

Т- 417

53907



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

16-2005-40

На правах рукописи
УДК 621.384.6+539.1.074

ТИМОШЕНКО
Геннадий Николаевич

**РАДИОМЕТРИЯ НУКЛОНОВ В ПОЛЯХ ИЗЛУЧЕНИЙ,
ГЕНЕРИРУЕМЫХ УСКОРИТЕЛЯМИ ТЯЖЕЛЫХ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

Специальность: 01.04.01 — приборы и методы
экспериментальной физики

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2005

35

Работа выполнена в Отделении радиационных и радиобиологических исследований Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

Климанов Владимир
Александрович

доктор физико-математических наук
профессор

Крючков Вячеслав
Петрович

доктор технических наук,
профессор

Зайцев Лев
Николаевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Государственный научный центр РФ Институт физики высоких энергий

Защита диссертации состоится "16" июня 2005 г.
в 10³⁰ часов на заседании диссертационного совета Д720.001.02 Объединенного института ядерных исследований в Лаборатории высоких энергий, 141980, г. Дубна Московской области, ЛВЭ ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "29" апреля 2005 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
д. физ.-мат. наук, профессор

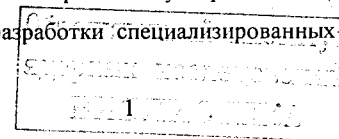
М.Ф. Лихачев

АКТУАЛЬНОСТЬ И ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ.

Создание ускорителей частиц на сверхвысокие энергии является важнейшим условием для проведения фундаментальных исследований по физике элементарных частиц. В то же время, в последние десятилетия прослеживается тенденция все более широкого применения ускорителей частиц на средние энергии для решения прикладных задач, в частности в медицине (пучковая терапия злокачественных опухолей, наработка радиоизотопов для диагностики и радиотерапии), в ядерной энергетике (разработка электроядерных реакторов, управляемых ускорителями, установки для трансмутации долгоживущих нуклидов в высокоактивных отходах) и т. д. Ускорители частиц на средние энергии становятся в большей степени объектами народно-хозяйственного, нежели научного назначения. Медицинские ускорители все чаще входят в состав клинических комплексов, расположенных в густонаселенных городских районах. Для решения задач в сфере ядерной энергетике необходимы ускорители протонов с токами до сотен мА. Очевидно, что создание подобных ускорителей требует надежной радиационной защиты и тщательной разработки систем радиационной безопасности.

Ускорители тяжелых релятивистских ядер являются интенсивно развивающимся инструментом релятивистской ядерной физики. Решение задач физики защиты на этих ускорителях имеет ряд специфических проблем. Ускорители ядер также удобны для изучения радиобиологических эффектов от частиц с линейной передачей энергии (ЛПЭ) от долей до тысяч кэВ/мкм и позволяют моделировать в земных условиях поля излучений, формируемые галактическим космическим излучением (ГКИ) на борту околоземных и межпланетных аппаратов. Поэтому развитие исследований в области физики защиты и дозиметрии на ускорителях протонов на средние энергии и на ускорителях тяжелых ядер, несомненно, актуально как с научной, так и с практической точки зрения.

Значимость исследований в области физики защиты и дозиметрии на ускорителях обусловлена постоянным ужесточением радиационного нормирования. Из-за существенно большей сложности и разнообразия полей излучения на ускорителях по сравнению с радиационными полями за защитой реакторов, знание их энергетического и компонентного состава является необходимым условием адекватности радиационного контроля на ускорителях. Другая важная задача связана с необходимостью разработки специализированных приборов и методов



измерения характеристик полей на ускорителях, а также с совершенствованием системы метрологического обеспечения средств радиационного контроля, применяемых на ускорителях, поскольку большинство производимых дозиметров и радиометров ориентировано на работу в полях излучений на предприятиях атомной энергетики. Одним из путей метрологической поддержки радиационного контроля на ускорителях является создание наборов опорных полей нейтронов на основе как изотопных источников, так и реально существующих на установках полей излучения.

Исследование закономерностей формирования полей вторичного и рассеянного излучения важно для прогнозирования радиационной обстановки на проектируемых ускорителях и экспериментальных установках. Этой цели служат базовые эксперименты по физике защиты, предназначенные для проверки методов расчета транспорта излучения в веществе.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Основная цель настоящей работы заключалась в повышении адекватности радиационного контроля на действующих ускорителях протонов и ядер на средние (до нескольких ГэВ/нуклон) энергии и достоверности прогнозирования радиационной обстановки на проектируемых ускорителях и экспериментальных установках путем: а) постановки базовых экспериментов для изучения механизмов формирования полей вторичного (из мишеней) и рассеянного (за защитами) излучений на ускорителях и для полномасштабной проверки расчетных методов физики защиты; б) исследования характеристик реальных полей излучений на ускорителях; в) создания опорных полей нейтронов на базе изотопных источников и полей излучений на ускорителях; г) исследований реакций приборов и методик радиационного контроля в опорных полях и их градуировки; д) разработки специализированных методик и средств радиометрии излучений, в том числе, предназначенных для работы в особых условиях. Структурная схема и связи частных задач представлены на рис. 1. Достижение поставленной цели возможно при решении всего комплекса взаимосвязанных задач, последовательно рассмотренных в диссертации (за исключением расчетных методов физики защиты).

В настоящей работе изучаются поля ионизирующих излучений, генерируемые при работе ускорителей тяжелых заряженных частиц с импульсом на нуклон от 1 до 10 ГэВ/с. Поля излучений на ускорителях формируются за счет

взаимодействия ускоренных заряженных частиц с конструкционными деталями, физическими мишенями и защитами, и отличаются значительным разнообразием, сложностью компонентного и спектрального состава. Тема диссертации связана с

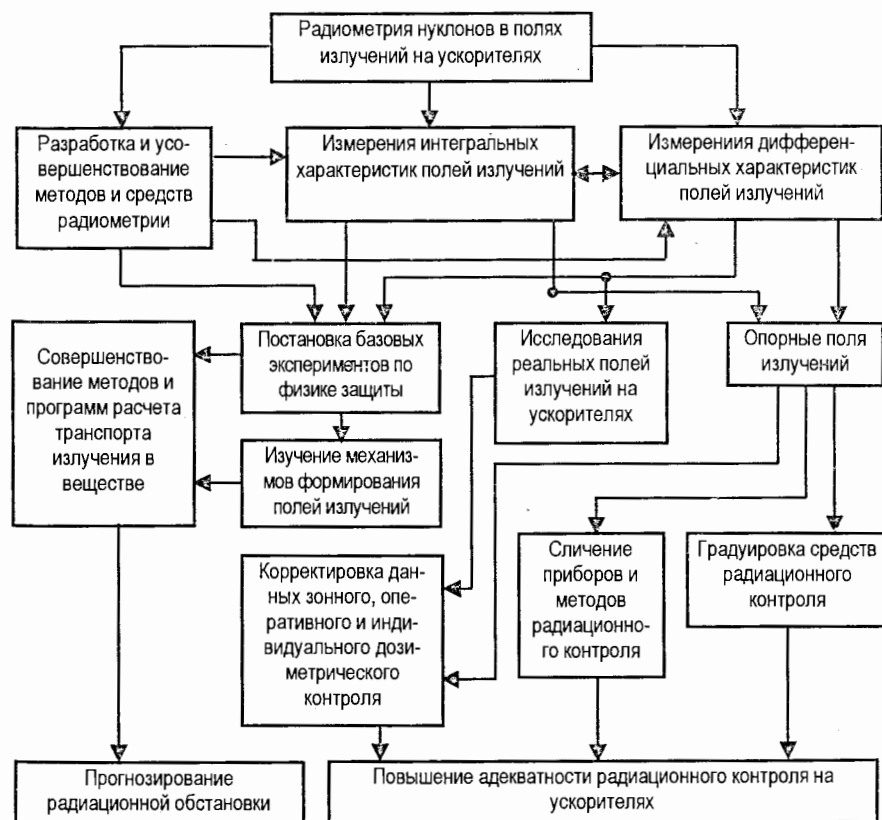


Рис. 1. Структурная схема решения задач с целью повышения адекватности радиационного контроля и достоверности прогнозирования радиационной обстановки на ускорителях.

радиометрией полей вторичного и рассеянного излучений и исследованием их характеристик, т. е., в широком смысле, с измерением флюенсов различных компонент полей Φ_i и их производных величин $\Phi_i(\mathbf{r})$, $\Phi_i(\mathbf{r}, E)$, $\Phi_i(\mathbf{r}, \Omega)$, $\Phi_i(\mathbf{r}, E, \Omega)$, а также с разработкой приборов и методик для выполнения этих измерений. Знание энергетических флюенсов компонент поля необходимо для достоверной оценки эквивалентной и поглощенной дозы излучения.

В ДИССЕРТАЦИИ ЗАЩИЩАЮТСЯ:

1. Выполненные базовые эксперименты по исследованию характеристик полей вторичного излучения:
 - а) на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий ОИЯИ при облучении толстых медной и свинцовой мишеней ядрами ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон с целью получения исходных данных для прогнозирования радиационной обстановки на ускорителях релятивистских ядер;
 - б) на фазотроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ при облучении протонами с энергией 650 МэВ толстой свинцовой мишени, имитирующей сердечник подкритической сборки, с целью получения исходных данных для проектирования установки и оценки её параметров;
2. Выполненные базовые эксперименты по исследованию полей рассеянного излучения для проверки методов расчета защиты:
 - а) за сплошной 2-х метровой защитой фазотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в двух геометриях (непосредственное облучение защиты пучком протонов с энергией 640 МэВ и облучение её вторичным излучением из толстой медной мишени, бомбардируемой пучком протонов той же энергии);
 - б) за сплошной 2-х метровой защитой канала 6В синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий ОИЯИ при облучении её пучком ядер ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон;
3. Исследованные закономерности формирования полей рассеянного излучения за защитами фазотрона Лаборатории ядерных проблем и синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий ОИЯИ на пучках релятивистских протонов, ядер ^4He , ^{12}C в различных геометриях источник – защита;
4. Создание набора опорных полей нейтронов для целей метрологического обеспечения радиационного контроля на ускорителях на основе изотопного источника ^{252}Cf в различных замедлителях и реальных полях рассеянного излучения на фазотроне Лаборатории ядерных проблем (“мягкого” поля в лабиринте цокольного этажа фазотрона и “жесткого” поля на обваловке фазотрона за 2-х метровой защитой);
5. Развитие методов спектрометрии нейтронного компонента полей вторичного излучения из толстых мишеней (методом времени пролета и многосферной методикой);

6. Развитие методов спектрометрии заряженного и нейтронного компонентов полей рассеянного излучения за защитами ускорителей (dE/dx- спектрометр протонов, многосферный спектрометр), а также создание нового прибора для измерения спектра, флюенса и дозы нейтронов высоких энергий в полях рассеянного излучения;
7. Разработка датчиков для радиометрии нейтронов в экстремальных условиях (активный датчик на основе активационного детектора для регистрации термоядерных нейтронов и датчик на основе коронных счетчиков для непрерывного контроля нераспространения делящихся материалов);
8. Разработка физического обеспечения радиобиологических экспериментов на пучках ядер Нуклотрона Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА

Большинство выполненных исследований имели несомненный приоритет на момент их проведения. Многие результаты остаются единственными до настоящего времени. Это касается, в первую очередь, данных полномасштабных экспериментов по физике защиты на пучках протонов и ядер, исследований спектральных и угловых распределений заряженного компонента полей излучения за защитами, исследований выходов заряженных частиц и спектров нейтронов из толстых мишеней, облучаемых релятивистскими ядрами, опорных полей нейтронов на основе ускорителя протонов. Создан новый тип прибора для измерения спектра, флюенса и дозы нейтронов высокой энергии, с помощью которого, в частности, была измерена высокоэнергетическая часть спектра космических нейтронов в окружающей среде. Разработаны и модифицированы экспериментальные методики для радиометрии заряженного и нейтрального компонентов полей вторичного и рассеянного излучения, в том числе, для работы в особых условиях. Создана методика дозиметрии пучков тяжелых ядер для радиобиологических экспериментов.

Экспериментальные исследования выполнены автором на ядерно-физических установках ОИЯИ в соответствии с планами научных работ и являются логическим развитием кандидатской диссертации автора, защищенной в 1986 г. на тему: “Экспериментальные исследования дифференциальных характеристик полей нуклонов высокой энергии на синхротронном и синхрофазотроне ОИЯИ”. Автор считает определяющим свое участие во всех работах, положенных в основу

настоящей диссертации.

АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ

Основные результаты работ, положенных в основу диссертации, опубликованы в журналах "Атомная энергия", "Приборы и техника эксперимента", "Radiation Protection Dosimetry", "Radiation Measurements", "Kernenergy" и докладывались на семинарах подсекции "Радиационная защита и работа в условиях высоких уровней ионизирующего излучения" при совете по проблемам ускорения заряженных частиц АН СССР, на нескольких Всесоюзных совещаниях по ускорителям частиц, на Международных зимних школах по физике защиты от излучений (ГДР), на 17-м Международном симпозиуме по физике радиационной защиты (Дрезден, 1985), на 9-м Международном конгрессе по радиационной защите (IRPA, Вена, 1996), на XIII Конференции по ускорителям заряженных частиц (RUPAC-2002, Обнинск, 2002), на II Международном совещании (COSPAR Colloquium) "Радиационная безопасность пилотируемого полета к Марсу" (Дубна, 2003).

Диссертация состоит из введения, 6 глав и списка литературы из 225 наименований. В диссертации содержится 115 рисунков и графиков и 16 таблиц. Общий объем работы 238 стр.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснованы актуальность темы, её значимость, цель и задачи исследований. В краткой форме дана общая характеристика проблем, относящихся к теме диссертации, проанализированы подходы к их решению, обоснована новизна и практическая ценность работы, сформулированы основные положения, выносимые на защиту.

В главе 1 описаны экспериментальные исследования дифференциальных характеристик полей вторичного излучения вокруг толстых мишеней, облучаемых высокоэнергетичными протонами и ядрами. Получение информации об источниках вторичного излучения, образуемых частицами при ускорении или транспортируемые пучками частиц при взаимодействии с деталями ускорителя или мишенями, является первоочередной задачей физики защиты. В экспериментах по физике защиты используются толстые мишени (моделирующие реальные ситуации высадки пучков на деталях ускорителя), в которых происходит процесс многократных,

статистически независимых актов взаимодействия частиц с ядрами вещества. Понятие "толстая" мишень относительно и зависит от энергии первичных частиц. В данной работе под толстой мишенью подразумевается мишень, в формировании поля вторичного излучения вокруг которой существенную роль играет межъядерный каскад, или мишень, толщина которой сравнима с ионизационным пробегом первичных частиц. Экспериментальные данные о двойных дифференциальных характеристиках полей вторичного излучения из толстых мишеней ограничены и бессистемны. К тому же, в небольшом числе поставленных экспериментов чаще всего исследовалась заряженная компонента поля вторичного излучения из мишеней, облучаемых протонными пучками. Данные о развитии межъядерного каскада, инициированного в толстых мишенях тяжелыми релятивистскими ядрами, практически отсутствуют до настоящего времени.

Создание ускорителей тяжелых релятивистских ядер стимулировало постановку цикла экспериментальных исследований по изучению механизмов формирования полей заряженного и нейтронного компонентов вокруг толстых свинцовой и медной мишени, облучаемых протонами, ядрами ^4He и ^{12}C с энергией

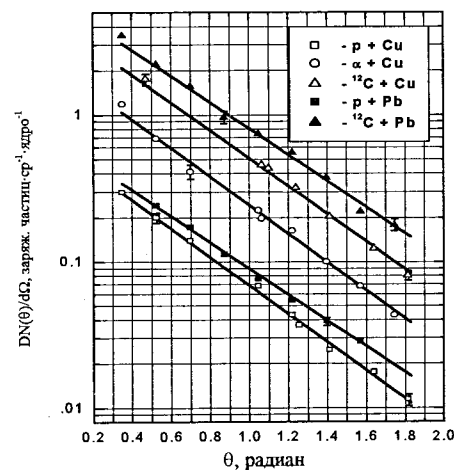


Рис. 2. Угловые распределения заряженных частиц вокруг толстых Cu (□, ○, △) и Pb (■, ▲) мишеней, облучаемых p, α и ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон.

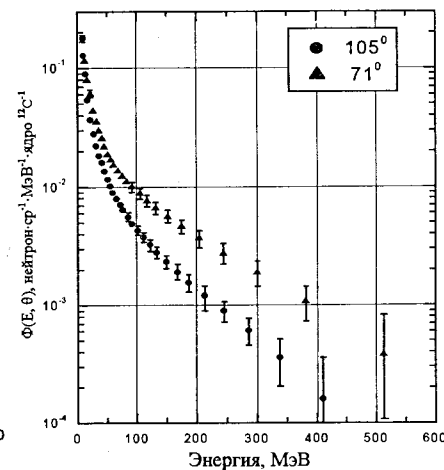


Рис. 3. Спектры нейтронов под углами 71° и 105° из толстой медной мишени, облучаемой пучком ядер ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон.

3,65 ГэВ/нуклон. Были выполнены сравнительные исследования угловых распределений выходов заряженных частиц из мишеней и измерены спектрально-угловые распределения нейтронов с энергией более 10 МэВ (рис. 2, 3). Мишени представляли собой цилиндры диаметром 10 см и толщиной по пучку 116,5 г/см² (Cu-мишень) и 197,2 г/см² (Pb-мишень). Для измерения спектров нейтронов был создан спектрометр по времени пролета с триггером от каждого падающего на мишень ядра. Для учета вклада фонового излучения в аппаратурный спектр выполнялись разностные измерения с теньвым поглотителем, размещаемым между мишенью и детектором нейтронов.

Нормированные на одну частицу пучка угловые распределения в указанном диапазоне углов в пределах погрешностей измерений аппроксимируются зависимостью $dN_{i,j}(\theta)/d\Omega = m_{i,j} \cdot \exp(-\beta_j \cdot \theta)$, где $m_{i,j}$ – нормировочный коэффициент; θ – угол относительно направления пучка (рад); β_j – угловой параметр (рад⁻¹); i, j – типы ядра-снаряда и мишени соответственно. Было установлено, что для не слишком массивных (ускорительных) мишеней форма угловых распределений вторичных частиц слабо зависит как от массы и энергии первичных частиц, так от атомного веса материала мишени. Отношения же выходов вторичных частиц из толстых мишеней определяются, главным образом, A_i . Развитие каскада вторичных частиц в массе вещества под действием высокоэнергетичных ядер, имеет ряд особенностей по сравнению с каскадом, инициированным протонами. В спектрах вторичных нейтронов наблюдается характерный резкий подъем в области энергий менее 20–25 МэВ, соответствующий равновесной стадии процесса испарения частиц из возбужденных ядер-компаундов. Эта часть спектра практически изотропна. Предравновесная и каскадная части спектра имеют существенную угловую зависимость.

Результаты данных исследований были использованы при проектировании Нуклотрона ОИЯИ, а также для проверки программ транспорта в веществе частиц, генерируемых протонами и ядрами высоких энергий.

Создание электроядерных установок, управляемых ускорителем, предполагает облучение подкритических бланкетов нейтронами, генерируемыми в мишени пучком протонов с энергией 0,5–1 ГэВ. Для размножения нейтронов используются массивные мишени из тяжелых материалов. Проектируемая в ОИЯИ на базе фазотрона с энергией протонов 660 МэВ экспериментальная электроядерная

установка SAD требует тщательных расчетов физических процессов в подкритической сборке и конструирования надежной радиационной защиты. Проверка точности моделирования физических процессов, инициированных протонами в размножающей мишени, является одной из ключевых задач проектирования установки. Существующие экспериментальные данные по спектрам нейтронов из массивных размножающих мишеней единичны и касаются нейтронов с энергией более нескольких МэВ. В то же время основная часть реакций в бланкете идет с нейтронами меньших энергий. Поэтому для проверки методов расчета межъядерного каскада в веществе были выполнены экспериментальные исследования двойных дифференциальных характеристик поля вторичного нейтронного излучения вокруг толстой мишени установки SAD во всем энергетическом интервале от 10⁻⁸ до сотен МэВ.

Для измерения энергетических зависимостей флюенсов нейтронов в широком интервале энергий использовалась многосферная методика (спектрометр Боннера) и углеродсодержащий активационный детектор. Мишень представляла собой свинцовый цилиндр диаметром 82 мм и длиной 500 мм, облучавшийся узким пучком протонов с энергией 650 МэВ. Серьезной проблемой при измерениях являлся корректный учет фона нейтронов, многократно рассеянных в экспериментальном зале. Для этого между спектрометром и мишенью под каждым углом устанавливался теньвой поглотитель. Измеренные спектры нейтронов представлены на рис. 4.

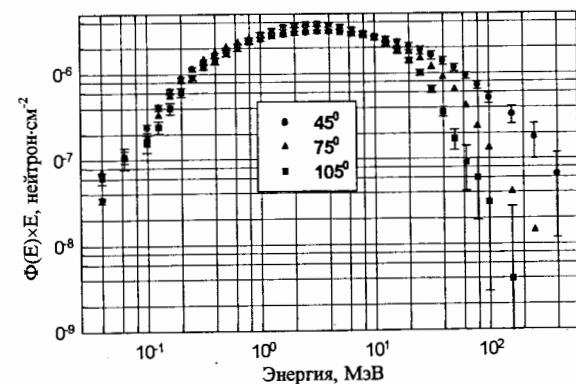


Рис. 4. Энергетические зависимости флюенсов нейтронов под углами 45°, 75° и 105° к направлению пучка протонов с энергией 650 МэВ, взаимодействующего с толстой свинцовой мишенью (нормированы на 1 протон пучка).

Данные настоящего эксперимента были использованы для проверки расчетов по программам MCNP4B и LANET с различными моделями внутриядерного каскада.

В главе 2 описаны полномасштабные (базовые) эксперименты по

исследованию полей излучения за защитами в простых геометриях, удобных для моделирования. Такие эксперименты были выполнены на пучке протонов с энергией 640 МэВ в двух геометриях "источник-защита" и на пучке ядер ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон. В экспериментах исследовались как интегральные, так и дифференциальные характеристики нейтронного и заряженного компонентов полей смешанного рассеянного излучения, а именно: пространственно-энергетическая зависимость флюенса нейтронов, пространственная энергетически-угловая и пространственно-угловая зависимости потока заряженных частиц, пространственная зависимость флюенса высокоэнергетичных адронов, пространственная зависимость соотношения выходов из защиты заряженного и нейтронного компонентов.

Для измерения спектров нейтронного компонента полей излучения за защитами в широком энергетическом диапазоне была использована многосферная методика, а для спектрометрии и радиометрии высокоэнергетической части нейтронного излучения была разработана специальная, не имеющая аналогов, методика. Для исследований спектрально-угловых распределений потоков заряженных частиц из защиты были созданы dE/dx -спектрометр и специальный телескоп сцинтилляционных счетчиков.

В серии экспериментов на фазотроне пучок протонов с энергией 640 МэВ бомбардировал толстую медную мишень ($\varnothing 120 \times 300$ мм), установленную на

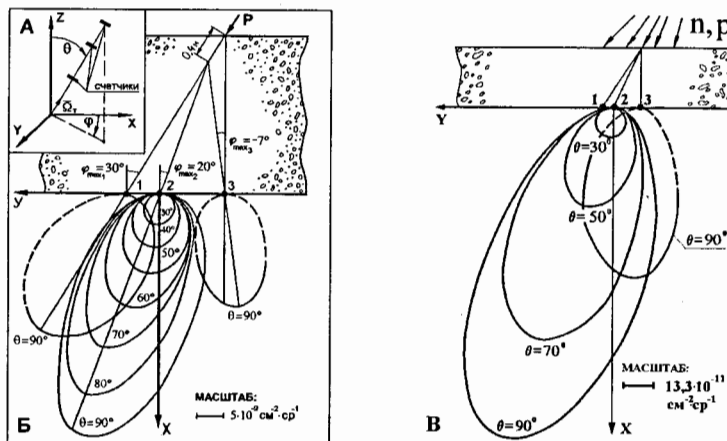


Рис. 5. Система координат при измерении угловых распределений потоков заряженных частиц (А) и диаграммы направленности $\Phi(\theta, \Omega_T)$ в геометрии I (Б) и 2 (В) за 2-х метровой бетонной защитой фазотрона.

расстоянии 4,7 м от сплошной бетонной защиты толщиной 2 м. Угол между направлением пучка и нормалью к защите составлял $30,5^\circ$. Измерения выполнялись в двух геометриях: в первой геометрии коллимированный пучок протонов падал непосредственно на защиту, во второй – внутренняя поверхность защиты облучалась вторичным излучением из мишени. На рис. 5 приведены диаграммы направленности заряженного компонента поля излучения за защитой в геометриях 1 и 2.

Угловые распределения потоков заряженных частиц (главным образом, протонов) измерялись также в различных геометриях за защитами фазотрона и синхрофазотрона ОИЯИ при выводе пучков релятивистских протонов, ядер ^4He и ^{12}C . Почти все измерения выполнены в условиях, когда поле вторичного излучения, падающего на защиту, близко к плоскому мононаправленному. Предложено простое выражение для описания дифференциального по углу потока заряженных частиц из защиты, в котором форма угловых распределений определяется характеристическим углом ω^0 , слабо зависящим от геометрии и энергии E первичных частиц:

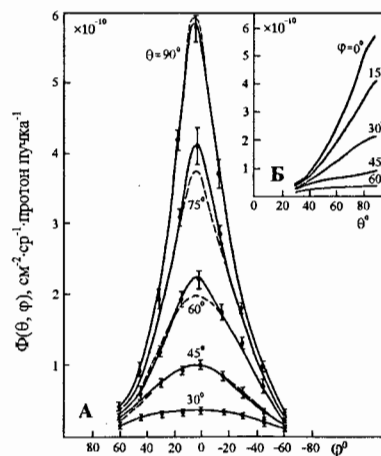
$$\frac{d\Phi_E(\omega, t, E)}{d\Omega} = C_E(t, E) \cdot \cos \omega(\theta, \varphi, t, E) \cdot \exp\left(-\frac{\omega(\theta - \theta', \varphi - \varphi', t, E)}{\omega^0(t, E)}\right) \quad (1)$$

где $C_E(t, E)$ – нормировочный множитель, θ' и φ' – углы в выбранной системе координат, описывающие направление максимума углового распределения, t – толщина защиты. На рис. 6 показано, для примера, угловое распределение плотности потока протонов за бетонной защитой, на которую почти нормально падает вторичное излучение из толстой мишени, бомбардируемой протонами с энергией 3,65 ГэВ (сплошные линии), и аппроксимация этого распределения выражением (1) с $\omega^0 =$

$30,3^\circ$ (пунктирные линии).

Рис. 6. Угловое распределение плотности потока заряженных частиц за 2-х метровой защитой домика экспериментаторов на синхрофазотроне, нормированное на 1 упавший на мишень протон пучка с энергией 3,65 ГэВ.

Угловые распределения плотности потока нейтронов за защитами имеют аналогичный вид, но в силу очень широкого энергетического диапазона нейтронов, значения ω^0 зависят от порога регистрации нейтронов



(ω° уменьшается с увеличением порога). Спектрально-угловые зависимости плотности потоков частиц, выходящих из защиты ускорителя в окружающую среду, являются определяющими параметрами для оценки характера распространения излучений на большие расстояния вокруг ускорителей. Эти характеристики исследовались за защитой с помощью dE/dx -спектрометра протонов с нижним энергетическим порогом 40 МэВ. На рис. 7 приведены, для примера, нормированные на 1 протон пучка, спектры протонов из точки 2 под углами $\varphi = -50^\circ; -30^\circ; 0^\circ$ и 17° в геометрии 1 (рис. 5). Угол θ во всех измерениях -90° . Наиболее "жестким" спектром из них является спектр под углом $\varphi = 17^\circ$, т. е. примерно в максимуме функции углового распределения плотности потока протонов в данной точке.

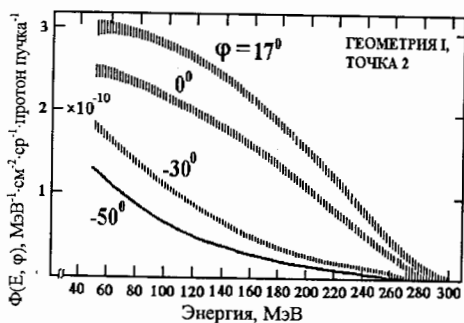


Рис. 7. Спектры протонов под различными углами φ к 2-х метровой бетонной защите фазотрона в точке 2 в геометрии 1.

Базовый эксперимент по физике защиты был выполнен также за 2-х метровой локальной защитой канала транспортировки пучков синхрофа-

зотрона при торможении в ней пучка ядер ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон. Пучок фокусировался линзами в точке на расстоянии 12,5 м от защиты, поэтому на неё падали частицы, сконцентрированные в узком конусе, ось которого составляла угол 5° с нормалью в точке падения. Пространственные распределения (по горизонтальной оси) флюенсов адронов на внутренней и внешней поверхностях защиты и спектры нейтронов в двух точках за защитой показаны на рис. 8 и 9. Измерения выполнялись с помощью активационных углеродсодержащих детекторов и потокомера-дозиметра-спектрометра нейтронов (ПДС). Спектр нейтронов при $X = 0$ см (в точке за защитой по направлению пучка ядер) наиболее "жесткий" из всех измеренных спектров на ускорителях ОИЯИ. Сравнение данных настоящего эксперимента с измерениями на фазотроне показало, что влияние особенностей ядро-ядерных взаимодействий (фрагментации ядер-снарядов и значительно более сильного проявления кумулятивного эффекта по сравнению с нуклон-ядерными взаимодействиями) на развитие межъядерного каскада в защите наиболее сильно сказывается в направлении пучка и его необходимо учитывать при проектировании

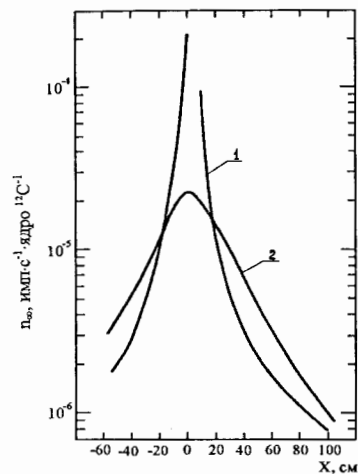


Рис. 8. Пространственные распределения откликов углеродсодержащих активационных детекторов (n_n) на внутренней (1) и внешней (2) поверхностях бетонной защиты при падении на неё пучка ядер ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон.

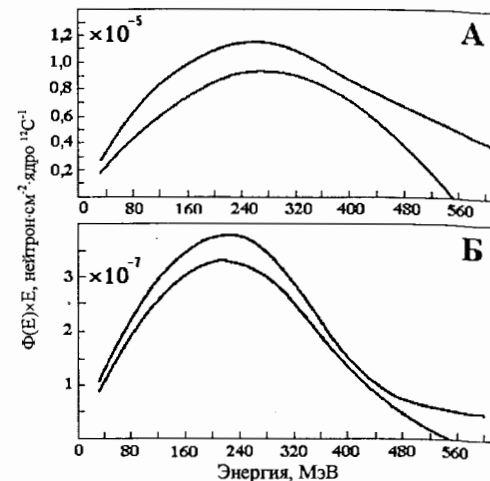


Рис. 9. Энергетические зависимости флюенсов нейтронов за защитой в точке $X = 0$ см (А) и $X + 144$ см (Б) при падении на нее пучка ядер ^{12}C . Коридоры погрешностей соответствуют среднеквадратичным отклонениям значений функции $\Phi(E) \times E$ от наиболее вероятных.

лобовых защит на ускорителях релятивистских ядер.

Измерения угловых распределений потоков заряженных частиц позволили оценить вклад заряженного компонента в полный флюенс адронов в полях излучения за защитами фазотрона и синхрофазотрона. В зависимости от "жесткости" поля этот вклад варьируется от 3 % до 23 %. Аналогично, вклад высокоэнергетичных нейтронов (> 20 МэВ) в полную дозу может в "жестких" полях достигать 50 %.

В главе 2 описаны измерения спектров нейтронов высокой энергии в полях смешанного рассеянного излучения за реальными защитами ускорителей, выполненные с помощью многосферного спектрометра и потокомера-дозиметра-спектрометра нейтронов (ПДС). Недостаток экспериментальной информации о спектрах нейтронов за защитами действующих ускорителей является серьезной проблемой физики защиты. Имеющиеся в литературе сведения разрознены, зачастую не конкретизированы и трудно поддаются классификации. Тем не менее, в 1990 г. в МАГАТЭ была предпринята такая попытка и был издан компендиум нейтронных спектров, в котором было приведено и несколько спектров за защитами ускорителей. В 2001 г. был осуществлен выпуск второго издания компендиума, в

который было включено также несколько спектров нейтронов, измеренных автором на ускорителях ОИЯИ.

На рис. 10 показан, для примера, ряд спектров нейтронов, измеренных в самых разных ситуациях на фазотроне ЛЯП и синхрофазотроне ЛВЭ; геометрии соответствующих измерений приведены на рис. 11. Приведенные спектры

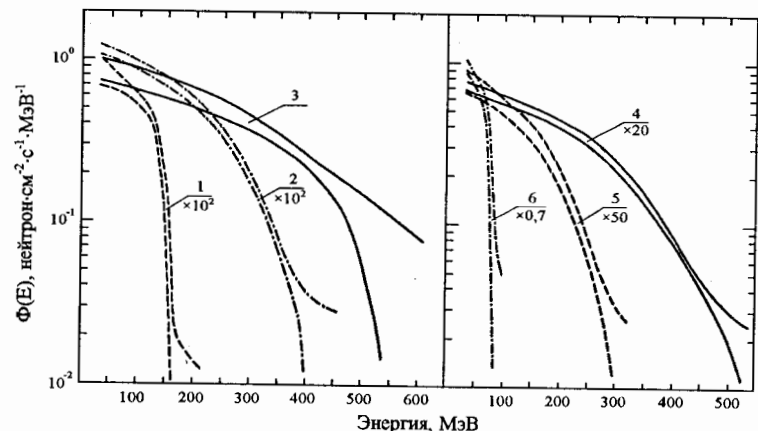


Рис. 10. Энергетические флюенсы нейтронов высокой энергии, измеренные ПДС за защитами фазотрона (1, 2) и синхрофазотрона ОИЯИ (3 – 6). Цифры соответствуют номерам точек измерения, указанных на рис. 11. Коридоры погрешностей – средне-квадратичные отклонения $\Phi(E)$ от наиболее вероятных значений.

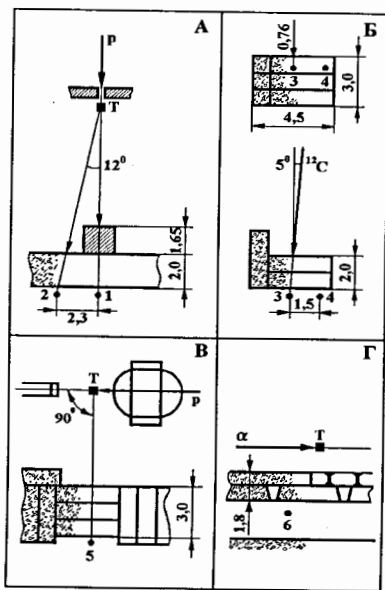


Рис. 11. Геометрии измерений ПДС энергетических флюенсов нейтронов высокой энергии за защитами фазотрона (А) и синхрофазотрона ОИЯИ (Б, В, Г). На рис. Б показан также фронтальный вид защиты.

демонстрируют диапазон возможных вариаций “жесткости” полей рассеянного излучения на ускорителях ОИЯИ. Все измеренные спектры, за исключением наиболее “мягкого” спектра 6, имеют характерный максимум функции $\Phi(E) \times E$ в районе энергий 50 – 250 МэВ, который впервые наблюдался в спектрах нейтронов, измеренных многосферным спектрометром. С ростом “жесткости” поля максимум несколько

сдвигается в сторону больших энергий, однако, в диапазоне энергий до 500 МэВ сосредоточено 90-95 % от полного флюенса нейтронов.

Из практики дозиметрического контроля на ускорителях известно, что при работающем ускорителе основной вклад в дозу излучения за защитами дают нейтроны широкого спектра энергий. Индивидуальный дозиметрический контроль нейтронов в ОИЯИ осуществляется с помощью пленок с ядерной эмульсией типа “К” толщиной 20 мкм по протонам отдачи. Однако, в полях излучения за защитами ускорителей примесь заряженного компонента приводит к существенному завышению показаний ядерных эмульсий, поскольку наряду с протонами отдачи от быстрых нейтронов регистрируются и внешние протоны. Ситуации, при которых формируется очень “жесткое” поле рассеянного излучения за защитой со значительным вкладом заряженного компонента, на практике возникают редко. Типичное значение доли заряженного компонента в полном флюенсе адронов составляет на ускорителях 3-6 %. Но даже при такой доле протонов завышение показаний эмульсий может достигать десятков раз. Выполненные за защитой фазотрона исследования заряженного компонента поля излучения позволили осуществить экспериментальную проверку метода коррекции показаний индивидуальных дозиметров и оценить погрешности за счет регистрации внешних заряженных частиц дозиметрами, детектирующими нейтроны по заряженным продуктам их реакций в веществе детектора.

В главе 3 описан набор опорных полей нейтронов, созданный для целей метрологического обеспечения радиационного контроля на ускорителях на основе изотопного источника ^{252}Cf в различных замедлителях и реальных полях рассеянного излучения на фазотроне (“мягкого” поля в лабиринте цокольного этажа и “жесткого” на обваловке фазотрона за 2-х метровой защитой). В практике радиационного контроля в качестве образцовых источников нейтронов нашли применение радиоизотопные $^{239}\text{Pu-Be}$ и ^{252}Cf источники со средними энергиями нейтронов 4,3 и 2,5 МэВ. Основным недостатком данных источников с точки зрения метрологии является узкий энергетический диапазон. Это стимулировало разработку специальной метрологической поддержки нейтронных измерений на ускорителях, в основе которой лежало создание эталонных (опорных) полей нейтронов широкого энергетического состава непосредственно на ядерно-физических установках и воспроизведения в них (прямым или косвенным методом)

размера единиц государственного специального эталона. На ускорителях диапазон возможных вариаций спектрального состава полей излучения очень широк, верхнее значение энергии частиц формально может простирается до энергии ускоренных частиц, и поля имеют сложный компонентный состав. Поэтому проблема создания опорных полей (ОП) нейтронов, моделирующих поля излучения на ускорителях, стоит очень остро, особенно для таких крупных научных центров, как ОИЯИ, ИФВЭ, ЦЕРН. Необходим набор ОП нейтронов, соответствующих особенностям различных реальных спектров, от наиболее “мягких” до самых “жестких”.

Под опорным полем подразумевается выделенная в пространстве (условно или физически) и детально исследованная область поля с воспроизводимыми и нормированными физическими характеристиками, которая, в совокупности с средствами мониторинга, представляет собой образцовую меру величин ионизирующего излучения для проведения метрологических работ. Определение значений дозиметрических величин в ОП производится с помощью комплексных измерений наиболее достоверными методиками и на основе точных расчетов по известным (изученным) физическим характеристикам поля. В ОИЯИ было создано 4 опорных поля: два – на основе ^{252}Cf источника нейтронов второго разряда с полиэтиленовыми замедлителями диаметрами 29,2 и 12,7 см и два – на основе реальных полей фазотрона. Спектр нейтронов ^{252}Cf в замедлителе диаметром 29,2 см показан на рис. 12.

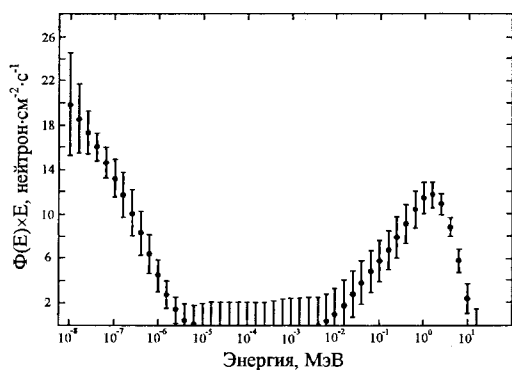


Рис. 12. Спектр нейтронов изотопного источника ^{252}Cf в полиэтиленовом замедлителе диаметром 29,2 см.

“Мягкое” опорное поле нейтронов было создано на фазотроне в лабиринте туннеля в цокольном этаже под главным залом ускорителя. ОП формировалось в режиме вывода пучка протонов с энергией 650 МэВ на толстую бериллиевую мишень, размещенную внутри мишенной станции в главном зале.

Многочисленные нейтроны натекали в область ОП через два проема в боковой и потолочной бетонной защите, расположенных вне прямой видимости из

источников вторичного излучения. Градиент поля в туннеле достаточно велик, поэтому в качестве опорного поля рассматривался объем радиусом 20 см вокруг фиксированной точки. В “мягком” ОП использовалась система мониторинга

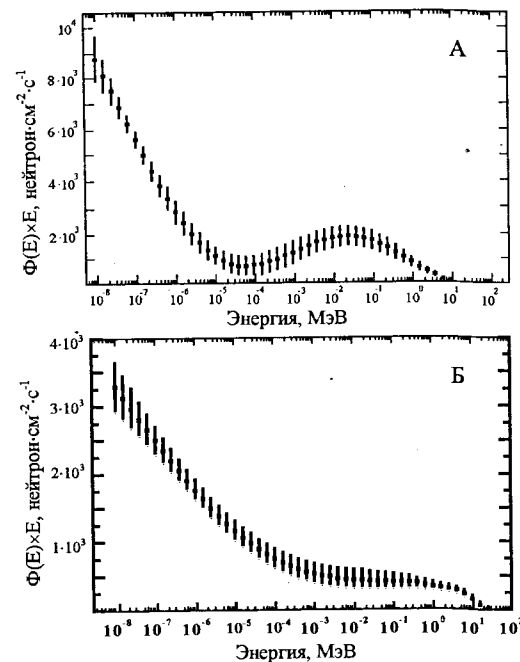


Рис. 13. Энергетические флюенсы нейтронов в “мягком” ОП фазотрона, нормированные на ток выведенного из фазотрона пучка протонов 1 мкА. А – пустой проем, Б – проем заложеном слоем полиэтилена толщиной 9 см.

постоянства спектрального состава опорного поля и его мощности, зависящей от тока выведенного на мишень пучка. Мощность амбиентной эквивалентной дозы в данном опорном поле достигала $10 \text{ мЗв}\cdot\text{час}^{-1}$, что позволило использовать его для облучения детекторов с низкой чувствительностью.

Энергетический флюенс нейтронов в “мягком” ОП представлен на рис. 13А. Другой вариант “мягкого” ОП формировался при перекрытии проема в лабиринт слоем полиэтилена толщиной 9 см (рис. 13Б).

В качестве “жесткого” ОП было выбрано поле за 2-х метровой бетонной защитой фазотрона. Поле формировалось нейтронами утечки из защиты, облучаемой вторичным излучением из камеры ускорителя и мишенной станции при выводе на бериллиевую мишень пучка протонов. Система мониторинга была аналогична системе в “мягком” ОП, но дополнительно контролировался флюенс высокоэнергетических адронов. В пределах $\pm 50 \text{ см}$ вокруг фиксированной точки поле излучения было практически равномерным. Вклад заряженных частиц (протонов) в полный флюенс адронов с энергией более 20 МэВ составил $(3,7 \pm 0,5) \%$. Спектр нейтронов, нормированный на ток выведенного пучка 1 мкА, представлен на рис. 14.

В качестве параметра характеризующего “жесткость” поля нейтронов был

выбран индекс поля, пропорциональный отношению N_{10}/N_5 , где N_{10} и N_5 – показания детекторов тепловых нейтронов внутри замедлителей диаметрами 10 и 5 дюймов. Эта величина меняется в зависимости от спектрального состава поля и может служить для постоянного контроля его характеристик. Значения индексов ОП нейтронов перекрывают диапазон их вариаций в реальных полях нейтронов на ускорителях ОИЯИ, за исключением очень “жесткого” поля за тонкой ловушкой пучка релятивистских ядер синхрофазотрона.

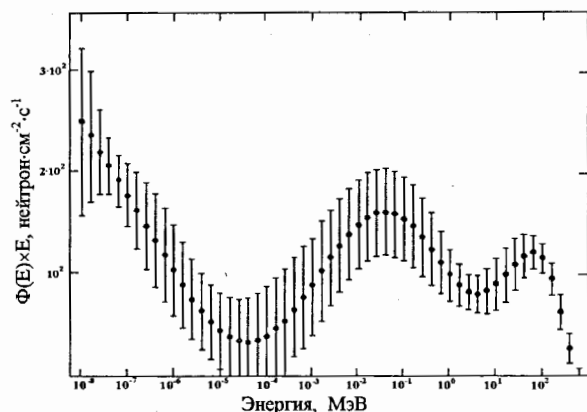


Рис. 14. Энергетический флюенс нейтронов в “жестком” опорном поле фазотрона, нормированный на ток выведенного из фазотрона пучка протонов 1 мкА.

В опорных полях было организовано сличение методик и средств измерений дозиметрических и физических

характеристик полей нейтронов, используемых в ОИЯИ, ИФВЭ и ИАЭ (Сверк, Польша). Работа проводилась по программе координационного Совета МАЭП РФ по метрологии и радиационным измерениям в области высокоэнергетического ионизирующего излучения. Проведенное сличение средств измерений, используемых в качестве образцовых в указанных научных центрах, позволило получить оценки не исключенных систематических погрешностей измерений. В “мягком” опорном поле была проведена градуировка ряда средств оперативного и индивидуального контроля и был выполнен также цикл исследований функций откликов различных трековых, активационных и пузырьковых детекторов, используемых в ОИЯИ и ИЯФ (Чехия). Практически в то же время опорные поля нейтронов (в отличающемся наборе) были созданы на синхротроне ИФВЭ (Бригвич Г.И. и др.) и, несколько позднее, в ЦЕРНе (Klein H. et al.).

Глава 4 посвящена описанию методических разработок в области радиометрии нуклонов в полях излучений ускорителей. Главное отличие в измерениях за защитами по сравнению с традиционными методиками ядерной физики – это отсутствие выделенного в пространстве направления движения

исследуемого излучения. Так, в поле рассеянного излучения, при всевозможных направлениях нейтронов и при неопределенности моментов их рождения, методы ядер отдачи и времени пролета для целей спектрометрии не применимы. Другая особенность исследований характеристик нейтронных полей за защитами связана с необычайно широким энергетическим диапазоном. Причем физика процессов взаимодействия нейтронов разных энергий с веществом различается очень сильно, а вероятность их взаимодействия с веществом растет с уменьшением энергии. Поэтому в физике защиты основное применение получил метод косвенных измерений характеристик нейтронных полей, основанный на высокоэффективной регистрации замедленных в веществе нейтронов. Основным прибором для измерения энергетической зависимости флюенса нейтронов в смешанных рассеянных полях излучения является многосферный спектрометр, в основу которого заложена зависимость длины замедления нейтронов в водородсодержащем веществе от их энергии.

Многосферный спектрометр относят к классу приборов (методов), не имеющих энергетического разрешения в классическом смысле. Показания спектрометра N_i (скорость счета, имп·с⁻¹) с замедлителем i -го диаметра связаны с мощностью энергетического флюенса нейтронов $\Phi(E)$ (нейтрон·см⁻²·с⁻¹·МэВ⁻¹) интегральным уравнением Фредгольма I рода:

$$N_i = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) \cdot R_i(E) dE \quad i = 1, \dots, m. \quad (2)$$

Здесь E_{\max} , E_{\min} – границы энергетического спектра, $R_i(E)$ – функция чувствительности спектрометра с замедлителем i -го диаметра (имп·см⁻²·нейтрон⁻¹·МэВ). Результатом решения обратной задачи (системы алгебраизированных уравнений (2)) является нахождение распределения плотности вероятности $\Phi(E)$, удовлетворяющего заданным N_i при известных $R_i(E)$. В данной работе для восстановления спектров использовался метод статистической регуляризации (по Тихонову А.Н.) с привлечением качественной априорной информации о спектре. Априорная информация задается в виде требования гладкости искомого спектра $\Phi(E)$, верхней энергетической границы спектра, флюенса нейтронов определенной энергетической группы, т. е. принципиально основывается на природе физических явлений. В работе анализируются проблемы восстановления спектров нейтронов высоких энергий и корректного расчета функций чувствительности многосферного спектрометра.

Уравнение Фредгольма отражает наиболее общие закономерности процессов измерения физических зависимостей, и может быть использовано для решения многих задач. Действительно, функции отклика ряда спектрометров имеют сложный вид или характеризуются невысоким аппаратным разрешением. Примером этому может служить созданный для исследования дифференциальных по углу и энергии распределений потоков протонов за защитой dE/dx-спектрометр – спектрометр протонов по их энерговыделению в тонком пролетном детекторе. Такой тип спектрометра имеет ряд преимуществ, но редко применяется в физических экспериментах из-за плохого энергетического разрешения, которое определяется шириной на полувысоте распределения энерговыделений частиц в тонком пролетном детекторе. Для корректного учета разрешения данного спектрометра использовался метод решения системы интегральных уравнений. Спектрально-угловое распределение потоков протонов находилось путем решения следующей системы уравнений:

$$K_i = \Gamma(\Omega) \cdot \int_{40}^{E_{\max}} \Phi(\Omega, E) \cdot f_i(E) dE, \quad (3)$$

где K_i – число событий в i -м канале аппаратного спектра, $\Phi(\Omega, E)$ – искомая энергетически-угловая зависимость выхода протонов с единичной площадки защиты (протон·МэВ⁻¹·см²·ср⁻¹), $\Gamma(\Omega)$ – геометрический фактор спектрометра, $f_i(E)$ – функция чувствительности i -го канала ($f_i(E) \cdot \Delta E$ – вероятность регистрации протона с энергией от E до $E + \Delta E$ в i -м канале аппаратного спектра). Функции чувствительности определялись по расчетным функциям отклика спектрометра с учетом собственного разрешения прибора.

Тот же метод решения системы интегральных уравнений был использован при восстановлении спектров нейтронов из толстой мишени, облучаемой ядрами ¹²C. При создании спектрометра нейтронов по времени пролета существует альтернатива выбора между высокой эффективностью детектирования нейтронов $\epsilon(E)$ и высоким временным (и, следовательно, энергетическим) разрешением. С целью сокращения времени на набор статистики было отдано предпочтение высокой эффективности детектирования нейтронов (большой размер детектора и низкий порог регистрации импульсов). Ухудшение функции отклика спектрометра компенсировалось при этом решением системы интегральных уравнений:

$$N_i = S \cdot \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) \cdot \epsilon_i(E) \cdot R_i(E) dE, \quad (4)$$

где N_i – счет в i -м канале аппаратного спектра, S – площадь торца детектора, $\epsilon_i(E)$ – эффективность регистрации нейтронов детектором при пороге t , $R_i(E)$ – вероятность регистрации импульса от нейтрона с энергией E в i -м канале аппаратного спектра. В качестве энергетической функции отклика $R_i(E)$ бралось нормированное распределение, полученное из временной функции отклика спектрометра, данных градуировки и зависимости $t = f(E)$.

В главе 4 описаны конструкции многосферного спектрометра нейтронов, dE/dx-спектрометра протонов и установки по измерению спектров нейтронов из мишени по времени пролета, методы их градуировки, особенности измерений, средства мониторинга пучков частиц.

Градуировка dE/dx-спектрометра проводилась по протонам упругого p-p рассеяния на пучке протонов с энергией 650 МэВ. В качестве мишеней использовались тонкая полиэтиленовая мишень и эквивалентная ей по числу ядер углерода, графитовая (фоновая) мишень. Для обеспечения отбора событий упругого рассеяния на угол θ под сопряженным углом θ' к спектрометру устанавливался телескоп сцинтилляционных счетчиков, который включался на совпадения со спектрометром. В результате градуировки была получена зависимость энерговыделений в ΔE -детекторе (CsI(Tl) толщиной 2,4 мм) от энергии протонов и определены функции отклика спектрометра в широком диапазоне энергий протонов. В работе приведены также примеры использования dE/dx-спектрометра для исследований протонного компонента полей излучения в различных ситуациях. Позднее в ИФВЭ для тех же целей был создан ΔE -E спектрометр заряженных частиц (Пелешко В.Н.).

Основными проблемами при измерении спектров нейтронов из мишени на синхрофазотроне являлись: временная структура выведенного пучка ядер, наличие значительного фона рассеянных нейтронов в экспериментальном зале и корректный расчет эффективности нейтронного детектора. Запуск спектрометра от каждого налетающего на мишень ядра ¹²C при наличии временной микроструктуры пучка требует, чтобы сигналы “старт” соответствовали одному единственному ядру в банче и были отделены друг от друга на интервал, больший временного диапазона время-амплитудного преобразователя. Для обеспечения этого условия измерения

проводились при низкой интенсивности пучка и использовалась электронная выбраковка сигналов "старт" от непустых банчей, содержащих более одного ядра. Фон рассеянных нейтронов измерялся под каждым углом с массивным теневым железным поглотителем, устанавливаемым между мишенью и нейтронным детектором. Эффективность регистрации нейтронов, нормально падающих на торец нейтронного детектора (пластический сцинтиллятор), рассчитывалась по программе STANTON.

Для измерения абсолютного числа частиц в экспериментах на пучках применялись различные ионизационные камеры, работающие в токовом режиме, и телескопы сцинтилляционных счетчиков. Для надежного мониторинга пучков ядер была специально разработана высокочувствительная ионизационная камера, рабочий диапазон которой перекрывал рабочий диапазон телескопа сцинтилляционных счетчиков.

Недостаточная информативность многосферного спектрометра в области высоких энергий нейтронов является его основным недостатком при измерении спектров нейтронов на ускорителях. В разных научных центрах для улучшения восстановления высокоэнергетической части спектров нейтронов используют разные подходы. Так, в ИФВЭ применялись дополнительные гетерогенные замедлители из полиэтилена, окруженного слоем металла (Крючков В.П. и др.), в ОИЯИ в систему уравнений включались показания углеродсодержащего активационного детектора с порогом 20 МэВ. Тем не менее, эти подходы не снимают данную проблему в целом. Этот недостаток многосферной методики стимулировал разработку нового способа спектрометрии нейтронов в полях смешанного рассеянного излучения. Был создан новый высокочувствительный прибор для оперативного измерения спектров, дозы и флюенсов высокоэнергетических нейтронов в полях смешанного рассеянного излучения за защитами ускорителей (ПДС по аббревиатуре "потокомер-дозиметр-спектрометр"). В качестве детектора нейтронов высокой энергии использовался пластический сцинтиллятор на основе полистирола объемом 1574 см³, имевший форму симметричного восьмигранника вращения, что практически обеспечивало изотропность прибора. Детектор с двух плоских сторон просматривался двумя фотоумножителями, включенными на совпадения, сигналы которых суммировались затем в спектрометрическом канале. Со всех сторон детектор был окружен вето-счетчиком из пластического сцинтиллятора для режекции внешних заряженных

частиц. Принципиальной особенностью прибора является способ извлечения информации об энергетическом распределении флюенса нейтронов из аппаратного спектра. Для этого используется зависимость эффективности детектирования нейтронов от уровня дискриминации импульсов. Расчет функций отклика и эффективностей детектора при различных порогах проводился по модифицированной программе STANTON с учетом снижения эффективности из-за самозапрета регистрации вето-счетчиком длиннопробежных продуктов взаимодействия нейтронов в детекторе, а также краевого эффекта. Для задания порогов регистрации импульсов шкала анализатора градуировалась в единицах МэВ э.э.э. (эквивалентной энергии электронов). Поскольку при восстановлении спектров высокоэнергетических нейтронов использовались высокие значения порогов регистрации импульсов, традиционная градуировка детектора по краям распределений комптоновских электронов от моноэнергетических гамма-источников была недостаточна. Градуировка выполнялась по мюонам космического происхождения (собирался вертикальный телескоп из детектора ПДС и двух сцинтилляционных счетчиков) и путем засветки нейтронного детектора от светодиода через диафрагму с калиброванными отверстиями.

Восстановление спектров нейтронов осуществлялось путем решения системы интегральных уравнений по аналогии с многосферным спектрометром. Различие состояло в том, что изменяемым параметром являлся не диаметр сферических замедлителей, а порог регистрации импульсов j . Система интегральных уравнений ПДС записывается в виде:

$$S_j = P \cdot \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) \cdot \epsilon_j(E) dE, \quad j = 1, \dots, m.$$

В левой части уравнения стоит сумма событий S_j в каналах аппаратного спектра больших порога j (э.э.э.). $\epsilon_j(E)$ – энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтронов с порогом регистрации j ; P – площадь поперечного сечения детектора ($P \cdot \epsilon$ есть чувствительность спектрометра); $\Phi(E)$ – энергетическое распределение флюенса нейтронов. Поскольку в качестве детектора использовался пластический сцинтиллятор, не обладающий способностью идентификации нейтронов и гамма-квантов по форме импульса, минимальное значение порога j выбиралось на уровне 7-10 МэВ э.э.э. (в этом случае гамма-кванты, выходящие из защиты, практически не регистрируются, т.к. их энергия не превышает 10 МэВ).

Суммарное сечение реакций высокоэнергетичных нейтронов с образованием заряженных частиц в сцинтиляторе составляет сотни миллибарн, поэтому прибор обладает высокой чувствительностью (до $1 \text{ имп}\cdot\text{см}^2\cdot\text{нейтрон}^{-1}$). Минимальное же значение достоверно измеряемого флюенса нейтронов определяется, главным образом, эффективностью запрета регистрации заряженных частиц охранным сцинтилятором. Измерения, выполненные с ПДС, размещенным внутри низкофоновой защиты, позволили оценить это значение в $(3-4)\cdot 10^{-4} \text{ нейтрона}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$.

В последние несколько лет резко обострился интерес к измерениям спектров нейтронов космического происхождения в связи с возникшей проблемой профессионального облучения гражданских пилотов, регулярно выполняющих дальние перелеты на больших высотах. Высокая чувствительность прибора позволяет быстро измерять нейтроны космического фона даже на уровне моря и оценивать вклад заряженной компоненты. Измерения с помощью ПДС высокоэнергетичной части спектра нейтронов космического происхождения были выполнены дважды, летом 1984 г. и осенью 1988 г. в периоды умеренной солнечной активности. Измерения проводились на территории ОИЯИ (высота над уровнем моря $\sim 125 \text{ м}$, сев. широта 57°) в перерывах работы ядерно-физических установок. Восстановленный по показаниям ПДС спектр нейтронов приведен на рис. 15. Данный спектр (в единицах $\Phi(E)\times E$) обнаруживает максимум в районе 120 МэВ, как и во многих "жестких" спектрах нейтронов за защитами ускорителей.

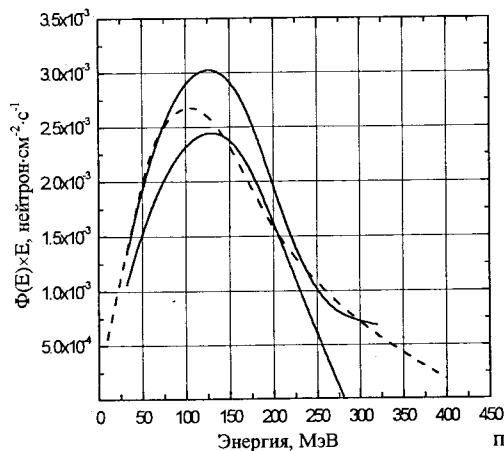


Рис. 15. Энергетические флюенсы нейтронов космического происхождения у поверхности земли. Сплошные линии – границы коридора погрешностей спектра, измеренного ПДС в Дубне 12.09.88 г.; пунктир – спектр, измеренный многосферным спектрометром в Брауншвейге (Alevka A.V. et al., лето 1997 г.), и нормированный на максимум спектра в Дубне).

В измерениях 1988 г. было получено значение мощности флюенса космических нейтронов с энергией более 32 МэВ равное $(4,81 \pm 0,56)\cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$.

Флюенс заряженного компонента в этом же измерении составил $1,7\cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$. Вклад нейтронов с энергией более 32 МэВ в полный флюенс космических нейтронов составляет $\sim 30\%$, т. е. спектр космических нейтронов относится к классу достаточно "жестких" даже среди ускорительных спектров.

Вид функций отклика ПДС $\epsilon_j(E)$ позволяет подобрать такие их линейные комбинации, которые удовлетворительно описывают ход энергетических зависимостей удельных максимальной и ambientной доз нейтронов $h_m(E)$ и $h^*(E)$, т. е. $\sum_j a_j \cdot \epsilon_j(E) \approx h_m$ или $h^*(E)$ во всем энергетическом диапазоне. Соответственно, дозы H_m или $H^*(10)$ спектра нейтронов $\Phi(E)$, определяемые как $H = \int \Phi(E) \cdot h(E) dE$, в этом случае могут быть оперативно определены непосредственно из показаний ПДС без восстановления спектров нейтронов. Аналогично, линейная комбинация функций позволяет получить квазипотокомер нейтронов в диапазоне энергий 20-500 МэВ (рис. 16).

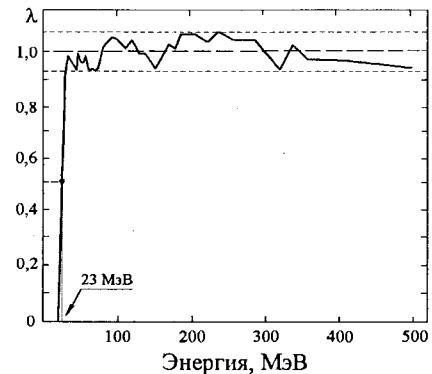


Рис. 16. Функция чувствительности квазипотокомера на основе ПДС.

В течение нескольких лет ПДС применялся для измерений спектров рассеянных нейтронов в полях фазотрона и синхрофазотрона ОИЯИ. Исследовалась также возможность восстановления спектра нейтронов по совместным показаниям многосферного спектрометра и ПДС. Функции чувствительности обеих методик хорошо дополняют друг друга, и в диапазоне энергий 50-200 МэВ их поведение кардинально отличается. Полученные результаты показали перспективность объединения методик для восстановления спектров нейтронов в широчайшем диапазоне энергий.

В главе 5 описаны методические разработки, выполненные для регистрации нейтронов в экстремальных условиях – при очень короткой длительности импульса излучения и при высокой мощности сопутствующего гамма-фона. Для радиометрии нейтронов в условиях короткой длительности импульса излучения при регистрации нейтронов на опытной установке термоядерного синтеза был использован метод, сочетающий в себе преимущества как активного, так и пассивного методов

регистрации излучения. Нейтроны термализовывались в полиэтиленовом замедлителе размерами примерно $45 \times 30 \times 30$ см³ и затем взаимодействовали с активационным детектором в виде пластины из натурального индия (рис. 17). Основной вклад в показания прибора дают два образующихся изотопа — ⁴⁹In₁₁₆ и

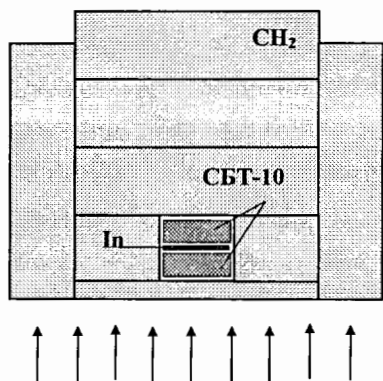


Рис. 17. Схематический вид радиометра быстрых нейтронов на основе In-детектора в замедлителе.

⁴⁹In_{116m2}, которые имеют короткие периоды полураспада (14,1 с и 2,16 с) при больших сечениях образования на тепловых нейтронах. Электроны регистрируются двумя газоразрядными бета-счетчиками СБТ-10, смонтированными вплотную по обе стороны детектора. Нижняя энергетическая

граница детектируемых электронов — 50 кэВ. Для достижения максимальной чувствительности радиометра к нейтронам его конструкция была оптимизирована. Для заданной геометрии “источник-прибор” оказалось целесообразным размещение детектора в передней части замедлителя, с тем, чтобы детектор регистрировал, главным образом, обратно рассеянные нейтроны. Это обеспечило высокую чувствительность данного метода при полной независимости от временной структуры нейтронного излучения. Так, для спектра нейтронов источника ²⁵²Cf чувствительность радиометра составила ~ 4 имп·см²·нейтрон⁻¹.

Датчики автоматизированных систем радиационного контроля в местах хранения делящихся веществ должны регистрировать относительно слабые потоки нейтронов спонтанного деления в присутствии мощного гамма-фона (до нескольких кР/час). Используемые на Западе для этих целей газоразрядные пропорциональные счетчики на основе ³He и ¹⁰B плохо работают в этих условиях. В России был разработан специальный вид газоразрядного счетчика, работающего в режиме коронного разряда (стационарной формы самостоятельного разряда), который не производится и практически неизвестен за рубежом. В России коронные счетчики медленных нейтронов производятся как с аморфным борным радиатором и наполнением смесями “негасящих” газов, так и с наполнением ³He. В частности, на

основе коронных счетчиков нейтронов созданы датчики нейтронов автоматизированных систем радиационного контроля на ускорителях ОИЯИ.

Большая амплитуда импульсов коронных счетчиков позволяет надежно дискриминировать гамма-кванты при существенно больших уровнях мощностей доз по сравнению с пропорциональными счетчиками. По заказу МАГАТЭ были проведены сравнительные исследования характеристик различных счетчиков в полях нейтронов с высокими уровнями гамма-фона и оптимизированы конструкции датчиков нейтронов для работы, как в воздушной, так и в водной среде. Исследование влияния гамма-фона на работу счетчиков проводилось на терапевтической гамма-установке “Рокус-М” клиничко-физического комплекса с активностью источника ⁶⁰Co 3,5 кКи.

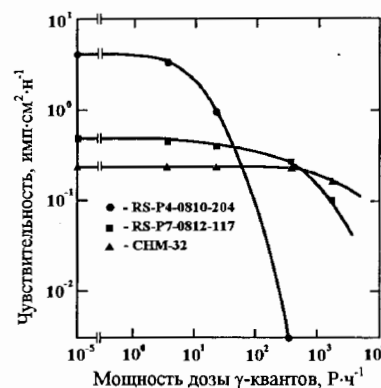


Рис. 18. Зависимость чувствительностей нейтронных счетчиков СММ-32, RS-P4-0810-204 и RS-P7-0812-117 от мощности экспозиционной дозы сопутствующего гамма-излучения.

Мощности экспозиционной дозы гамма-квантов составляли 3,5; 22,4; 363,6 и 1740 Р·час⁻¹. Результаты сравнения чувствительностей коронного счетчика СММ-32 и пропорциональных газоразрядных счетчиков на основе ³He (RS-P4-0810-204) и ¹⁰B (RS-P7-0812-117) фирмы Reuter-Stokes (США) представлены на рис. 18. Видно, что начиная с уровня экспозиционной дозы ~ 100 Р/час отечественные коронные счетчики не имеют конкурентов. По эффективности же регистрации нейтронов коронные счетчики вполне сравнимы с пропорциональными гелиевыми счетчиками. Еще одним преимуществом коронных счетчиков является возможность передачи импульсов без предварительного усиления из зоны с большими уровнями мощностей доз на большое расстояние, поскольку радиационная стойкость элементов предусилителя является серьезной проблемой для датчиков на основе пропорциональных счетчиков. Для работы в системах контроля МАГАТЭ в полях с мощным гамма-фоном был разработан герметичные выносные датчики нейтронов на основе отечественных коронных счетчиков СММ-18 и СММ-11.

Глава 6 посвящена физическому обеспечению радиобиологических экспериментов на ускорителе тяжелых релятивистских ядер. С началом работы Нуклотрона ОИЯИ на физические эксперименты создавалась уникальная возможность моделирования в земных условиях радиобиологических эффектов, возникающих под действием галактического космического излучения. В настоящее время возможна работа на Нуклотроне с ядрами до Fe включительно с энергиями до 3 ГэВ/нуклон. Соответствующим выбором заряда и энергии частиц можно моделировать спектр линейных передач энергии (ЛПЭ) в широких пределах (от ~ 0,2 кэВ/мкм до ~ 200 кэВ/мкм). В течение 1998-2004 гг. на Нуклотроне были выполнены серия экспериментов по облучению лимфоцитов периферической крови человека и культур млекопитающих в пучках ядер с различными ЛПЭ (таблица 1).

Таблица 1. Радиобиологические эксперименты на пучках ядер Нуклотрона.

Ядра	p	He	C	C	Mg	Ar	Fe
Энергия, ГэВ/нуклон	1,0	0,5	1,0	0,475	0,5	1,0	1,25
L_{∞} в крови, кэВ·мкм ⁻¹	0,233	1,157	8,40	10,65	39,62	75,5	151,4

Поскольку значение поглощенной дозы пропорционально потоку ядер, то для обеспечения равенства дозы в пределах области пространства, которую занимает биологический образец, при облучении формировалась геометрия “широкого” пучка (квазиплоское дозовое поле) путем расфокусировки пучка ядер. Схематический вид установки для облучения радиобиологических объектов показан на рис. 19.

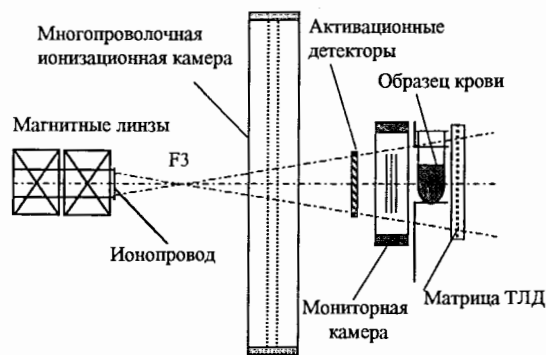


Рис. 19. Схема установки для облучения биологических объектов на пучках ядер Нуклотрона ОИЯИ.

Пучок формируется таким образом, чтобы в пределах этой области однородность поля по осям X и Y составляла ± 5 %. Измерение

потока ядер производится специальной ионизационной мониторной камерой с размерами чувствительной области 42 × 42 мм², размещаемой в пучке перед облучаемым объектом. Заряд, собираемый на электроде камеры, квантуется на входе

преобразователя ток-частота и количество выходных импульсов преобразователя пропорционально суммарному заряду, т. е. энерговыделению частиц в камере.

Рис. 20 демонстрирует линейную зависимость чувствительности камеры от ЛПЭ

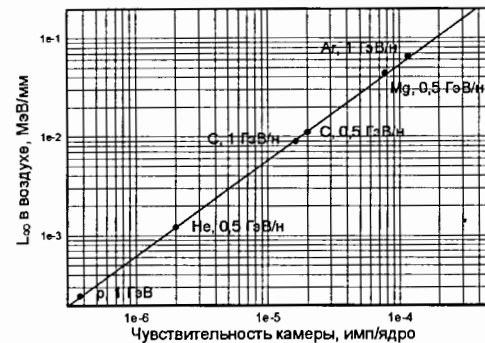


Рис. 20. Результаты градуировки мониторной камеры на пучках ядер Нуклотрона.

При условии соблюдения электронного равновесия в образце и пренебрежимой малости потерь энергии частиц за счет их взаимодействия с ядрами вещества,

поглощенная доза D для моноэнергетических частиц может быть определена как: $D = N \cdot \frac{dE}{dx_e} / \rho$, где N – поток частиц (см⁻²), прошедших через образец за время экспозиции; $\frac{dE}{dx_e} / \rho$ – массовая электронная тормозная способность вещества для частиц с энергией E. Показано, что для используемых в облучениях биологических образцов условия электронного равновесия выполняются с высокой точностью. Определены поправки к поглощенной дозе протонов и ядер на их ядерное взаимодействие с веществом образцов.

ОСНОВНЫЕ НАУЧНЫЕ И ПРАКТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Исследованы дифференциальные и интегральные характеристики заряженного и нейтронного компонентов полей вторичного излучения вокруг толстых мишеней, имитирующих детали ускорителей, при облучении их протонами, альфа-частицами и ядрами углерода высоких энергий на фазотроне и синхрофазотроне ОИЯИ. Впервые были получены экспериментальные данные по спектрально-угловым выходам нейтронов из толстой медной мишени, бомбардируемой высокоэнергетичными ядрами ¹²C, а также спектрально-угловые распределения нейтронов в диапазоне энергий от десятков кэВ вокруг толстой свинцовой мишени подкритической сборки. Выполненные эксперименты обладают достаточной полнотой исходной информации и могут использоваться для проверки программ и моделей развития в веществе межъядерного каскада, инициированного протонами и ядрами. Такие проверки были осуществлены для

ряда программ по расчету выхода излучения из толстых мишеней. Экспериментальные данные, полученные на пучках релятивистских ядер, использованы при разработке феноменологической модели прогнозирования радиационной обстановки на синхрофазотроне, УКТИ и Нуклотроне ОИЯИ. Экспериментальные данные по характеристикам поля вокруг свинцового сердечника, облучаемого пучком протонов, использовались при проектировании опытной электроядерной установки на основе фазотрона ЛЯП (подкритической сборки SAD).

2. Цикл исследований полей рассеянного излучения за защитами фазотрона и синхрофазотрона ОИЯИ позволил выявить ряд закономерностей и механизмов формирования полей в различных условиях. Экспериментально определен вклад заряженного компонента в полный флюенс адронов за защитами, изучен характер угловых распределений выходящих из защиты протонов, определен диапазон возможных вариаций спектров рассеянных нейтронов в зависимости от режимов работы ускорителей и геометрии облучения защиты. Установленный вид угловых распределений нуклонов утечки из защиты позволяет уточнить расчеты распространения излучений во внешней среде вокруг ускорителей. В базовом эксперименте по физике защиты на фазотроне впервые были изучены двойные дифференциальные характеристики поля рассеянного излучения. Данные этого эксперимента позволяют осуществить проверку методов расчета защиты и программ транспорта излучений через массивные слои вещества. Результаты исследований позволили улучшить достоверность радиационного контроля на ускорителях ОИЯИ и оценить вклад различных компонентов поля рассеянного излучения в эквивалентную дозу и показания дозиметров.
3. Созданные опорные поля нейтронов явились новым подходом к метрологическому обеспечению радиационного контроля на ускорителях. Для того, чтобы расширить энергетический диапазон опорных полей нейтронов, были созданы опорные поля не только на основе изотопного источника ^{252}Cf , но и на базе реальных полей излучения на фазотроне на энергию протонов 660 МэВ. Опорные поля использовались для сличения средств и методик радиационного контроля ОИЯИ, ИФВЭ, ИАЭ (Польша), исследования характеристик и отклика радиационных детекторов, градуировки радиометров и дозиметров нейтронов.

4. Развита методика радиометрии и спектрометрии нейтронов и заряженных частиц в полях вторичного и рассеянного излучения на ускорителях. Создан не имеющий аналогов высокочувствительный прибор для измерения спектра, флюенса и дозы высокоэнергетичных нейтронов. С помощью этого прибора измерен спектр высокоэнергетичных нейтронов космического происхождения у поверхности земли. Показана на примере различных экспериментальных методик универсальность и целесообразность восстановления спектров излучения путем решения систем интегральных уравнений в случаях плохого энергетического разрешения или особого вида функций чувствительности. Показана возможность успешного использования многосферного спектрометра в измерениях вторичных нейтронов из мишеней в экспериментах на пучках частиц. Разработаны радиометры нейтронов для работы в экстремальных условиях (импульсная термоядерная установка и радиационный контроль нераспространения делящихся веществ).
5. Создано физическое обеспечение радиобиологических исследований на пучках протонов, ядер ^4He , ^{12}C , ^{24}Mg , ^{40}Ar и ^{56}Fe Нуклотрона ОИЯИ, оценены методические погрешности измерений поглощенной дозы и выполнены облучения биологических образцов.

Содержание диссертации отражено в следующих публикациях:

1. Алейников В.Е., Гердт В.П., Тимошенко Г.Н. Измерение спектров протонов высокой энергии, выходящих из защиты синхроциклотрона на энергию 660 МэВ. Атомная энергия, т. 41, вып. 5, 1976, с. 332.
2. Алейников В.Е., Тимошенко Г.Н., Хан Г. Сцинтилляционный спектрометр протонов высокой энергии. Kernenergie, v. 21, № 6, 1978, p. 181.
3. Алейников В.Е., Комочков М.М., Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. Измерение угловых распределений потоков протонов, выходящих из защиты синхроциклотрона на энергию 660 МэВ. Препринт ОИЯИ Р16-11891, Дубна 1978.
4. Алейников В.Е., Комочков М.М., Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. Угловые распределения протонов за бетонной защитой синхроциклотрона на энергию 660 МэВ. Kernenergie, v. 22, № 2, 1979, p. 416.
5. Алейников В.Е., Комочков М.М., Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н., Хан Г. Спектрально-угловые характеристики протонного компонента поля излучения за

- защитой синхроциклотрона на энергию 660 МэВ. Препринт ОИЯИ 16-12732, Дубна, 1979; Атомная энергия, т. 49, вып. 3, 1980, с. 188.
6. Алейников В.Е., Комочков М.М., Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. Заряженный компонент нейтронного пучка синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ. Сообщение ОИЯИ Б1-16-80-157, Дубна, 1980.
 7. Алейников В.Е., Солодилов А.В., Тимошенко Г.Н., Хан Г. Использование счетчика с пластическим сцинтиллятором для определения эквивалентной дозы и флюенса нейтронов с энергией от 10 до 300 МэВ. Сообщение ОИЯИ Р16-80-453, Дубна, 1980.
 8. Алейников В.Е., Солодилов А.В., Тимошенко Г.Н., Хан Г. Сцинтилляционный счетчик для определения эквивалентной дозы и флюенса высокоэнергетических нейтронов. Kernenergie, v. 35, № 3, 1980, p. 82.
 9. Алейников В.Е., Тимошенко Г.Н. Вклад протонов в показания дозиметров ИФКн, ДН-А-1 и углеродсодержащих детекторов за защитой синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ. Сообщение ОИЯИ 16-81-103, Дубна, 1981.
 10. Алейников В.Е., Бамблевский В.П., Бескровная Л.Г., Бе Ен Гван, Касканов Г.Я., Комочков М.М., Никитин А.Д., Солодилов А.В., Тимошенко Г.Н., Череватенко А.П. Поле излучения от толстой медной мишени при бомбардировка её протонами с энергией 3,65 ГэВ. В трудах VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1982), т. 2, Дубна, 1983, с. 189.
 11. Алейников В.Е., Солодилов А.В., Тимошенко Г.Н., Хан Г. Исследование функций отклика потокомера-дозиметра нейтронов высокой энергии. Сообщение ОИЯИ 16-82-419, Дубна, 1982.
 12. Алейников В.Е., Тимошенко Г.Н. Дифференциальные характеристики полей протонов, образуемых вокруг толстых мишеней и за защитой ускорителей на энергии до 1 ГэВ. Сообщение ОИЯИ 16-82-443, Дубна, 1982.
 13. Алейников В.Е., Комочков М.М., Солодилов А.В., Тимошенко Г.Н. Использование счетчика с пластическим сцинтиллятором для измерения спектров нейтронов высокой энергии. Препринт ОИЯИ 16-82-444, Дубна, 1982; Атомная энергия, т. 54, вып 1, 1983, с. 68.
 14. Алейников В.Е., Тимошенко Г.Н. Угловое распределение потоков заряженных частиц из толстой мишени, облучаемой р, α , ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон.

- Препринт ОИЯИ Р16-83-359, Дубна, 1983; Атомная энергия, т. 55, вып. 6, 1983, с. 412.
15. Алейников В.Е., Солодилов А.В., Тимошенко Г.Н. Измерение методом времени пролета спектра нейтронов из толстой медной мишени, облучаемой ядрами ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон. Препринт ОИЯИ 16-85-97, Дубна, 1985; Аннот. IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Р9-84-641, Дубна, 1985, с. 87.
 16. Алейников В.Е., Солодилов А.В., Тимошенко Г.Н. Потокомер-дозиметр нейтронов высокой энергии. Препринт ОИЯИ 16-85-34, Дубна, 1985; Kernenergie, v. 28, No 9, 1985, p. 376.
 17. Крылов А.Р., Ле Ха Тхо, Тимошенко Г.Н. Дифференциальные по углу выходы заряженных частиц из толстой свинцовой мишени, облучаемой релятивистскими протонами и ядрами. Сообщение ОИЯИ 16-85-347, Дубна, 1985.
 18. Тимошенко Г.Н. Экспериментальные исследования дифференциальных характеристик полей нуклонов высокой энергии на синхроциклотроне и синхрофазотроне ОИЯИ. Автореферат диссертации на соискание ученой степени к. физ.-мат. наук, 16-86-539, Дубна, 1986.
 19. Бамблевский В.П., Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. Сравнение расчетных и экспериментальных характеристик полей вторичного излучения вблизи толстой мишени, облучаемой легкими релятивистскими ядрами. Препринт ОИЯИ 16-86-486, Дубна, 1986; В трудах X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1986), т. 2, 1987, с. 368.
 20. Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. Новый тип спектрометра нейтронов высокой энергии для исследований в области физики защиты и дозиметрии. Сообщение ОИЯИ 16-88-65, Дубна, 1988
 21. Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. Спектрометр нейтронов с энергией > 20 МэВ для исследований в области радиационной физики. Приборы и техника эксперимента, № 3, 1989, с. 42.
 22. Бамблевский В.П., Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. Характеристики полей излучения за защитами каналов транспортировки пучков легких релятивистских ядер. Сообщение ОИЯИ 16-88-613, Дубна, 1988.

23. Krylov A.R., Timoshenko G.N. High-Energy Neutron Spectrometry in Mixed Unidirectional Radiation Fields Behind Accelerator Shielding. Preprint JINR E16-89-59, Dubna, 1989; Radiation Protection Dosimetry, v. 30, No 2, 1990, p. 107.
24. Бамблевский В.П., Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. Прогнозирование радиационных полей на ускорителях релятивистских ядер. Часть 2. Проверка алгоритма расчета дифференциальных характеристик полей вторичного адронного излучения из мишеней, облучаемых релятивистскими ядрами. Сообщение ОИЯИ 16-89-627, Дубна, 1989.
25. Бамблевский В.П., Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. Прогнозирование радиационных полей на ускорителях релятивистских ядер. Часть 3. Проверка алгоритма расчета характеристик полей рассеянного нейтронного излучения за защитами на ускорителях релятивистских ядер. Сообщение ОИЯИ 16-89-628, Дубна, 1989.
26. Aleinikov V.E., Krylov A.R., Timoshenko G.N. Neutron Dose Equivalent Determination Technique in the Energy Range from Thermal to High-Energy Neutrons. Preprint JINR E16-89-668, Dubna, 1989; Radiation Protection Dosimetry, v. 30, No. 4, 1990, p. 267.
27. Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. Спектрометрия нейтронов высокой энергии в полях излучения за защитами ускорителей ОИЯИ. Приборы и техника эксперимента, № 3, 1992, с. 67.
28. Алейников В.Е., Крылов А.Р., Тимошенко Г.Н. Измерения спектров нейтронов в полях жесткого рассеянного излучения в диапазоне энергий от 10^{-8} до сотен МэВ. Сообщение ОИЯИ Р16-91-177, Дубна, 1991.
29. Алейников В.Е., Бамблевский В.П., Комочков М.М., Крылов А.Р., Мокров Ю.В., Тимошенко Г.Н. Опорные поля нейтронного излучения для метрологического обеспечения радиационного контроля. Препринт ОИЯИ Р16-92-36, Дубна, 1992; Приборы и техника эксперимента, № 3, 1993, с. 197.
30. Aleinikov V.E., Timoshenko G.N. Reference Neutron Fields for Metrology of Radiation Monitoring. Radiation Protection Dosimetry, v. 54, No. 1, 1994, p. 57.
31. Aleinikov V.E., Timoshenko G.N. Neutron Spectrometry for Radiation Protection at the JINR. In Proc. of 1996 International Congress on Radiation Protection (April 14-19, Vienna, Austria, 1996), v. 4, 1996, p. 350.

32. Алейников В.Е., Архипов В.А., Бескровная Л.Г., Тимошенко Г.Н. Характеристики газоразрядных счетчиков медленных нейтронов при работе в полях с высоким уровнем гамма-фона. Препринт ОИЯИ Р16-97-158, Дубна, 1997.
33. Bamblevski V.P., Krylov A.R., Timoshenko G.N. The Technique of Measuring Relativistic Proton Absorbed Dose in Thin Biological Samples. Preprint JINR E16-99-47, Dubna, 1999.
34. Bamblevski V.P., Krylov A.R., Timoshenko G.N. The Neutron Counter with Indium Detector. Preprint JINR, E13-2000-264, Dubna, 2000.
35. Bamblevski V.P., Krylov A.R., Polanski A., Timoshenko G.N., Shvetzov V.N. The Investigation of the Radiation Field Around the Thick Lead Target Irradiated by the 650 MeV Protons. Part 1. The Neutron Spectra Measurement around the target. Preprint JINR E1-2000-307, Dubna, 2000.
36. Bamblevski V.P., Krylov A.R., Spurny F., Timoshenko G.N. The Measurement of the Absorbed Dose in Thin Blood Samples Irradiated by Relativistic Protons. Radiation Measurements, v. 33, 2001, p. 151.
37. Тимошенко Г.Н. Физические аспекты радиобиологических экспериментов на пучках релятивистских ядер Нуклотрона. Сообщение ОИЯИ Р16-2003-62, Дубна, 2003.
38. Bamblevski V.P., Krylov A.R., Timoshenko G.N. The neutron counter for using under extreme experimental condition. Proc. of the XIII Conference on charged particle accelerators (RUPAC-2002), Obninsk, 2004, v. 1, pp. 301-306.
39. Bamblevski V.P., Krylov A.R., Polanski A., Timoshenko G.N., Shvetsov V.N. The measurement of the differential and integral characteristics of the radiation field around the lead core of the subcritical assembling irradiated with 650 MeV protons. Proc. of the XIII Conference on charged particle accelerators (RUPAC-2002), Obninsk, 2004, v. 1, pp. 286-294.
40. Timoshenko G.N. and Bamblevski V.P. Heavy Nuclei Dosimetry in Radiobiological Experiments at the Nuclotron. Adv. Space Res. (to be published).