

**Исследование глубоко подкритичных электроядерных систем и
возможностей их применения для производства энергии, трансмутации
ОЯТ и исследований в области радиационного материаловедения**

Часть III

КВАЗИБЕСКОНЕЧНАЯ МИШЕНЬ

ШИФР ТЕМЫ 02-1-1107/2011–2023

АВТОРЫ

Адам И., Балдин А.А., Вагнер В., Марьин И.И., Пронских В.С., Солнышкин А.А., Тютюнников С.И., Вишневский А.В., Берлев А.И., Юдин И.П., Маканькин А.М., Слепнев В.М., Замятин Н.И., Стрекаловская Е.В., Шаляпин В.Н., Стегайлов В.И., Юлдашев Б.С., Левтерова Е.А., Ковалев Ю.С., Крячко И.А., Парайпан М., Чан Нгок Тоан (Объединенный институт ядерных исследований), Джавадова В.К.

РУКОВОДИТЕЛЬ ПРОЕКТА: ТЮТЮННИКОВ С.И.

ЗАМЕСТИТЕЛЬ РУКОВОДИТЕЛЯ ПРОЕКТА: СОЛНЫШКИН А.А.

ПОЛНОЕ НАЗВАНИЕ ПРОЕКТА

Исследование глубоко подкритичных электроядерных систем и возможностей их применения для производства энергии, трансмутации ОЯТ и исследований в области радиационного материаловедения

**Часть III
КВАЗИБЕСКОНЕЧНАЯ МИШЕНЬ**

УСЛОВНОЕ ОБОЗНАЧЕНИЕ ПРОЕКТА ИЛИ КОЛЛАБОРАЦИИ
Э&Т&РМ (Энергия & Трансмутация, радиационное материаловедение)
ШИФР ТЕМЫ
02-1-1107/2011-2023

СПИСОК АВТОРОВ В АЛФАВИТНОМ ПОРЯДКЕ ПО ИНСТИТУТАМ,
РАСПОЛОЖЕННЫМ В АЛФАВИТНОМ ПОРЯДКЕ ПО ГОРОДАМ

Адам И., Балдин А.А., Берлев А.И., Вагнер В., Вишневский А.В., Джавадова В.К., Замятин Н.И., Ковалев Ю.С., Крячко И.А., Левтерова Е.А., Маканькин А.М., Марьин И.И., Парайпан М., Пронских В.С., Слепнев В.М., Солнышкин А.А., Стегайлов В.И., Стрекаловская Е.В., Тютюнников С.И., Чан Нгок Тоан, Шаляпин В.Н., Юдин И.П., Юлдашев Б.С. (Объединенный институт ядерных исследований)

ФАМИЛИЯ РУКОВОДИТЕЛЯ ПРОЕКТА

Тютюнников С.И.

ФАМИЛИЯ ЗАМЕСТИТЕЛЯ РУКОВОДИТЕЛЯ ПРОЕКТА

Солнышкин А.А.

ДАТА ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ПРОЕКТА В НОО _____

ДАТА НТС ЛАБОРАТОРИИ _____ НОМЕР ДОКУМЕНТА _____

ДАТА ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ФИЗОБОСНОВАНИЯ НА СЕМИНАРЕ ЛАБОРАТОРИИ

ЛИСТ СОГЛАСОВАНИЙ ПРОЕКТА

ПОЛНОЕ НАЗВАНИЕ ПРОЕКТА

Исследование глубоко подкритичных электроядерных систем и возможностей их применения для производства энергии, трансмутации ОЯТ и исследований в области радиационного материаловедения

**Часть III
КВАЗИБЕСКОНЕЧНАЯ МИШЕНЬ**

УСЛОВНОЕ ОБОЗНАЧЕНИЕ ПРОЕКТА ИЛИ КОЛЛАБОРАЦИИ

Э&Т&РМ (Энергия & Трансмутация, радиационное материаловедение)

ШИФР ТЕМЫ

02-1-1107/2011–2023

УТВЕРЖДЕН ДИРЕКТОРОМ ОИЯИ

ПОДПИСЬ ДАТА

СОГЛАСОВАНО

ВИЦЕ-ДИРЕКТОР ОИЯИ

ГЛАВНЫЙ УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ

ПОМОЩНИК ДИРЕКТОРА ПО ЭКОНОМИЧЕСКИМ
И ФИНАНСОВЫМ ВОПРОСАМ

ГЛАВНЫЙ ИНЖЕНЕР

НАЧАЛЬНИК НОО

ДИРЕКТОР ЛАБОРАТОРИИ

ГЛАВНЫЙ ИНЖЕНЕР ЛАБОРАТОРИИ

РУКОВОДИТЕЛЬ ПРОЕКТА

ЗАМ. РУКОВОДИТЕЛЯ ПРОЕКТА

ОДОБРЕН

ПКК ПО НАПРАВЛЕНИЮ

Введение

Проблема эффективной утилизации отработанного ядерного топлива (ОЯТ) стала в последние годы ключевой при обсуждении будущего глобальной энергетики. Ведущие мировые державы начали серьезно рассматривать использование электроядерных систем (в международной терминологии - Accelerator Driven Systems – ADS) в качестве альтернативного и перспективного метода решения этой проблемы. На это, в частности, указывает начало практической реализации масштабного европейского проекта MYRRHA, а также активная работа по формированию и разработке соответствующих национальных программ в США, Китае, Индии, Японии и Южной Корее.

Необходимо отметить, что все программы и проекты сосредоточены на классической электроядерной схеме (ADS), которая представляет собой, по сути, подкритический быстрый реактор с внешним (электроядерным) источником нейтронов.

Внешним источником нейтронов является свинцовая или свинцово-висмутовая нейтронопроизводящая мишень ограниченного размера (как правило, в расчетах и экспериментах рассматриваются мишени $\varnothing 20 \times 60$ см), размещаемая в центре подкритической активной зоны, в которую поступает узкий протонный пучок с энергией ~ 1 ГэВ из ускорителя.

Стартовая подкритичность активной зоны находится в диапазоне $k_{\text{эфф}} \sim 0,97 \div 0,98$ и обеспечивается «запальным» ураном-235 [1].

В результате спектр нейтронов в активной зоне ADS-установок формируется так же, как и в обычном реакторе, в основном нейтронами спектра деления.

Таким образом, фактически классическая электроядерная схема - ADS – это реализация той же цепной реакции – первого, хорошо известного и освоенного в промышленном масштабе, способа получения нейтронов. Электроядерный же способ получения нейтронов в схеме ADS дает вклад в их (нейтронов) производство всего несколько процентов.

От ADS к ЯРТ

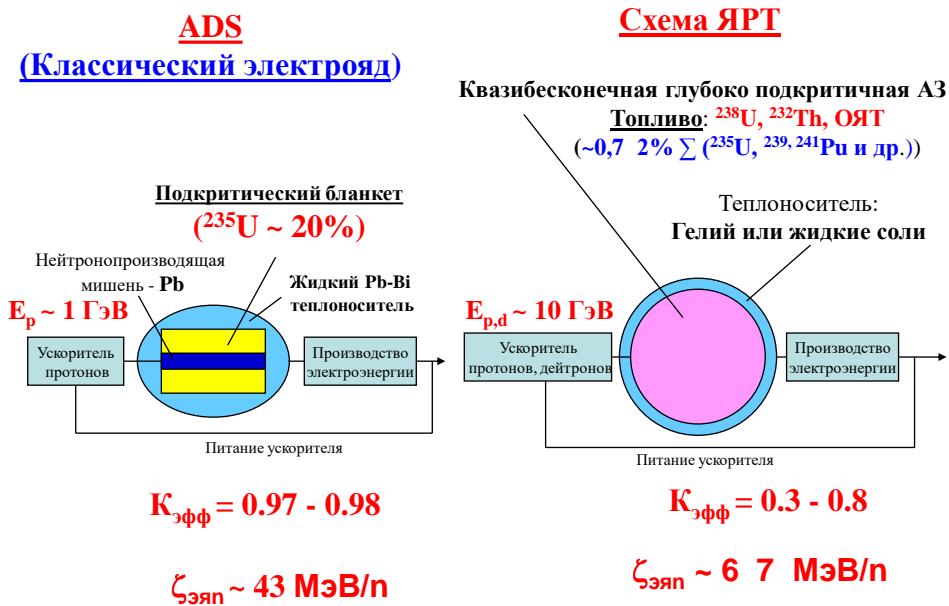


Рис.1 Схемы получения ядерной энергии с использованием пучков заряженных частиц.

В основе схемы ЯРТ лежит идея использования максимально жесткого нейтронного спектра, формируемого пучками релятивистских частиц внутри глубоко подкритичной, квазибесконечной (с пренебрежимо малой утечкой нейтронов) активной зоны (АЗ) из природного (обедненного) урана или тория – для утилизации ОЯТ атомных электростанций с одновременным производством энергии [4, 5]. Для реализации этой идеи в схеме ЯРТ, в частности, предусматривается повышение энергии пучка релятивистских частиц с традиционной энергии $\sim 1 \text{ ГэВ}$ до уровня $\sim 10 \text{ ГэВ}$.

В схеме ЯРТ ставка делается на полную утилизацию энергии первичной релятивистской частицы в квазибесконечной мишени (АЗ) и ее максимальную конвертацию в производство электроядерных нейтронов (рис.1).

При этом предполагается, что значительное ужесточение нейтронного спектра по сравнению с делительным позволит, кроме традиционных для ядерных реакторов реакций (n,f) и (n,γ) , эффективно использовать комплекс многоступенчатых каскадных реакций, высокоэнергетичное деление протонами, мезонами и нейtronами, а также пороговые реакции типа (n, xn) – для производства нейтронов.

Такой нейтронный спектр позволит эффективно «сжигать» пороговые минорные актиниды и трансмутировать долгоживущие осколки деления при загрузке ОЯТ в АЗ.

Проект «Энергия и Трансмутация РАО» был направлен на решение следующих основных задач:

1. Развитие и отработка методов и систем измерений характеристик ядерно-физических процессов, происходящих в протяженной урановой мишени под действием пучка релятивистских частиц с целью подготовки полномасштабных экспериментов на Большой Урановой мишени (БУРАН), имеющейся в ОИЯИ.

2. Ограниченнное моделирование центральной области мишенной сборки БУРАН, которая является реалистическим прототипом квазибесконечной активной зоны (АЗ) в схеме ЯРТ.

3. Фундаментальные и прикладные исследования в области взаимодействия релятивистских частиц с массивными размножающими мишенями с целью тестировании и модификации существующих моделей и транспортных кодов.

I.1. Расчетные оценки радиационных полей при экспериментах с мишенной сборкой Большой Урановой Мишени на Фазotronе ЛЯП ОИЯИ

1.1. Исходные данные и методика расчетов

Расчеты проводились на основе кодов MCNP и FLUKA (основная программа, используемая в расчетах). Геометрия расчетной модели мишенной сборки (МС) Большой Урановой мишени (БМ) приведена на рис. 2

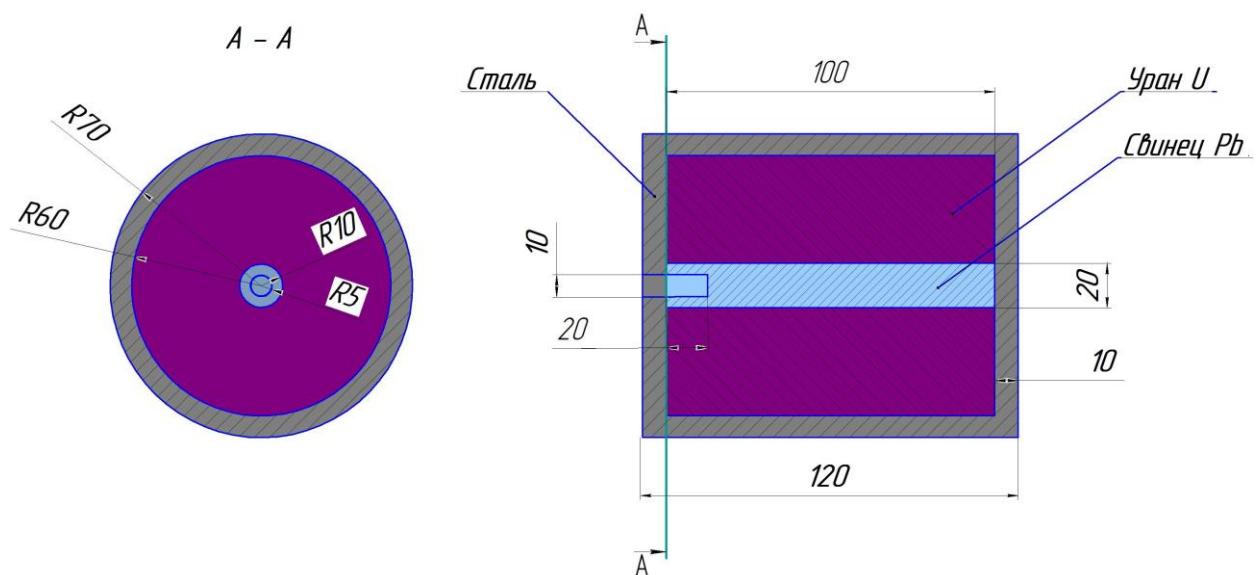


Рис.2. Расчетная МС БМ

Некоторые дополнительные данные для расчета приведены ниже:

- Мишень облучается протонами с энергией 660 МэВ;
- Интенсивность пучка протонов равна $1 \cdot 10^{11}$ р/с;
- Время облучения до 60 ч/год;

- Изотопный состав урана: Обедненный уран: 99.7% уран-238, 0.3% уран-235,
- Масса урана в установке (19.2 г/см^3) = 21.563889 тонны (в расчетной модели),
- Мишень – свинец (11.3 г/см^3), масса $\sim 285 \text{ кг}$,
- Контейнер – железо (7.8 г/см^3), масса $\sim 5.5625 \text{ тонн}$.

1.2. Ядерная безопасность. Расчеты МС БМ на коэффициент размножения

Основные расчетные данные, полученные по оценке ядерной безопасности МС БМ, состоят в следующем:

- Эффективный коэффициент размножения $K_{\text{эф}} = 0.34218 \pm 0.00014$,
- Умножение $1/(1-K_{\text{эф}}) = \sim 1.52$,
- Время жизни мгновенных нейтронов = $2.8\text{E}-8 \text{ с}$
- Средняя энергия нейтронов, вызывающих деления = 2.66 МэВ ,
- Процент делений, вызванных нейтронами в тепловой, промежуточной и быстрой области энергии: ($<0.625 \text{ эВ}$) - 0.00%, ($0.625 \text{ эВ} - 100 \text{ кэВ}$) - 6.04%, ($>100 \text{ кэВ}$) - 93.96%,
- Среднее число нейтронов, произведенных на один поглощенный нейtron = 0.41,
- Среднее число нейтронов, выделяющихся на одно деление = 2.739.
- Заливка установки водой не приводит к заметному изменению коэффициента размножения ($K_{\text{эф}} = 0.34343 \pm 0.00017$).

Выводы по ядерной безопасности МС БМ: система глубоко подкритическая с $K_{\text{эф}} = 0.34218$ с малым умножением не более двух. При максимальной проектной аварии, вызванной затоплением установки водой, коэффициент размножения остается практически на прежнем уровне и существенно меньше допустимого (допустимый $K_{\text{эф}} = 0.95$ как для хранилища отработанного ядерного топлива).

1.3. Некоторые данные по энерговыделению в МС БМ и спектральному составу вылетающих из установки нейтронов и гамма-квантов

На рис. 3 приведено распределение плотности энерговыделения в МС БМ от одного инициирующего протона, а на рис. 4 представлен спектральный

состав нейтронов ($\text{n}/\text{см}^2$) и гамма-квантов ($\text{γ}/\text{см}^2$), вылетающих из МС БМ от 1 протона ускорителя.

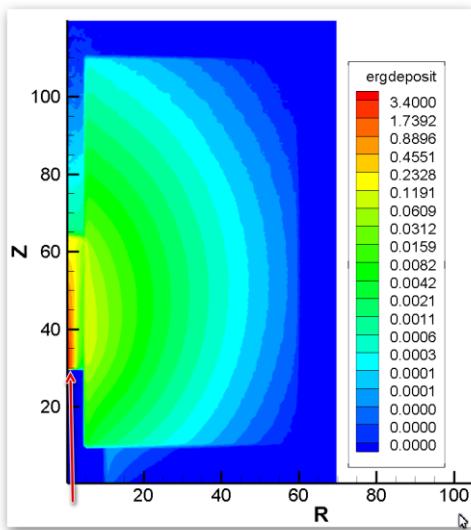


Рис. 3. Плотность энерговыделения ($\text{МэВ}/\text{см}^3$) в МС БМ от 1 протона ускорителя

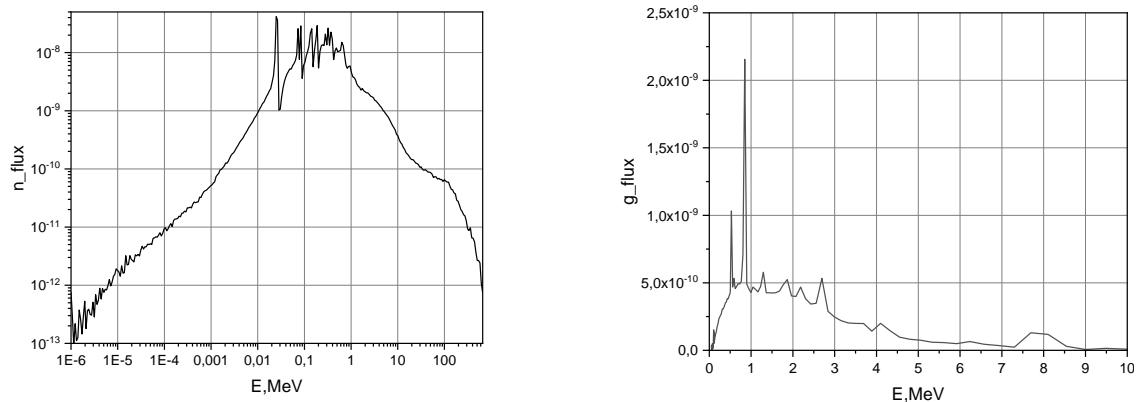


Рис. 4. Спектр нейтронов ($\text{n}/\text{см}^2$) и гамма-квантов ($\text{γ}/\text{см}^2$), вылетающих из МС БМ от 1 протона ускорителя

1.4. Расчет распределения дозовой нагрузки внутри и вне МС БМ

Условия работы МС БМ: облучение, последующая выдержка, период облучения и некоторые другие параметры задавались в соответствие с требованиями эксперимента в процессе облучения установки.

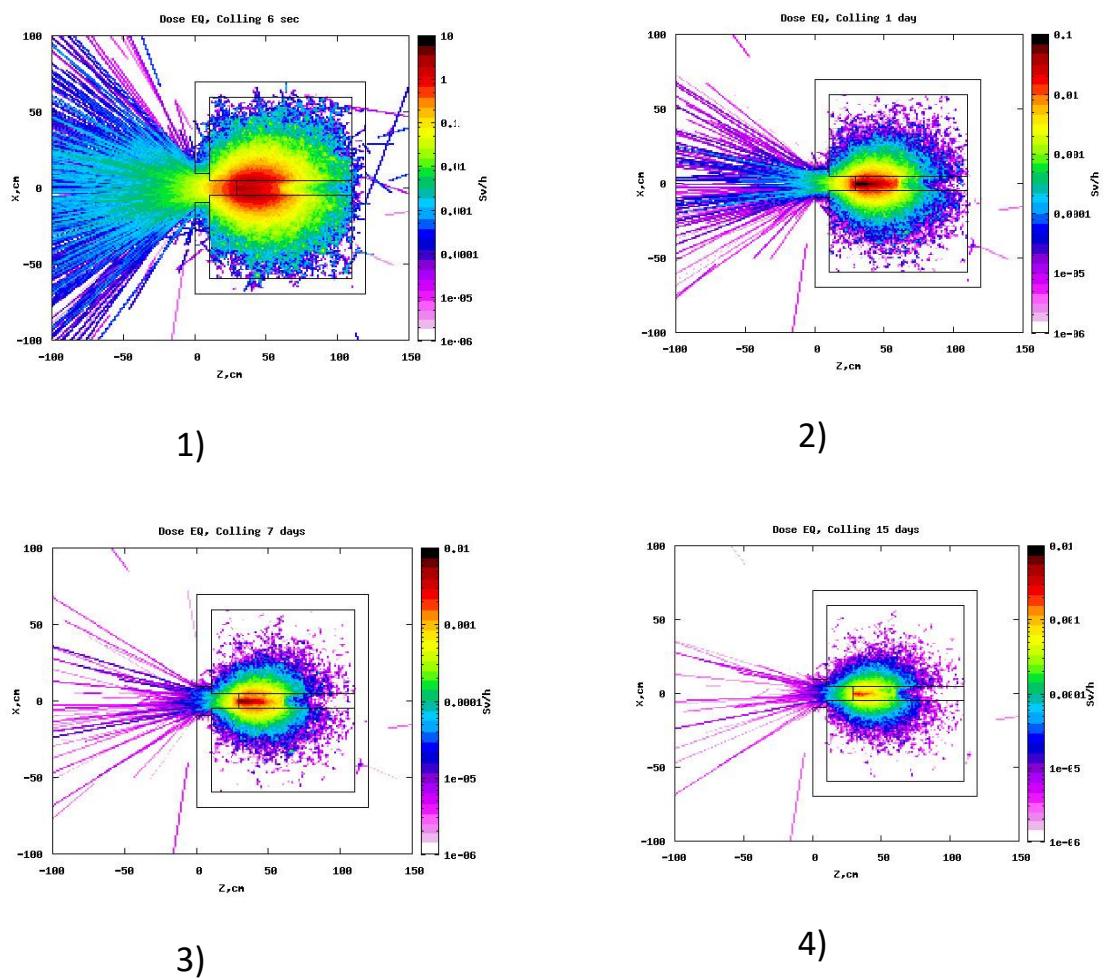
Дозовые нагрузки внутри и вне МС БМ были рассчитаны в нескольких вариантах облучения:

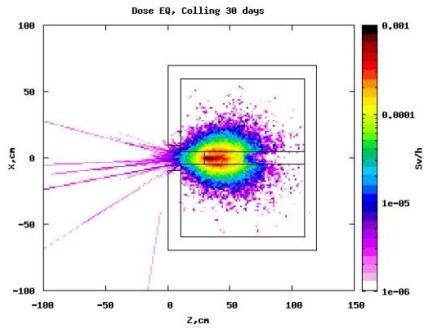
Вариант 1. Непрерывное облучение пучком протонов в течение 5-и часов, затем выдержка; интенсивность пучка протонов равна $1 \cdot 10^{11}$ р/с;

Вариант 2. 10 периодов облучения пучком протонов интенсивностью $1 \cdot 10^{11}$ р/с в течение 5 часов с последующей выдержкой 30 дней.

Вариант 1. Непрерывное облучение пучком протонов интенсивностью $1 \cdot 10^{11}$ р/с в течение 5 часов, затем выдержка

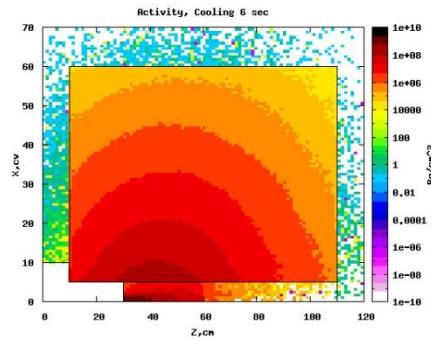
Пространственное распределение спада мощности эффективной дозы внутри и вокруг МС БМ после облучения в течение 5-ти часов при интенсивности пучка протонов $1 \cdot 10^{11}$ р/с показан на рис.5, а на рис. 6 – спад активности самой МС БМ (Бк/см³).



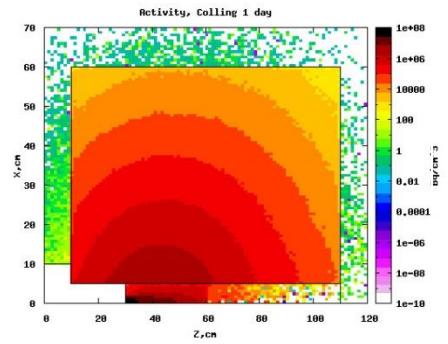


5)

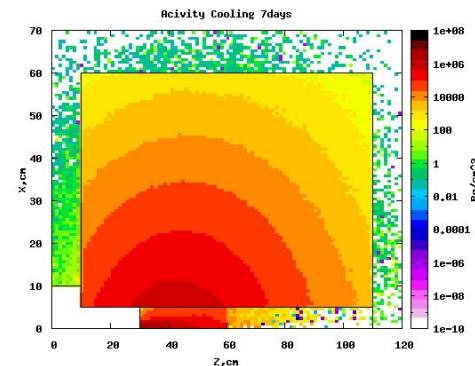
Рис. 5. Пространственное распределение спада мощности эффективной дозы внутри и вокруг МС БМ после облучения в течение 5-и часов при интенсивности пучка протонов $1 \cdot 10^{11}$ p/c



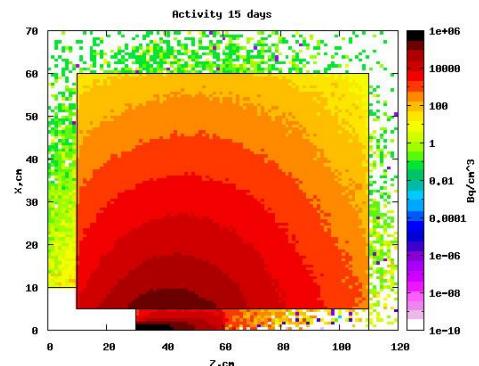
1)



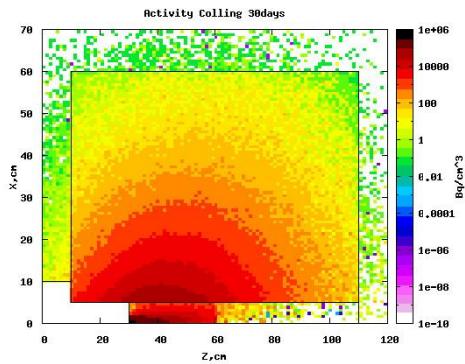
2)



3)



4)

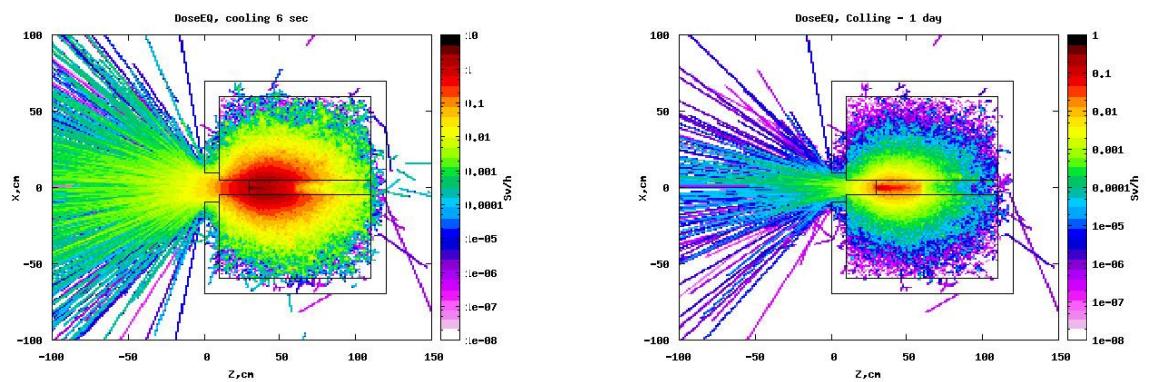


5

Рис. 6. Спад активности элементов конструкции МС БМ ($\text{Бк}/\text{см}^3$) после облучения установки в течение 5-и часов при интенсивности пучка протонов $1 \cdot 10^{11} \text{ p/s}$ при разной выдержке: 1- 6 сек., 2- 1 сутки, 3- 7 суток, 4- 15 суток, 5- 30 суток

Вариант 2. 10 периодов облучения пучком протонов интенсивностью $1 \cdot 10^{11} \text{ p/s}$ в течение 5 часов с последующей выдержкой 30 дней, затем финальная выдержка

Пространственное распределение спада мощности эффективной дозы внутри и вокруг МС БМ после облучения МС БМ в течение 10 циклов с 5-и часовым облучением и 30-и дневной выдержкой в каждом цикле с последующей финальной выдержкой до одного года показано на рис. 7, а на рис. 8 - спад активности самой МС БМ ($\text{Бк}/\text{см}^3$).



1)

2)

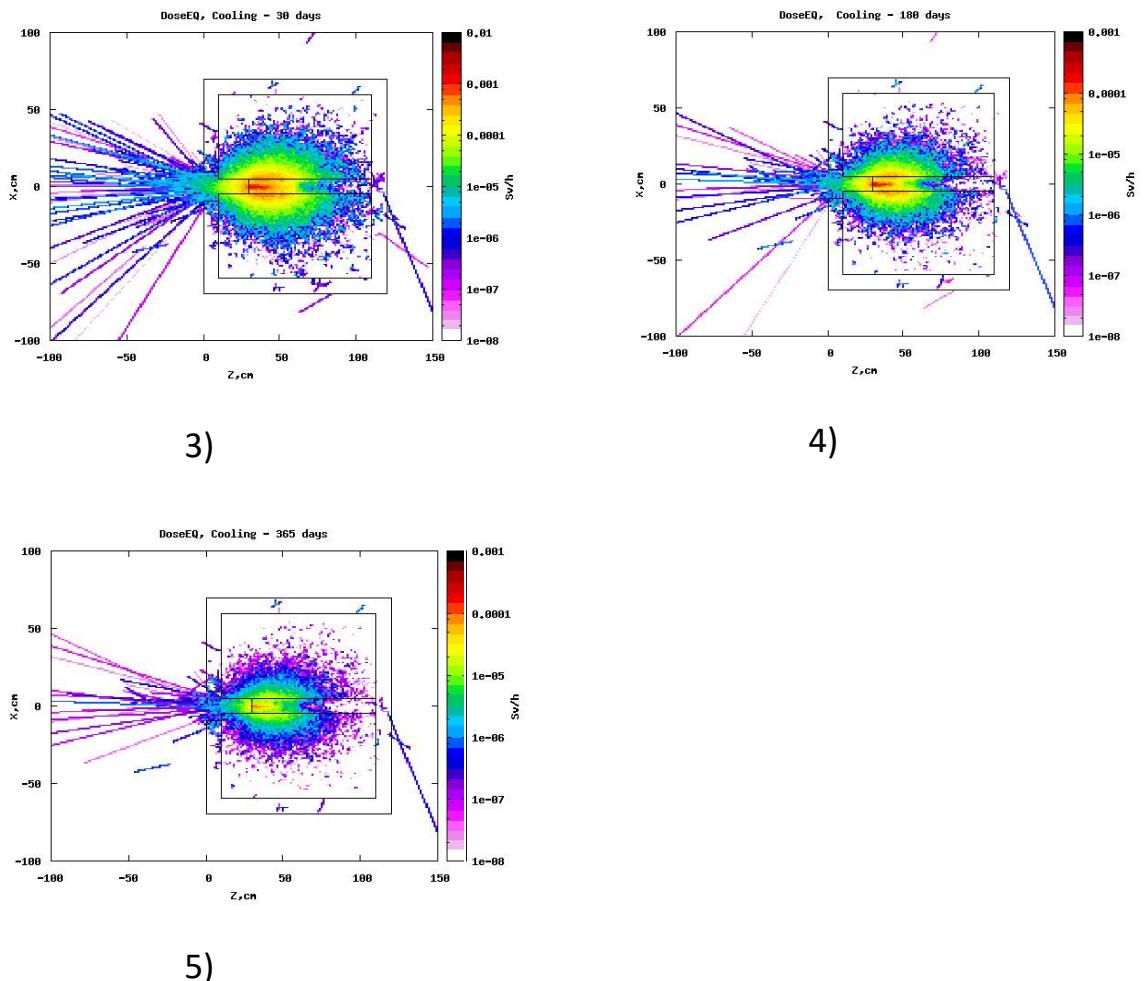
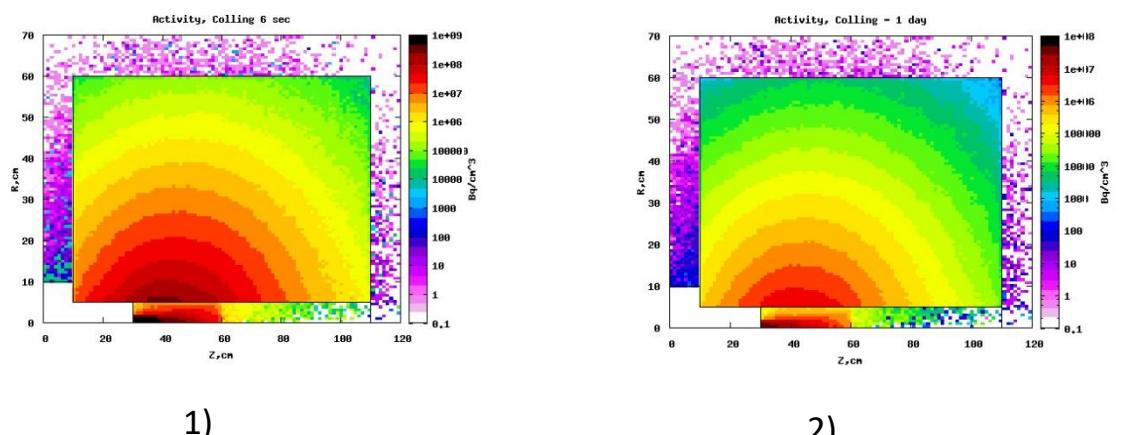
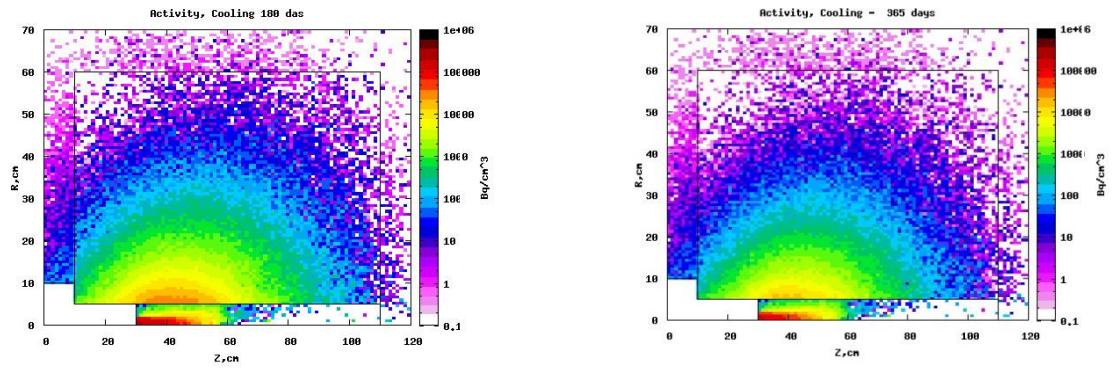


Рис.7. Пространственное распределение спада мощности эффективной дозы внутри и вокруг МС БМ после ее облучения в течение 10 циклов (5 часов облучения при интенсивности пучка протонов $1 \cdot 10^{11}$ р/с с последующей выдержкой в 30 суток) при разной финальной выдержке.





3)

4)

Рис. 8. Спад активности элементов конструкции МС БМ ($\text{Бк}/\text{см}^3$) после облучения установки в течение 10 циклов (5 часов облучения при интенсивности пучка протонов $1 \cdot 10^{11} \text{ p/s}$ с последующей выдержкой в 30 суток) при разной выдержке: 1- 6 сек., 2- 1 сутки, 3- 180 суток, 4- 365 суток.

1.5. Обсуждение результатов расчетов

Некоторые особенности распределения радиационного поля, возникающего внутри и вокруг МС БМ при облучении ее протонами фазotronа ЛЯП, состоят в следующем:

- Основная мощность эффективной дозы выделяется в центре установки на около входной торцевой поверхности свинцовой мишени и распределяется вглубь мишени приблизительно на десять см от ее края;
- Радиационное поле внутри установки представляет собой слабо вытянутый эллипс с центром во внутреннем части свинцовой мишени;
- Вне установки радиационное поле распространяется в большей степени по оси протонного пучка. Характерно, что основное распределение мощности дозы наблюдается в обратном (альбедном) направлении протонного пучка. Мощность дозы в обратном направлении от переднего торца установки формируется в основном за счет конверсионных нейтронов и гамма-квантов. Зона распространения радиационного поля в обратном направлении пучка протонов в 2-3 раза превышает зону распространения радиационного поражения в прямом направлении пучка.

Расчеты показывают, что облучение МС БМ в течение 5-и часов при интенсивности пучка $1 \cdot 10^{11} \text{ p/s}$, (вариант 1) приводят к вполне безопасной радиационный нагрузке (около меньше 1 мзв/час) на заднем торце МС БМ

практически сразу после отключения пучка протонов. Причем доза после одних суток выдержки падает до уровня 10 мкзв/час.

Мощность дозы после облучения МС БМ в течение 10 циклов (5 часов облучения при $1 \cdot 10^{11}$ р/с с последующей выдержкой в 30 суток, вариант 2) слабо меняется с выдержкой и остается достаточно высокой даже при выдержке 1 год. Максимум дозы локализован на свинцовой мишени, и при выдержке, например, равной 30-и дням равна $1.38 \cdot 10^{-3}$ Зв/час. При этом дозовая нагрузка вокруг установки на расстоянии до 1 метра от поверхности установки даже при выдержке 1 сутки мала и составляет $1.0 \cdot 10^{-6}$ Зв/час.

2. Предварительное заключение о возможности проведения запланированных экспериментов с установкой МС БМ на Фазotronе ЛЯП ОИЯИ

Учитывая планируемый порядок выполнения экспериментов с МС БМ на пучке протонов с энергией 660 МэВ, представленный в Приложении 1 (в проекте «Инструкции по радиационной безопасности при проведении эксперимента по исследованию трансмутационных характеристик долгоживущих радиоактивных отходов атомных станций под действием вторичных нейтронов на выведенном пучке протонов с энергией 660 МэВ от ФАЗОТРОНА ЛЯП с использованием Большой Мишени (БМ)») и результаты исследования пространственного и энергетического распределений вторичных нейтронов внутри и на поверхности МС БМ, которые соответствует режимам облучения в вариантах 1 и 2, указанных выше, можно сделать предварительное заключение о ядерной и радиационной безопасности предлагаемых экспериментов.

При установке и снятии активационных, трековых и полупроводниковых детекторов в процессе проведения сеанса облучения необходим предварительный контроль радиационных условий на поверхности и вокруг установки БУРАН.

3. Обсуждение коэффициентов усиления мощности бомбардирующего пучка и перехода к квазибесконечной активной зоне.

С точки зрения практической применимости любой электроядерной системы коэффициент усиления мощности ($K_{ум}$) пучка бомбардирующих частиц имеет решающее значение.

Для глубоко подкритических активных зон, исследуемых в данном проекте, величина $K_{ум}$, наряду с максимально жестким нейтронным спектром,

определяет реальные возможности ЯРТ для утилизации ОЯТ с одновременным производством энергии. Необходимо различать так называемый стартовый $K_{\text{ум}}(0)$ и соответствующий коэффициент $K_{\text{ум}}(\text{равн})$, который устанавливается в активной зоне при достижении равновесной концентрации ^{239}Pu после определенного времени работы рассматриваемой электроядерной системы. В данном проекте экспериментально исследуется зависимость величины $K_{\text{ум}}(0)$ от конфигурации активной зоны (МС «Квинта» или БУРАН), а также от энергии и типа бомбардирующих частиц.

Полученные для МС «Квинта» экспериментальные величины $K_{\text{ум}}(0) \approx 2$ удовлетворительно воспроизводятся расчетом, хотя последняя величина указывает на 20% падение значения $K_{\text{ум}}(0)$ при возрастании энергии дейtronов E_d от 1 до 8 ГэВ. Этот результат получен в условиях большой утечки нейтронов из МС «Квинта» во всем изученном интервале энергий E_d .

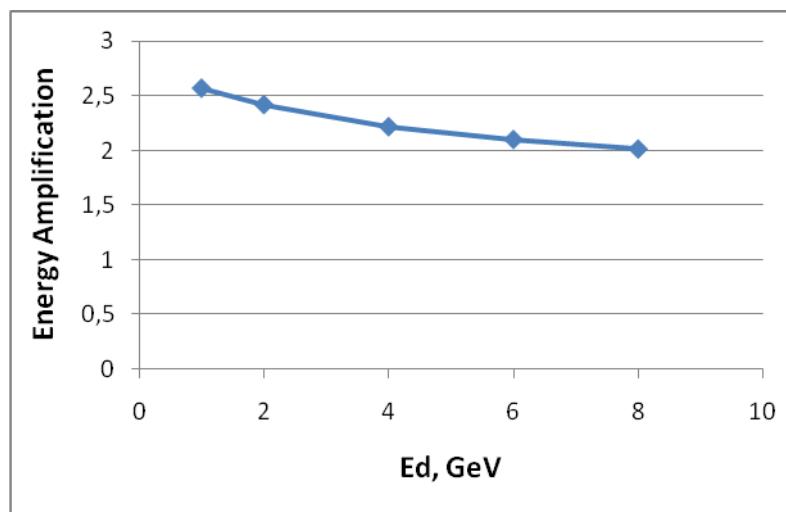


Рис. 9. Результаты расчета по коду MARS15 коэффициента усиления мощности пучка дейтронов в МС «Квинта» в зависимости от величины его энергии E_d .

Падение расчетного коэффициента усиления мощности $K_{\text{ум}}(0)$ с ростом величины E_d обусловлено расчетным же снижением количества делений на единицу энергии дейтрана. При увеличении радиального размера достаточно длинной цилиндрической Активной Зоны (в которой укладывается не менее пяти длин пробега по неупругим взаимодействиям инициирующих частиц) величина коэффициента усиления мощности $K_{\text{ум}}(0)$ должна существенно возрасти за счет полной утилизации нейтронов утечки и, особенно, их высокоэнергетической компоненты.

Однако, как отмечалось выше, существующие расчетные коды сильно занижают долю нейтронного спектра с энергиями $E_n > 20$ МэВ. Этим, по-видимому, объясняется сильное занижение расчетных величин коэффициента усиления мощности $K_{\text{ум}}(0)$, по сравнению со значениями $\approx 7,4$ и $\approx 6,0$,

полученными из данных экспериментов [11] с квазибесконечными мишенями из естественного и обедненного урана соответственно. В [11] измерения проводились при энергии падающих протонов $E_p = 0,66$ ГэВ, мишени имели эквивалентную массу ≈ 6 тонн за счет асимметричного ввода пучка в нее.

Экстраполяция результатов работы [11] к квазибесконечной мишени массой ≈ 20 т дает величину коэффициента усиления мощности $K_{UM} \approx 7,3$ для обедненного урана и $K_{UM} \approx 9,0$ – для природного урана при энергии протона 0,66 ГэВ (рис. 9).

В работе [12] с помощью кода SHIELD рассчитывались, в частности, величины коэффициента усиления мощности K_{UM} для квазибесконечной мишени из обедненного урана массой 30 тонн, облучаемой протонами с энергиями E_p от 1 до 10 ГэВ. Полученные в [12] значения коэффициента усиления мощности $K_{UM} \approx (3 \div 3,3)$, также как и количество делений, отнесенных к 1 ГэВ энергии пучка, – оказались примерно вдвое меньше, чем оцененные из экспериментальных данных [11] и приведенные выше, для мишени массой в ~ 5 раз меньшей. Это прямое следствие значительного занижения расчетной величины высокоэнергетичной ($E_n > 20$ МэВ) составляющей нейтронных спектров.

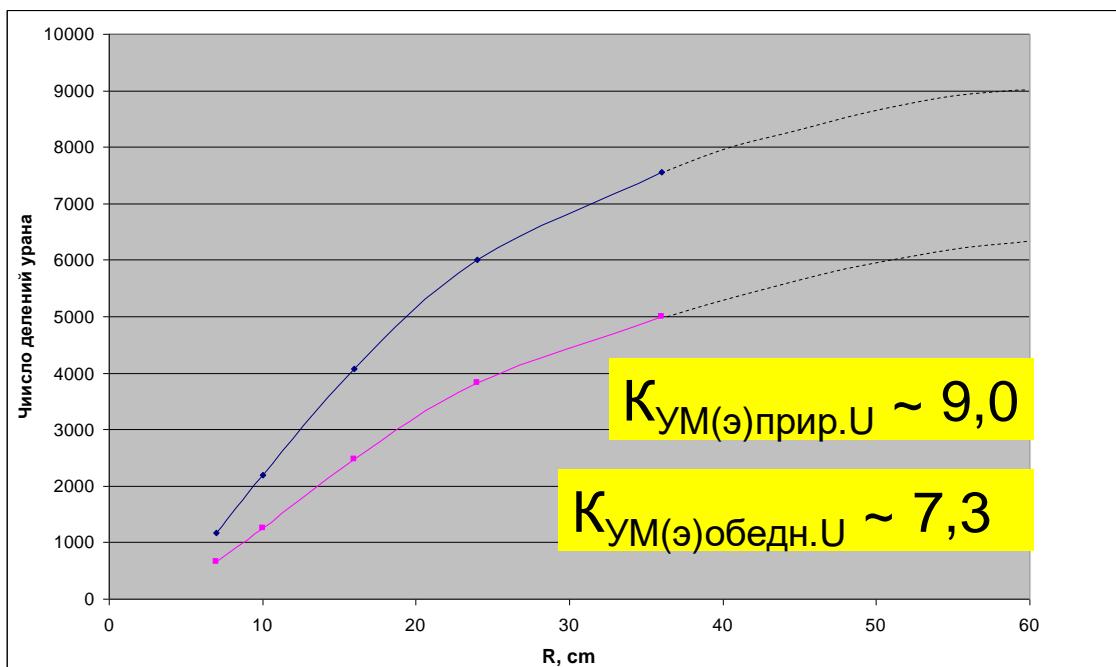


Рис. 10. Радиальные распределения чисел деления урана, измеренных в работе [11] и проинтегрированных до радиуса R на расстояниях от входа пучка в мишень Z = 245мм (синяя кривая) и Z = 655 мм (сиреневая кривая).

4. Предложения по проекту «Э&Т&РМ» на 2021 – 2023 гг.

4.1. Основные задачи работ Проекта «Э&Т&РМ» с мишенной сборкой (МС) «Большая урановая мишень» на 2021÷2023 гг.

Эксперименты, выполненные на первом этапе проекта в течение 2013-2019 гг. на базе мишенной сборки «Квinta» ограниченного размера, позволили создать и испытать основные измерительные методики и процедуры обработки получаемых данных. Анализ результатов этих экспериментов позволил уточнить научную и методическую программы измерений второго этапа проекта «Э и Т – ОЯТ» с квазибесконечной мишенной сборкой «БУРАН», дал возможность реалистично оценить сроки и ресурсы, необходимые для их выполнения.

Таким образом, основными задачами проекта, нацеленного на эксперименты с МС «Большая урановая мишень» в 2021 – 2023 гг., являются следующие:

1. Изучение пространственного распределения нейтронных полей и их энергетических спектров внутри и на поверхности МС.
2. Определение пространственного распределения плотностей деления ядер урана внутри МС.
3. Изучение пространственного распределения динамики наработки и уничтожения (деления) ^{239}Pu и определение равновесной концентрации для данной конфигурации активной зоны.
4. Исследование зависимости коэффициента усиления мощности пучка (Кум) от энергии налетающих частиц (дейtronов ^7Li , ^{12}C) с целью определения ее оптимального значения для данного типа частиц.
5. Определение скоростей реакций переработки долгоживущих изотопов из состава ОЯТ.
6. Получение полного набора экспериментальных данных, необходимых для верификации и модификации существующих теоретических моделей и транспортных кодов, способных надежно описать и предсказать свойства электроядерных систем.
7. Проведение исследований радиационных повреждений в конструктивных материалах, используемых в сверхпроводящих магнитах комплекса «НИКА».

4.2. Условия, необходимые для выполнения проекта «Э & Т & РМ»

Основой для выполнения научной программы проекта является наличие в ОИЯИ уникальной мишенной сборки «БУРАН» из обедненного

урана, показанной на рис. 11 и 12. Урановая мишень, очехлованная в прочный стальной корпус толщиной 10 см, имеет массу около 21 т, диаметр 1,2 м и длину по урану - 1м.

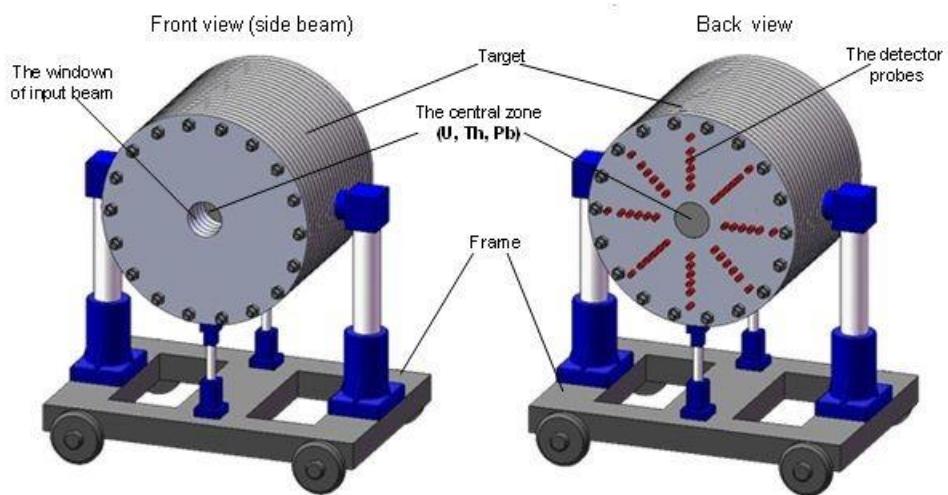


Рис. 11. Общий вид мишенной сборки БУРАН на транспортно - юстировочной платформе.

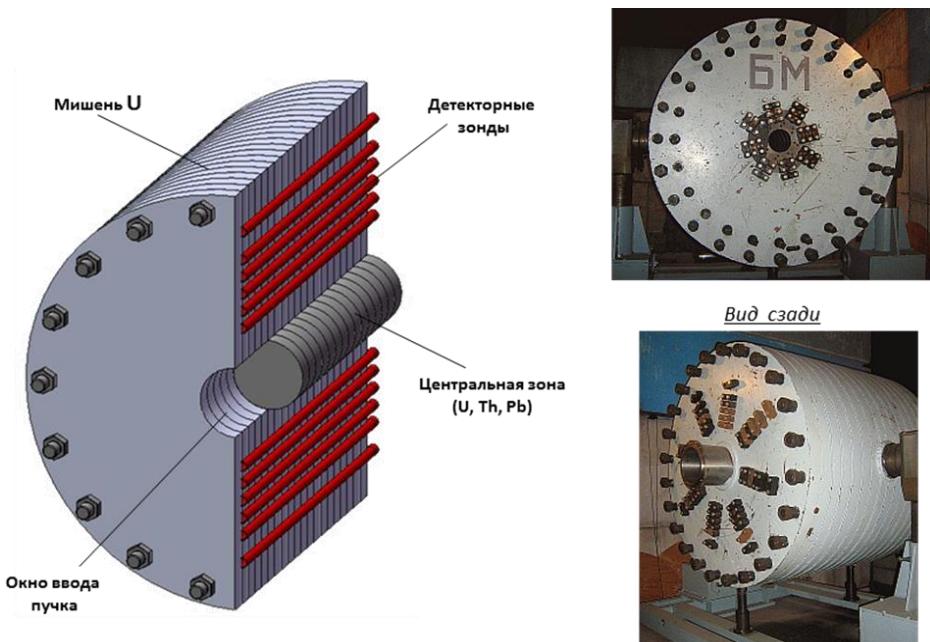


Рис. 12. Схема продольного сечения МС «БУРАН» с установленной центральной зоной (левая часть рисунка и фото общего вида (справа)).

В виду того, что МС «БУРАН» была спроектирована, изготовлена и доставлена в ОИЯИ для экспериментов на синхрофазотроне более 20 лет назад, ее адаптация к проведению экспериментов в измерительном павильоне в фокусе Ф3 Нуклotronа потребует большого объема проектно-

конструкторских и строительно-монтажных работ. Кроме того, сложной задачей является создание различного типа центральных зон МС из урана и свинца.

Объемной и ресурсоемкой является задача создания оптимального (с точки зрения затрат и времени получения результата) набора измерительных систем различного типа, предварительно апробированных в экспериментах с МС «Квinta».

Важным условием выполнения научной программы является проведение НИОКР по модернизации систем инъекции и вывода пучков протонов и дейtronов из Нуклотрона с целью обеспечения низкофонового вывода ускоряемых частиц с интенсивностью до $\sim 1 \cdot 10^{11}$ частиц в цикле и достижения энергии протонов 12 ГэВ и 6 ГэВ/нуклон для дейtronов.

Наконец, определяющим условием выполнения задач предлагаемого проекта является наличие квалифицированной и дееспособной команды инициаторов и исполнителей проекта, которая уже сформировалась из заинтересованных специалистов лабораторий ОИЯИ и организаций из стран-участниц и неучастниц института.

4.3. Предварительные оценки основных характеристик МС «БУРАН» при облучении ее протонами и дейtronами с энергиями 1÷12ГэВ.

В порядке подготовки научно-методической программы экспериментов с МС «БУРАН» был проведен комплекс расчетов характеристик нейтронных полей и основных ядерных реакций, происходящих в МС под действием релятивистских бомбардирующих частиц. Точки, для которых проводились расчеты, показаны на рис. 13.

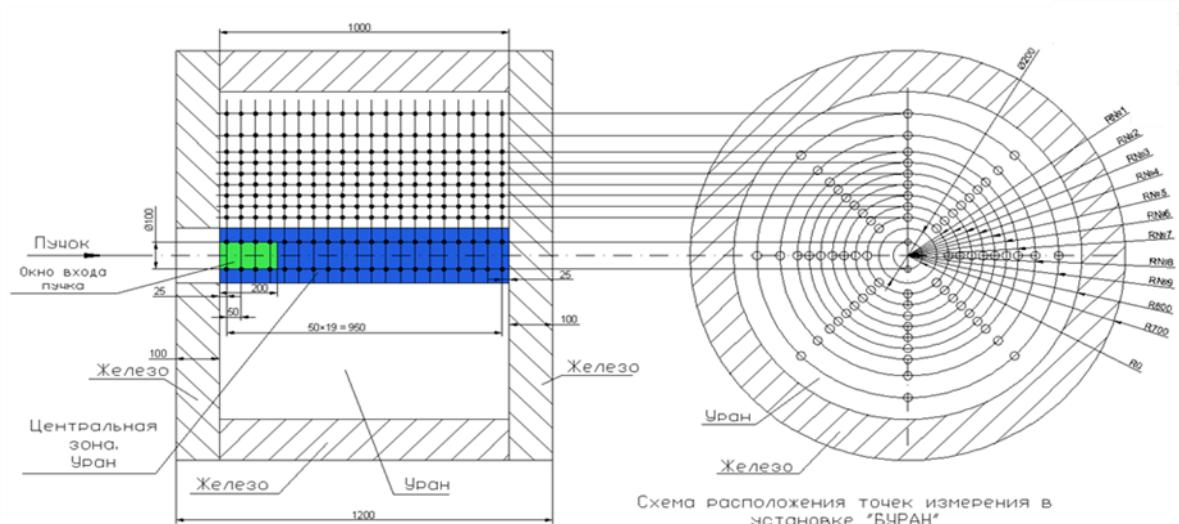


Рис. 13. Расчетная схема МС «БУРАН» и геометрия расчетов.

Некоторые результаты расчетов интегральных характеристик МС «БУРАН» при облучении ее протонами и дейtronами, нормированные на одну падающую частицу, представлены в таблице 1. При переходе от ограниченной МС «Квинта» к квазибесконечной МС «БУРАН» полная множественность нейтронов увеличилась примерно в два раза, сохраняя линейный рост с энергией падающих частиц. При этом число образовавшихся ядер ^{239}Pu увеличилось в 7 раз, а число делений ядер урана возросло всего в 1,5 раза.

Таким образом, коэффициент усиления мощности пучка увеличился менее, чем вдвое, и оказался практически постоянным для исследованного интервала энергий бомбардирующих частиц.

Таблица 1. Интегральные характеристики мишенной сборки «БУРАН», облучаемой пучками протонов и дейtronов в расчете на одну падающую частицу

$E_{p(d)}$, ГэВ	Протоны			Дейтроны		
	1	6	12	1	6	12
Полная множественность нейтронов	126	770	1450	125	794	1455
Число реакций (n,γ)	70	440	826	70	452	837
Число реакций (n,f)	16	100	183	15	100	183
$K_{\text{ум}} = E_{\text{total}}/E_{p(d)}$	3.82	3.75	3.5	3.82	3.85	3.55

Утечка нейтронов с поверхности МС БУРАН рассчитывалась в точках, показанных на рис. 14.

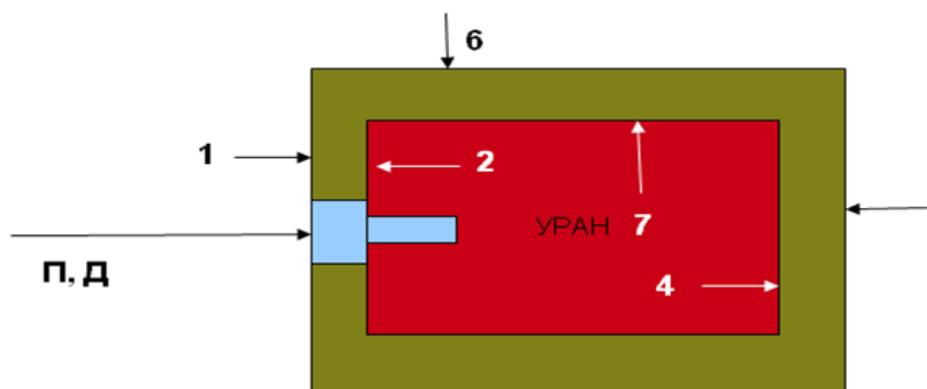


Рис. 14. Схема расположения точек для расчета утечки нейтронов с поверхности МС «БУРАН».

Таблица 2 показывает, что ожидаемая полная утечка нейтронов с поверхности МС «БУРАН» почти втрое ниже чем соответствующая величина для МС «Квинта». При этом, максимальное число нейтронов уходит с торца МС «БУРАН», обращенного ко входу пучка. Массивный стальной корпус МС существенно уменьшает утечку нейтронов, улучшая тем самым радиационный фон в зоне эксперимента.

Таблица 2. Утечка нейтронов с поверхности мишенной сборки «БУРАН» в расчете на одну падающую частицу

	ПРОТОНЫ			ДЕЙТРОНЫ		
$E_{p(d)}$, ГэВ	1	6	12	1	6	12
Координаты						
Fe-1	3.2	10	21	3.2	11	17
U-2	8	30	55	8.1	29	48
Fe-3	0.03	1	1.8	0.03	0.95	2.4
U-4	0.22	6	11	0.2	6	15
Fe-6	0.16	1.2	2	0.16	1.8	2.1
U-7	1	7.5	13	1.2	7.5	14
Total	3.34	13	24	3.34	13	22

Как отмечалось выше, значения K_{um} , рассчитываемые по существующим транспортным кодам, являются существенно заниженными, однако нейтронные потоки внутри мишени (см. [8]) и утечка нейтронов с поверхности мишенной сборки разумно воспроизводятся в расчетах. Это позволяет планировать время измерений в различных детекторных каналах и оптимизировать набор детекторов и систем сбора и обработки данных, необходимых для выполнения научной программы проекта в заявленные сроки (см. Приложение 1).

Реализация предлагаемого проекта с использованием МС «БУРАН» требует существенно больших по сравнению с уже выполненной научной программой финансовых, материальных и трудовых затрат, суммированных в

Приложении 2. Однако, полученные к настоящему времени результаты, степень их достоверности и воспроизведимость, доказывают обоснованность выделения запрашиваемых ресурсов, необходимых для выполнения научной программы проекта.

Очевидно, что в рамках данного проекта невозможно получить ответы на большинство вопросов, определяющих реальную применимость схемы ЯРТ для крупномасштабной утилизации ОЯТ и производства энергии. Для этого, во-первых, совершенно недостаточно компетенции специалистов ОИЯИ и других организаций-участниц проекта в ряде научно-технологических областей, в частности, в реакторной технологии, в проблемах топливного цикла и тепло-массо-обмена активной зоны, а также в проектировании и создании ускорителей мегаваттного класса.

Во-вторых, масштаб и объем задач, определяющих решение вопроса о практической реализации ЯРТ, требуют принципиально иного уровня организации и финансирования этих работ. Однако выполнение научной программы проекта позволит сформировать более обоснованное, чем в настоящее время, мнение о справедливости основных ядерно-физических принципов ЯРТ и о целесообразности и масштабе дальнейших работ в этом направлении.

II. Измерения критических токов в жидким азоте во внешнем магнитном поле образцов ВТСП ленты 2-го поколения, облученной быстрыми нейтронами

Исследование влияния облучения на полевую зависимость критического тока ВТСП ленты 2-го поколения нужно для решения двух задач – для измерения радиационной устойчивости (флюэнса, при котором существенно снижается критический ток), и для выяснения возможностей создания методом облучения искусственных центров пиннинга – то есть для увеличения критического тока в магнитных полях. Есть основания полагать, что дефекты структуры сверхпроводника, создаваемые частицами с высокими энергиями, могут не только ухудшать, но и, на начальных этапах, улучшать сверхпроводящие свойства, причем, в задаваемых диапазонах полей и температур.

Структура ВТСП ленты 2-го поколения показана на рисунке 15. У рассматриваемой в отчете ленты следующие параметры: толщина ВТСП слоя 1-2 микрона, подложка – хастеллой 40 микрон, покрытия – серебро 3 микрона, медь 3-7 микрон, припой ПОС-61 – 5-10 микрон, ширина ленты 4 мм.

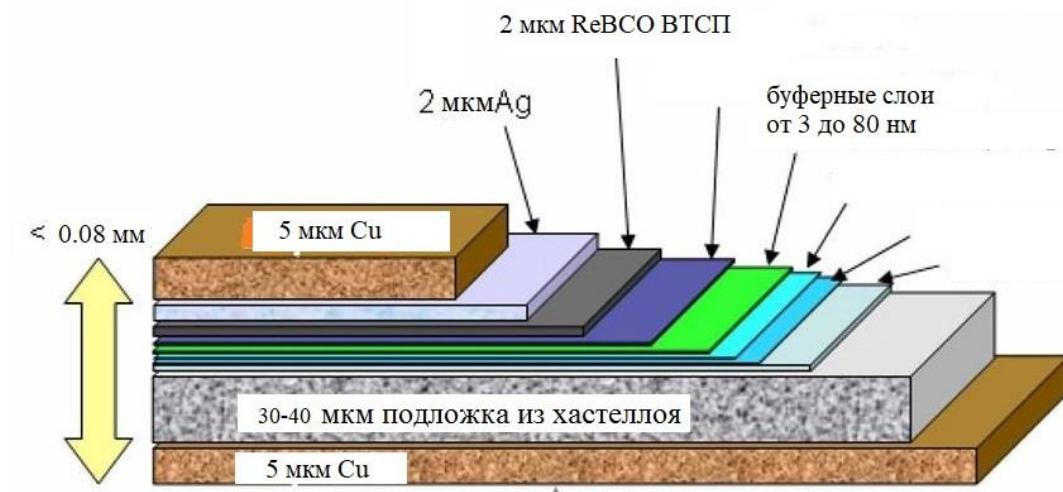


Рисунок 15. Структура ВТСП ленты 2-го поколения

В 2020 году два образца ВТСП ленты из одной партии ленты производства компании Суперокс были подвергнуты облучению нейtronами с энергией 14,2 МэВ перпендикулярно поверхности. Проведено 2 сеанса облучения с последующими измерениями критических токов в перпендикулярных поверхностях ленты полях до 0,1 Тл при температуре 78 К при погружении в жидкий азот.

В первом сеансе первый образец, на графиках (рисунки 16 и 17) его токи обозначены ромбами голубого цвета, был подвергнут облучению 2×10^{11} нейтронов на см^2 . Второй образец (значения токов – коричневые квадраты на графиках) не подвергался облучению. Результаты измерений критических токов представлены на рисунке 16. Видно превышение критических токов облученного образца до примерно 10 мТл, и более быстрое снижение от поля выше 70 мТл.

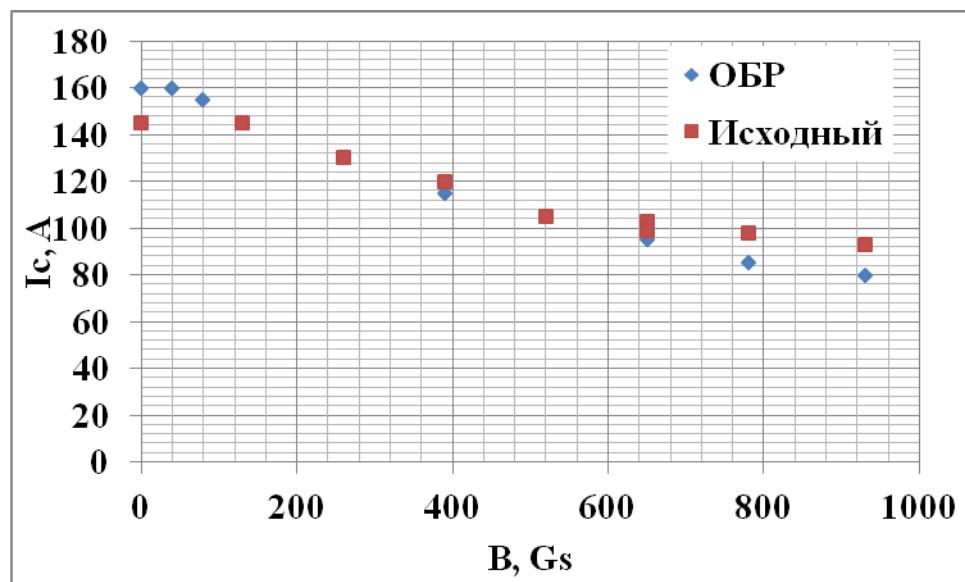


Рисунок 16. Полевая зависимость критического тока облученного и не облученного образцов ВТСП ленты при температуре 78 К

Результат второго сеанса облучения представлен на рисунке 17.

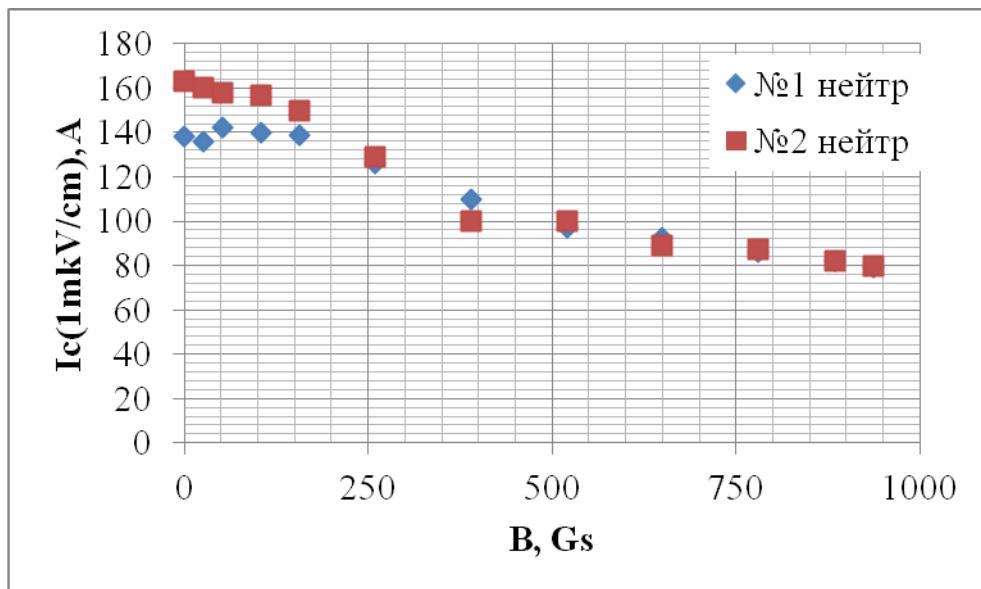


Рисунок 17. Полевая зависимость критического тока облученного дважды и облученного один раз образцов ВТСП ленты при температуре 78 К

Во втором сеансе оба образца были облучены флюэнсом 2×10^{11} нейtronов на cm^2 . У первого образца, флюэнс на котором составляет 4×10^{11} , критический ток от собственного поля до примерно 20 мТл снизился на несколько процентов. Ток второго образца, теперь с флюэнсом 2×10^{11} , в тех же полях до 20 мТл, наоборот, повысился на те же несколько процентов. А в полях от 70 мТл ток второго образца понизился, и сравнялся с током первого образца, который практически не изменился в этих полях при добавочных 2×10^{11} быстрых нейtronов на cm^2 .

На первый взгляд существует явный эффект от облучения, и необходимо исследовать структуру образцов и дефектов, проводить сеансы облучения с большими флюэнсами, а также меньшими «шагами», разрабатывать физическую модель пиннинга для данного типа и концентрации дефектов. Однако, эффекты подобного масштаба – несколько процентов криттока – могут также быть объяснены неоднородностью ВТСП ленты (сравнение образцов после первого сеанса), повреждениями, полученными при перепайке и термоциклировании в азоте, и в некоторой степени даже условиями измерения – например, уровнем жидкого азота на тоководах. Поэтому считаем необходимым, для проверки и дальнейшего уточнения результатов, в 2021- 2023 году:

1. Провести серию облучений нескольких образцов (набрать статистику) одинаковыми флюэнсами, проводя измерение критических токов до и после каждого облучения.
2. Развивать методики измерений как в жидким азоте, так и при других условиях (в том числе очень интересно посмотреть другие температуры и поля, особенно 5-30 K, и поле не сколько Тл под разными углами к поверхности ВТСП).
3. Произвести исследование структуры и дефектов данных двух образцов ВТСП ленты, и образцов с разными флюэнсами в следующих экспериментах.
4. Разработать физмат модель и произвести расчеты ожидаемого изменения критического тока при таких облучениях.
5. Рассмотреть возможность облучения с более высокими флюэнсами, и не только быстрыми нейtronами с различной энергией, но и заряженными частицами. От энергии и заряда зависит размер создаваемых дефектов, что может помочь «усилить пиннинг» в определенных, задаваемых, диапазонах полей и температур.

Перспективы данного исследования – разработка ВТСП ленты с искусственными центрами пиннинга для создания магнитов ускорителей частиц и других установок, работающих на жидком азоте или неоне; создание магнитов для устройств, работающих в условиях облучения быстрыми нейтронами и заряженными частицами – ускорителей частиц, устройств термоядерного синтеза, магнитов для космического применения – разработка их защиты от радиации. Заинтересованные организации и возможные партнеры – на данный момент могут быть Суперокс, МИФИ, Курчатовский институт.

Литература

1. Y. Kadi. Examples of ADS design II: The Energy Amplifier DEMO. ICTP, Triest, Italy, 20 October 2005.
2. W. J.Adam et al. (“E&T – RAW” Collaboration) Study of Deep Subcritical Electronuclear Systems and Feasibility of Their Application for Energy Production and Radioactive Waste Transmutation. Preprint JINR E1-2010-61, Dubna, 2010.
3. Проблемы создания широкомасштабной ядерной энергетики и ядерные релятивистские технологии (ЯРТ). <http://www.cftp-aem.ru/Data/RADS02.pdf>.
4. Балдин А.А. Белов Е.М., Галанин М.В. и др. Ядерные релятивистские технологии (ЯРТ) для производства энергии и утилизации отработанного ядерного топлива (ОЯТ). Результаты первых экспериментов по физическому обоснованию ЯРТ. Письма в ЭЧАЯ т.8, в.6, с. 1007-1023 (2011).
5. Чилап В.В. и др. Ядерная релятивистская энергетика - физико-технические основы и результаты первых экспериментов. Вестник НЯЦ РК, №4 (48), 2011, с. 68-76.
6. W. Furman et al, Recent results of the study of ADS with 500 kg natural uranium target assembly QUINTA irradiated by deuterons with energies from 1 to 8 GeV at JINR NUCLOTRON In Proceedings of XXI IHEP [PoS\(MC2000\)086](#)
7. L. Zavorka, J. Adam, W. Furman et al., A summary of experimental results on the reactions in uranium samples irradiated with a deuteron beam of energies up to 8 GeV at the QUINTA target, PoS(Baldin ISHEPP XXI)089
8. M. Suchopar, V. Wagner, J. Vrzalova et al., MonteCarlo simulation of natural uranium setups irradiated with relativistic deuterons by means of MCNPX code, PoS (Baldin ISHEPP XXI) 091
9. М.Ю. Артюшенко, В.А. Воронко, К.В. Гусак и «Е и Т РАО» коллаборация, Исследование пространственных распределений реакции радиационного захвата нейтронов и деления в массивной урановой мишени, облучаемой дейtronами с энергией 1-8 ГэВ (Установка «КВИНТА-М»), Препринт ОИЯИ Р1-2012-147, Дубна 2012. Направлено в European Physical Journal A.
10. В.И. Юрьевич, Р.М. Яковлев, В.А. Николаев, В.Г. Ляпин, Н.С. Амелин, Исследование эмиссии нейтронов при взаимодействии релятивистских протонов и дейтонов со свинцовыми мишениями. Письма в ЭЧАЯ, 2006, т.3, с.49.

11. В.Ф. Батяев, М.А. Бутко и др. Анализ основных ядерно-физических особенностей взаимодействия протонных пучков с тяжелыми металлическими мишенями. Атомная энергия, т. 104, вып. 4, 2008.
12. Р.Г. Васильков, В.И. Гольданский, Б.А. Пименов, Ю.Н. Покотиловский, Л.В. Чистяков. Размножение нейтронов в уране, бомбардируемом протонами с энергией 300-660 МэВ. «Атомная энергия», т. 44, вып. 4, 1978, с. 329.
13. Tiziana Spina “Proton irradiation effects on Nb₃Sn wires and thin platelets in view of high luminosity LHC upgrade” These. CERN Thesis – 2015-086 11/07/2015