

На правах рукописи
УДК 519.6
539.17

КОРОВИН
Юрий Александрович

**РАСЧЕТНОЕ ОБОСНОВАНИЕ
ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ
УСТАНОВОК И МОДЕЛИРОВАНИЕ
ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
В МИШЕНЯХ И БЛАНКЕТАХ ЭЯУ**

(05.13.16 — Применение вычислительной техники,
математического моделирования и математических методов
в научных исследованиях)

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

ДУБНА — 1995

Работа выполнена в Обнинском институте атомной энергетики (ИАТЭ).

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор ПУЗЫНИН И. В.

доктор физико-математических наук,
профессор КАЗАРНОВСКИЙ М. В.

доктор физико-математических наук,
профессор КИРСАНОВ В. В.

Ведущая организация: Институт теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ).

Защита диссертации состоится **13 октября** 1995 г. в **10 час. 30 мин.** на заседании диссертационного совета Д 047.01.04 при Лаборатории вычислительной техники и автоматизации Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан **11 сентября** 1995 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

З. М. Иванченко

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Имеющийся опыт и проводимые исследования показывают, что корректный прогноз развития энергетики (в том числе и ядерной) – задача исключительно интересная, но и трудная. Например, известно, что прогнозы масштабов развития ЯЭ США в 2000 г., выполненные в 1972 и 1980 гг., отличаются более чем в шесть раз.

Изменение структуры энергетики, как и внедрение в нее новых технических решений крупного масштаба, максимально затруднено. От начала разработки технической идеи (конструкции) до начала внедрения не менее 10 лет, строительство 5–10 лет, эксплуатация – 30–40 лет и более.

Согласно оценке экспертов МИРЭК к 2020 г. органическое топливо сможет удовлетворить только часть (50%) мировых энергопотребностей будущего. Остальную половину энергопотребностей необходимо обеспечить за счет развития других источников энергии.

Последние результаты изучения потенциальных возможностей возобновляемых источников энергии (вода, биогаз, древесина, солнечная и геотермальная энергия, ветер и т.п.) показали, что суммарная их мощность может быть 1–2 ТВт год/год, а полные возможности этих источников, по-видимому, не превышают 6–8 ТВт год/год. Несмотря на значительность этих показателей, они не будут удовлетворять вероятным будущим потребностям в энергии, оцениваемым в 20–35 ТВт год/год, поэтому обеспечение человечества энергией только за счет возобновляемых источников невозможно, несмотря на теоретическую неисчерпаемость последних. К сожалению, количественно вклад в энергетику возобновляемых источников энергии не может быть определен достаточно точно на современном уровне наших знаний, так как неопределенность стоимостных показателей соответствующих технологий слишком велика. Поэтому возможное значение возобновляемых источников энергии – открытый вопрос для более общих исследований. Решение энергетических проблем человечества возможно на основе развития ядерной энергетики.

Анализ отечественного и зарубежного опыта развития ЯЭ позволяет кратко сформулировать основные технико-экономические проблемы, возникшие на пути дальнейшего развития ЯЭ. При этом становится очевидной необходимость обязательного решения трех принципиальных проблем развития ЯЭ:

топливной, определяющей возможность широкомасштабного развития ЯЭ;
проблемы безопасности АЭС и ЯЭ в целом (с учетом ЯТЦ и проблемы распространения ядерного материала);
экологической проблемы (в том числе с учетом проблемы захоронения высокотоксичных топливных отходов).

Если решение топливной проблемы определяет принципиально возможные масштабы развития ЯЭ, то решение остальных задач определяет реализуемость этой потенциальной возможности в виде существенной части ТЭБ будущей энергетики.

Нельзя не отметить чрезвычайно важную опасность современного этапа промышленного развития нашей цивилизации – концентрацию огромных энергетических мощностей, значительных количеств потенциально опасной энергии (химической, радиоактивной и т.д.) на фоне недостаточной организации, технологической дисциплины, ответственности и квалификации эксплуатационного персонала. Главная опасность не в развитии ядерной

ОБЩИЙ ОТВЕТ
ОБЩИЙ ОТВЕТ
ОБЩИЙ ОТВЕТ

Цель и задачи исследования

Целью диссертационной работы является создание и развитие математических моделей для описания установок с жестким нейтронным спектром (ЭЯУ, МКГР, ГТЯР).

Задачи исследования формулируются следующим образом.

1. Построить математическую модель установившегося и переходного периодов развития ЯЭ и на основе анализа экономических и ядерно-физических характеристик ЭЯУ определить возможное их место в ЯЭ XXI в.
2. Построить и исследовать модель ЭЯУ на основе накопителя дейтронов. Изучить различные (газовые, жидкие и твердые) мишени и возможность газодинамического "запирания" окна мишени без использования разделяющей стенки.
3. Провести сравнительный анализ возможностей МКГР в урановом и ториевом топливных циклах и определить возможности включения МКГР в структуру ЯЭ, получив ядерно-физические характеристики электроядерного канала с урановым и ториевым топливом.
4. Создать расчетную модель для вычисления сечений смещения и развить модели ядерных реакций при энергиях выше 10 МэВ.
5. Разработать комплексы программ, позволяющих вычислять сечения и сечения смещения для ядерных реакций при высоких энергиях, рассчитывать изотопный состав и активность материалов, облучаемых частицами произвольного спектра.
6. На основе разработанных программных комплексов создать библиотеки для исследования радиационной повреждаемости, активации и трансмутации материалов, облучаемых частицами высоких энергий.

Научная новизна

1. Созданные при участии автора математические модели переходного и установившегося этапов развития ЯЭ позволили сравнить разрабатываемые ЭЯУ и определить условия, при которых они могут вписываться в оптимальную структуру ЯЭ.
2. Показана возможность получения в рассмотренной дейтронной установке плотностей нейтронных потоков до $10^{16} \frac{n}{cm^2 \cdot сек}$. Дано обоснование газодинамического "запирания" окна для ввода пучка дейтронов в мишень, позволяющее отказаться от стенки, отделяющей вакуумную камеру ускорителя от камеры мишени.
3. Исходя из анализа результатов расчета электроядерного blankets и blankets синтезатора, было определено, что при достижимом на сегодня числе актов синтеза инициированных одним мюоном ($X = 150 \pm 24$), использование МКГР в ториевом цикле неэффективно по сравнению с урановым. Однако возможна организация совместного уран-ториевого цикла МКГР, в котором урановый blanket синтезатора покрывает энергозатраты на производство мюонов, а электроядерный ториевый blanket ориентируется на производство U .

1. Разработанные комплексы программ DIDACS и SNT позволили впервые для ряда конструкционных материалов вычислить нуклонные сечения смещения, нейтронные сечения образования гелия, водорода, долгоживущих радиоактивных изотопов в области энергий от 10 МэВ до 10 ГэВ. Развитие нового подхода к расчету предравновесных спектров составных частиц, образующихся в ядерных реакциях, основанного на гибридной экситонной и коалесцентной моделях, позволило вычислить спектры α -частиц в реакциях под действием нейтронов и протонов, получить полуэмпирические формулы для расчета выхода тритонов, 3He и α -частиц в нейтронных и протонных реакциях на стабильных и нестабильных ядрах с атомным номером $Z = 6 \div 83$.
5. Созданы библиотеки: БИСЕРМ (Библиотека Сечений для Радиационного Материаловедения), содержащая полученные нейтронные и протонные сечения для расчета повреждающей дозы (сечения смещения), сечения образования водорода и гелия для 190 изотопов от Al до Bi . Библиотека включает информацию об указанных сечениях от 10 до 1000 МэВ. MENDL (Medium Energy Nuclear Data Library) содержит рассчитанные и оцененные (с учетом экспериментальных данных) сечения реакций, протекающих при энергиях от 1 до 100 МэВ для 497 стабильных и нестабильных ядер с периодом полураспада 1 сутки и атомным номером от 13 до 83. WIND (Waste Incineration Nuclear Data) содержит сечения нейтронных и протонных реакций (n, pn, np, α): (p, pn, np, α) и сечения деления для изотопов урана, нептуния, плутония при энергиях до 100 МэВ.

Научная и практическая ценность

1. Обоснованный способ газодинамического "запирания" окна мишени позволяет, с одной стороны, увеличить эффективность нейтронного генератора за счет устранения необходимости его регулярной остановки при заменах стенки, отделяющей вакуумную камеру ускорителя от мишени, с другой стороны, при отсутствии такой стенки значительно снизить энергозатраты на откачку газа из вакуумной камеры.
2. Разработанный расчетный метод, реализованный в виде комплексов ЭВМ - программ, может использоваться при решении важных для науки и практики задач по определению скоростей накопления повреждающей дозы, скоростей образования продуктов взаимодействия бомбардирующих частиц с ядрами при энергии ≈ 10 МэВ. Вычисленные сечения необходимы для постановки и проведения имитационных экспериментов, для оценки мощности дозы, скоростей образования долгоживущих радиоактивных изотопов в конструкционных материалах.
3. Созданные библиотеки необходимы при исследовании установок, способных решить проблему экологически приемлемого, безопасного, экономичного топливного цикла.

Апробация работы

Результаты диссертации представлены в докладах на всесоюзных и международных симпозиумах, конференциях и семинарах, в т.ч. на конференциях ЯО (С.-Петербург,

И.Новгород), семинарах по физике и расчету реакторов (МИФИ, СЭИ, ИТЭФ), конференциях по системным исследованиям (СЭИ, ИЯЭ АН БССР, ИАТЭ), международных конференциях C-R meeting HFR (Chengde, China), ICENES'91 (Monterey, USA), ICENES'93 (Makuhary, Japan), GLOBAL 93 (Seattle, USA), ADTT (Las Vegas, USA), NDT (Gatlinburg, USA), GENES/TAT (Susono, Japan); опубликованы в отечественных (25), зарубежных (15) журналах, 5 авторских изобретениях и 36 отчетах, сборниках докладов всесоюзных семинаров (16), трудах кафедры общей и специальной физики (22), тезисах российских (5) и международных (12) конференций, докладах и трудах международных конференций (6).

Основное содержание диссертации опубликовано в работах, список которых приводится в конце автореферата, по теме данной работы защищено 5 кандидатских диссертаций под научным руководством соискателя.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Диссертация содержит машинописного текста и рисунков. Библиография включает наименований.

Содержание диссертации

Во введении рассмотрена ситуация с развитием топливно-экономического комплекса (ТЭК) в нашей стране и необходимость создания в XXI в. экологически чистой, экономически приемлемой и безопасной ядерной энергетики.

В **первой главе** диссертации изложена методика анализа многокомпонентной многопродуктовой модели ЯЭ.

Основным инструментом исследования перспективных ЯЭУ в различных системах энергетики является математическое моделирование.

Математические модели, реализованные в виде программных комплексов, разработанных в лаборатории "Пуск": "DIPLOM" (совместно с МИФИ и ФЭИ), "SMAENG" (совместно с ФЭИ), "GENESIS", позволяют исследовать как модели развивающейся системы ядерной энергетики, так и установившийся период, характеризующийся постоянным темпом ввода ЯЭУ.

Установившийся период развития ЯЭ характеризуется в первую очередь постоянством структуры энергетики, что означает постоянство во времени доли энергетической продукции, производимой реакторами одного типа. Кроме того, в ЯЭ будущего не должны накапливаться высокоактивные изотопы топлива и отходы ядерного топливного цикла, т.е. должна быть заложена экологическая приемлемость ядерной энергетики.

Для сравнения различных вариантов развития ЯЭ вводится функционал, характеризующий величину текущих затрат на систему ЯЭ в целом в момент времени t :

$$F(t) = \sum_{i=1}^I K_i^{кан} \left(\frac{dN_i(t)}{dt} + \frac{dN_i(t+T^{св})}{dt} \right) + K_i^{дем} \frac{dN_i(t-T^{св})}{dt} + u_i^{тек} N_i(t) + \sum_{i=1}^J (C_{ij}^{изг} G_{ij}(t+T_{ij}^{изг}) + C_{ij}^{хим} G_{ij}(t-T_{ij}-T_{ij}^{хим})), \quad (1)$$

где $K_i^{кан}$, $K_i^{дем}$ - затраты на строительство установок i и демонтаж ее по истечении срока службы ($T^{св}$);

$u_i^{тек}$ - текущие затраты на эксплуатацию и ремонт установок типа i ;

$C_{ij}^{изг}$, $C_{ij}^{хим}$ - стоимость изготовления и химической переработки топлива с учетом его транспортировки и захоронения отходов;

$G_{ij}(t)$ - количество тяжелых ядер (смесь ^{238}U и ^{232}Th с ^{239}Pu и ^{233}U , Am , Np , Cm) во всех кассетах j -типа для установок типа i в момент времени t (установки могут быть многозонными);

T_{ij} - время пребывания топлива в зоне j -типа;

$T_{ij}^{хим}$ - длительность химической переработки топлива, выгружаемого из зоны j -ой установки типа i ;

$T_{ij}^{изг}$ - интервал времени от начала изготовления ТВС до момента загрузки в зону i ;

I - общее количество типов энергетических установок в системе ЯЭ;

J - количество зон в установке.

Задача нахождения структуры ЯЭ заключается в нахождении минимума функционала. Если предполагать, что на установившемся этапе развития темп роста мощности ЯЭ меняется достаточно плавно, приняв

$$N_i(t) = N_{i0} e^{\omega_{ss} t}, \quad (2)$$

где N_{i0} - количество установок типа i на начало прогнозирования,

ω_{ss} - темп роста мощности ЯЭ, то функционал (1) записывается в виде

$$F(t) = \sum_{i=1}^I C_i(\omega_{ss}) N_{i0}, \quad (3)$$

где

$$C_i(\omega_{ss}) = \omega_{ss} \sum_{j=1}^J \frac{M_{ij}}{1 - e^{-\omega_{ss} T_{ij}}} \left[C_{ij}^{изг} e^{\omega_{ss} T_{ij}} + C_{ij}^{хим} e^{-\omega_{ss} (T_{ij} + T_{ij}^{хим})} \right] + \omega_{ss} \left[K_i^{кан} (1 + e^{-\omega_{ss} T_i^{св}}) + K_i^{дем} e^{-\omega_{ss} T_i^{св}} \right] + u_i^{тек}.$$

Обобщенный показатель

$$R_i(\omega_{ss}) = \omega_{ss} \sum_{j=1}^J \frac{M_{ij}}{1 - e^{-\omega_{ss} T_{ij}}} \left(x_{ij}^{кан} (1 - \varepsilon) e^{-\omega_{ss} (T_{ij} + T_{ij}^{хим})} - x_{ij}^{дем} e^{\omega_{ss} T_{ij}^{хим}} \right),$$

где $x_{ij}^{кан}$ - обогащение топлива (^{239}Pu , ^{233}U , трансактиниды в свежих ТВС), $x_{ij}^{дем}$ - конечное обогащение топлива (^{239}Pu , ^{233}U , трансактиниды в выгружаемых ТВС), ε - доля топлива, теряемого в процессе переработки, характеризующийся скоростью избыточного топлива за год в реакторе типа i с обобщенным показателем $C_i(\omega_{ss})$ позволяют сводить решение уравнений к задаче линейного программирования с незначительным числом ограничений и выбирать из имеющегося множества те, которые обеспечили бы выполнение задаваемых масштабов производства различных видов энергетической продукции при минимальных затратах на систему ЯЭ в целом.

Для решения задачи при функционале (1) был выбран симплекс-метод, представляющий собой итеративную процедуру решения задач линейного программирования представленного в стандартной форме. Условие оптимальности, используемое в вычислительной схеме симплекс-метода, состоит в том, что, если в задаче минимизации все небазисные переменные в уравнении для целевой функции – неположительные коэффициенты, полученное пробное решение является оптимальным. Созданный комплекс "SMAENG" включает, как программу для решения сформулированной задачи линейного программирования, так и программы для вычисления обобщенных переменных $R_i(\omega_{rs})$ и $C_i(\omega_{rs})$, анализа полученных решений, оформления полученных результатов и банк по ядерным энергетическим установкам. Банк позволяет манипулировать исходными данными (редактировать, удалять, добавлять). К достоинству модифицированного комплекса можно отнести компактность, быстрдействие, удобство ввода исходной информации и получение развернутой информации в виде таблиц о характере полученного решения.

В качестве примера рассмотрен один из вариантов расчета при исследовании модели энергетической системы, состоящей из легководных реакторов и быстрых реакторов на плутониевом топливе.

Математическая модель является лишь некоторым приближением, описывающим реальные процессы (что предполагает неполный и неточный учет реальных факторов). Представляет интерес информация о проведении системы при корректировке ее параметров. Такую информацию дает исследование модели на устойчивость.

Так как структура системы не меняется с ростом объема в производимой электроэнергии, приведенные затраты на систему в целом увеличиваются прямо пропорционально росту ω . Системные "цены" на электроэнергию и Pu остаются постоянными. Очевидно, что этот факт также является следствием неизменности структуры системы, т.к. "цены" характеризуют скорость изменения функционала к производству дополнительного количества соответствующего вида продукции, а в нашем случае функционал и объемы выпускаемой продукции изменяются с одинаковым коэффициентом пропорциональности. Решение меняется при нарушении нулевого топливного баланса, т.е. в том случае, когда система начинает потреблять некоторое количество ядерного горючего из внешнего источника или нарабатывать Pu, не используемый внутри системы.

Оптимальное решение может изменяться, если из каких-либо соображений будут внесены поправки в параметры одного из реакторов. Суммарной характеристикой конкурентоспособности ЯЭУ является доход.

По программе "SMAENG" проводилось сравнение различных энергетических установок и выжигателей радиоактивных отходов на установившемся периоде развития.

Для сжигания трансурановых элементов в расчетах рассматривались установки-выжигатели, параметры которых приводятся в табл.1.

В таблице использованы следующие сокращения: W – производимая или потребляемая мощность установки, $r(\text{Pu})$, $g(\text{Pu})$ – нарабатываемое и потребляемое количество Pu, $g(\text{TRU})$ – сжигаемое количество трансурановых элементов (Am, Np, Cm), название установок LLAЕ, LLAT, LLATE – различные варианты установки-выжигателя на основе протонного ускорителя (проект Лос-Аламосской лаборатории), LPНTE – проект Брукхейвенской лаборатории на основе протонного ускорителя PHOENIX, LJAET – проект установки OMEGA (JAERY), LMFBR – выжигатель на основе быстрого реактора, M-ABR, P-ABR – специализированные быстрые реакторы-выжигатели из проекта OMEGA.

Таблица 1.

Параметры выжигателей трансурановых элементов на основе протонных ускорителей.

Установка	W	$r(\text{Pu})$	$g(\text{Pu})$	$g(\text{TRU})$
	МВт(э)	кг/год	кг/год	кг/год
LLAE	300	0	500	0
LLAT	680	0	0	16
LLATE	288	0	817	77
LPНTE	850	1550	0	2600
LGATE	0	2600	0	100
LMFBR	1010	0	1590	195
M-ABR	400	0	102	216
P-ABR	180	0	119	232

Для модели ЯЭ, в которой в качестве показателя, характеризующего эффективность рассматриваемого варианта ЯЭ, приняты суммарные капитальные вложения, отнесенные на килловатт в системе ЯЭ проанализированы коэффициенты a_K, a_n, a_p, a_e характеризующие "ценность" изменений соответствующих параметров ТР, БР и ЯЭУ (стоимостных, воспроизводства, к.п.д. и коэффициентов нагрузки), т.е. чувствительность капитальных затрат в системе ЯЭ к изменению параметров энергетических установок.

На рис.1 показана зависимость коэффициентов чувствительности a_K, a_n и a_e для ТР, БР и ЯЭУ от ε

Программный комплекс SMAENG был также использован для рассмотрения возможности создания оптимальной структуры ядерных центров, в основе которых лежит совместное размещение на одной площадке с АЭС производства по переработке с использованием неводных методов отработавших и изготовлению из вторичного топлива свежих ТВС.

Мощность ядерного центра принималась равной 5 ГВт(э). Оптимальная структура такого центра приведена в табл. 2 (в скобках указан процент от общей энерговыработки на установках данного типа).

Таблица 2.

Оптимальная структура ядерного центра

Темп роста мощности	Соотношения затрат	на ускоритель	и мишень-бланкет
	Суск/Сбр=0.67	Суск/Сбр=1	Суск/Сбр=1.5
$\omega = 0.01$	LWR - 4.3 (80)	LWR - 2.7 (52)	LWR - 2.7 (52)
	LJAET-0.6 (0)	FBR - 2.3 (43)	FBR - 2.3 (43)
	M-ABR-2.3 (20)	M-ABR-0.5 (5)	M-ABR-0.5 (5)
$\omega = 0.03$	LWR - 4.5 (89)	LWR - 1.8 (35)	LWR - 1.8 (35)
	LJAET-0.75(0)	FBR - 3.2 (62)	FBR - 3.2 (62)
	P-ABR-1.35(11)	P-ABR-0.35(3)	P-ABR-0.35(3)
$\omega = 0.05$	LWR - 4.9 (97)	LWR - 4.9 (97)	LWR - 0.75(15)
	LJAET-0.9 (0)	LJAET-0.9 (0)	FBR - 4.35(83)
	P-ABR-0.4 (3)	P-ABR-0.4 (3)	P-ABR-0.15(2)

Из табл.2 видно, что наиболее выгодной из установок на основе протонного ускорителя является установка LJAET. При $C_{нш}/C_{гск} = 0.67$ эта установка вытесняет FBR при всех ω . Это уточняет сделанный ранее вывод, что установка с нулевым балансом по электроэнергии не может входить в состав ЯЭ. В данном случае это связано с условием накопления трансурановых элементов.

Вопрос о выборе модели наилучшей стратегии переходного периода решался с помощью разработанных комплексов "DIPLOM" и "GENESIS".

При рассмотрении модели ЯЭ и ее топливного цикла в переходный период ЯЭ в комплексе "DIPLOM" были сделаны следующие предположения:

- запасы U ограничены, стоимость U зависит от категории источника урановой руды;
- рост электрической мощности ЯЭ происходит по заданному закону;
- весь период прогнозирования разделен на два интервала: от начала прогнозирования до истощения запасов Pu , введенного в систему в начале прогнозирования, и от момента истощения запасов Pu до конца переходного периода, когда мощности реакторов на U не вводятся.

Отдельно рассматривались два периода прогнозирования:

1. $[T_n, T_0]$;
2. $[T_0, T_0]$, где T_n - начало прогнозирования, T_0 - момент истощения запасов Pu , T_k - конец переходного периода (в этот момент $W(T_k) = 0$). Сравнивались различные сценарии развития ЯЭ по функционалу приведенных затрат за весь период прогнозирования. Минимум функционала за весь прогнозируемый период находилась методом последовательной линеаризации, в алгоритме которого важное место занимал расчет векторов эффективностей управлений к функционалам.

При сравнении сценариев развития ЯЭ

- сохранялась современная структура ЯЭ;
- предусматривалась возможность изменения требований к установкам на протяжении срока их службы;
- требовалось, чтобы в конце переходного периода ЯЭ соответствовала структуре ЯЭ в установившемся периоде развития.

Для таких же ядерно-энергетических и экономических характеристик рассматриваемых установок расчеты по программе "DIPLOM" сравнивались с расчетами по программе "КОРНЕР".¹ Динамика роста мощности ЯЭ, полученная по упомянутым программам, качественно совпадает. Количественное различие связано с различным учетом стоимости топлива в ядерном топливном цикле.

Невозможность сравнения нескольких видов установок с одним типом топлива, необходимость рассмотрения предыстории развития ЯЭ (учет паработки вторичного топлива и отходов реакторов, находящихся в эксплуатации с 60-70 годов), желание провести оценку решения проблемы утилизации нарабатываемого на АЭС и оружейного Pu и исследовать возможности применения в ядерном топливном цикле различных выжигателей радиоактивных отходов привели к созданию программы GENESIS. Программа GENESIS реализует условно динамическую модель поэтапной оптимизации. Решение системы уравнений проводилось последовательно для каждого этапа с передачей информации о вводе

объектов в оптимальный план от блока предыдущего года в блок последующего при этом учитывается вся предыстория развития ЯЭ и АЭС.

Рост мощностей ЯЭ задавался исходя из экспертных оценок. Изложенная модель дает возможность описывать ЯЭ с произвольным ростом мощности, выбор длительности расчетного интервала позволяет приблизить модель к реальной ситуации. Модель предполагает возможность развития ЯЭ на U - Pu и Th топливных циклах.

Вторая глава посвящена описанию электроядерной установки на основе накопителя дейтронов.

В работах Адо Ю.М. с соавторами было предложено резко повысить эффективность генерации нейтронов, исключив остановку ускоренных дейтронов в мишени. С этой целью мишень на выходе линейного ускорителя, предназначенная для однократного прохождения дейтронов, заменяется устройством, представляющим собой кольцевой накопитель дейтронов с внутренней мишенью. В накопителе обеспечиваются условия для многократного прохождения мишени накопленным пучком дейтронов с примерно постоянной энергией. Ионизационные потери компенсируются высокочастотным электрическим полем по аналогии с компенсацией радиационных потерь энергии в электронных накопителях. В такой установке дейтрон пересекает мишень столько раз, сколько необходимо для его развала. Генерация нейтронов на внутренней мишени накопителя требует меньшей затраты энергии на производство заданного числа нейтронов, чем при прямом облучении дейтронами "толстой" мишени. Это связано с тем, что в накопителе ионизационные потери энергии происходят при максимальной энергии дейтронов. В то же время в "толстой" мишени энергия дейтронов падает до нуля и ионизационные потери энергии происходят, в среднем, при энергии дейтронов, значительно меньшей, чем начальная.

Использование малонуклонных реакций для получения интенсивных потоков нейтронов с энергией порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт обусловлено достаточно высоким значением сечения выхода нейтронов в сочетании с невысокими ионизационными потерями первичного пучка ионов вследствие использования в качестве мишени элементов с малым Z .

Для описания характеристик нейтронных источников необходимы угловые и энергетические распределения нейтронов в основных и конкурирующих ядерных реакциях. В рассматриваемой области энергий дейтрона $E_d = 30-100$ МэВ основным каналом реакции является развал дейтрона: $d + A \rightarrow n + p + A$, причем образующиеся в этой реакции нейтроны характеризуются непрерывным энергетическим спектром $\frac{d\sigma}{dE_n}$, $E_{min} \leq E_n \leq E_{max}$, где минимальная E_{min} и максимальная E_{max} энергия нейтрона определяются из кинематических соображений. При фиксированном угле вылета нейтрона на энергетическое распределение реакции развала $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_n dE_n}(E_{min}(\theta) \leq E_n \leq E_{max}(\theta))$ накладывается мощное энергетическое распределение нейтронов, образующихся в реакции срыва с небольшим по сравнению с реакцией развала сечением. Были проанализированы возможности использования других малонуклонных реакций для получения интенсивных источников нейтронов.

Схема интенсивного нейтронного генератора на основе накопителя дейтронов с внутренней мишенью показана на рис.2.

Инжекция дейтронов в накопитель - перезарядная. Отрицательные ионы дейтерия D^- - ионизируются в мишени и непрерывно заполняют один и тот же фазовый объем накопителя. D^- - на начальной стадии при низкой энергии ускоряются линейной

¹Елагин Ю.П. Изв.АН БССР. Сер.физ.-энерг. наук 1982, N. 4, с.47-51.

секцией с высокочастотной квадрупольной фокусировкой, а затем, например, линейным ускорителем с дрейфовыми трубками и магнитными квадрупольями.

Магнитная структура накопителя состоит из двух поворотных магнитов с азимутально-однородным магнитным полем и двух прямолинейных промежутков, в которых размещены квадрупольные магнитные линзы, обеспечивающие наименьшую огибающую пучка частиц в горизонтальной и вертикальной плоскости посередине промежутков. В одном из промежутков в этом месте помещаются нейтронообразующая мишень и сырье для облучения, в другом находятся высокочастотные резонаторы для компенсации ионизационных потерь энергии в мишени. Размещением мишени в месте, где амплитудные функции имеют минимум, удается существенно снизить темп роста размеров пучка за счет кулоновского рассеяния в ней дейтронов.

Поперечный размер вакуумной камеры выбирается исходя из допустимых потерь накопленных дейтронов на стенках, возникающих за счет много- и однократного кулоновского рассеяния дейтронов в мишени: при расчете потерь учитывался развал дейтронов, сопровождающийся выходом нейтронов.

Вертикальный размер пучка определяется только многократным рассеянием дейтронов в мишени. Полный выход нейтронов из мишени определяется накопленным током дейтронов, толщиной мишени и сечением ядерных взаимодействий.

$$\Phi_n = 1.5 \frac{I_n}{q} \sigma \rho, \quad (4)$$

где $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ кулона — заряд дейтрона. Фактор 1.5 учитывает вклад в нейтронный поток нейтронов из ядер мишени.

Ограничение на произведение $I_n \cdot \rho$ возникает по допустимому нагреву от ионизационных потерь энергии в мишени. Отвод тепла является сложной технической проблемой. Речь идет о мощностях порядка нескольких десятков МВт. Предложено несколько вариантов конструкции мишени. Однако во всех случаях мишень должна быть движущаяся, чтобы избежать ее разрушения под пучком дейтронов. Проанализированы твердые (углеродная, берилл-левая) и газовая (дейтериевая) мишени.

Наиболее известные конструкции газовых мишеней имеют механические окна, отделяющие рабочую среду от вакуума ускорителя. Окна выполняются, как правило, в виде стальной задвижки (фольги), подверженной интенсивному облучению заряженных частиц, поэтому требуется регулярная замена окна через несколько часов или суток работы в зависимости от величины тока пучка, энергии и вида налетающих заряженных частиц, а также режима работы установки. В известных конструкциях мишеней без механических окон требуются большие затраты мощности на откачку газа из ускорителя.

Эту трудность можно значительно уменьшить, если использовать газодинамический способ "запирания" окна с помощью сверхзвукового потока из недорасширенного сопла Лавала с центральным телом.

Суть газодинамического "запирания" состоит в том, чтобы без перегородки не допустить проникновения молекул газа мишени в линию ускорителя. Это достигается формированием в области окна ускорителя определенного сверхзвукового потока, параметры которого зависят от геометрии сопла, рода газа, давления в мишени ускорителя и давления торможения на входе.

При организации течения в окрестности окна мишени предлагается осуществлять торцевой подвод газа с обоих концов цилиндрической камеры мишени через недорасширенное сопло Лавала с центральным телом. При этом достигается не только эффективное охлаждение подводящего газа в расширяющемся сверхзвуковом потоке, как это происходит в обычных соплах Лавала, но что самое главное и "запирание" окна мишени, т.е. отделение зоны пониженного давления в камере мишени. Такое "запирание" возможно только при определенных условиях организации течения газа и соответствующей ему геометрии сопла.

В результате проведенного расчета для сопла рассчитанного для числа Маха на выходной кромке $M = 5$, показано, что при использовании газодинамического "запирания" окна мишени доля утечки газа в линию ускорителя составит приблизительно 1,5% от общего расхода газа через сопло, что находится в соответствии с опытными данными и значительно меньше величин утечки в конструкциях, работающих без "запирания" окна. Полученный результат обосновывает возможность значительного уменьшения затрат мощности на откачку газа из линии ускорителя.

Тепловая схема установки включает в качестве обязательного оборудования систему многоступенчатых компрессоров для сжатия охлажденного газа. Последнее необходимо для повторного его ввода в мишень и зону реакции. По такой схеме предлагается его циркуляция в контуре. Параметры циркулирующего газа перед и за перечисленными элементами оборудования будут определяться его физическими характеристиками, расходом, условиями расширения в сверхзвуковом потоке, сопротивлением теплообменника, параметрами выбранных газодувки и компрессоров. К недостаткам использования газа в качестве рабочего тела относится увеличение мощности на перекачивание газа и большие объемы газового контура. Например, для современных АЭС с газовым теплоносителем расход мощности на циркуляцию газа в первом контуре составляет 6–10% от общей мощности АЭС, в то время как для АЭС с водным теплоносителем 2–4%.

Третья глава посвящена мезокаталитическому гибриднему реактору с топливом на основе урана и тория.

В 1980 г. в рамках рассмотрения проблем энергозатрат на осуществление синтеза, катализированного мюонами, было впервые показано, что использование образующихся при этом нейтронов в размножающем бланке те для наработки вторичного ядерного горючего с последующим его выжиганием в тепловых реакторах позволяет существенно превысить энергозатраты на производство мюонов. На этой основе Петровым Ю.В. была предложена первая концепция МКГР, объединяющая три ядерных технологии: ускорительную (образование π -мезонов посредством высокоэнергетического ядро-ядерного взаимодействия), технологию синтеза (катализ реакции синтеза мюонами, образовавшимися в результате распада π^- -мезонов) и реакторную технологию.

Эффективность пинообразования, т.е. выход отрицательных π^- -мезонов на один первичный дейтрон можно определить, воспользовавшись систематизацией результатов расчетов, выполненных различными группами. Оказывается, что затраты энергии на получение одного отрицательного пиона, рассчитанные по разным моделям, находятся в интервале $5,7 \div 6,2$ ГэВ/ π^- . Это означает, что на один первичный дейтрон в пинообразующей мишени МКГР рождается в среднем $0,3$ π^- -мезонов.

Эффективность конверсии π^- -мезонов в μ^- -мезоны, останавливаемых в dt-смеси, характеризуется величиной $\varphi_s = 0.6 \div 0.8$

Выполненные в Лос-Аламосе эксперименты, проведенные при высокой плотности и низкой температуре дали 150 ± 24 актов синтеза на один мюон.

Экспериментальные данные разных групп по вероятностям прилипания и стряхивания мюонов несколько не согласуются между собой и с теоретическими расчетами [112,113]. Были проведены расчеты вероятностей прилипания и стряхивания мюонов в мезоатоме He при его торможении в D-T смеси, исследовалась роль различных столкновительных процессов, при торможении. С точки зрения определения эффективности наработки вторичного ядерного горючего в бланкете МКГР, важное значение имеет детальное исследование спектра нейтронов на входе в бланкет.

В качестве расчетной была выбрана модель синтезатора, представляющего собой цилиндр или усеченный конус со средним радиусом $R = 10$ см и длиной 20-30 м, заполненный дейтериево-тритиевой смесью объемом $V \sim 0.6$ м³ при плотности $N = 2.4 \cdot 10^{22}$ см⁻³ и концентрацией трития $C_t \sim 0.3$, оптимальной для катализа.

Для исходной информации о сечениях взаимодействия нейтронов с изотопами водорода использовались файлы оцененных нейтронных данных ENDF-B/IV, ENDF-2, БНАБ-78, а также данные некоторых экспериментальных работ последних лет. При расчетах учитывались следующие процессы:

1. Упругое рассеяние на ядрах дейтерия и трития.

2. Реакция $(n, 2n)$ на дейтерии и тритии. Из-за малой величины интегральных сечений не принимались во внимание реакции радиационного захвата нейтронов дейтерием и тритием и реакции $(n, 3n)$ на тритии.

Нами были выполнены расчеты основных процессов, происходящих при взаимодействии вторичных частиц (дейтронов, протонов и нейтронов) с веществом разных вариантов бланкета МКГР и вычислен вклад электроядерного канала в энергетический баланс МКГР.

Моделируя процессы в бланкете МКГР по средним энергиям вторичных частиц, мы получим достоверные интегральные характеристики их взаимодействий в бланкете.

Дальнейшее развитие изложенная методика расчета бланкета МКГР на основе данных о средних энергиях и множественности вторичных частиц, вылетающих из пинообразующей мишени получила при расчете мезокаталитического реактора с ториевым топливом и литиевым теплоносителем.

В силу сложности экспериментального изучения ядерно-физических характеристик электроядерных установок основным инструментом исследования являются расчетные программы, моделирующие развитие внутри- и межъядерных каскадных процессов.

Необходимым условием возможности их использования является тестировка на немногочисленных известных экспериментах и сравнение результатов, получаемых с использованием различных программ. В рамках решения этой задачи были проведены расчеты протяженной цилиндрической мишени (диаметр 120 см, длина 100 см) из металлического тория, облучаемой протонами с энергией 1 и 2 ГэВ. Результаты расчета в сравнении с характеристиками, полученными по программе HAMLET, представлены в табл.3.

Таблица 3

Результаты расчета нейтронно-физических характеристик ториевой мишени (120x100см), облучаемой протонами (нормировка на один первичный протон)

ХАРАКТЕРИСТИКА	1 ГэВ	1 ГэВ	2 ГэВ	2 ГэВ
	HAMLET	КАСКАД	HAMLET	КАСКАД
Захват нейтронов	38.76	41.20	76.35	79.3
Утечка нейтронов за пределы мишени	10.92	9.86	22.87	18.5
Число делений на стадии нуклон-мезонного каскада (НМК)	3.94	4.04	7.76	7.62
Число нейтронов с энергией $E_n \leq 10.5$ МэВ, сгенерированных на стадии НМК	45.24	45.63	90.48	89.24
Энерговыделение ГэВ за счет:				
- ионизации	-	0.49	-	0.79
- делений $E_n \geq 10.5$ МэВ	-	0.63	-	1.27
- делений $E_n \leq 10.5$ МэВ	-	0.24	-	0.49
- полное	1.5	1.37	2.85	2.56

Результаты моделирования экспериментальной ториевой сборки (диаметр 18.28 см, длина 36.31 см), бомбардируемой протонами с энергией 800 МэВ приведены в табл.4.

Таблица 4

Результаты расчета экспериментальной ториевой сборки

ХАРАКТЕРИСТИКА	ЭКСПЕРИМЕНТ	РАСЧЕТ
Число наработанных ядер U - 233	1.25	1.30
Число делений Th - 232	1.56	1.62

Статистическая погрешность полученных результатов не превышает 10%. С учетом того, что энергия синтеза E_s составляет 17,6 МэВ, выход тепловой энергии синтеза, инициируемого одним отрицательным мюоном, равен 3 ГэВ. Затраты тепловой энергии на

получение самого μ -мезона с учетом к.п.д. преобразования тепловой энергии в электрическую, равного $\eta_e = 0,35$, составляют

$$\epsilon_{\mu^-} = \frac{2T_0}{\eta_e \eta_e \varphi_{\pi^-} - \varphi_{\pi^+}} = 52,6 \frac{\text{ГэВ}}{\mu^-} \quad (5)$$

Таким образом, дефицит тепловой энергии составляет 50 ГэВ. Покрытие этого дефицита возможно, если использовать нейтроны синтеза ($E_n = 14,1$ МэВ) для деления сырьевого изотопа (^{238}U) и наработки плутония с последующим его использованием в тепловых реакторах. Дополнительный вклад энергии можно получить, если использовать 70% энергии пучка, уносимые после пинообразующей мишени МКГР вторичными частицами (дейтронами, протонами и нейтронами высоких энергий), т.е. электроядерный канал.

Учет вклада нейтронов синтеза и нарабатываемого ими плутония, выгорающего в тепловых реакторах, в энергетический баланс МКГР выполнен в работах Ю.В.Петрова. Расчеты Ю.В.Петрова показали, что наработка плутония и число делений вblankете из естественного урана в расчете на один акт синтеза составляют соответственно $\xi = 2,7$ яд./синтез и $\delta_f = 0,86$ делений/синтез. С учетом того, что выгорание одного ядра плутония в активной зоне теплового реактора (с учетом наработки плутония) дает $\psi = 1,7$ делений на ядро Pu , оказывается, что нейтроны синтеза, инициируемые одним отрицательным ионом, позволяют получить в системе, состоящей из МКГР и 4 тепловых реакторов той же мощности, 170 ГэВ тепловой энергии и покрыть энергетический дефицит мюонного катализа. Электроядерный канал, включающий в себя тепловыделение и наработку плутония вblankете МКГР за счет реакций, инициируемых вторичными частицами высоких энергий (дейтронами, протонами, и нейтронами), образующимися после прохождения пучков первичных дейтронов пинообразующей мишени МКГР, позволяет дополнительно улучшить энергетический баланс МКГР.

В завершении данной главы рассмотрены вопросы влияния высокоэнергетических частиц на конструкционные материалы МКГР.

Основные повреждения материалов создаются потоком вторичных нуклонов из мишени (соотношение между относительным количеством протонов и нейтронов $\sim 0,4-0,8$), поскольку их множественность превышает множественность мезонов примерно в 5 раз, кроме того протонные сечения смещения σ_d^p (для упругого канала) превышают в 6-10 раз величины σ_d^{π} для π -мезонов в диапазоне энергий 1-500 МэВ.

При расчете повреждающей дозы нормированные на полный поток спектры нуклонов и усредненные по площади мишени служили для вычисления дифференциальной по энергии плотности потока частиц, распространяющихся в данном направлении, и суммарной по направлениям плотности потока для рассматриваемой точки пространства. Расчет повреждающей дозы для протонов и нейтронов осуществлялся отдельно.

Полученные результаты свидетельствуют о значительных радиационных нагрузках, испытываемых материалами МКГР.

В четвертой главе описаны модели для расчета сечений смещения и ядерных реакций при энергиях больше 10 МэВ.

Выбор той или иной модели ядерных реакций не должен создавать значительных вычислительных трудностей (в 2п-дифференциальные сечения реакции и $T(\vec{E}, \vec{\Omega})$) и должен обеспечивать заданную точность для получаемых сечений. Моделями, удовлетворяющими указанным требованиям, являются феноменологические предравновесно-экситонные модели (ПЭМ) и модель внутриядерного каскада (МВК).

Основные положения предравновесно-экситонной модели были сформулированы Гриффином. Предравновесная экситонная модель основана на представлении о том, что процесс взаимодействия налетающей частицы с ядром осуществляется посредством серии сменяющих друг друга частично-дырочных состояний, образующихся в результате двухчастичных взаимодействий возбужденных частиц с остальными частицами ядра. При этом вылет частиц из ядра из каждого экситонного состояния происходит с некоторой вероятностью, зависящей от числа экситонов, типа частицы и энергии возбуждения. Эволюция вероятности заселенности экситонных состояний во времени описывается системой кинетических уравнений.

В общем виде аналитическое решение системы кинетических уравнений дает выражение для дифференциального сечения предравновесного вылета частицы типа x с энергией ϵ ($d\sigma^{pre}/d\epsilon_x$) следующего вида:

$$\frac{d\sigma^{pre}}{d\epsilon_x} = \sigma_a \sum_{\Delta n=2, n_0=3}^n W_x(n, E, \epsilon_x) \tau(n, E) D(n), \quad (6)$$

где $n = p + h$ - число экситонов (p - число возбужденных частиц, h - число дырок), E - энергия возбуждения, отсчитанная от уровня Ферми, σ_a - сечение реакций, W_x скорость эмиссии x -частицы, τ - среднее время пребывания ядра в n -экситонном состоянии, $D(n)$ - фактор "объединения", описывающий уменьшение вероятности нахождения системы в n -экситонном состоянии за счет вылета частиц из ядра в предыдущих экситонных состояниях, $n_0 = 3$ - начальное число экситонов, соответствующее конфигурации $2p1h$.

При этом скорость эмиссии описывается следующим образом:

$$W_x(n, E, \epsilon_x) = (2S_x + 1)(\pi^2 \hbar^3)^{-1} \mu_x \epsilon_x \sigma_{inv} R_x \omega(p-1, h, U) (\omega(p, h, E))^{-1}, \quad (7)$$

где ϵ_x - энергия образующейся x -частицы в с.п.и., S_x - спин частицы, μ_x - приведенная масса, σ_{inv} - сечение обратной реакции, R_x - коэффициент приготовления x -частицы, ω - плотность частично-дырочных состояний, $U = E - \epsilon_x - B_x$ - энергия возбуждения остаточного ядра, B_x - энергия связи x -частицы.

Выражения (6) и (7) описывают предравновесно-экситонную модель в так называемой "замкнутой" форме, широко используемую в практических приложениях.

За 30 лет создания ПЭМ были разработаны различные модификации предравновесных экситонных моделей. Наиболее популярной, альтернативной по отношению к экситонной модели в замкнутой форме, является гибридная экситонная модель с учетом геометрии (GDH), предложенная Бланном.

Для объяснения аномального увеличения длины свободного пробега нуклонов в ядре при достижении соответствия результатов, полученных в рамках этой модели, экспериментальным данным, Бланн предложил гибридную модель с учетом геометрии GDH. В GDH модели предполагалось, что каждая парциальная волна входного канала вызывает реакцию в круговой области ядра толщиной λ с радиусом, определяемым параметром соударения. При этом пренебрегается сферической симметрией задачи и диффузией возбужденных частиц и дырок между различными областями ядра. В модели учитывается зависимость длины свободного пробега нуклонов и одночастичной плотности ферми-газа от плотности ядра. Указанная модель реализована Бланном и соавторами в программе ALICE, широко используемой при проведении различных ядерно-физических расчетов.

Для описания энергетических и угловых спектров вторичных частиц в ядерных реакциях была предложена также унифицированная экситонная модель, детерминатор которой попытались критически пересмотреть основное предположение ПЭМ о равновероятности всех конфигураций с данным числом экситонов и использовали рекуррентный способ вычисления вероятности нахождения нуклонов в заданном состоянии. Результаты расчетов энергетических спектров по этой модели оказались близкими к значениям, полученным по гибридной модели и по модели в "замкнутой" форме, однако при существенном усложнении алгоритма вычислений. Следует отметить также разработанную Гудимой и Тонеевым своеобразную "гибридную" модель, в которой первая стадия реакции описывается по модели внутриядерного каскада, а следующие стадии рассматриваются в рамках экситонной модели.

После успешного использования ПЭМ для описания нуклонных энергетических спектров был создан ряд моделей, описывающих предравновесную эмиссию сложных частиц из возбужденных ядер. Одной из первых была модель приготовленных кластеров. Ее авторы Милаццо - Колли и Браго - Марказан, предположили, что в любом ядре, находящемся в основном состоянии, с некоторой вероятностью присутствуют "приготовленные" альфа-кластеры, причем вероятность их образования равна вероятности их нахождения в возбужденном состоянии ядра при взаимодействии с ядром падающей частицы. Альфа-частица "приготовленная" в ядре, при передаче ей возбуждения рассматривается в этой модели как один экситон.

Исследованием модели "приготовленных кластеров" активно занималась группа Гадиоли. В рамках этой модели удалось достичь хорошего согласия с экспериментальными данными при описании энергетических спектров альфа-частиц. Однако, как отмечалось в ряде работ, эта модель имеет определенные недостатки:

- полученная вероятность приготовления α -частиц оказалась слишком большой;
- описание внутриядерных переходов как результата нуклон-нуклонного и нуклон- α -частичного взаимодействия в ядре не представляется корректным;
- не оправдано предположение о равной вероятности нахождения альфа-кластера в возбужденном состоянии ядра и его образования;
- в рамках указанной модели нельзя описывать эмиссию других сложных частиц, например, дейтонов;
- совпадение коэффициентов приготовления α -частиц, найденных из анализа экспериментальных спектров ядерных реакций и данных по α -распаду ядер оказалось случайным из-за использования при сравнении различных одночастичных плотностей. Другой моделью предравновесного образования сложных частиц явилась модель Кальбах, в которой эмиссия сложной частицы описывается на основании принципа детального баланса, примененного к распадающемуся и конечному ядру с вылетевшей частицей.

Некорректность использования принципа детального баланса к указанной выше системе была показана Рибанским и Обложинским, разработавшими так называемую коалесцентную модель эмиссии сложных частиц из ядер. Коалесцентная модель оказалась свободной от многих слабых сторон модели приготовленных кластеров. Однако одним из ее недостатков являлось предположение о независимости коэффициента приготовления сложной частицы γ от энергии возбуждения.

Проведенные расчеты показывают, что гибридная модель, соединенная с коалесцентной моделью хорошо описывает экспериментальные спектры α -частиц в ядерных реак-

циях при промежуточных энергиях. Рассчитанные в рамках указанных моделей функции возбуждения реакций также согласуются с экспериментальными данными.

Относительная простота рассмотренного подхода к расчету предравновесных спектров α -частиц открывает широкие возможности его использования в компьютерных программах, основанных на гибридной экситонной модели.

Модель внутриядерного каскада (МВК), основанная на квазиклассическом описании движения нуклонов внутри ядра, обладает рядом замечательных свойств: МВК может использоваться при классических, релятивистских и ультрарелятивистских энергиях падающих частиц; модель позволяет вычислять энергетические спектры и угловые распределения вторичных частиц, вылетающих из ядра; МВК, практически не содержит феноменологических параметров; с помощью МВК удается хорошо воспроизводить экспериментальные данные (интегральные и дифференциальные сечения, множественность частиц); программы для ЭВМ, основанные на МВК обладают довольно высоким быстродействием.

Указанные свойства делают МВК с учетом описания распада возбужденных ядер удобной моделью для расчетов интегральных характеристик взаимодействующих частиц с ядрами-нуклонных сечений смещения для неупругих каналов в широком диапазоне энергий.

Исследованию МВК посвящено большое число работ, выполненных в нашей стране и за рубежом. При высоких и сверхвысоких энергиях МВК разрабатывалась в ряде работ, при средних и высоких энергиях. При дополнении МВК моделью, описывающей эволюцию ядра после каскадной стадии взаимодействия (особенно, как это сделано в работе путем включения в расчетную программу модуля, описывающего предравновесный распад ядра и испарение частиц из возбужденных ядер) предел сдвигается в сторону меньших энергий за счет, в частности, увеличения доли испарительной компоненты в сечениях при уменьшении первоначальной энергии, вносимой в ядро.

Нами было показано, что уточнение алгоритма каскадно-испарительной модели, действительно, позволяет применять ее для получения дифференциальных сечений и функций возбуждения при довольно низких энергиях. При этом воспроизведения экспериментальных данных нет необходимости дополнять модель внутриядерного каскада механизмом снятия возбуждения, описываемом экситонными предравновесными моделями.

Проведенное исследование указывает на то, что дифференциальные и полные сечения ядерных реакций, рассчитанные на основе уточненной каскадно-испарительной модели и гибридной экситонной модели, близки.

Из сравнения экспериментальных данных и результатов вычислений следует, что каскадно-испарительная модель может использоваться для расчета полных и дифференциальных сечений ядерных реакций во всей области энергий, в которой для этих целей применяются предравновесные экситонные модели, т.е. при энергиях выше нескольких МэВ. Причем способность каскадно-испарительной модели воспроизводить данные экспериментов при относительно низких энергиях связана с учетом в алгоритме модели факторов.

Согласие сечений, рассчитанных с помощью модифицированной каскадно-испарительной модели и гибридной экситонной модели, указывает на близость обоих подходов. Обе модели являются полуклассическими и рассматривают динамику неравновесного

процесса как серию квазисвободных нуклон-нуклонных взаимодействий. При сопоставлении результатов расчета с экспериментальными данными оказывается, что приближение модели внутриядерного каскада, согласно которому нуклоны движутся по квазиклассическим траекториям, является не менее правдоподобным, чем предположение гибридной экситонной модели о равновероятности конфигураций с заданным числом экситонов и переходе из n в $n+2$ - экситонное состояние за счет взаимодействия "лидирующей" частицы с нуклонами ядра.

Наблюдаемое согласие экспериментальных сечений и расчетных данных, полученных с помощью каскадно-испарительной модели, ставит вопрос о пересмотре формального критерия применимости модели.

Согласно используемому ранее критерию применение каскадно-испарительной модели для описания ядерных процессов может быть оправдано в том случае, если длина волны падающего нуклона много меньше расстояния между нуклонами в ядре.

Указанное условие нарушается при энергиях порядка несколько десятков МэВ и не объясняет наблюдаемого согласия расчетных и экспериментальных данных при энергиях ниже 20 МэВ. Кроме того оно не учитывает того факта, что на взаимодействие падающей частицы с ядром существенное влияние оказывает принцип Паули, запрещающий значительное число внутриядерных столкновений.

С физической точки зрения более оправданным является критерий использования модели, эффективно учитывающий ограничение числа внутриядерных взаимодействий из-за принципа Паули, согласно которому длина волны падающего нуклона должна быть меньше длины его свободного пробега в ядре. Рассматриваемое условие выполняется при энергиях ниже 20 МэВ, что должно было бы обеспечить применимость модели и при указанных энергиях.

Расчет сечений образования трития в настоящей работе осуществлялся на основе каскадно-испарительной модели с помощью программ DISCA2 и CASCADE. В расчетах по программе DISCA2 учитывалось образование тритонов на каскадной стадии взаимодействия падающих нуклонов с ядром.

Предложенные полуэмпирические зависимости для оценки сечений образования трития в ядерных реакциях включают формулы для определения предравновесной и испарительной компоненты сечений σ_i .

В основу параметризации предравновесной компоненты сечений σ_i^{pre} положена модель "нарушения ядерных связей". Дополнительные множители введены в формулу для σ_i^{pre} , чтобы достичь согласия с экспериментальными данными по выходу трития на тяжелых ядрах и передать пороговый характер сечения σ_i^{pre} . Введение их можно интерпретировать как отражение зависимости параметра модели N_0 от энергии первичных частиц и массового числа ядра-мишени. Для описания порогового характера сечения σ_i^{pre} , довольно формальным образом, используется выражение, полученное на основе испарительной модели.

Формула для расчета испарительной компоненты сечения выхода трития σ_i^{ev} получена с помощью статистической модели Вайскопфа и представляет собой отношение вероятностей эмиссии тритона и нуклона, умноженное на число нуклонов, вылетевших из ядра на равновесной стадии реакции.

Предложенные полуэмпирические формулы позволяют рассчитывать сечения выхода трития для стабильных и нестабильных ядер с атомным номером $Z = 6 : 83$, облучаемых

нуклонами с энергией от порога реакции (10 - 25 МэВ) до 25 ГэВ.

Принципы, положенные в основу параметризации сечений выхода трития, являются достаточно общими и на их основе были получены приближенные формулы, позволяющие оценивать сечения образования ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ в ядерных реакциях с нуклонами.

Развитие нового подхода к расчету предравновесных спектров составных частиц, образующихся в ядерных реакциях, основанного на гибридной экситонной и коалесцентной моделях, позволило вычислить спектры α - частиц в реакциях под действием нейтронов и протонов, получить полуэмпирические формулы для расчета выхода тритонов, He и α - частиц в нейтронных и протонных реакциях на стабильных и нестабильных ядрах с атомным номером $Z = 6 : 83$, сформировать файлы сечений образования трития. Рассчитанные спектры α - частиц сравнивались с экспериментальными данными при энергиях 39, 62 и 90 МэВ. Была отмечена их согласованность. Созданная расчетная модель для вычисления сечений смещений, разработанные приближения и анализ особенностей расчета при энергиях выше 10 МэВ, позволили разработать комплекс программ DIDACS (DISplacement Dose And Cross-Section calculation), дающий возможность также вычислить сечения ядерных реакций при высоких энергиях.

В главе 5 приведены возможности программного комплекса DIDACS и краткая характеристика основных блоков и библиотек.

Программный комплекс позволил разработать библиотеки сечений "БИСЕРМ", "MENDL", "WIND", предназначенные для изучения процессов, протекающих при взаимодействии высокоэнергетических нуклонов с различными ядрами. Сравнение расчетов с международными библиотеками для изотопов плутония $236 \leq A \leq 241$ приведено на рис.3. Замечено расхождение оценок различных библиотек на изотопах плутония (${}^{238}\text{Pu}$, ${}^{239}\text{Pu}$), для которых отсутствует экспериментальная информация. Проведенный анализ сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными и оцененными данными международных библиотек позволяет надеяться, что описываемый подход к оценке нейтронных сечений (n, f) ; (n, xn) ; (n, pxn) ; $(n, axn) + (n, 2pxn)$ для изотопов U , Pu , Np в диапазоне энергий до 100 МэВ справедлив.

В вышеописанные библиотеки могут быть включены сечения для основных продуктов деления ${}^{90}\text{Sr}$, ${}^{99}\text{Tc}$, ${}^{129}\text{I}$, ${}^{137}\text{Cs}$, оценка которых была проведена основываясь на имеющихся программах ALICE/ASH, CASCADE, SILBER.

Рассмотрено расширение возможности исследования библиотек и комплекса DIDACS для расчета изотопного состава и активности материала, облучаемого частицами произвольного спектра. Для этого была создана программа SNT (Simulation of Nuclear Transmutation), которая рассчитывает концентрации нуклидов как в процессе облучения, так и при охлаждении облученного материала. Исходными данными для программы служат спектр первичных частиц, сечения ядерных реакций, протекающих в данном диапазоне энергий, и данные по радиоактивному распаду исследуемых ядер.

При охлаждении численное интегрирование системы не проводится. Расчет концентраций для разветвленных цепочек выполняется с помощью рекуррентных соотношений, полученных на основе аналитического решения системы дифференциальных уравнений с треугольной матрицей коэффициентов. Концентрации и активности нуклидов, встречающихся в различных цепочках, суммируются при заданном времени охлаждения. Рассматриваются цепочки радиоактивного распада, начинающиеся на нестабильных ядрах и оканчивающиеся стабильными нуклидами.

Для ядер с периодом полураспада $T_{1/2} < 1$ сут. отсутствующие в современных библиотеках данные по сечениям выбираются на основе имеющейся информации о сечениях ядерных реакций на ядрах близких по атомному номеру и массовому числу.

В программе SNT печать и запись на магнитный диск результатов вычисления концентраций и активностей нуклидов осуществляется в различном формате, в том числе необходимым для графического представления полученных данных средствами персонального компьютера.

Представленные расчеты показывают, что активность и нуклидный состав облученных материалов, рассчитанные с помощью программы SNT и библиотеки ADL, согласуются с данными других авторов.

Результаты расчетов активности мишеней из Pb и $Pb-Bi$ подтверждают их различие на 1-2 порядка при временах охлаждения $10^3 - 10^5$ сут. и $10^7 - 10^9$ сут., причем уровень активности к этому времени снижается в $10^3 - 10^6$ раз соответственно. Отмечено, что основной вклад в активность рассмотренных мишеней при временах охлаждения от 100 сут. до 20 лет дает тритий, рис. 4.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы.

На защиту выносятся следующие положения.

1. Определение возможного места ЭЯУ в ЯЭ будущего на основании построенных математических моделей развития ЯЭ.

2. Обоснование газодинамического способа "запирания" окна, отделяющего вакуумную камеру от ускорителя. Возможность получения в предложенной дейтронной установке высоких плотностей потоков нейтронов.

3. На основании рассчитанных ядерно-физических характеристик электроядерного blankets и blankets синтезатора в урановом и ториевом топливных циклах показано, что при достижимом на сегодня числе актов синтеза, инициированных одним мюоном, наработка урана-233 является эффективной только для смешенного уран-ториевого цикла.

4. Создание библиотек для исследования радиационной повреждаемости, активации и трансмутации материалов, облучаемых частицами высоких энергий на основе разработанных комплексов программ.

Основные результаты опубликованы в следующих работах.

1. Коровин Ю.А., Мурогов В.М. Электроядерные установки (обзор) // Атомная техника за рубежом, 1981, N12, С.16-21.

2. Илюнин В.Г., Мурогов В.М., Коровин Ю.А. и др. Анализ потенциальных возможностей альтернативных бридеров в многокомпонентной модели ядерной энергетики // Изв. АН БССР. серия физ.-энерг. наук, N4, 1982, С.51-56

3. Коровин Ю.А., Мурогов В.М., Соснин В.Н. и др. Расчетный анализ "ценности" совершенствования различных параметров бридеров // Изв. АН БССР, серия физ.-энерг. наук, N3, 1983, С.18-23.

4. Коровин Ю.А., Мурогов В.М., Федотов А.П., Соснин В.Н. // Электроядерная установка. Заявка на изобр. N48/84, N3727519/25 от 16.04.84, авт.свид. N1189270

5. Коровин Ю.А., Мурогов В.М., Шмелев А.Н. и др. "ECONOM", "DIPLOM" - тематические программы для описания одноцелевой трехкомпонентной модели развития ядерной энергетики в замкнутом топливном цикле // Отчет по теме 1-04-02-01-4458/28-2, МИФИ, ФЭИ, ОФ МИФИ, 1984.

6. Авдеев Е.Ф., Коровин Ю.А., Мурогов В.М., Шаблов В.Л. Газовая мишень // Авт. свид. N1295987 от 08.11.86.

7. Артисюк В.В., Авдеев Е.Ф., Коровин Ю.А. и др. Нарботчки вторичного ядерного горючего в топливном цикле атомной энергетики // Отчет по теме 9/348, N гос.регистрации 106227, Обнинск, 1986.

8. Коровин Ю.А., Фесенко Г.А., Шаблов В.Л., Шакиров В.А. Расчет вероятности стряхивания мюона в реакциях μ -катализа // Сборник трудов кафедры ОиСФ N1, Обнинск, 1988, С.8-23.

9. Артисюк В.В., Коровин Ю.А., Соснин В.Н. Определение вклада электроядерного канала в энергетический баланс мезокаталитического гибридного реактора // Сборник трудов кафедры ОиСФ N1, Обнинск, 1988, С.28-35.

10. Коровин Ю.А., Мурогов В.М., Шмелев А.Н. Современные проблемы ядерной энергетики // Учебное пособие для слушателей КПК СП руководящих работников Минатом-энерго СССР и студентов спец.10.10. Изд-во ИАТЭ, Обнинск, 1988.

11. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Соснин В.Н. Некоторые особенности приближения, связанные с расчетом нейтронной повреждающей дозы и сечений смещения при энергии нейтронов выше 10 МэВ // Изв. АН БССР, серия физ.-энерг. наук, 1989, N1, С.3-8.

12. Артисюк В.В., Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А. и др. Transformation of chemical composition of irradiated first wall construction material of the Muon-Catalyzed Fusion Hybrid reactor // Muon Catalyzed Fusion, 1989. V.1, P.125-128.

13. Коровин Ю.А., Мурогов В.М., Федорова Е.В. и др. Системные исследования развития ядерной энергетики в рамках предлагаемых математических моделей // Сборник трудов кафедры ОиСФ N2, Обнинск, 1989, С.3-29.

14. Artisyuk V.V., Korovin Yu.A., Sosnin V.N. Computation of Electronuclear channel impact on the energy balance of the Muon-Catalyzed Hybrid reactor // Muon Catalyzed Fusion, 1989. V.1. P.223-230.

15. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А. Нейтронные сечения смещения для расчета повреждающей дозы конструкционных материалов при энергии от 10 до 150 МэВ // ВАНТ. сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1989, вып.4(51), С.5-8.

16. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Sosnin V.N. Helium and Hydrogen production in construction materials irradiated with neutrons in the energy range of 10 to 100 MeV // International Conf. of Muon Catalyzed Fusion, Vienna, 1990, Book of Abstract, P.84

17. Адо Ю.М., Коровин Ю.А., Мурогов В.М., Уфимцев А.Г. Возможность реализации экологически приемлемого топливного цикла на основе дейтронного выжигателя высокотоксичных отходов // Тезисы докладов 1-й Всесоюзной конференции Ядерного общества СССР, Москва, Ч.2, 1990, С.79.

18. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Соснин В.Н. Сечение образования долгоживущих радиоактивных изотопов, ядер водорода и гелия в конструкционных материалах при облучении нейтронами с энергией до 150 МэВ // ВАНТ, сер.: Ядерные константы, 1990, вып.2, С.10-23.

19. Адо Ю.М., Авдеев Е.Ф., Коровин Ю.А. и др. Основные параметры установки с кольцевым накопителем дейтронов на энергии до 100 МэВ // Сборник научных трудов кафедры ОиСФ N3, Обнинск, 1990, С.3-8.

20. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Sosnin V.N. Radiation damage in muon-catalysed hybrid reactors // Kerntechnik, 1990, V.55 N6, P.358-361.

21. Коровин Ю.А., Мурогов В.М. Реакторы-бридеры в ядерной энергетике будущего // Учебное пособие для слушателей спецфакультета и курсов повышения квалификации. Обнинск, 1990.

22. Коровин Ю.А., Мурогов В.М. Экологически приемлемый и безопасный топливный цикл ядерной энергетике // Учебное пособие для слушателей спецфакультета и системы повышения квалификации. Обнинск, 1991.

23. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Соснин В.Н. Нуклонные сечения смещения для расчета повреждающей дозы при энергиях от 50 до 500 МэВ // Вестн АН БССР, серия физ.-энерг. наук, 1991, N1, С.29-33.

24. Артисюк В.В., Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Соснин В.Н. Выжигание долгоживущих радиоактивных продуктов деления Sr и Cs в потоке быстрых нейтронов // Атомная энергия, 1991, Т.71, вып.2, С.184-186.

25. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Соснин В.Н. Комплекс программ DIDACS/88 для расчета сечений смещения и образования водорода, гелия и долгоживущих радионуклидов конструкционных материалов, облучаемых нуклонами энергией до 200 МэВ // Атомная энергия, 1991, Т.71, вып.2, С.168-169.

26. Adu Yu.M., Avdeev E.F., Korovin Yu.A., et al. Neutron production by deuteron-deuteron interaction in a gas target // Kerntechnik, 1991, N3, V.56, P.6.

27. Konobeev A.Yu., Korovin Yu.A., Sosnin V.N. "BISERM", neutron and proton data library for evaluation of irradiation effects in structural materials in the energy range up to 800 MeV // Fusion Technology, 1991, V.20, P.5.

28. Korovin Yu.A., Pereslavitsev P.E., Pereslavitseva A.V., et al. Study of Possibility to Include in Nuclear Energy System Various Radioactive Waste Incinerators // Proc. of Workshop on Nuclear Transmutation of Long Lived Nuclear Power Radiowastes, Obninsk, July 1-5, 1991, P.255-261.

29. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А. Сечения для расчета скорости образования гелия в конструкционных материалах, облучаемых нуклонами энергией 800 МэВ // Атомная энергия, 1992, Т.72, вып.2, С.187-190.

30. Грудзевич О.Т., Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А. Расчет сечений образования долгоживущих радиоактивных изотопов при облучении конструкционных материалов нейтронами с энергией выше 20 МэВ // ВАНТ, сер.: Ядерные константы, 1992, вып.1, С.57-64.

31. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Sosnin V.N. A nuclear data library for structural material radiation damage calculation at high energies // Kerntechnik, 1992, V.57, N3, P.188-191.

32. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Sosnin V.N. Neutron displacement cross-sections for structural materials below 800 MeV // Journal of nuclear materials, 1992, V.186, P.117-130.

33. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A. Helium production cross section in structural materials irradiated by protons and neutrons at energies up to 800 MeV // Journal of nuclear materials, 1992, V.195, P.286-300.

34. Коровин Ю.А., Артисюк В.В., Конобеев А.Ю. Библиотека сечений для исследования радиационной повреждаемости, активации и трансмутации материалов, облучаемых частицами высокой энергии // Атомная энергия, 1992, Т.73, вып.1, С.24-26.

35. Адо Ю.М., Авдеев Е.Ф., Коровин Ю.А. и др. Высокоэффективная генерация нейтронов в дейтронном накопителе для трансмутации радионуклидов // Атомная энергия, 1992, Т.73, вып.4, С.289-293.

36. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Эрвио К. Сечения реакций, приводящих к трансмутации долгоживущих радионуклидов отработанного ядерного топлива под действием быстрых нейтронов // Атомная энергия, 1992, Т.73, вып.4, С.300-305.

37. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Лунев В.П. и др. Библиотека сечений для изучения процесса трансмутации и активации материалов, облучаемых нейтронами и протонами с энергией до 100 МэВ // ВАНТ, сер.: Ядерные константы, 1992, вып.3-4, С.55-58.

38. Коровин Ю.А., Конобеев А.Ю., Переславцев П.Э. Программа для расчета изотопного состава и наведенной активности облученных материалов // ВАНТ, сер.: Ядерные константы, 1992, вып.3-4, С.117-121.

39. Коровин Ю.А., Федорова Е.В. Современные концепции использования сильноточных ускорителей для трансмутации радиоактивных отходов ядерной энергетике // Сборник кафедры ОиСФ N5, Обнинск, 1993, С.3-12.

40. Грудзевич О.Т., Зеленецкий А.В., Конобеев А.Ю., Коровин А.Ю. Расчет активности материалов, облучаемых в нейтронном спектре термоядерного реактора // Сборник кафедры ОиСФ N5, 1993, Обнинск, С.43-50.

41. Артисюк В.В., Коровин Ю.А. Бридинг урана-233 в электроядерной установке с плутоний-содержащей первичной мишенью // Сборник кафедры ОиСФ N5, Обнинск, 1993, С.67-73.

42. Korovin Yu.A., Artisyuk V.V., Konobeyev A.Yu., Pereslavitsev P.E. Target and structural materials activation study for accelerator-based transmutation installations // Proceedings Global'93, Sept.12-17, 1993, Seattle, USA, P.760-764.

43. Korovin Yu.A., Artisyuk V.V. U-233 breeding in electronuclear installation with plutonium primary target // Proceedings CLOBAL'93, Sept. 12-17, 1993, Seattle, USA, P.903-907.

44. Artisyuk V.V., Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A. Nucleon induced reaction cross-section for strontium and cesium at energies 1 MeV to 10 GeV // Kerntechnik, 1993, V.58, N3, P.174-181.

45. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А. Систематика сечения реакции (n,t) при энергии 14,6 МэВ // Известия вузов. Ядерная энергетика, 1993, N2, С.70-76.

46. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A. Tritium production in material from C to Bi irradiated with nucleons of intermediate and high energies // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 82, 1993, P.103-115.

47. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Переславцев П.Э. Расчет сечений ядерных реакций, протекающих при облучении изотопов циркония протонами промежуточных и высоких энергий // ВАНТ, сер.: Ядерные константы, 1994, вып.1, С.81-91.

48. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Plyaskin V.I. Evaluation of neutron-induced reaction cross-sections for uranium isotopes at energies up to 100 MeV // Kerntechnik, 1994, V.59, N3, P.87-97.

49. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Pereslvtsev P.E. Systematics of (n,t) reaction cross-sections at 14,6 MeV // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 93, 1994, P.409-414.

50. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A. Semi-empirical systematics of (n,p) reaction excitation functions // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 94, 1994, P.119-129.

51. Korovin Yu.A., Konobeyev A.Yu., Pereslvtsev P.E., Plyaskin V.I. Evaluation of Neutron Reaction Cross-Sections for Neptunium Isotopes at Energies Up to 100 MeV // Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, May 9-13, 1994, Gathlinburg, USA, Book of Abstracts B 38.

52. Korovin Yu.A., Konobeyev A.Yu., Pereslvtsev P.E. Comparison of different approaches for nucleon induced reaction cross-section calculation for monstable long-lived fission products at the intermediate and high energies // ICENES'93, Chiba, Japan, 20-24 Sept. 1993, P.444-448.

53. Артисюк В.В., Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Переславцев П.Э. Образование долгоживущих радионуклидов в мишенях из свинца и висмута, облучаемых протонами высоких энергий // Известия вузов. Ядерная энергетика, 1994, N1, С.41-47.

54. Korovin Yu.A., Konobeyev A.Yu., Pereslvtsev P.E. Long-Lived isotopes production in Pb-Bi target irradiated by high energy protons // Intern. Conf. on ADTT, Las Vegas, NV, USA, July 25-29, 1994, P.1387.

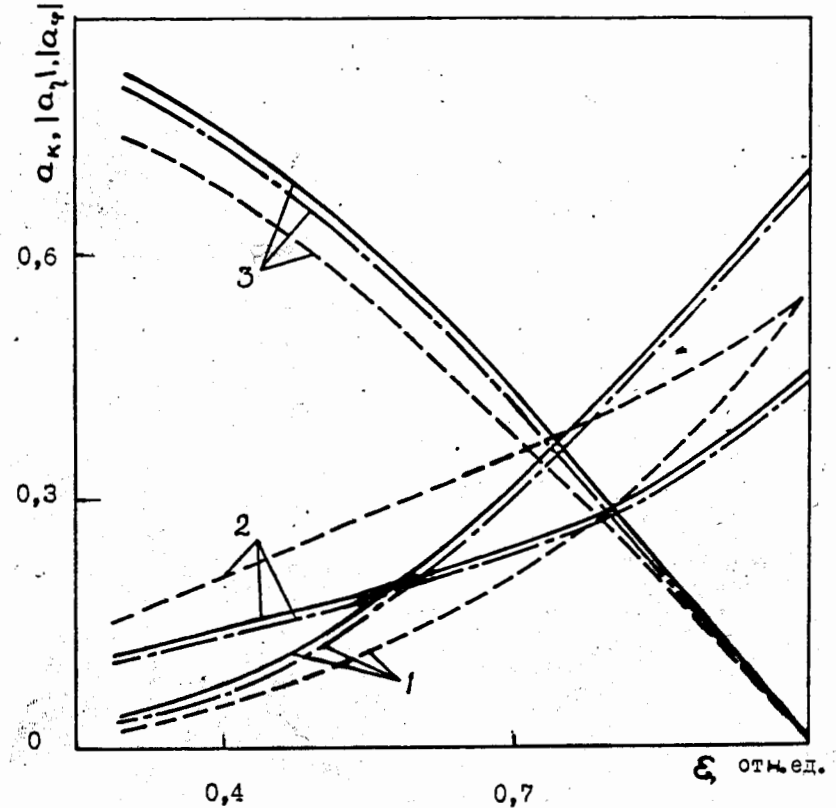


Рис.1 Значения коэффициентов $a_{k\delta}$, a_{kT} , $a_{k\epsilon}$, $a_{t\delta}$, a_{tT} , $a_{t\epsilon}$, $a_{f\delta}$, a_{fT} , $a_{f\epsilon}$ в зависимости от доли электроэнергии, вырабатываемой на АЭС с ядерными реакторами (ϵ). ($K_{\delta}/K_T = 2$; $K_{\epsilon}/K_T = 3$; $\omega = 0.01$; $\varphi_{\epsilon} = 0.8$): 1 - БН, 2 - ТР, 3 - ЭЯ. Сплошная линия - a_f , штриховая - a_t , штрихпунктирная - a_k

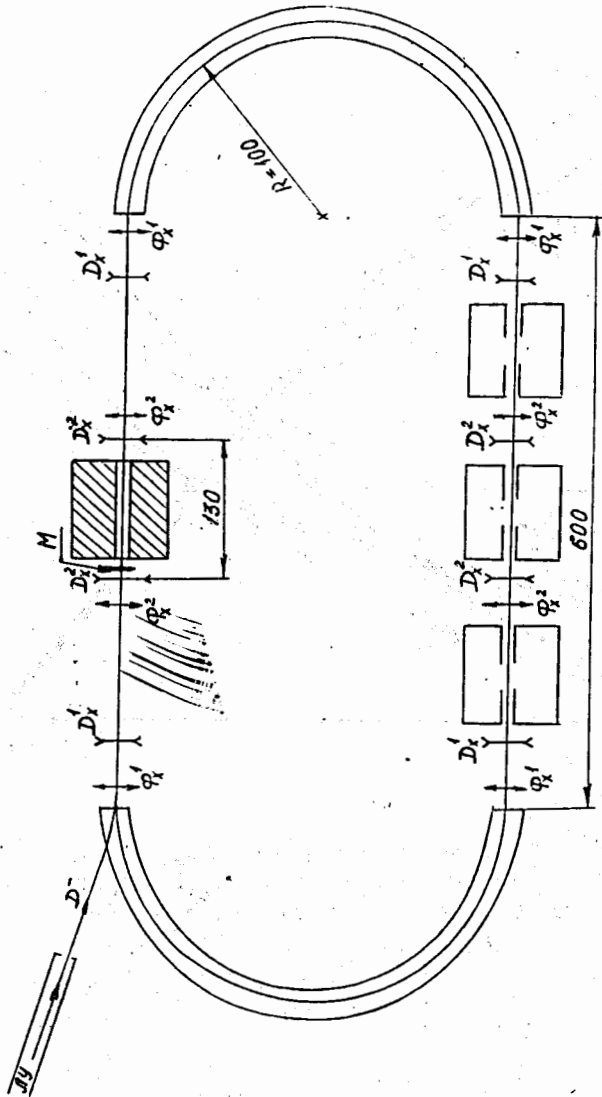


Рис. 2. Схема накопителя дейтронов с внутренней мишенью

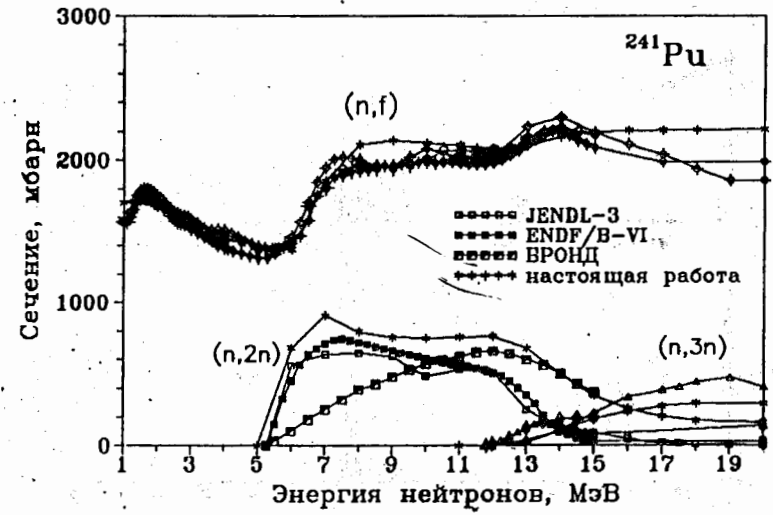
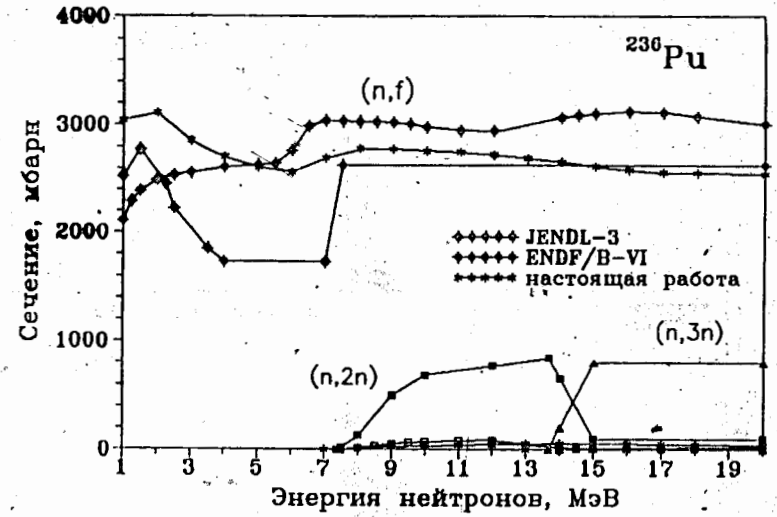


Рис. 3. Сравнения расчетных и оцененных данных для изотопов ^{236}Pu и ^{241}Pu .

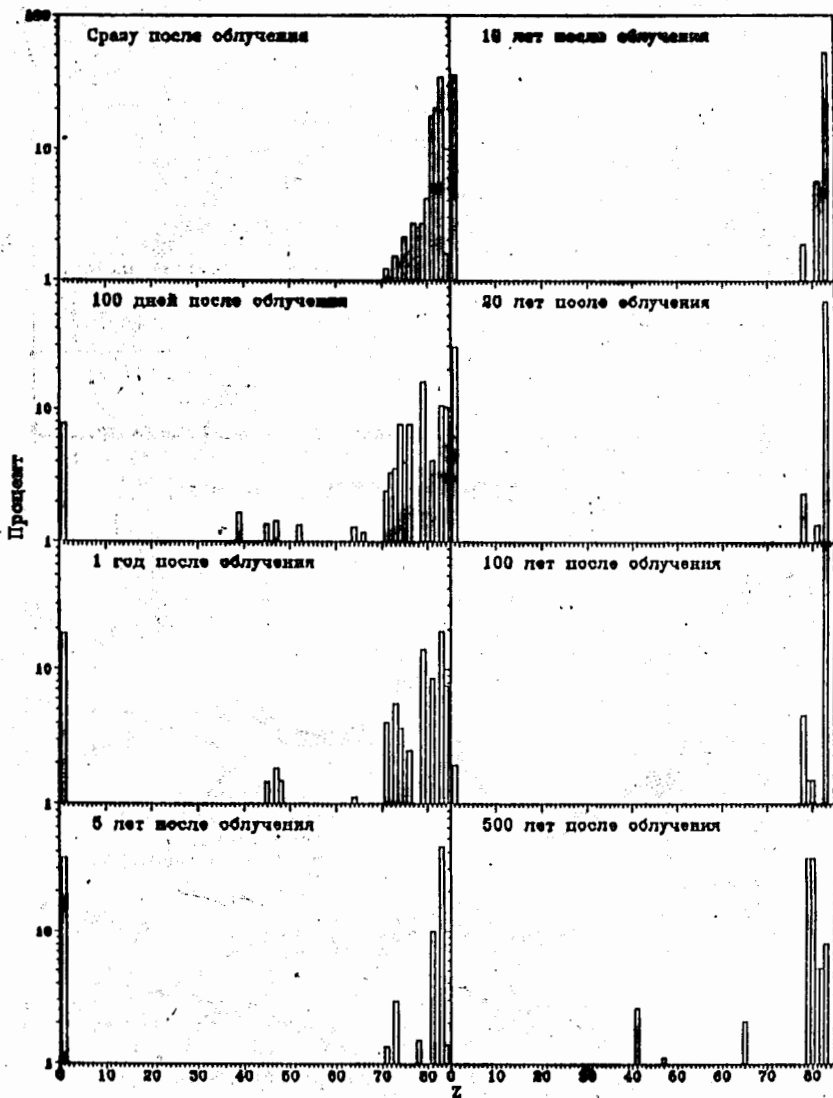


Рис. 4. Вклад в полную активность свинцово-висмутовой мишени ядер с разными Z.

Ref. 10