ряд экспериментов, подтвердивших результат «Mike» и в выходах обнаружен изотоп ${}^{257}\text{Fm}$. Наиболее пол-

ная информация по выходам получена в тестовом испытании «Par», где обнаружены все изотопы, вплоть до $A=257$. В экспериментах «Цикломен» (Cyclomen) и «Хач» (Hutch) на мишенях достигнуты максимальные интегральные потоки — до 2.4×10^{25} нейтрон/см² («Hutch»). В условиях импульсного (взрывного) процесса за время экспозиции ($t_{\text{pulse}} \leq 10^{-6}$ с) осуществляется последовательный захват нейтронов (в природе многократные захваты нейтронов реализуются в звездах — r -процесс) при облучении урановых и трансурановых мишеней и ведет к образованию нейтронно-избыточных изотопов. Для сравнения, максимальный поток, достижимый в высокопоточном реакторе HFIR — 5.5×10^{15} нейтрон/(см²×с) и образования трансурановых изотопов длится месяцами и годами [s (slow)-process]. В s -процессах нейтронные захваты конкурируют с β -распадами и образование изотопов идет в пределах долины стабильности. Учитывая, что для β -распадов времена $T_{1/2} \gg t_{\text{pulse}}$, то в условия взрывного нуклеосинтеза образуются ядра, удаленные от линии β -стабильности.

При анализе выходов трансуранов уже в эксперименте «Mike» обнаружен нечетно-четный эффект: при массовом числе $A > 250$ наблюдается большое превышение выходов нечетных изотопов и ломаная прямая, соединяющие выходы для нечетных изотопов лежит выше соответствующей ломаной для выходов четных изотопов — см. рис.1. Обнаруженный феномен в инверсии выходов при $A > 250$ требовал объяснения.

Для объяснения эффекта сделано предположение об образовании изотопов Nr и Pa и их влиянии на перераспределение выходов при $A > 250$. Однако, в эксперименте «Cyclamen» предположение не подтвердилось. Не разрешило проблему предположение о существовании в мишени более, чем одной высокопоточной зоны. Большие сложности были вызваны также зависимостью $\sigma_n \gamma$ с ростом массового числа A , но проведенный с этой целью эксперимент «Твид» не прояснил проблемы.

Естественное объяснение нечетно-четного эффекта процессами запаздывающего деления предложено В.И. Кузнецовым (ОИЯИ). На возможность объяснения эффекта запаздывающим делением указывает то, что (β^- , f)-процесс начинает влиять при $A > 250$, где и наблюдается нечетно-четный эффект. Однако, необходимы численные расчеты влияния запаздывающих процессов (запаздывающего деления и запаздывающего испускания нейтронов) на изменение выходов

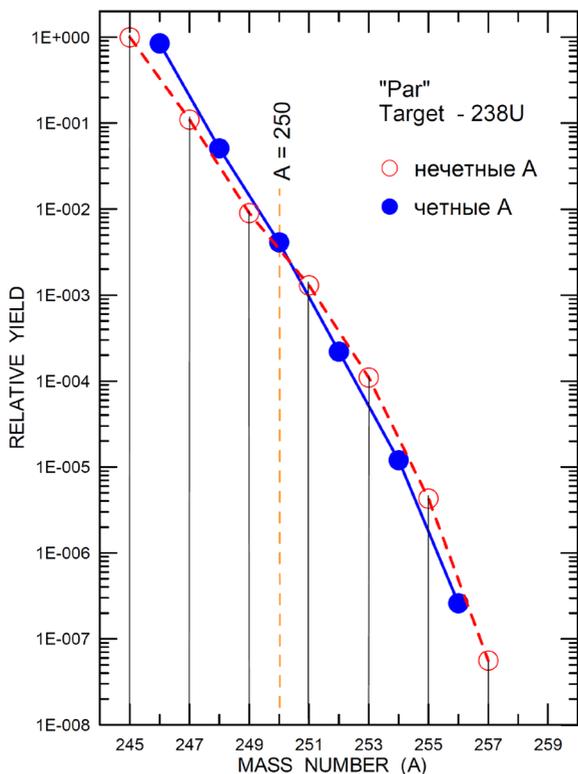


Рис.1. Инверсия выходов (нечетно-четный эффект) по данным эксперимента «Par»: сплошная линия — выходы для четно-четных изотопов урана; пунктир — для четно-нечетных изотопов урана

трансурановых изотопов. Безусловным значительным недостатком расчетов является их статичность: в моделях не учитывается динамики взрывного нуклеосинтеза. Возникают также вопросы об адекватности заявленного стартового состава в экспериментах по взрывному нуклеосинтезу.

Глава 3. Перенос нейтронов в сложных многокомпонентных средах. Расчеты и верификация функционалов нейтронных полей

Для моделирования образования β -распадчика — изотопа ${}^8\text{Li}$ при (n, γ) -активации в литиевом бланкете и иных функционалов нейтронного поля источника с «реакторным» диапазоном энергии использо-

валились алгоритмы Монте-Карло. Последовательно изложены алгоритмы, применяемые при расчете транспорта нейтронов от рождения до конца истории: формирование функции источника с разделением переменных, моделирование траектории, розыгрыш взаимодействия с ядрами, анизотропия рассеяния, переход к диффузии, перенос нейтронов в сложных многокомпонентных средах в стандартных вариантах (аналоговое моделирование) и сложных случаях (неаналоговые алгоритмы — применение весовых методов, расщепление траекторий, введение ценностей траекторий, метод подобных геометрий, «отражение» траекторий, метод ценностей областей, комбинация методов и др.). Кратко указаны особенности ряда известных транспортных нейтронных программ.

Постановка задачи о разработке антинейтринного источника на основе литиевого бланкета, исследования любого необходимого функционала нейтронных полей в сложных средах и геометриях — все это требования определили математическую постановку и методику решения задачи о переносе нейтронов в трехмерном программном коде MAMONT (mathematical modeling of neutron trajectories), реализующем транспорт нейтронов аналоговыми и неаналоговыми методами [1-3]. Процесс блуждания нейтрона моделируется от рождения до поглощения или ухода из системы в непрерывной шкале энергий, а сечения заданы в групповом виде (38 или 79 групп). Компиляция групповых сечений проведена по известной программе NJOY.

Регистрируемые функционалы накапливаются на семействах траекторий с суммированием по числу столкновений i и историй $j = 1 \div N$. Например, накопление Y искомого изотопа определяется функционалом

$$Y = \frac{1}{N} \sum_k \sum_{j=1}^N \sum_i (w_i \sigma_{ki} / \sigma_i^t) \quad (4)$$

с суммированием по k изотопам, обеспечивающих выход искомого; w_i — статистический вес, σ_{ki} — макросечение выхода изотопа, σ_i^t — полное макросечение.

Неаналоговые алгоритмы реализованы коррекцией веса и многократного расщепления траекторий. Анизотропия рассеяния задана в P_8 -приближении. Неупругое рассеяние учтено возбуждением на уровне и в континуум.

Корректность получаемых результатов верифицирована по ряду

признанных реперных экспериментов [2,3], в т.ч., по экспериментам в ФЭИ (источники — ^{238}U , ^{252}Cf) и T(d,n)-источником в литии по определению спектров, пропускания нейтронов, накопления трития) показали хорошее либо удовлетворительное согласие с экспериментальными данными и расчетами по известным программам РОЗ 6.3, ANISN, SORS, DTK.

Глава 4. Литиевый антинейтринный источник (литиевый бланкет)

Проблема резкого падения антинейтринного спектра от ядерного реактора может быть решена с помощью литиевого бланкета. Нейтроны, попадая из активной зоны реактора (AZ) в установленный вблизи

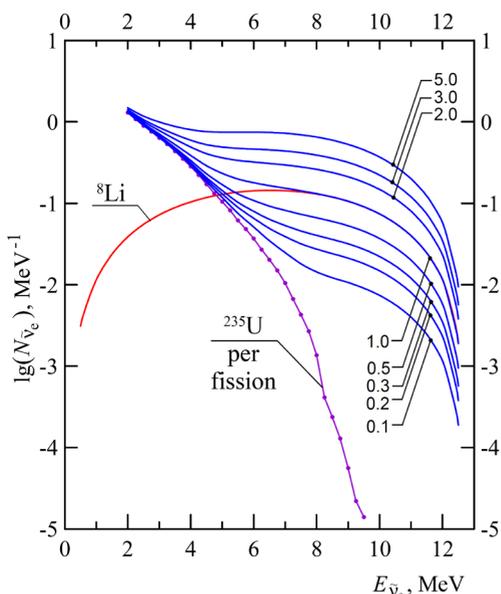


Рис.2. $\tilde{\nu}_e$ -спектры от ^{235}U , ^8Li и комбинации активной зоны и литиевого бланкета для различных величин кпд бланкета (значения на указателях)

представлены результирующие $\tilde{\nu}_e$ -спектры (от активной зоны плюс от бланкета) для различных кпд бланкета.

Комбинированный $\tilde{\nu}_e$ -источник (активная зона плюс Li- бланкет) обеспечивает жесткое излучение уже при кпд $\geq (0.1-0.2)$, с ростом ко-

эффициентом, захватываются изотопом ^7Li с образованием быстрораспадающегося β^- -активного изотопа ^8Li с хорошо определенным $\tilde{\nu}_e$ -спектром и энергией до 12.96 МэВ. Сечение взаимодействия антинейтрино в рассматриваемом реакторном интервале энергий пропорционально $E_{\tilde{\nu}_e}^2$. Поэтому, ужесточение антинейтринного спектра обеспечит дополнительный рост счета в детекторе. Работа на литиевом $\tilde{\nu}_e$ -спектре позволит исключить значительные неопределенности реакторного $\tilde{\nu}_e$ -спектра.

Основное требование к бланкету: обеспечить максимальный захват нейтронов для образования ^8Li . На рис. 2

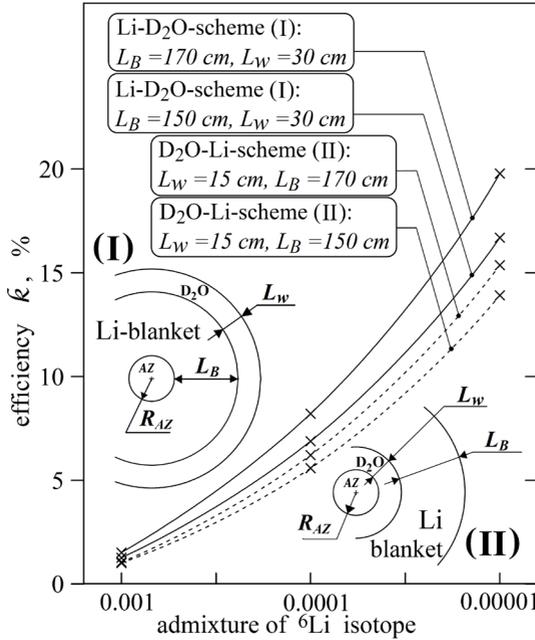


Рис. 3. Зависимость эффективности blankets от концентрации примеси ${}^6\text{Li}$ в схеме Li- D_2O (сплошная линия) и схеме D_2O -Li (пунктир) при толщине blankets L_B , слое тяжелой воды L_W , слое оболочек $\Delta R_{\text{Fe}} = 1$ см, радиусе $R_{\text{AZ}} = 23$ см

того выигрыш будет возрастать, с учетом зависимости $\sigma \sim E_{\nu}^2$.

Жесткие требования предъявляются к чистоте изотопного состава вещества blankets из-за большого сечения захвата на присутствующем изотопе ${}^6\text{Li}$. В тепловой точке, $\sigma_a^{\text{thermal}}({}^6\text{Li}) \sim 940$ бн, захват идет, в основном, с образованием трития в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$; а сечение «полезной» реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ равно $\sigma_a^{\text{thermal}} = 45$ мб. Поэтому, принципиальная задача — минимизация примеси ${}^6\text{Li}$. Для критически важных данных по сечениям ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ проведен анализ по библиотекам JENDL, ENDL и ENDF и Центра по ядерным данным в ФЭИ (Бондаренко И.М.) [3, 6, 21, 22].

Для исследования эффективности blankets при разной чистоте лития, толщине blankets L_B выделены две ключевые схемы с использованием слоя L_W тяжелой воды D_2O в качестве отражателя (схема Li- D_2O) и замедлителя (схема D_2O -Li). В расчетах принималось, что

один нейтрон выходит из AZ на деление и получена зависимость эффективности бланкета (в геометрии AZ реактора ПИК) от чистоты лития (рис. 3). Выбор толщины слоя D₂O (30 и 15 см) достаточен для отражателя в схеме Li-D₂O и близок к оптимальному, как замедлителя, в геометрии D₂O-Li [6, 21] (см. рис. 4).

Схема Li-D₂O характеризуется явными преимуществами, обеспечивая больший выход ⁸Li при меньшем объеме высокочистого лития (при L_B=150 см и L_W=15 см объемы лития в схемах Li-D₂O и D₂O-Li составят 22.0 м³ и 28.5 м³, соответственно).

Рассмотренные выше схемы обеспечивают работу антинейтринного источника в режиме с неуправляемым $\tilde{\nu}_e$ -спектром. Анализ плотности замедления нейтронов [6] позволил выявить, что еще более эффективной является сложная слоистая структура бланкета (слойка). Так, в геометрии (размеры в см): литий (70) — тонкий слой D₂O (8) — литий (70) — внешний D₂O слой (30) эффективность возрастает с ~7% до 9% (в сравнении с геометрией Li-D₂O при L_B=150 см).

Li-D₂O схема также имеет преимущества по характеристикам, обусловленным активностью от распада трития, образующегося в бланкете (в реакции ⁶Li(n,α)T) и на дейтерии в тяжеловодном слое. Суммарная активность в Li-D₂O-схеме — 4.2 мкКи/(л·с) в сравнении с 40.8 мкКи/(л·с) в схеме D₂O-Li [6, 21].

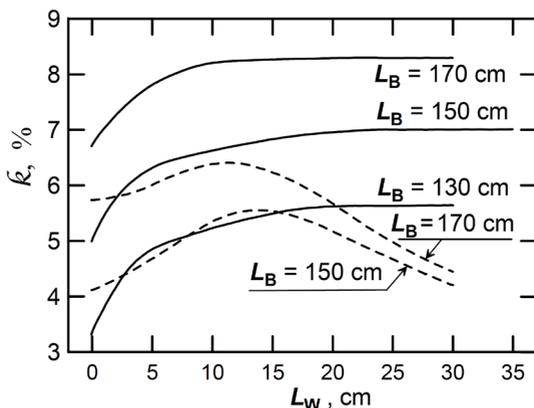


Рис. 4. Зависимость эффективности бланкета от толщины D₂O-слоя L_W в схемах Li-D₂O (непрерывная линия) и D₂O-Li (пунктир). Концентрация примеси ⁶Li — 0.0001

Литиевый источник с управляемым $\tilde{\nu}_e$ -спектром. Проблему увеличения доли жестких литиевых антинейтрино (по отношению к «мягким» реакторным $\tilde{\nu}_e$) и регулирования результирующей жесткости спектра возможно решить в установке с управляемым режимом работы (управляемым $\tilde{\nu}_e$ -спектром), где обеспечена принудительная регулируемая циркуляция жидкого лития в замкнутой петле: от активируемого blankets литий по каналу доставки (длиной L_1) транспортируют через вместительный объем (резервуар) и возвращают в blankets для дальнейших непрерывных циклов. Для короткобазового эксперимента вблизи резервуара (на расстоянии L_2) установлен нейтринный детектор (см. рис. 5) [7,10,19,23,25].

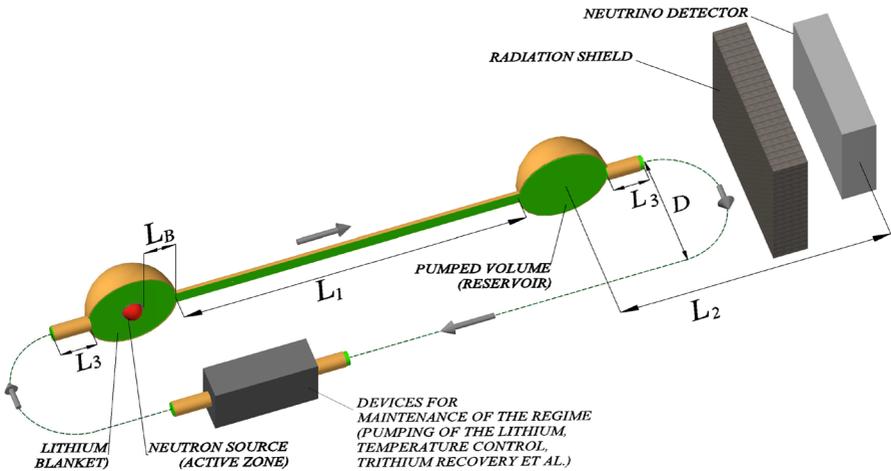


Рис.5. Принцип работы литиевого источника с управляемым $\tilde{\nu}_e$ -спектром (управляемый режим) на базе ядерного реактора. Указанные параметры использованы в расчетах $\tilde{\nu}_e$ -потоков. Активная зона (AZ), соответствующая объему AZ реактора ПИК окружена слоем литиевого blankets с толщиной слоя L_B

Обобщенная жесткость спектра. Для анализа режимов работы $\tilde{\nu}_e$ -источников и определения сечений взаимодействия антинейтрино в результирующем $\tilde{\nu}_e$ -спектре введено определение обобщенной жесткости спектра [7,19,25]. Принято, что обобщенная жесткость результирующего спектра равна единице, если выполняется отношение: $F_{Li}(\vec{r})/F_{AZ}(\vec{r})=1/\bar{n}_\nu$, где $F_{Li}(\vec{r})$ и $F_{AZ}(\vec{r})$ — плотности потоков литиевых антинейтрино и антинейтрино от активной зоны, $\bar{n}_\nu=6.14$ — число

антинейтрину от активной зоны на 1 деление. Тогда, обобщенная жесткость определяется как:

$$H(\vec{r}) = n_v \times \frac{F_{Li}(\vec{r})}{F_{AZ}(\vec{r})} \quad (5)$$

Определение работает как для управляемого режима, так и для неуправляемого, где обобщенная жесткость численно определяется эффективностью blankets. Тогда, для каналов сечений на дейтроне и $(\tilde{\nu}_e, p)$ -реакции справедливо:

$$\sigma_{np}(\vec{r}) = \sigma_{np}^{AZ} + H(\vec{r}) \times \sigma_{np}^{Li} \quad (6)$$

$$\sigma_{nn}(\vec{r}) = \sigma_{nn}^{AZ} + H(\vec{r}) \times \sigma_{nn}^{Li} \quad (7)$$

$$\sigma_{\nu_e p}(\vec{r}) = \sigma_{\nu_e p}^{AZ} + H(\vec{r}) \times \sigma_{\nu_e p}^{Li} \quad , \quad (8)$$

где в неуправляемом режиме значения $H(\vec{r})$ возможно увеличить до ~ 0.2 . В управляемом режиме возможно плавно регулировать изменение обобщенной жесткости от H_{\min} (определяемого эффективностью blankets) до H_{\max} (максимальное значения, определяемого геометрией установки и линейной скоростью транспорта лития) без остановки эксперимента. Для рассмотренных в работе параметров обобщенная жесткость $H(\vec{r})$ возрастают до ~ 2 , обуславливая резкий рост сечений для $(\tilde{\nu}_e, p)$ -реакции и в обоих $(\tilde{\nu}_e, d)$ -каналах (см. рис. 6).

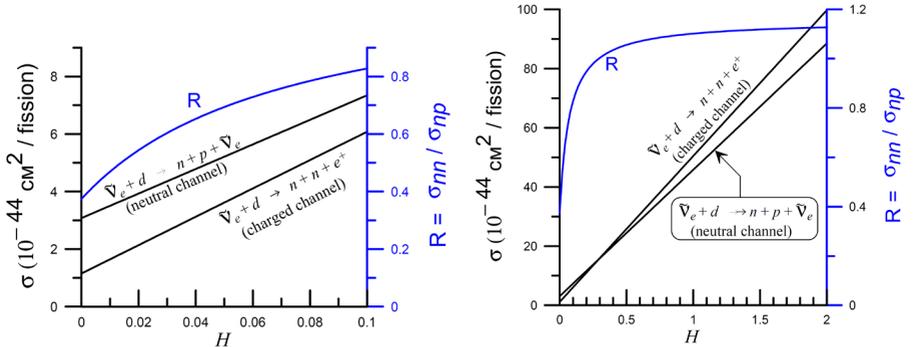


Рис. 6. Зависимость сечения $\tilde{\nu}_e, d$ -взаимодействия в (n, p) и (n, n) -каналах и отношения $R = \sigma_{nn} / \sigma_{np}$ (см. правую вертикальную ось) от обобщенной жесткости H результирующего спектра для двух масштабов изменения жесткости

Потоки литиевых антинейтрино. Получены аналитические выражения [7, 25, 35] для потоков $N_B(t)$ литиевых $\tilde{\nu}_e$ испускаемых из blankets за время t :

$$N_B(t) = \frac{t}{t_P} \left[S_1 + \frac{S_2}{\varphi(-\lambda_\beta V_0 / w)} \right] \quad (9)$$

$$\text{где } S_1 = N_7^0 - N_7(t_P) - N_8(t_P) = \lambda n, \gamma N_7^0 t_P - (\lambda n, \gamma N_7^0 / \lambda_\beta) \varphi(V_B), \quad (10)$$

$$\varphi(y) = 1 - \exp(-\lambda_\beta y / w), \quad (11)$$

$$S_2 = \frac{\lambda n, \gamma N_7^0}{\lambda_\beta} \varphi(V_B) \left\{ \exp[-\lambda_\beta (V_0 - V_B) / w] - \exp[-\lambda_\beta (V_0 - V_B + w t_P) / w] \right\}. \quad (12)$$

Здесь V_B — объем blankets, V_0 — полный объем лития в системе, w — объем, доставляемый в единицу времени (объемная скорость прокатки), тогда $t_P = V_B / w$ — время прокатки объема blankets. Величина $\lambda_{n,\gamma} N_7^0$ — есть число атомов ${}^8\text{Li}$, образуемых в единицу времени на нейтрон, выходящий из активной зоны; значение непосредственно определялось в расчетах [4,6,21,27,30] и является функцией: 1) энергетической зависимости сечения (n,γ) -реакции и 2) пространственно-энергетического распределения нейтронов (для стационарной задачи).

Поток литиевых антинейтрино, испускаемых из канала доставки за время t :

$$N_{cd}(t) = \frac{\lambda n, \gamma N_7^0 t}{\lambda_\beta t_P} \cdot \frac{\varphi(V_B) \varphi(w t_d)}{\varphi(V_0)}, \quad (13)$$

где t_d — время, необходимое для доставки лития на удаление L_I (см. рис. 5).

Объем перекачиваемого резервуара — V_R . Интегральный поток литиевых антинейтрино, испускаемых их резервуара определен разностью потоков $N_{cd}(t, t'_d)$ для двух времен t'_d :

$$N_R(t) = N_{cd}(t, t'_d) \Big|_{t'_d=t_d}^{t'_d=t_d + V_R/w} = \frac{\lambda n, \gamma N_7^0 t}{\lambda_\beta t_P} \cdot \frac{\varphi(V_B) \varphi(V_R) \exp(-\lambda_\beta t_d)}{\varphi(V_0)} \quad (14)$$

Проведен подробный параметрический анализ работы источника в управляемом режиме, позволяющий оптимизировать его параметры и $\tilde{\nu}_e$ -поток [35].

Задача уменьшения размеров при максимизации эффективности blankets. Требование увеличения жесткости результирующего $\tilde{\nu}_e$ -спектра от литиевого blankets и активной зоны принципиально решается при реализации управляемого режима. Однако, возможность реализации сильно осложняется необходимостью в большом объеме высокочистого лития. Задача об уменьшении размеров (неуправляемый режим, в т.ч. — в схеме тандема blankets и ускорителя, см. ниже) и обеспечении максимального выхода ${}^8\text{Li}$ при снижении требуемой массы высокочистого ${}^7\text{Li}$ (с уменьшением L_B) решается путем увеличения замедляющих свойств вещества blankets [4,30-32]. Предложен и рассчитан вариант решения — замена металлического литиевого blankets на дейтерид лития LiD, где вероятность поглощения нейтронов на литии близка к 100% (для дейтерия $\sigma_a = 0.519 \cdot 10^{-3}$, а замедляющая способность $\bar{\xi} \cdot \bar{\Sigma}_s$ возрастает с 0.0134 см^{-1} для ${}^7\text{Li}$ и до 0.164 см^{-1} для чистого ${}^7\text{LiD}$. Таким образом, замедляющая способность ${}^7\text{LiD}$ приближается к $\bar{\xi} \cdot \bar{\Sigma}_s = 0.176 \text{ см}^{-1}$ для D_2O . Моделирование проведено в схеме Li-D₂O со слоем тяжеловодного отражателя $L_W = 30 \text{ см}$. Близкая к максимальной эффективность достигается уже при $L_B = 70 \text{ см}$ (рис.7), при этом за пределы blankets выходит $\leq 2\%$ нейтронов источника. Т.о., LiD-blanket перспективен, как обеспечивающий значительно большую эффективность при меньшей массе высокочистого лития. Однако, реализация жидкостной циркуляции в управляемом режиме для LiD-blanket невозможна.

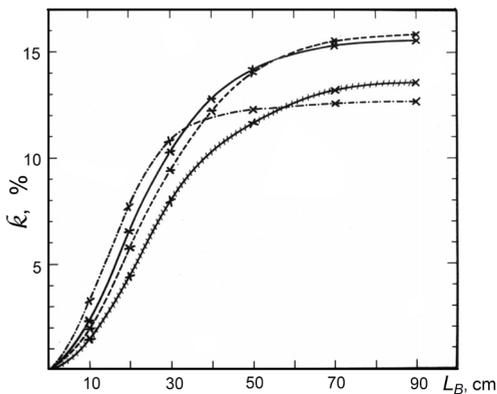


Рис.7. Зависимость эффективности blankets от толщины слоя L_B для blankets из различных веществ: сплошная линия — LiD ($\rho=0.89 \text{ г/см}^3$); пунктир — LiD ($\rho=0.80 \text{ г/см}^3$); /-/-/-/- - LiOD; штрих-пунктир — LiOD·D₂O

Разработано естественное разрешение проблемы — растворение LiD, LiOD, LiOD·D₂O, в тяжелой воде и использование раствора LiOD в качестве материала бланкета. Для выбора материала бланкета автором было проведено широкое исследование возможных кандидатов из 26 неорганических и органических Li-соединений. [4,27,28,31,32,34].

Возможно рассмотреть целевую функцию $\vec{k} = \vec{k} \{S, G, P, m_{Li}\}$, где S , G , и P , — тип вещества, вариант компоновки, чистота ${}^7\text{Li}$, m_{Li} — масса лития. При конкретных S, G (схема Li-D₂O), и P рассчитаны значения k — выход ${}^8\text{Li}$ в функции от m_{Li} для Li-содержащих дейтерированных веществ в сравнении с металлическим ${}^7\text{Li}$ (рис. 8). Такой анализ зависимости выхода ${}^8\text{Li}$ от массы (а следовательно и размера бланкета в компоновке) позволяет эффективно решать задачу выбора вещества

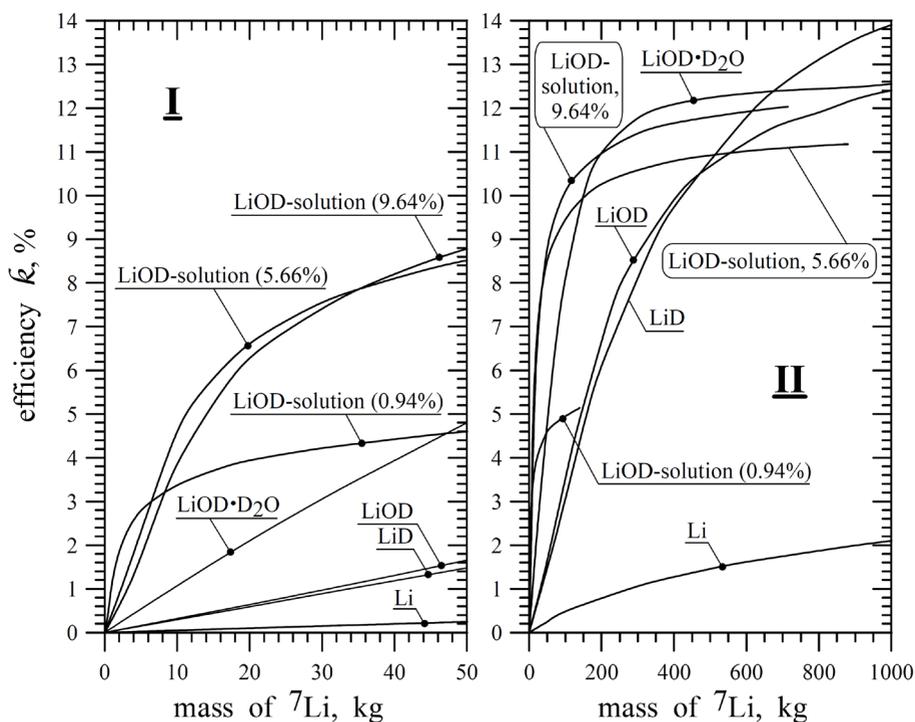


Рис. 8. Зависимость эффективности бланкета от массы ${}^7\text{Li}$ для дейтерированных соединений лития в сравнении с металлическим ${}^7\text{Li}$. Примесь ${}^6\text{Li}$ в литии — 0.0001 [28]

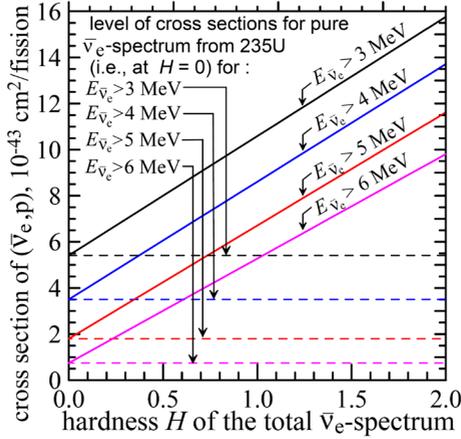


Рис. 9. Сечение $(\tilde{\nu}_e, p)$ -реакции в результирующем $\tilde{\nu}_e$ -спектре в зависимости от жесткости H (непрерывные линии) для различных порогов регистрации (3, 4, 5 и 6 МэВ) для варианта с ^{235}U , как единственного топливного изотопа [19,37]. Пунктиром указаны $(\tilde{\nu}_e, p)$ -сечения для нулевой жесткости спектра (т.е., без литиевой компоненты) в варианте с единственным топливным изотопом активной зоны — ^{235}U

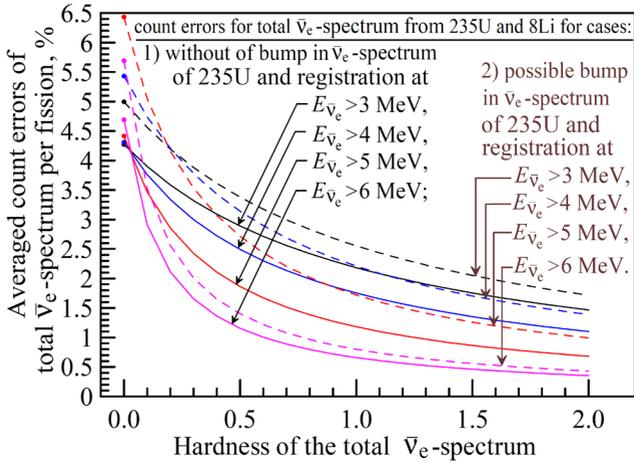


Рис.10. Зависимость средних ошибок счета в $(\tilde{\nu}_e, p)$ -реакции для результирующего $\tilde{\nu}_e$ -спектра в зависимости от его жесткости H для указанных порогов $E_{\text{threshold}} = 3, 4, 5, 6$ МэВ [19,37]. Непрерывные линии соответствуют вариантам, когда обнаруженная «выпуклость» в $\tilde{\nu}_e$ -спектре активной зоны не включена в $\tilde{\nu}_e$ -спектр ^{235}U (как единственного топливного изотопа). Пунктир — «выпуклость» в спектре активной зоны, обнаруженная в эксперименте Daya Bay, включена в ошибки $\tilde{\nu}_e$ -спектра ^{235}U , как единственного топливного изотопа активной зоны

при максимуме эффективности с уменьшением размеров blankets.

Проблема ошибок реакторного антинейтринного спектра и предложенное решение в схеме с регулируемым спектром. С увеличением жесткости суммарного $\tilde{\nu}_e$ -спектра и зависимости $\sigma \sim E_\nu^2$ сечение $(\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+)$ -реакции быстро возрастает. С учетом выражения (8) получена зависимость $(\bar{\nu}_e, p)$ -сечения от жесткости H результирующего антинейтринного спектра при различных порогах регистрации $E_{\text{threshold}} = 3, 4, 5, 6$ МэВ (рис. 9). Рост $(\bar{\nu}_e, p)$ -сечения подтвердил сильное доминирование вклада $\tilde{\nu}_e$ от ${}^8\text{Li}$. Для результирующего спектра рассчитаны средние ошибки счета для $(\bar{\nu}_e, p)$ -реакции при различных порогах регистрации. Оценено изменение средних ошибок в результирующем $\tilde{\nu}_e$ -спектре, обусловленное обнаруженной (в экспериментах Daya Bay, RENO, Double Chooz) «выпуклости» в $\tilde{\nu}_e$ -спектре реактора при энергии $\sim (5-7)$ МэВ (см. рис. 10).

Литиевый антинейтринный источник в схеме тандема с ускорителем и нейтронно-производящей мишенью. Интенсивную нейтронную активацию литиевого blankets можно обеспечить на основе реакции расщепления в мишени, облучаемой протонным пучком и помещенной внутри лития. В рамках работ по трансмутации радиоактивных нуклидов предлагались взвеси на основе LiF-BeF_2 . Была предложена схема литиевого антинейтринного источника (в управляемом режиме) на основе линейного ускорителя с нейтронно-производящей мишенью и данным составом, очищенным по изотопу ${}^7\text{Li}$ [8].

Нейтронные источники, основанные на spallation-реакции существуют в России, США, Европе, Японии и создаются новые: IN-6, IREN, IFMIF, JSNS/J-Park, ESS, CSNS. Материалы, используемые для мишеней — свинец, тантал, вольфрам, висмут, уран, ртуть, и бериллий (как отражатель и размножитель нейтронов). Т.о., установка литиевого blankets (или тяжеловодного LiOD -раствора) вблизи или вокруг мишени создаст чисто литиевый антинейтринный источник [8, 10, 15-18, 28, 30, 31, 33, 34, 36]. В такой установке решается проблема больших неопределенностей в нейтринном спектре, характерным для реактора. Принципиальная схема источника представлена на рис.11.

Моделирование $\tilde{\nu}_e$ -источника в схеме тандема с ускорителем, нейтронно-производящей мишенью плюс blankets проведено в работах [15-18, 33, 34, 36]. Для обеспечения высокой эффективности

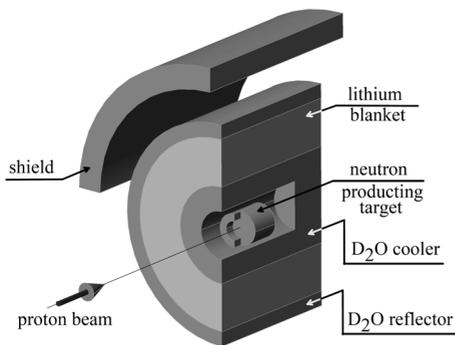


Рис.11. Принципиальная схема литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника в тандеме ускорителя с нейтронно-генерирующей мишенью плюс литиевый blanket

рассмотрен литиевый blanket толщиной 1.7 м и длиной 3.4 м с тяжеловодным раствором LiOD (примесь ${}^6\text{Li}$ — 0.0001). Вольфрамовая мишень (охлаждаемая тяжелой водой) установлена в центре blanketа и оптимизирована для протонов в интервале энергий $E_p = (50\text{--}300)$ МэВ. Такие низкие энергии рассмотрены с целью уменьшения фона в нейтринных экспериментах и учитывая образование π^0 -мезонов (генерирующих электронно-фотонные ливни) при более высоких энергиях.

Достигнутая эффективность blanketа (число атомов изотопа ${}^8\text{Li}$, образуемых в blanketе на протон пучка) для тяжелых мишеней представлена на рис. 12.

Мишень оптимизирована с целью увеличить выход нейтронов (на протон пучка) и минимизировать нейтронный поток, рассеиваемый «назад».

Поток антинейтрино, испускаемых из blanketа в телесный угол 4π за время t для тока протонов I равен [15, 34]:

$$N_{\tilde{\nu}_e}(t) = 6.25 \cdot 10^{15} \tilde{k}_p(E) I [\text{mA}] t [\text{s}], \quad (15)$$

где $\tilde{k}_p(E) = \tilde{k}_n(E) Y_n^{\text{eff}}(E) = \tilde{k}_n(E) [Y_n(E) - \delta Y_n(E)]$; \tilde{k}_n — нейтронная эффективность blanketа (число ядер ${}^8\text{Li}$, образуемых в конвертере и нормированное на эффективный выход нейтронов; здесь $\tilde{k}_n \approx 0.16$); Y_n^{eff} — эффективный нейтронный выход; Y_n — суммарный нейтронный выход; δY_n — поправка, учитывающая потери нейтронов. Реализация такого источника потребует 1.1 т лития в сравнении с 2.7 т проекта в работе [Phys. Rev. Lett. 109, 141802 (2012)].

Возможный эксперимент по поиску стерильных нейтрино [16]. В ряде исследований по изучению осцилляций получены указания на возможность существования стерильного нейтрино с $\Delta m^2 \sim 1$ эВ² и выше. Цели исследования осцилляций с Δm^2 в таких

интервалах полностью отвечает литиевый антинейтринный источник. Нами рассмотрен перспективный вариант эксперимента по исследованию осцилляций на установке: тандем литиевого blankets и ускорителя с нейтронно-производящей мишенью вблизи от создаваемого сейчас сферического нейтринного детектора JUNO с радиусом 17.7 м. В модельном расчете принято, что центр литиевого blankets удален от водной границы детектора на расстояние 9.5 м. С уче-

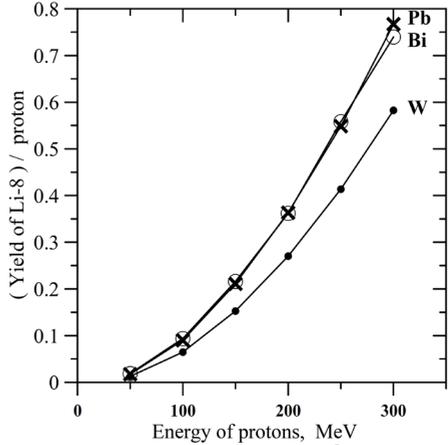


Рис. 12. Зависимость выхода ^8Li в blankets от энергии протонов для вольфрамовой, свинцовой и висмутовой мишеней

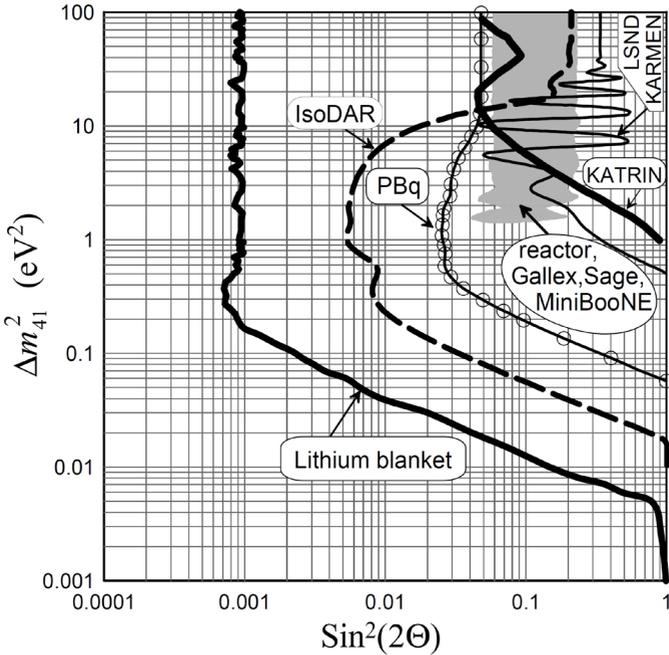


Рис.13. Чувствительность предлагаемого эксперимента по поиску стерильных нейтрино с литиевым антинейтринным источником (lithium blanket) на детекторе JUNO в сравнении с разрешенными областями проведенных экспериментов [16]

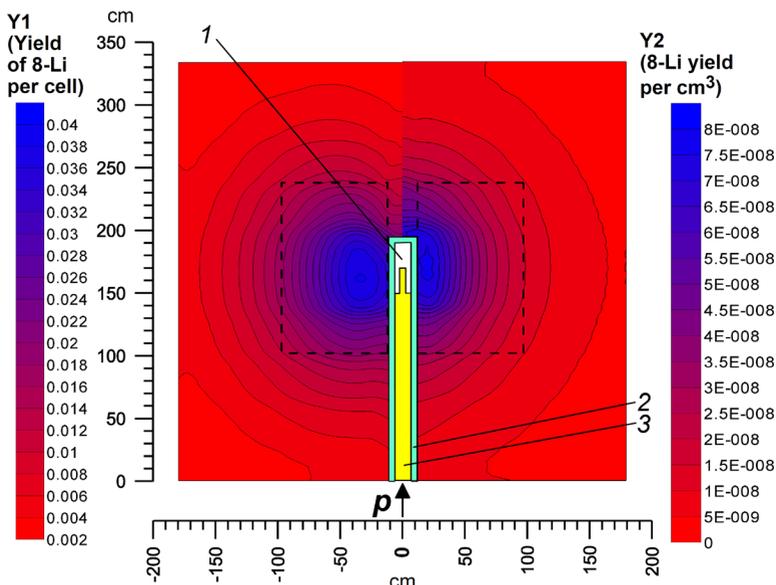


Рис. 14. Выход ${}^8\text{Li}$ на протон в цилиндрическом бланкете (горизонтальная ось — размер по радиусу; вертикальный размер — ось цилиндра). Слева от оси p -пучка: нормированный выход ${}^8\text{Li}$ в ячейках — см. ось Y1. Справа: плотность выхода ${}^8\text{Li}$ — ось Y2. 1 — мишень. 2 — охлаждающий D_2O -канал. 3 — канал ввода пучка протонов. Пунктиром отмечена область, соответствующая выходу 68% ${}^8\text{Li}$

том оценок работы [Kopp J., Maltoni M., and Schwetz T. // Phys. Rev. Lett. 107, 091801 (2011)] с литиевым антинейтринным источником возможно будет исследовать осцилляции в широком интервале L/E и обнаружить два первых минимума ($L/E \approx 2, 5.2$), и практически «выйти» на второй максимум ($L/E \approx 7$) для схемы (3+2).

Для литиевого антинейтринного источника в схеме тандеме с ускорителем проведено моделирование ожидаемой чувствительности (на детекторе JUNA) к Δm_{41}^2 от величины $\text{Sin}^2(2\theta)$ по схеме (3+1). Длительность эксперимента полагалась равной 5 годам при эффективном использовании времени на 83% и эффективности регистрации — 0.9. Энергия протонов пучка — 200 МэВ при токе 1 мА. Осуществление эксперимента позволит достигнуть высокой итоговой чувствительности на доверительном уровне 95% — см. рис. 13.

Дальнейшее развитие схемы литиевого источника для ускорителя. В расчетах [16] предлагаемого эксперимента по пои-

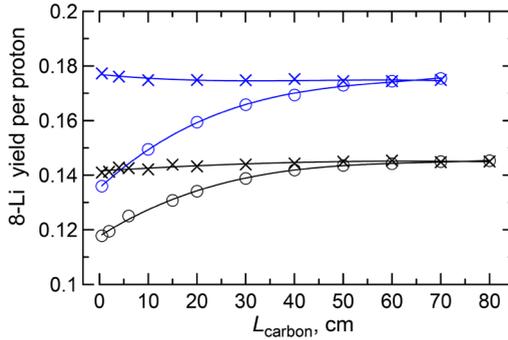


Рис. 15. Зависимость выхода ^8Li в бланкете (на протон) от толщины слоя углерода L . Чистота дейтерия: синий цвет — 0.999; черный — 0.990. Внешний объем заполнен: D_2O — кресты; H_2O — кружки

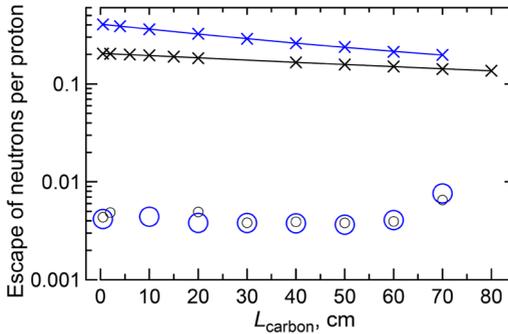


Рис. 16. Зависимость утечки нейтронов (на протон) от толщины слоя углерода L . Чистота дейтерия: синий цвет — 0.999; черный — 0.990. Внешний объем заполнен: D_2O — кресты; H_2O — кружки

ску стерильных нейтрино учтена плотность рождения ^8Li : наиболее интенсивное образование изотопа концентрируется вблизи мишени. Для моделирования распределения выхода и плотности образования ^8Li [17, 18, 33] объем бланкета с раствором $^7\text{LiOD}$ разделен на 105 ячеек в виде цилиндрических слоев (в т.ч., 10 равных шагов по радиусу и 10 — по оси бланкета). Полученное распределение выхода ^8Li характеризуется сильно выраженной неравномерностью (см. рис.14), что позволяет значительно уменьшить размеры бланкета с учетом отражающих свойств D_2O в остальных областях бланкета с низким выходом ^8Li . С этой целью внутренняя область с 68%-ым выходом отделяется углеродным слоем от остального объема, заполняемого: 1) D_2O ,

2) H_2O . Проведены расчеты выхода ${}^8\text{Li}$ и утечки нейтронов из установки в зависимости от толщины углеродного слоя L для двух градаций чистоты дейтерия (в бланкете и внешнем объеме): 0.999 и 0.990. Получено, что замена D_2O на H_2O во внешнем объеме обеспечивает ~68%-ый выход ${}^8\text{Li}$ уже при слое углерода $L \sim (40-50)$ см (рис. 15), а утечка нейтронов снижается в $\sim (40-60)$ раз (рис. 16).

При указанном сокращении объема и использовании раствора LiOD масса лития падает в ~ 150 раз в сравнении с вариантом металлического лития. Уменьшение длины в 2.5 раза крайне важно для регистрации осцилляций в короткобазовом эксперименте.

Антинейтронный литиевый источник на основе нейтронов (d,t)-реакции. Рассмотрена возможность создания комбинированного жесткого антинейтронного источника типа «слойки» с хорошо определенным спектром на основе литиевого бланкета и слоя ${}^{11}\text{B}$ с использованием реакции ${}^{11}\text{B}(n,{}^4\text{He}){}^8\text{Li}$ [14], как в SNO [NIM A. 2002. V.489. Issues 1-3. P.178]. При моделировании эффективности литий-борного бланкета в сферической слоистой геометрии удается поднять эффективность до 12.5% при увеличении борного слоя до ~ 12.5 см.

Глава 5. Возможные нейтронные источники для создания нейтронной фабрики в МэВ-ом диапазоне энергий

В главе подробно рассмотрены интенсивные источники нейтронов, на основе которых с применением Li -бланкета возможно создание нейтронной фабрики (в т.ч., высокопоточные реакторы с постоянным потоком, импульсные реакторы, нейтронные spallation-источники, нейтронные генераторы) [29].

Для целей создания интенсивного нейтронного источника на основе литиевого бланкета импульсные реакторы как нейтронные источники исключительно интересны тем, что антинейтронный поток при β -распаде ${}^8\text{Li}$ сдвинут во времени относительно $\tilde{\nu}_e$ -потока от бета-распада короткоживущих ядер-продуктов деления в активной зоне реактора. Схема создания интенсивного литиевого $\tilde{\nu}_e$ -источника рассмотрена на примере импульсного реактора ЯГУАР, где максимальную плотность нейтронного потока в выводящем канале достигает $2.5 \cdot 10^{18}$ нейтр./ $(\text{см}^2\text{с})$ в импульсе. В ИАЭ им. И.В.Курчатова в 60-е годы интенсивно разрабатывался проект РИНГ импульсного графитового исследовательского реактора, где предполагалось загрузить аппарат изото-

пом ${}^7\text{Li}$. Интегральный $\tilde{\nu}_e$ -поток за импульс «на детектор» оценивался как $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^2$, а система охлаждения рассчитывалась исходя из частоты 10 импульсов в сутки. Перспективный проект не реализован.

Рассмотрены существующие и перспективные нейтронные источники на основе реакций расщепления (ИН-06, ИРЕН, ISIS, SINQ, LANSCE, SNS и др.).

Наиболее интенсивные нейтронные потоки образуются в ядерных и термоядерных взрывах (нейтронный флюенс — $\sim 2.25 \cdot 10^{23}$ нейтр. на 1 кт мощности). Эксперимент характеризуется однократностью события, разрушительной ударной волной, а нейтронный поток может быть оценен с большими ошибками.

Другой путь создания мощных нейтронных источников основан на использовании реакций с дейтерием и тритием, как это реализовано в нейтронных генераторах. Более перспективен вариант с имплозией D-T-мишени, однако, достигаемый сейчас поток не достаточен для целей нейтронных исследований.

Глава 6. Образование трансурановых изотопов в нейтронных потоках при искусственном взрывном нуклеосинтезе

В главе представлена методика расчетов процессов образования тяжелых и сверхтяжелых ядер в интенсивных нейтронных потоках. Рассматривается получение трансурановых и сверхтяжелых ядер в разработанных моделях, учитывающих динамику взрывного нуклеосинтеза в условиях ядерного (термоядерного) взрыва.

Динамическая (адиабатическая) модель образования трансурановых изотопов в условиях взрывного нуклеосинтеза. Общая схема образования трансурановых элементов при таком взрывном нуклеосинтезе определяется уравнениями вида [24, 9]:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial N_z^n}{\partial t} = & (\lambda_\beta N)_{z-1}^{n+1} + (\lambda_\alpha N)_{z+2}^{n+2} + \\
 & + \int_0^\infty F(E, t) \left\{ [\sigma_{n,\gamma} N]_z^{n-1} + [\sigma_{n,2n} N]_z^{n+1} + [\sigma_{n,3n} N]_z^{n+2} \right\} dE - \\
 & - (\lambda_\beta N)_z^n - (\lambda_\alpha N)_z^n - (\lambda_f N)_z^n - \\
 & - \int_0^\infty F(E, t) \left\{ [\sigma_{n,\gamma} N]_z^n + [\sigma_{n,2n} N]_z^n + [\sigma_{n,3n} N]_z^n \right\} dE, \quad (16)
 \end{aligned}$$

где z и n — заряд и число нейтронов ядра, на котором идет данная реакция; λ_β , λ_α и λ_f — скорости β -, α -распадов и спонтанного деления; $\sigma_{n,\gamma}$, $\sigma_{n,2n}$, $\sigma_{n,3n}$, $\sigma_{n,f}$ — сечения соответствующих реакций; $F(E,t)$ — величина потока.

Учет особенностей взрывного нуклеосинтеза допускает упрощение модели взрывного нуклеосинтеза. Цепная реакция длится $\sim 10^{-7}$ сек, а длительность временного интервала многократных радиационных захватов нейтронов — порядка 10^{-6} сек. Поскольку, скорости распадов λ_β , λ_α и λ_f много меньше скорости радиационного захвата $\lambda_{n,\gamma}$, то вкладом β -, α -распадов и спонтанного деления в уравнении (16) пренебрегаем. Далее, можно пренебречь реакциями (n, f) , $(n, 2n)$ и, тем более, $(n, 3n)$, так как скорость (n, γ) -захвата становится значительной при энергиях ниже энергетических порогов данных реакций. Так, для стартового изотопа ^{238}U пороги данных реакций следующие: $E_{n,f}^{\text{threshold}} = 0.42$ МэВ, $E_{n,2n}^{\text{threshold}} = 6$ МэВ.

Используется свертка неизвестной функции нейтронного источника:

$$\int_0^{\Delta t} \int_E F(E,t) dE dt = \Delta t \int_E \tilde{F}(E) dE = \Phi, \quad (17)$$

где Δt — время экспозиции и далее в расчетах используется интегральный по времени поток нейтронов Φ [нейтрон/см²] с фиксированной энергией в интервале $\approx 20 \div 30$ кэВ в соответствии с температурой процесса.

В такой статической модели система уравнений образования трансурановых элементов (порождаемая уравнениями (16)) становится одностепенной и имеет решение для стартового изотопа (z, n) :

$$N_z^{n+i} = \lambda_{n,\gamma}^n \lambda_{n,\gamma}^{n+1} \dots \lambda_{n,\gamma}^{n+i-1} N_z^n(0) \sum_{k=1}^i \frac{\exp(-\lambda_{n,\gamma}^k t)}{\prod_{j \neq k} (\lambda_{n,\gamma}^n - \lambda_{n,\gamma}^k)}, \quad (18)$$

где $N_z^n(0)$ — число ядер стартового изотопа при $t=0$; $\lambda_{n,\gamma}^{n+i}$ — скорость (n,γ) -реакции для изотопа $(z, n+i)$; $\prod_{j \neq k}$ — произведение всех комбинаций $(\lambda_{n,\gamma}^j - \lambda_{n,\gamma}^k)$, исключая $j=k$.

Сечения $\sigma_{n,\gamma}(A+i, Z)$ экстраполировались пропорционально изменению энергии связи присоединяемого нейтрона:

$$\sigma_{n,\gamma}(A+i, Z) = \frac{B_n(A+i+1, Z)}{B_n(A+1, Z)} \sigma_{n,\gamma}(A, Z) \quad (19)$$

где B_n — энергии связи присоединяемого нейтрона в $(A+1, Z)$ и $(A+i+1, Z)$ в компаунд-ядрах для (n, γ) -реакции с известным и рассчитываемым сечениями, соответственно.

Анализ данных осложняется отсутствием экспериментальных сведений о величине интегрального потока, что приводит к значительному разбросу в оценке потока при моделировании этих экспериментов. В области $A \geq 250$ расчеты концентраций выходов с учетом только многократных захватов дает характерную пилообразную зависимость с устойчивой тенденцией к завышению для $A = 252, 254, 256$ и занижению для нечетных изотопов. Расчеты выходов трансурановых изотопов приведены на рис. 17 [24, 9] в сравнении с экспериментальными выходами, измеренными в испытании “Par”, где впервые были получены все выходы до $A=257$ (результаты нормированы на выход нуклидов с $A=245$).

Модель выходов трансуранов при многократных захватах нейтронов в условиях импульсного нуклеосинтеза можно уточнить введением элементов динамики, учитывающей изменение сечения (n, γ) -реакции с падением температуры T среды при адиабатическом расширении после цепной реакции [24, 9]. Грубо определить функциональную зависимость падения температуры рассматриваемой области (включающей массу мишени из стартового изотопа, например, ^{238}U) при адиабатическом расширении возможно: 1) задав интервал $[T_1 \div T_2]$ падения средней энергии поглощаемых ней-

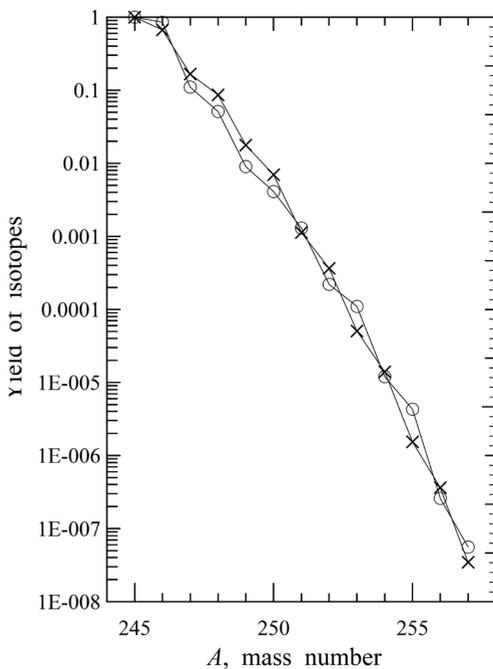


Рис. 17. Выходы изотопов в эксперименте “Par”: \circ — экспериментальные данные; \times — результаты расчета без учета динамики процесса. В экспериментальных выходах при $A > 250$ наблюдается нечетно-четная инверсия (эффekt) [24, 9]

тронов (т.е. одногрупповое представление энергии нейтронов) при охлаждении вещества в адиабатическом расширении во временном промежутке $[t_A \div t_B]$; 2) полагая, что линейная скорость разлета вещества $\mathcal{V}^k = \text{const}$ при $t \in [t_A, t_B]$, и 3) задав показатель адиабаты γ при адиабатическом расширении объема V .

Алгоритм решения задачи о выходах трансурановых изотопов сводится к разбиению временного промежутка многократных захватов $[t_A, t_B]$ на m интервалов и последовательному решению уравнений нуклеосинтеза для каждого из данных временных шагов. Начиная со второго шага начальные условия у всех изотопов являются ненулевыми и равны накоплению данных нуклидов к моменту окончания предыдущего временного шага. Получаем решение для выходов изотопов в интервале $[t_1, t_2]$ при $t_1 > t_A$ и $t_2 \leq t_B$ в виде:

$$\begin{aligned}
 N_z^n(t_2) &= N_z^n(t_1) \exp(-\lambda^n \Delta t) \\
 N_z^{n+1}(t_2) &= \lambda^n N_z^n(t_1) \left(\frac{\exp(-\lambda^n \Delta t)}{\lambda^{n+1} - \lambda^n} + \frac{\exp(-\lambda^{n+1} \Delta t)}{\lambda^n - \lambda^{n+1}} \right) + \\
 &\quad N_z^{n+1}(t_1) \exp(-\lambda^{n+1} \Delta t) \\
 N_z^{n+2}(t_2) &= \lambda^n \lambda^{n+1} N_z^n(t_1) \left[\frac{\exp(-\lambda^n \Delta t)}{(\lambda^{n+1} - \lambda^n)(\lambda^{n+2} - \lambda^n)} + \right. \\
 &\quad \left. \frac{\exp(-\lambda^{n+1} \Delta t)}{(\lambda^n - \lambda^{n+1})(\lambda^{n+2} - \lambda^{n+1})} + \frac{\exp(-\lambda^{n+2} \Delta t)}{(\lambda^n - \lambda^{n+2})(\lambda^{n+1} - \lambda^{n+2})} \right] + \\
 &\quad \lambda^{n+1} N_z^{n+1}(t_1) \left[\frac{\exp(-\lambda^{n+1} \Delta t)}{\lambda^{n+2} - \lambda^{n+1}} + \frac{\exp(-\lambda^{n+2} \Delta t)}{\lambda^{n+1} - \lambda^{n+2}} \right] + \\
 &\quad N_z^{n+2}(t_1) \exp(-\lambda^{n+2} \Delta t) \\
 N_z^{n+i}(t_1) &= \lambda^n \lambda^{n+1} \dots \lambda^{n+i-1} N_z^n(t_1) \sum_{k=n}^{n+i} \frac{\exp(-\lambda^k \Delta t)}{\prod_{j \neq k} (\lambda^j - \lambda^k)} + \dots + \\
 &\quad \lambda^{n+i-1} N^{n+i-1}(t_1) \left[\frac{\exp(-\lambda^{n+i-1} \Delta t)}{\lambda^{n+i} - \lambda^{n+i-1}} + \frac{\exp(-\lambda^{n+i} \Delta t)}{\lambda^{n+i-1} - \lambda^{n+i}} \right] + \\
 &\quad N_z^{n+i}(t_1) \exp(-\lambda^{n+i} \Delta t),
 \end{aligned} \tag{20}$$

где $\Delta t = t_2 - t_1$.

При решении системы уравнений нуклеосинтеза (20) скорость (n, γ) -реакции λ для каждого изотопа при переходе на очередной временной шаг пересчитывается в соответствии с уменьшением средней энергии поглощаемых нейтронов (однотемпературное приближение) при охлаждении вещества за временной шаг Δt .

На рис.18 представлены отношения расчетных выходов трансуранических изотопов (т.е., n -избыточных изотопов урана после окончания многократных захватов) к экспериментальным выходам (для массовых чисел в интервале $A = 245 \div 257$) для ядерного взрыва "Par". Расчетные выходы представлены как с учетом динамики процесса, так и без учета динамики. Расчетные выходы нормированы на выход изотопа ^{245}U . Данные выходы получены при $\gamma = 1.5$ для $[T_1 \div T_2] = [60 \div 6]$ кэВ и интегрального потока 5.69×10^{24} нейтрон/см². Выходы, полученные без учета динамики, соответствуют энергии $T = 25$ кэВ и интегральному потоку 7.0×10^{24} нейтрон/см².

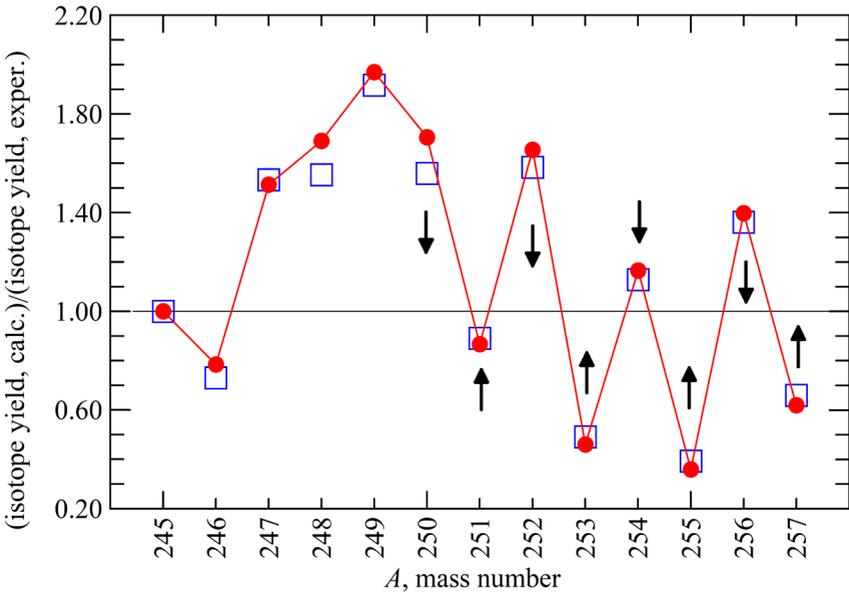


Рис. 18. Отношение расчетных выходов изотопов к зарегистрированным в эксперименте "Par" для массовых чисел $A = 245-257$: ● — моделирование без учета динамики. □ — моделирование с учетом динамики ($\gamma = 1.5$). Стрелками обозначено направление коррекции расчетных выходов при учете динамики: выходы в проблемной области $A > 250$ (где обнаружена инверсия) сдвигаются к единице [24,9]

Получение трансурановых ядер в бинарной модели в условиях импульсного нейтронного потока. При моделировании r -процесса в искусственных условиях ключевым моментом являются упрощения, обусловленные разделением по времени процессов нейтронного захвата и бета-распада. Именно временное разделение многократных нейтронных захватов в интенсивных нейтронных потоках и последующих распадах нуклидов позволяет вводить два и более стартовых изотопа. Такая предложенная модель со сложным составом стартовых изотопов названа бинарной [11]. Эта модель используется в дальнейшем также и для расчета процесса образования трансфермиевых элементов [13, 32].

Расчеты с двухкомпонентной мишенью обеспечивают явно лучшее согласие с данными эксперимента, и что особенно важно - в области феномена инверсных выходов — при $A > 250$. Присутствие в мишени изотопа ^{239}Pu сглаживает зависимость итоговых концентраций от A в области при $A > 250$.

Периоды полураспада, вероятности эмиссии одного и двух запаздывающих нейтронов, вероятности запаздывающего деления для нейтронно-избыточных ядер использовались из работы [Yu.S. Lutostansky, and V.N. Tikhonov, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 76, 534 (2012)]. После прохождения импульсного нуклеосинтеза нейтронно-избыточные изотопы претерпевают β -распад при котором возможны процессы, ведущих к изменению концентраций: (β, n) — запаздывающее испускание нейтронов, (β, f) — запаздывающее деление, спонтанное деление [5, 11, 13]. Эти процессы понижают концентрацию изотопов в изобарных цепочках (постоянное массовое число A) и, в результате, распределение выходов изотопов по массовому числу A существенно изменяется к завершению r -процесса. Эффект понижения концентраций, просуммированный по цепочке при постоянном A дает относительное снижение выхода для данного массового числа и выражается в виде коэффициента $L(A)$, а расчетные выходы изотопов для каждого A к концу r -процесса корректируются на коэффициент выживания $(1-L(A))$. В бинарной модели значения выходов трансурановых нуклидов получаются из уравнений нуклеосинтеза как совместное решение двух систем уравнений вида (16) с двумя стартовыми изотопами. Результаты расчетов эксперимента “Par” для варианта с одним стартовым изотопом ^{238}U в сравнении с уран-плу-

тониевой смеси без учета запаздывающих процессов и с учетом L -фактора представлены на рис. 19.

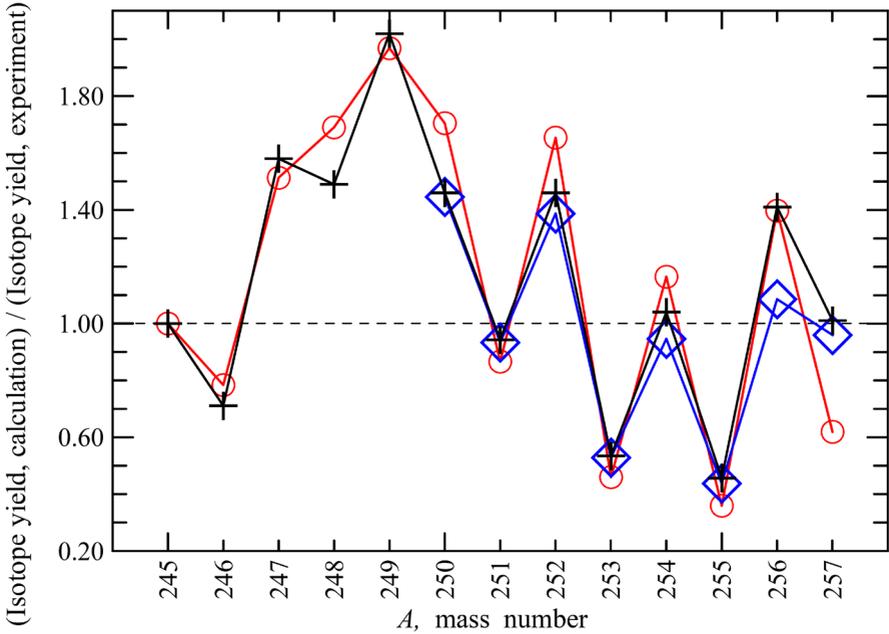


Рис.19. Отношение расчетных выходов к данным эксперимента “Par” для массовых чисел $A = 245-257$ [11, 13, 24]: \circ – расчетные результаты для модели с одним стартовым изотопом мишени — ^{238}U (статическая модель); $+$ - расчетные результаты для модели с бинарной мишенью (^{238}U — 95%, ^{239}Pu — 5%), без учета коэффициента потерь концентрации изотопов; \diamond — расчетные результаты для модели с бинарной мишенью с учетом фактора снижения концентраций обозначены ромбами. Горизонтальная пунктирная линия на уровне единицы соответствует полному совпадению с экспериментальными данными

При введение в бинарную модель фактора потерь для массовых чисел $A > 250$ потери возрастают особенно для четных по A нуклидов и увеличиваются с ростом массового числа A . Таким образом, представленная бинарная модель позволяет улучшить соответствие расчетов эксперименту, особенно в проблемной области массовых чисел — при $A \geq 250$).

О возможности образования трансформированных изотопов во взрывном нуклеосинтезе. Применение бинарной модели. Перспективной возможностью синтеза тяжелых и сверхтяжелых

(трансфермиевых) элементов является включение более тяжелых химических элементов в мишень при нейтронном нуклеосинтезе [13, 32]. С этой целью проведены оценки выходов тяжелых нуклидов при малых добавках в исходную урановую мишень изотопов ^{248}Cm и ^{251}Cf , доступных при реакторной наработке.

Включение небольших масс кюрия в затравочную смесь с ^{238}U позволяет резко увеличить выходы изотопов с массовым числом $A > 250$ на порядок при 0,5%-концентрации ^{248}Cm и до двух порядков при концентрации $\sim 5\%$. Введение затравочных добавок изотопа ^{251}Cf в смесь с ^{238}U значительно увеличивает выход при $A = 253, 254, 255$. Так, при концентрации ^{251}Cf , равной 0.001%, выход изотопа с массовым числом $A = 253$ возрастает в пять раз.

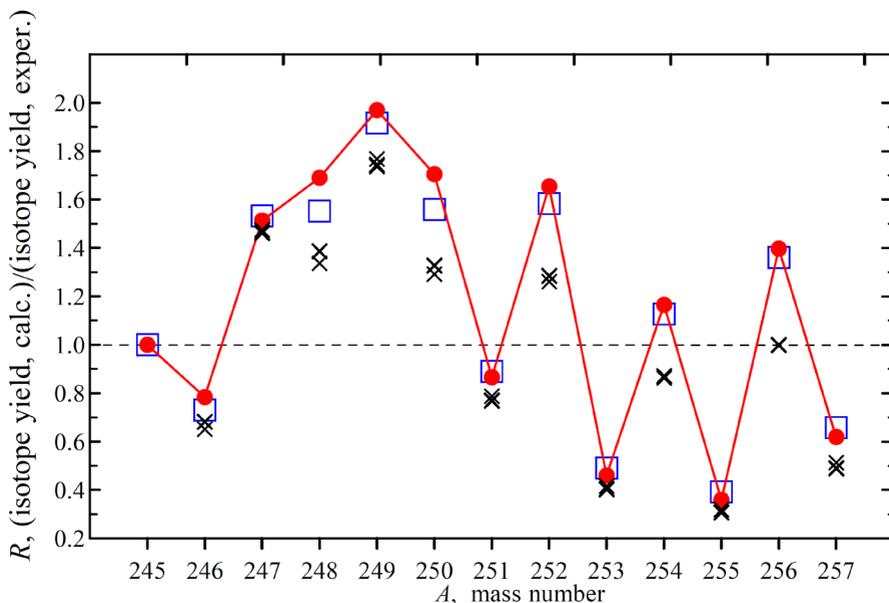


Рис.20. Отношение R расчетных значений к экспериментальным выходам изотопов в эксперименте "Par" для $A = 250-257$ [12, 26]: — красная линия с кругами — расчетные результаты в статической модели (со стартовым изотопом ^{238}U); — синие квадраты — моделирование с учетом динамики в одногрупповом представлении; — черные крестики — результаты в двух групповой модели [введение медленной компоненты нейтронного спектра в рамках динамической модели]. Горизонтальный пунктир на уровне единицы соответствует полному совпадению с экспериментальными данными

Двухгрупповая модель образования трансурановых изотопов в условиях взрывного нуклеосинтеза [12, 26]. Наличие в экспериментальном устройстве водородсодержащих веществ ведет к быстрому замедлению нейтронов. Поэтому, в потоке нейтронов, облучающих мишень из стартового изотопа, значительную часть составит мягкая компонента. По оценкам [Nucl. Sci. Eng.1972. V.48, P.343] к моменту $t = 3,6 \times 10^{-7}$ доля нейтронов в интервале $E_n = 9-26$ кэВ составляет ≈ 0.3 в общем потоке утечки.

Рассмотрим грубую модель: будем считать, что суммарный нейтронный поток в мишени состоит из двух потоков F_{sl} и F_{fa} , («slow» и «fast») со средними энергиями T_{sl} и T_{fa} , соответственно. Задается показатель адиабаты γ , коэффициент $b = T_1/T_2$ падения средней энергии поглощаемых нейтронов (в двух введенных группах) во временном интервале многократных захватов. Как и в динамической модели осуществляем разбиение временного интервала $[t_A, t_B]$ многократных захватов на m под-интервалов и последовательно решаем уравнения нуклеосинтеза. Решение уравнений для выходов $N_z^{n+i}(t_2)$ приведено к виду:

$$N_z^{n+i}(t_2) = \sum_{l=1}^i [(\lambda^n)^{\delta(0,l)} (\lambda^{n+1})^{\delta(1,l)} \dots (\lambda^{n+m})^{\delta(m,l)} \dots \cdot (\lambda^{n+i-1})^{\delta(i-1,l)} N_z^{n+l-1}(t_1) \cdot \sum_{k=n+1-l}^{n+i} \frac{\exp(-\lambda^k \Delta t)}{\prod_{j \neq k} (\lambda^j - \lambda^k)}] + N_z^{n+i}(t_1) \exp(-\lambda^{n+i} \Delta t), \quad (21)$$

$$\text{где } \delta(m,l) = \begin{cases} 1, & \text{если } m \geq (l-1) \\ 0, & \text{если } m < (l-1) \end{cases}, \quad (22)$$

$\delta = \delta(0, l), \delta = \delta(1, l), \dots, \delta = \delta(i-1, l)$ являются показателями степени для $\lambda^n, \lambda^{n+1}, \dots, \lambda^{n+i-1}$, соответственно; $m = 0 - (i-1); i \geq 1$.

Проведены расчеты (рис.20) образования нейтронно-избыточных изотопов урана при стартовом изотопе ^{238}U для $\gamma = 1.5-1.6$. В расчете принято, что: 1) *slow*-поток составляет 0.3 суммарного нейтронного потока; 2) при $t = t_A$ средние энергии данных потоков равны 17 и 60 кэВ.

Предложенная грубая двух групповая модель (введение медленной нейтронной компоненты) образования трансуранов во взрывном нуклеосинтезе вносит значительные поправки в выходы изотопов и

однозначно сглаживает пилообразный характер расчетных отклонений от эксперимента, улучшая согласие с экспериментальными выходами изотопов в проблемной области — при $A > 250$, где зарегистрирован эффект инверсных отклонений в выходах трансуранов.

Заключение. В заключении перечислены основные защищаемые результаты диссертации.

Основные публикаций по результатам диссертации

1. Лухминский Б.Е., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Программа МАМОНТ для расчета нейтронных полей методом Монте-Карло // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1989. Вып.2. с.23-25.
2. Лухминский Б.Е., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В. Модель переноса нейтронов для стандартного вычислительного эксперимента // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.. 2, стр. 118.
3. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Моделирование переноса нейтронов в литиевом бланкете с термоядерным источником // Атомная энергия. 1990. т.68, вып.2. с.135-137.
4. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Конвертор реакторных нейтронов в антинейтрино на основе литиевых соединений и их растворов // Атомная энергия, 1990. т.69, вып.2, с.120-122.
5. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Панов И.В. Влияние эффекта запаздывающего деления на образование трансурановых элементов // Известия АН СССР. сер.физическая. 1990. Т.54. № 11. с.2137-2141.
6. Lyutostansky Yu.S., Lyashuk V.I. Powerful hard-spectrum neutrino source based on lithium converter of reactor neutrino to antineutrino // Nuclear Science and Engineering. 1994. v.117. p.77-87.
7. Lutostansky Yu.S., Lyashuk V.I. Powerful dynamical neutrino source with a hard spectrum // Phys.Atom.Nucl. 2000. V.63 p.1288-1291; Yad.Fiz. 2000 т.63. с.1361-1364.
8. Lutostansky Yu.S., Lyashuk V.I., Antineutrino spectrum from a powerful reactor and neutrino converter system // Phys.Part. Nucl. Lett. 2005. V.2 p.226-229; Pisma Fiz.Elem.Chast.Atom.Yadra. 2005. 127N4. p.60-65.
9. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И. В. Расчеты образования трансурановых элементов в интенсивных нейтронных потоках в адиабатических условиях. Изв.РАН. Сер. физическая. 2010, т.74. с.536-540.
10. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Концепция мощного антинейтринного источника // Известия РАН. Сер. физическая. 2011. т.75. № 4. с.504-509.
11. Лютостанский Ю.С., Ляшук В. И., Панов И.В. Получение трансурановых элементов в бинарной модели в условиях импульсного нуклеосинтеза //

- Известия РАН. Сер. физическая, 2011. т.75. № 4. с.569-573.
12. Ляшук В.И. Моделирование выходов трансурановых изотопов во взрывном нуклеосинтезе с учетом элементов динамики процесса // Изв. РАН. сер. физическая. 2012. т.76. № 11. с.1321-1325.
 13. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Оценка выходов трансурановых нуклидов с массами до $A=270$ в условиях импульсного нуклеосинтеза // Изв.РАН. сер. физическая. 2012. т.76. № 4. с.520-524.
 14. Горбаченко О. М., Кондратьев В. Н., Лютостанский Ю. С., Ляшук В. И. LiВ-Нейтронный конвертор для нейтринного источника // Изв.РАН. сер. физическая. 2014. т.78. № 7. с.832–836.
 15. Ляшук В. И., Лютостанский Ю. С.. Интенсивный нейтринный источник на основе изотопа ${}^7\text{Li}$: реакторная и ускорительная реализации // Изв. РАН. сер. физическая. 2015. т.79. № 4. с. 472–477.
 16. Ляшук В. И; Лютостанский Ю. С. Антинейтринный источник высокой интенсивности на основе литиевого конвертора. Предложение к перспективному эксперименту по исследованию осцилляций // Письма в ЖЭТФ, 2016, т.103, вып.5 с. 331-336.
 17. Lyashuk V. I. Intensive lithium V^e -source: Effective solution for accelerator scheme // Results in Physics. V.6, 2016, p. 961.
 18. Lyashuk V. I. Hard Antineutrino Source Based on a Lithium Blanket: A Version for the Accelerator Target // Particles and Nuclei, Letters. 2017. V.14. No.3. p. 465.
 19. Lyashuk V. I. Problem of reactor antineutrino spectrum errors and it's alternative solution in the regulated spectrum scheme // Results in Physics. 2017. V.7. p.1212.
 20. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. . “О возможности использования конвертора нейтронов в нейтринных экспериментах”. Нейтронная физика. т.4. с.182-186 (Материалы I Международной конференции по нейтронной физике, Киев, 14-18 сентября, 1987, М.: ЦНИИАтоминформ).
 21. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Литиевый конвертор реакторных нейтронов в антинейтрино. I. Статический режим работы. М.: ЦНИИАтоминформ, Препринт ИТЭФ-66, 1989. С. 1-32.
 22. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Моделирование спектров нейтронов и накопления трития в литиевом blanketе при энергии источника 14 МэВ (по данным эксперимента в Карлсруэ, ФРГ). Препринт ИТЭФ-61, 1988. М.: ЦНИИАтоминформ. С.1-61.
 23. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Литиевый конвертор реакторных нейтронов в антинейтрино. II. Динамический режим работы. М.: ЦНИИАтоминформ, Препринт ИТЭФ-82, 1989. С.1-28.
 24. Lyashuk V.I. Taking into consideration the dynamics at creation of transuranium isotopes under the conditions of nuclear explosion. Moscow, ИТЭФ-7-97. 1997. 16 pp
 25. Lyashuk V.I., Lyutostansky Yu.S. The Conception of the powerful dynamic

- neutrino source with modifiable hard spectrum. Moscow, ИТЭР-38-97. 1998. 24 pp.
26. Lyashuk V.I. Creation of transuranium isotopes under the conditions of explosive nucleosynthesis. The model with features of dynamics. Moscow, ИТЭР-46-98. 24 pp.
 27. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Литиевый конвертор реакторных нейтронов в антинейтринно. III. Конвертор на основе литий-дейтериевых растворов и соединений. М.: ЦНИИАтоминформ, Препринт ИТЭФ-147, 1989. С. 1-48.
 28. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. “Использование нейтронных потоков высокой плотности для генерации жестких нейтринно”, Сборник “Исследования в гигантских импульсах тепловых нейтронов от импульсных реакторов и в ловушках больших ускорителей”, Дубна, 27-29 апреля 2005 г. Труды международного рабочего совещания (Дубна: ОИЯИ, 2005), с.150-175.
 29. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Возможные источники нейтронов для нейтринной фабрики (обзор). Препринт 12-07, ИТЭФ, М., 2007. 60 стр
 30. Lyashuk V. I., Lutostansky Yu. S.. “Neutron sources for neutrino investigations with the lithium converter”. The 4-th Intern.Conference “Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy” (NPAE-Kyiv2012). Proc. Part II. p.462-466.
 31. Lyashuk V.I., Lutostansky Yu.S. “Neutron Sources for Neutrino Factory on the Base of Lithium Converter”. XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-21). Alushta, Ukraine, May 20-25, 2013. Proceeding, Dubna, JINR, 2014, p.156-164.
 32. Yu.S. Lutostansky, V.I. Lyashuk. Transfermium Neutron-Rich Nuclei Production in Pulsed Neutron Fluxes of Nuclear Explosions (ISINN-21). XXI Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. Alushta, Ukraine, May 20-25, 2013. Proceeding, p.147-155.
 33. Lyashuk V.I., Lutostansky Yu.S. “Neutron Sources for Neutrino Investigations (as Alternative for Nuclear Reactors)”. International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-22) (Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics), Dubna, May 27-30, 2014, Proceeding, Dubna, JINR, 2015, p.397-405.
 34. Lyashuk V. I. and Lutostansky Yu. S.. INTENSIVE NEUTRINO SOURCE ON THE BASE OF LITHIUM CONVERTER. arXiv:1503.01280v2.
 35. Lyashuk V. I. High flux lithium antineutrino source with variable hard spectrum. arXiv: 1609.02934 [physics.ins-det]. 2016.
 36. Lyashuk V. I. Lithium antineutrino source in the tandem scheme of the accelerator and neutron producing tungsten target. arXiv:1609.02127. 2016.
 37. Lyashuk V. I. High flux lithium antineutrino source with variable hard spectrum. How to decrease the errors of the total spectrum ? arXiv: 1612.08096 [physics.ins-det]. 2017.

Научное издание

ЛЯШУК

Владимир Иванович

Интенсивный литиевый антинейтринный источник
и взрывной нуклеосинтез в нейтронных потоках

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук на тему

Ф-т 60x84/16 Уч.-изд.л. 2,05 Зак. № 22418 Тираж 80 экз. Бесплатно

Печать цифровая

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

Издательский отдел

117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а