

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ
В ТОЛСТЫХ МИШЕНЯХ
ПРОТОНАМИ И ЯДРАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В. И. Юревич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1451
РОЖДЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ	1454
Расщепление ядер частицами высоких энергий.	1454
Эмиссия нейтронов в pA - AA -взаимодействиях.	1457
ИССЛЕДОВАНИЯ С ТОЛСТЫМИ МИШЕНЯМИ	1466
Обзор экспериментальных данных.	1466
Эксперименты со свинцовыми мишенями.	1471
Энергетические распределения нейтронов.	1475
Нейтронное поле протяженной свинцовой мишени.	1479
Множественность нейтронов.	1482
Протоны или дейтроны, или какой пучок наиболее выгоден для производства нейтронов?	1490
Оптимальная энергия пучка для производства нейтронов.	1494
ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ РАСЩЕПЛЕНИЯ В ПРИРОДЕ	1496
Космические частицы высоких энергий.	1496
Программа NASA.	1497
Нейтроны в атмосфере.	1498
Нейтроны в земной коре.	1499
ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ РАСЩЕПЛЕНИЯ В СОВРЕМЕННЫХ ПРИЛОЖЕНИЯХ	1500
Мощные источники нейтронов расщепления.	1500
Мишень нейтронов расщепления.	1502
Исследовательские источники с белым спектром.	1505
Пучки нейтронов высоких энергий на основе фрагментации релятивистских ядер.	1509
Сверхинтенсивные источники медленных нейтронов.	1511

2 ЮРЕВИЧ В. И.

Энергетические установки на базе ускорителей протонов.	1517
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1524
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1525

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ТОЛСТЫХ МИШЕНЯХ ПРОТОНАМИ И ЯДРАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В. И. Юревич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Статья посвящена физике образования нейтронов расщепления частицами высоких энергий и ее приложениям. Эта область исследований относится к быстро развивающемуся направлению ядерной физики — нейтронной физике высоких энергий. Центральное место занимает обзор экспериментальных результатов, полученных в различных лабораториях мира за последние более чем четверть века. Проводится анализ характеристик множественного рождения нейтронов в мишенях протонами и ядрами с энергиями выше нескольких сотен МэВ на нуклон. Обсуждаются результаты измерений в ОИЯИ на пучках протонов, дейтронов и легких ядер. Рассмотрены естественные и искусственные источники нейтронов расщепления и их роль в современных научных исследованиях.

The article is dedicated to physics of spallation neutron generation by high energy particles and its applications. This field of research relates to fast growing branch of nuclear physics — high energy neutron physics. The central part of this article is review of experimental results obtained in different laboratories in the world during the last quarter of century. The analysis of characteristics of multiple neutron production in targets induced by protons and nuclei with energy above several hundreds of MeV per nucleon is performed. The results of measurements in JINR with beams of protons, deuterons and light nuclei are discussed. The natural and artificial spallation neutron sources and its role in up-to-date research are considered.

PACS: 25.40.-h; 28.20.-v; 29.25.Dz

ВВЕДЕНИЕ

С тех пор, как было показано, что в состав атомных ядер входит большое количество нейтронов, а для тяжелых ядер их число значительно превышает число протонов, перед физиками встала новая задача — получение свободных нейтронов из ядер. Это стало предметом исследований специальной области науки — нейтронной физики. В качестве возможных источников нейтронов был предложен и изучен целый ряд реакций, которые получили широкое применение в научных исследованиях в нейтронной физике низких энергий и в многочисленных приложениях, включая атомную энергетику.

С возникновением ускорителей протонов и дейтронов появилась возможность создавать пучки высокоэнергетических нейтронов в реакциях $p + Li$, $p + Be$ и путем расщепления дейтронов на ядрах мишени. В то же время

была предложена и идея крупномасштабного производства нейтронов в тяжелых мишенях (Ta, W, Hg, Pb, Pb–Bi, Th, U) частицами высоких энергий, например, ионами водорода, ускоренными до энергий выше нескольких сотен МэВ. В основе этой идеи лежит явление множественного образования нейтронов в веществе адронами и ядрами высоких энергий за счет реакции расщепления тяжелых ядер и последующего размножения нейтронов в каскадном процессе взаимодействия вторичных высокоэнергетических частиц с ядрами мишени. Как показали измерения, с увеличением толщины мишени доля заряженных частиц быстро уменьшается в сравнении с выходом нейтронов и уже тяжелая мишень сравнительно небольших размеров является прежде всего источником нейтронов.

Отсюда вытекают два важных следствия:

- нейтроны являются важной и часто определяющей компонентой радиационных полей, формируемых высокоэнергетическими частицами;
- процесс расщепления тяжелых ядер может быть использован для создания мощных нейтронных источников, например, на базе интенсивных ускорителей протонов.

Первоначально интерес к электроядерному методу производства свободных нейтронов был связан с проблемой электроядерного бридинга, способа наработки ^{239}Pu и ^{233}U из ^{238}U и ^{232}Th в требуемых количествах для ядерной энергетики и военных приложений [1–3]. Сегодня круг приложений источников нейтронов расщепления значительно расширился и включает в себя также такие передовые ускорительные технологии, как мощные исследовательские нейтронные источники, трансмутация ядерных отходов, проекты глубоко подкритических сборок для производства энергии, установки для производства трития.

Таким образом, нейтронная физика высоких энергий тесно связана с прогрессом во многих современных направлениях науки и технологии.

Все источники нейтронов расщепления по своему происхождению подразделяются на два типа:

- 1) естественные источники, связанные с взаимодействием космических лучей с веществом,
- 2) искусственные источники нейтронов на базе ускорителей.

Первые играют важную роль в формировании радиационных полей при взаимодействии космических лучей высоких энергий с естественными и искусственными телами в космосе, с атмосферой и поверхностью Земли и планет.

Вторые являются ключевым элементом в современных источниках нейтронов расщепления и электроядерных установках на базе ускорителей протонов.

Отметим, что для большинства приложений наиболее интересная область энергий находится от 0,5 до 5 ГэВ/нуклон, а в качестве бомбардирующих

частиц наиболее интересными являются p , d для источников нейтронов расщепления и ядра от H до Fe для изучения явлений, вызванных ядерной компонентой галактических космических лучей. Что касается мишеней, то интерес представляют как легкие, так и тяжелые мишени различной протяженности в зависимости от конкретной задачи.

Экспериментально образование нейтронов в толстых мишенях изучается уже в течение более полувека со времени появления ускорителей протонов. Результаты исследований, полученные до 1978 г., обсуждались, например, в обзоре [2]. В последующие годы в связи с развитием ускорительной техники и ее приложений значительно возросла и потребность в нейтронных данных в области высоких энергий. В этот период было выполнено большое число новых экспериментов с толстыми мишенями на пучках протонов с энергией до 70 ГэВ. Наиболее систематические исследования на протонах были проведены в России в ОИЯИ и ИТЭФ, в США в LANL и BNL, во Франции в Сакле и GANIL, в Швейцарии в CERN и PSI, в Японии в KEK и в Германии в Юлихе. На пучках высокоэнергетических дейтронов интересные результаты были получены в экспериментах на синхрофазотроне ОИЯИ и SATURNE в Сакле. На пучках легких ядер с энергией до 3,5 ГэВ/нуклон нейтронные измерения были выполнены на синхрофазотроне ОИЯИ, а для большого набора падающих ядер от ${}^4\text{He}$ до Xe с энергиями от 0,1 до 0,8 ГэВ/нуклон — на ускорителе HIMAC в Японии. Недавно были представлены результаты измерений двойных дифференциальных выходов нейтронов из толстых углеродной и железной мишеней, выполненных в GSI на пучках ядер C с энергиями 0,4 и 1 ГэВ/нуклон и U с энергией 1 ГэВ/нуклон.

Однако, несмотря на значительный прогресс в нейтронных исследованиях при высоких энергиях, все еще имеется высокая потребность в экспериментальных нейтронных данных для целого ряда современных приложений и развития кодов для теоретического моделирования характеристик радиационных полей с требуемой точностью. При этом высокую значимость имеют результаты измерений выходов нейтронов, их пространственно-энергетических и угловых распределений, зависимости этих характеристик от энергии и типа бомбардирующих частиц, а также типа и размера мишени.

В предлагаемой статье после краткого рассмотрения реакций расщепления ядер с образованием нейтронов дается обзор современного состояния экспериментального изучения образования нейтронов в разнообразных мишенях на пучках протонов и ядер. Заключительная часть посвящена приложениям, в которых это явление играет ключевую роль. Рассмотрены исследования нейтронных полей, генерируемых космическими лучами высокой энергии, и прогресс в создании современных источников нейтронов расщепления для научных исследований и прикладных установок на базе ускорителей (Accelerator Driven Systems, ADS).

1. РОЖДЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1.1. Расщепление ядер частицами высоких энергий. Во взаимодействиях высокоэнергетических адронов и ядер с ядрами среды (в особенности с тяжелыми ядрами) вместе с заряженными частицами рождается большое количество нейтронов. Рассматривая кинематику таких взаимодействий, в первом приближении можно выделить три основные области рождения частиц [4]. Первая из них связана с фрагментацией налетающего ядра с рождением нейтронов в узком конусе вперед по пучку с энергиями, близкими к энергии налетающего снаряда, приведенной на один нуклон. Сюда же можно отнести упругое и квазиупругое взаимодействие с перезарядкой налетающих протонов. Второй областью, формирующей жесткую часть спектра нейтронов под большими углами, является область пересечения сталкивающихся ядер, зона взаимодействия нуклонов-участников. Распад ядра-остатка мишени дает близкое к изотропному испускание низкоэнергетических нейтронов и является третьей областью рождения нейтронов.

В центральных столкновениях высокоэнергетических протонов и легких ядер с ядрами значительная доля энергии налетающей частицы идет на возбуждение ядра-мишени. В результате вместе с эмиссией нейтронов и заряженных частиц образуется широкое распределение ядерных фрагментов по их массе и заряду. Исторически этот процесс развала ядра-мишени в реакциях при высоких энергиях носит название реакции расщепления (spallation reaction), а образующиеся нейтроны называются нейтронами расщепления (spallation neutrons).

Процесс расщепления ядер в области сотен МэВ — единиц ГэВ сильно зависит от энергии налетающей частицы, массы ядра-мишени и прицельного параметра столкновения. Другими словами, он зависит от энергии, переданной ядерной системе в процессе столкновения, т.е. энергии возбуждения [5]. Для тяжелых ядер с $A_t > 200$ значительный вклад в формирование массового распределения ядерных фрагментов вносит реакция деления. С повышением энергии налетающих частиц массовое распределение продуктов реакции сильно изменяется, заполняя весь интервал ниже массового числа ядра-мишени A_t .

В качестве примера приведем результаты измерений [6], показанные на рис. 1, где изучались выходы вторичных ядер в $p + Au$ -взаимодействиях при различных энергиях протонов в интервале от 0,33 до 2,6 ГэВ. При низких энергиях доминируют процессы с небольшой потерей нуклонов ядром мишени, а также реакция деления, отвечающая за выход нуклидов в области средних масс в виде наблюдаемого широкого пика. С повышением энергии протонов все большее число нуклонов и легких фрагментов покидают ядерную систему на начальной горячей стадии взаимодействия, что, с одной

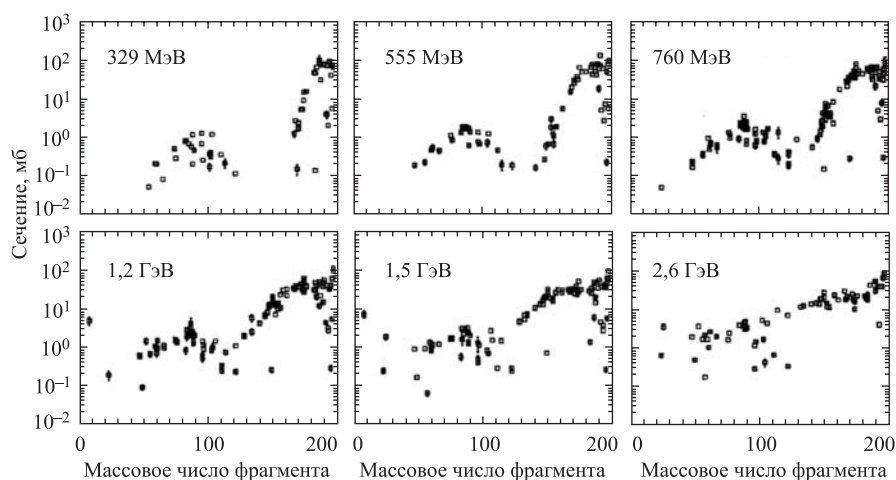


Рис. 1. Сечения образования вторичных ядер-фрагментов в $p + Au$ -взаимодействии при шести различных энергиях протонов [6]

стороны, уменьшает вероятность деления, а с другой стороны, приводит к образованию все более широкого распределения вторичных ядер, уже значительно отличающихся по массе от ядра-мишени. При повышении энергии до 1 ГэВ распределение вторичных ядер заполняет весь интервал массовых чисел за счет вклада процесса фрагментации (мультифрагментации).

Измерения, выполненные с Au-мишенью при более высоких энергиях налетающих частиц, показали, что имеет место подобие массовых распределений фрагментов при переходе от пучка протонов к пучку более тяжелых снарядов, например, ядер углерода (рис. 2), и они не изменяются с возра-

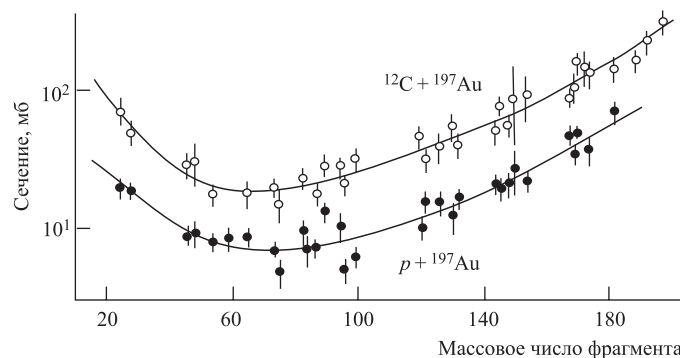


Рис. 2. Распределение выходов фрагментов в зависимости от их массового числа для взаимодействий протонов с энергией 3,65 ГэВ и ядер углерода с энергией 3,65 ГэВ/нуклон с ядрами золота [7]

станием энергии протонов от 3,65 до 300 ГэВ или ядер углерода от 2,1 до 3,65 ГэВ/нуклон [7]. Все это подтверждает гипотезу о выходе на режим предельной фрагментации при энергиях выше 2–3 ГэВ/нуклон.

Другим подтверждением выхода на режим предельной фрагментации при энергиях налетающих ядер выше 1 ГэВ/нуклон являются результаты по расщеплению ядер меди релятивистскими протонами, ^{12}C и ^{40}Ar с энергиями 28, 25 и 80 ГэВ соответственно [8].

Из сказанного выше видно, что процесс фрагментации ядра, если исключить деление, носит в значительной степени пороговый характер с изменением величины энергии возбуждения. С приближением ее значения к 2–3 МэВ/нуклон резко повышается вероятность распада на самые различные комбинации с драматическим возрастанием выхода вторичных ядер-фрагментов в области массовых чисел, существенно меньших, чем у ядра-мишени.

Для легких ядер C, N, O уже при энергиях протонов 50–100 МэВ наблюдается их полный развал по десяткам различных каналов. Для более тяжелых ядер, таких как Al, Si, процесс полного развала начинает эффективно проявляться при энергиях выше 100 МэВ, для ядер в области средних значений массового числа энергия налетающего снаряда должна уже превышать несколько сотен МэВ, а для тяжелых ядер — примерно 1 ГэВ.

Области, соответствующие различным режимам развала ядер протонами с образованием нейтронов (обычные ядерные реакции, деление ядер, фрагментация и предельная фрагментация), схематично показаны на рис. 3 в зависимости от массового числа ядра-мишени и энергии протонов.

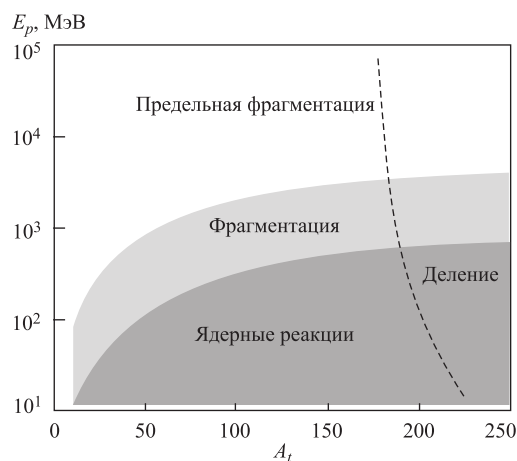


Рис. 3. Основные процессы развала ядер мишени с массовым числом A_t протонами с энергией E_p

1.2. Эмиссия нейтронов в pA - AA -взаимодействиях. В реакциях под действием протонов высоких энергий энергетические распределения нейтронов простираются от нуля до энергии налетающих протонов, как это видно из приведенного на рис. 4 примера, на котором показаны спектры нейтронов, измеренные под различными углами в $p + Pb$ -реакции при энергии 800 МэВ [9, 10]. Наиболее жесткие энергетические распределения наблюдаются под малыми углами, где в высокоэнергетическую часть спектров вносят существенный вклад упругое и квазиупругое взаимодействия с перезарядкой налетающих протонов, проявляющиеся в спектрах в виде узкого и широкого пиков при энергиях нейтронов несколько ниже энергии налетающих протонов.

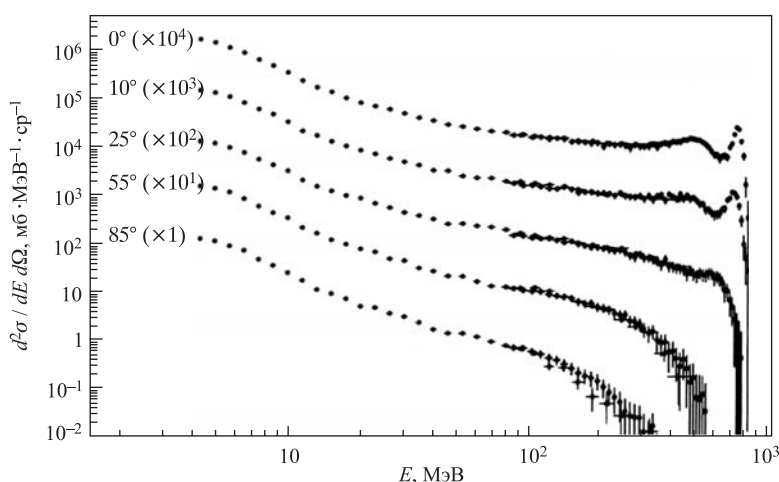


Рис. 4. Спектры нейтронов, измеренные под различными углами для взаимодействия протонов с энергией 800 МэВ с тонкой свинцовой мишенью [9, 10]

Для более точного описания эмиссии нейтронов в реакциях, вызванных высокоэнергетическими адронами и легкими ядрами, в [11–14] была предложена модифицированная модель движущихся источников на основе современного понимания пространственно-временной картины столкновений. Согласно этой феноменологической модели эволюция образующейся ядерной системы начинается с первичных жестких столкновений нуклонов-участников в течение $t_1 \sim 10$ Фм/с. Последующая стадия с характерным временем $t_2 \sim 25$ Фм/с связана с образованием и распадом горячего источника внутри ядрамишени, физика которого еще не достаточно изучена. По-видимому, основной вклад в его формирование дает процесс образования мезонов и барионных резонансов. При распаде этого источника значительная часть энергии (сотни МэВ) передается нуклонам ядра-остатка, т. е. идет на нагрев ядерного вещества. При энергии возбуждения больше примерно 2 МэВ/нуклон ядерная система становится неустойчивой, и в последующий период $t_3 \sim 100$ Фм/с

происходит ее быстрое расширение под действием тепловой энергии и кулоновских сил. При этом для тяжелых ядер процесс носит статистический характер, приводящий к установлению теплового равновесия в системе. Распад такой высоковозбужденной ядерной системы на независимые частицы и фрагменты (freeze-out) часто рассматривают в терминах фазового перехода жидкость–газ (жидкость–туман). В момент распада система имеет характерную температуру $T_f \sim 4,5\text{--}5$ МэВ [14, 15], что определяет жесткость энергетических спектров испускаемых частиц. Последней стадией является девозбуждение образовавшихся в реакции ядерных фрагментов.

Таким образом, в такой модели эмиссия нейтронов под большими углами в реакциях с большой передачей энергии (центральные столкновения) происходит в четырех последовательных стадиях, представляющих собой четыре независимых источника нейтронов $S_1\text{--}S_4$. В процессе эволюции ядерной системы сначала испускаются высокоэнергетические нейтроны на начальной стадии (источник S_1), затем происходит эмиссия нейтронов из горячего источника (источник S_2), следующей фазой является множественное рождение нейтронов на стадии мультифрагментации (источник S_3), и четвертым источником S_4 низкоэнергетических испарительных нейтронов являются возбужденные ядерные фрагменты.

Однако передача значительной доли кинетической энергии от частицы-снаряда ядру-мишени, приводящей к описанной выше последовательности процессов распада, имеет место только в центральных столкновениях. В периферических столкновениях на начальной стадии происходят только одиночные нуклон-нуклонные взаимодействия с передачей сравнительно малой энергии возбуждения ядру-остатку. Поэтому в таких столкновениях процесс теплового расширения ядра с последующим его распадом по каналу мультифрагментации отсутствует.

Для наиболее тяжелых ядер с $A_t > 200$ необходимо также учитывать реакцию деления, сечение которой быстро возрастает с ростом параметра Z^2/A ядра-мишени и которая является одним из важных каналов распада. С увеличением энергии налетающих адронов в области выше 1 ГэВ вероятность деления в центральных столкновениях быстро уменьшается ввиду наличия других быстрых каналов распада, и оно становится все более периферическим процессом. Энергетический спектр нейтронов, испускаемых при делении, является близким к спектру нейтронов, испаряемых возбужденными ядрами-остатками. Поэтому эти процессы можно объединить в один источник нейтронов S_4 при анализе эмиссии нейтронов.

В случае легких ядер из-за малого количества нуклонов в ядре-мишени установление статистического равновесия в системе невозможно и в центральных столкновениях происходит быстрый распад на частицы и ядерные фрагменты, т. е. стадия теплового расширения отсутствует, и фрагментация носит нестатистический характер.

Реакции с ядрами, относящимися к области средних массовых чисел, представляют промежуточный, переходный случай.

Следует отметить, что в такой модели процесс предравновесной эмиссии нейтронов, предшествующий испарительной стадии и играющий важную роль в формировании жесткой части спектров нейтронов в реакциях при средних энергиях, не включен в рассмотрение ввиду предположения о его малом вкладе по сравнению с другими процессами, описанными выше.

Таким образом, обсуждаемая феноменологическая модель учитывает все основные процессы с образованием нейтронов в реакциях при высоких энергиях, и, следовательно, она должна хорошо воспроизводить измеренные двойные дифференциальные сечения образования нейтронов путем подгонки параметров модельного выражения. Прежде всего это относится к реакциям с ядрами в области средних и больших массовых чисел.

Это было продемонстрировано при анализе результатов времяпролетных измерений в [11–14], где было показано, что все эти стадии распада ядерной системы можно рассматривать как независимые источники нейтронов S_1 – S_4 . Каждый такой источник характеризуется средней скоростью вдоль направления налетающей частицы-снаряда и параметром температуры, с которым связана жесткость энергетического спектра испускаемых частиц. С увеличением времени энергия возбуждения ядерной системы падает, так как часть энергии покидает систему путем эмиссии частиц на предыдущих стадиях распада и все большее число нуклонов вовлекается в реакцию. При этом температура и скорость источников уменьшаются, т. е. для параметров источников имеют место соотношения $T_1 > T_2 > T_3 > T_4$ и $\beta_1 > \beta_2 > \beta_3 > \beta_4$.

Модельное представление нейтронных распределений основано на предположении, что эмиссия нейтронов в системе источников имеет изотропный характер с энергетическим спектром максвелловского типа. Получаемая в результате лоренцевского преобразования в л. с. формула имеет вид

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \sum_{i=1}^4 pA_i \exp \left\{ - \left(\frac{E + m - p\beta_i \cos \theta}{(1 - \beta_i^2)^{1/2}} - m \right) / T_i \right\}, \quad (1)$$

где импульс нейтрона вычисляется как $p = (E^2 + 2Em)^{1/2}$, E — кинетическая энергия нейтрона в л. с. (МэВ); m — масса покоя нейтрона (МэВ); θ — угол испускания нейтрона в л. с. Таким образом, для каждого из четырех источников имеется три параметра: амплитуда A_i , температура T_i и скорость $\beta_i = V_i/c$.

Подробный анализ экспериментальных результатов по рождению нейтронов в реакциях при высоких энергиях дан в недавнем обзоре [14]. Здесь мы остановимся только на новых данных, полученных из результатов измерений в ОИЯИ [16] уже после выхода этого обзора.

На рис. 5 и 6 приведены энергетические спектры нейтронов, измеренные на времяпролетном спектрометре в ОИЯИ в экспериментах с пучками протонов с энергией 2 ГэВ и ядер С с энергией 2 ГэВ/нуклон для различных мишеней [16]. Энергетические распределения нейтронов перекрывают очень широкую область энергий. Выход нейтронов увеличивается с массовым числом ядра-мишени, что особенно заметно в области ниже 10 МэВ, где

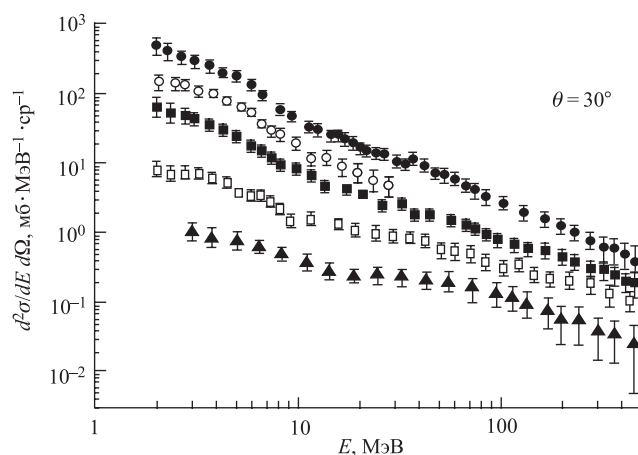


Рис. 5. Энергетические спектры нейтронов, измеренные под углом 30° при взаимодействии протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами Ве (▲), Al (□), Cu (■), Cd (○), Pb (●)

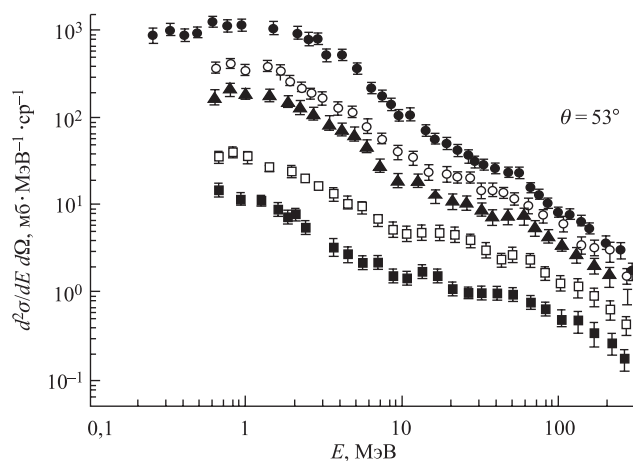


Рис. 6. Энергетические спектры нейтронов, измеренные под углом 53° при взаимодействии ядер С с энергией 2 ГэВ/нуклон с ядрами С (■), Al (□), Cu (▲), Cd (○) и Pb (●)

основную роль играет процесс испарения нейтронов из возбужденных ядер-остатков.

На рис. 7 приведены результаты измерений двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в реакциях $p + \text{Al}$ и $p + \text{Pb}$ в интервале углов $\theta \geq 30^\circ$ на спектрометре в ОИЯИ, сплошными кривыми показан результат подгонки с помощью выражения (1). Хорошо видно, что использованное

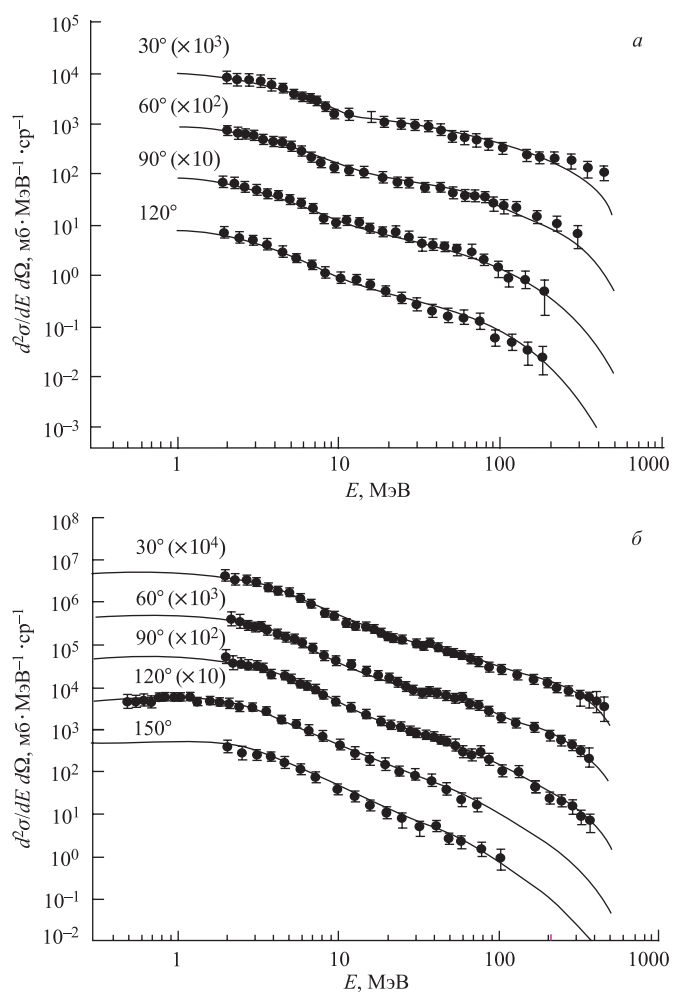


Рис. 7. Энергетические спектры нейтронов в реакциях $p + \text{Al}$ (а) и $p + \text{Pb}$ (б) при энергии 2 ГэВ: точки — эксперимент; кривые — результат подгонки с помощью выражения (1)

феноменологическое представление позволяет с хорошей точностью воспроизвести спектры нейтронов во всем измеренном диапазоне энергий и углов.

На рис. 8 показаны в качестве примера вклады источников нейтронов S_1 – S_4 в энергетические распределения нейтронов, измеренные под углом 53° для реакций $C + Cd$ и $C + Pb$ при энергии 2 ГэВ/нуклон (номера штриховых кривых соответствуют номерам источников). Если первичная стадия нуклон-нуклонных столкновений определяет характер спектров в области выше 80 МэВ, то рождение нейтронов в процессах распада горячего источника и мультифрагментации доминирует в средней части спектров, а источник

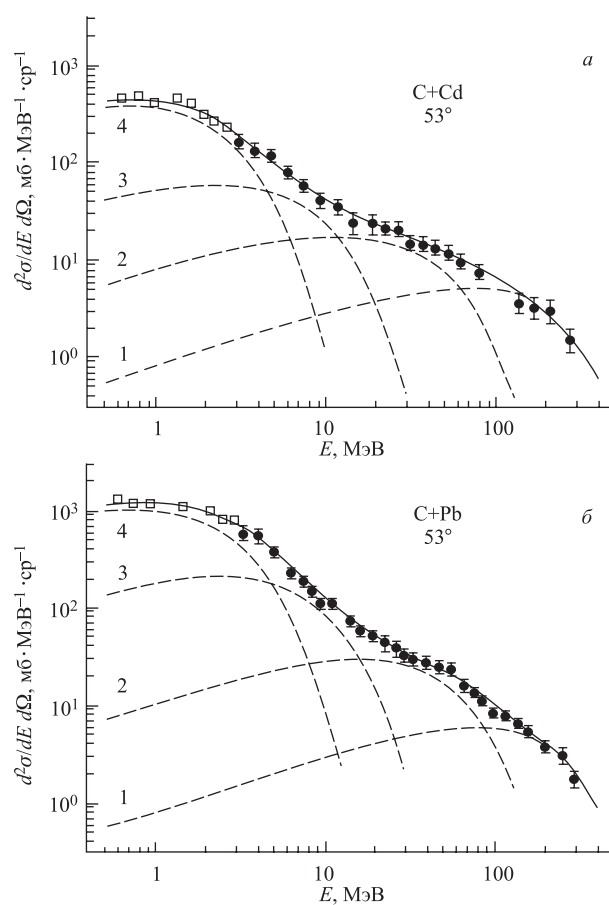


Рис. 8. Описание выражением (1) измеренных спектров нейтронов под углом 53° для неупругих взаимодействий ядер C с энергией 2 ГэВ/нуклон с ядрами Cd (а) и Pb (б), где \square и \bullet — результаты измерений; штриховые кривые — вклады от различных источников нейтронов, а сплошные — результат их суммирования

испарительных нейтронов S_4 является основным в области низких энергий (ниже 4 МэВ).

Найденные зависимости температур источников от массового числа ядра-мишени и энергии частицы-снаряда показаны на рис. 9, *a* и *б* соответственно. Они слабо зависят от типа ядра-мишени, а также от энергии налетающей частицы в области выше 1 ГэВ, т. е. значения температур источников носят достаточно универсальный характер. Средние значения параметров температур и скоростей источников для реакций с протонами с энергиями 1,5–2 ГэВ приведены в табл. 1.

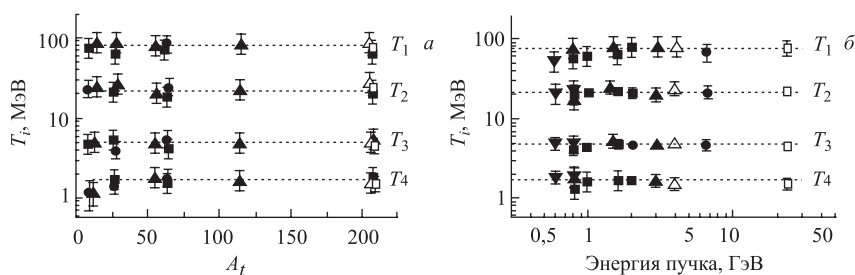


Рис. 9. Температуры источников нейтронов как функции массового числа ядра-мишени при облучении ядер протонами с энергией 1,5–2 ГэВ (*a*) и энергии пучка для взаимодействий с ядрами свинца (*б*). Данные, полученные на пучке протонов: ▼ — LANL [17, 18]; ▲ — КЕК [19, 20]; ■ — ИТЭФ [21, 22]; ● — ОИЯИ [12, 16]. Данные Δ и \square соответствуют реакциям ^4He (4 ГэВ) и C (24 ГэВ) с ядрами Pb [11]

Таблица 1. Значения параметров T и β для нейтронных источников S_1 – S_4 , полученные при подгонке выражения (1) к измеренным спектрам нейтронов под различными углами в реакциях с протонами в интервале энергий 1,5–2 ГэВ

Параметр	S_1	S_2	S_3	S_4
T , МэВ	79	22	5	1,7
β	$\sim 0,21$ ($A_t \geq 27$)	$\sim 0,02$ ($A_t > 50$)	$\sim 0,005$ ($A_t > 50$)	$\sim 0,0025$ ($A_t > 50$)

В случае реакций, вызываемых ядрами углерода с энергией 2 ГэВ/нуклон, для первых двух источников значения температуры не зависят от типа ядра в пределах погрешностей и составляют (77 ± 5) МэВ и (22 ± 2) МэВ соответственно. Для двух других источников, S_3 и S_4 , в области средних и тяжелых ядер значения температур составляют $(4,5 \pm 0,5)$ МэВ и $(1,5 \pm 0,2)$ МэВ соответственно, а для легких ядер они имеют более низкие значения. Таким образом, и в случае пучка ядер углерода значения температур источников являются универсальными в области $A_t > 50$ и практически совпадают со значениями, приведенными в табл. 1 для реакций, вызванных протонами.

Сравнение вкладов различных источников в полный средний выход нейтронов в реакциях с легкими (Al), средними по массе (Cu) и тяжелыми (Pb) ядрами дано на рис. 10 для пучка протонов с энергией 2 ГэВ и на рис. 11 для пучка ядер С с энергией 2 ГэВ/нуклон. Хорошо видно, что в случае легких ядер основную роль в образовании нейтронов играют быстрые процессы

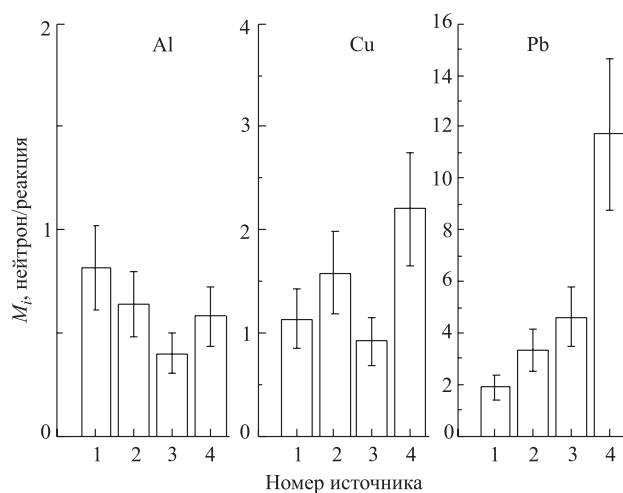


Рис. 10. Средняя множественность нейтронов от источников S_1 – S_4 в неупругих взаимодействиях протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами Al, Cu и Pb

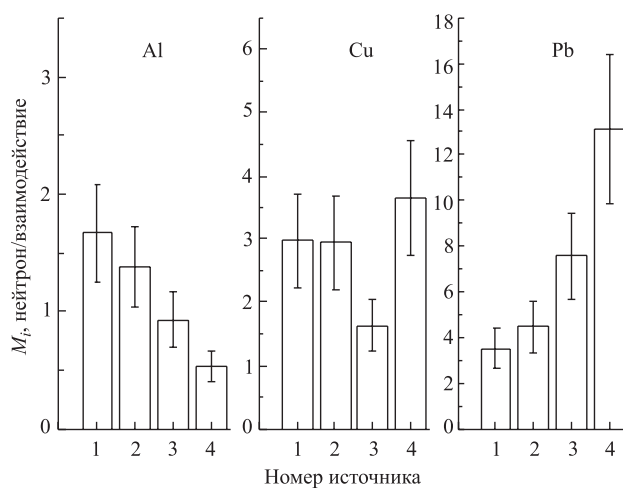


Рис. 11. Средняя множественность нейтронов от источников S_1 – S_4 в неупругих взаимодействиях ядер С с энергией 2 ГэВ/нуклон с ядрами Al, Cu и Pb

S_1 и S_2 . В области ядер средней массы процесс испарения нейтронов на последней стадии реакции S_4 начинает играть существенную роль, а вклад источника S_3 отстает от вкладов других процессов. Ситуация кардинально меняется с переходом к тяжелым ядрам. Здесь величина вкладов существенно зависит от стадии распада и возрастает с увеличением номера источника. Наименьший вклад дают каскадные нейтроны, а наибольший — испарительные нейтроны. При этом распад по каналу мультифрагментации дает второй по величине вклад в среднюю множественность нейтронов в реакции.

Анализ данных этих измерений и экспериментов КЕК [19, 20] и ИТЭФ [21, 22] показал, что полное число нейтронов для реакций, вызванных протонами с энергиями 1,5–2 ГэВ, может быть вычислено по формуле

$$M_n = 0,2 + 0,3A_t^{1/3} + 0,0363A_t + 0,008A_t^{4/3} \quad (2)$$

или с помощью более простой приближенной формулы, показывающей, что среднее число испускаемых в реакциях нейтронов примерно пропорционально массовому числу ядра-мишени,

$$M_n \approx 0,2 + 0,092A_t. \quad (3)$$

Последнее выражение является близким к зависимости, предлагаемой в [23].

Относительный вклад источников S_2 и S_3 в величину M_n составляет около 41% и практически не зависит от массового числа ядра-мишени. В реакциях, вызываемых ядрами С с энергией 2 ГэВ/нуклон, этот вклад равен 42%, т. е. практически совпадает с предыдущей оценкой.

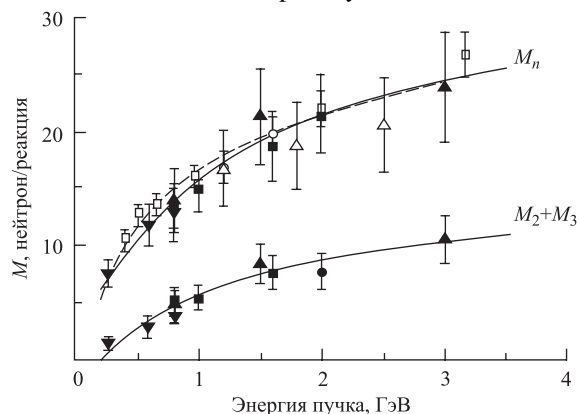


Рис. 12. Средняя множественность нейтронов в реакции $p + Pb$ и вклады источников S_2 и S_3 в зависимости от энергии налетающих протонов: \blacktriangle — КЕК [19, 20]; \triangle — COSY [24, 25]; \blacksquare — ИТЭФ [21, 22]; \square — МРТИ [26]; \blacktriangledown — LANL [17, 18]; \circ — Сагле [9, 10]; \bullet — ОИЯИ [12]; сплошные кривые — подгонка к данным времяпролетных измерений; штриховая — зависимость из [23]

На рис. 12 для реакции $p + \text{Pb}$ показаны значения средних множественностей нейтронов от источников S_2 и S_3 и сумма вкладов всех источников M_n в зависимости от энергии протонов пучка. Для M_n помимо результатов, полученных из данных времяпролетных измерений в LANL, КЕК, Сакле, ИТЭФ и ОИЯИ, приведены также данные прямых измерений [24–26]. С увеличением энергии выше 1 ГэВ происходит постепенное насыщение обеих величин. Средняя множественность нейтронов в области энергий протонов $0,25 < E_p < 3$ ГэВ хорошо описывается зависимостью

$$M_n = 35 \left(1 - \frac{1,32}{E_p + 1,4} \right), \quad (4)$$

показанной сплошной кривой. Эта зависимость очень близка к ранее предложенной в [12, 14] и только незначительно отличается от зависимости [23].

Анализ времяпролетных данных для реакции $p + \text{Pb}$ показал, что в среднем примерно 40 % энергии налетающего протона с энергией выше 0,5 ГэВ идет на образование нейтронов, из которых ~ 31 % приходится на их кинетическую энергию.

2. ИССЛЕДОВАНИЯ С ТОЛСТЫМИ МИШЕНЯМИ

2.1. Обзор экспериментальных данных. Имеющаяся на настоящее время ситуация по экспериментальному изучению образования нейтронов высокоэнергетическими частицами в толстых мишенях наглядно показана на рис. 13. В области энергий выше 1 ГэВ данные имеются только для пучков протонов и легких ядер. Что касается мишеней, то наибольшее число работ посвящено исследованию выхода нейтронов из свинцовых и некоторых других тяжелых мишеней, а также из мишеней легче меди.

Список экспериментов с толстыми мишенями, в которых изучался выход и характеристики нейтронов, приведен в табл. 2.

Наиболее детальная информация об энергетических распределениях нейтронов в широкой области энергий от сотен кэВ до сотен МэВ получена в измерениях методом времени пролета. В этих экспериментах нейтроны регистрировались под различными углами к направлению пучка детекторами на основе органических сцинтилляторов, размещенных на пролетных расстояниях в несколько метров, а иногда и десятков метров. Однако требование, чтобы размеры мишени были много меньше длины пролетного расстояния, накладывает определенные ограничения на применимость этого метода в измерениях с протяженными мишенями. Поэтому в ряде экспериментов были применены коллиматоры, позволяющие регистрировать нейтроны, испускаемые из просматриваемого небольшого участка протяженной мишени [37, 42].

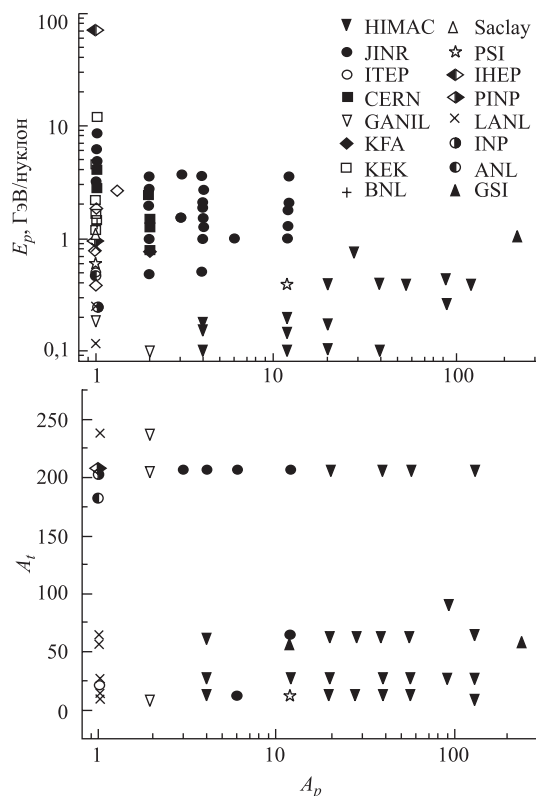


Рис. 13. Данные экспериментов по образованию нейтронов в толстых мишенях с массовым числом A_t , выполненных на пучках ядер с массовым числом A_p с энергией E_p

Другим подходом, позволяющим исследовать пространственно-энергетические распределения нейтронов для протяженной мишени, является метод пороговых детекторов. В нем для определения энергетического спектра нейтронов используется набор реакций с различными энергетическими пороговыми значениями, значения которых перекрывают изучаемую область энергий нейтронов. Регистрация осуществляется либо по наведенной гамма-активности (активационный метод), либо по детектированию вторичных заряженных частиц, осколков деления и фрагментов. Этот метод уже давно применяется для исследования полей нейтронов с энергиями ниже 14 МэВ. Для расширения метода в область энергий до 50 МэВ в выполненных экспериментах наиболее часто использовались реакции $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ и $(n, 4n)$ на ^{59}Co , ^{197}Au и ^{93}Nb [34, 44, 52, 58], а применение реакций $^{209}\text{Bi}(n, 3-10n)$ позволило перекрыть диапазон энергий нейтронов вплоть до ~ 75 МэВ [57]. Детекторы с

Таблица 2. Эксперименты с толстыми мишенями

Пучок	Энергия, ГэВ/нукл.	Мишень (размеры, см)	Данные	Углы, °	Область энергий нейтронов, МэВ	Ссылка
^1H	0,1	Li($\varnothing 5,7 \times 17,4$), Pb($\varnothing 6,2 \times 1,6$)	M_n			[27]
^1H	0,113	Be($\varnothing 7,3 \times 5,7$), C($\varnothing 7,3 \times 5,8$), Al($\varnothing 7,3 \times 4$), Fe($\varnothing 7,3 \times 1,6$), U($\varnothing 8 \times 3$)	$d^2 F/dE d\Omega$	7,5–150	0,5– E_{max}	[28]
^1H	0,197	Pb($\varnothing 12 \times L(2-25)$)	$dP/dM_n, M_n$			[29]
^1H	0,25	Pb($\varnothing 5 \times 10$)	M_n			[30]
^1H	0,256	Be($\varnothing 13,2 \times L(17,9,27,9)$), C($\varnothing 16 \times L(17,5,30)$), Al($\varnothing 16 \times L(12,2,20)$), Fe($\varnothing 16 \times L(4,7,8)$), U($\varnothing 8 \times L(3,5)$)	$d^2 F/dE d\Omega$	7,5–150	0,5– E_{max}	[31, 32]
^1H	0,35	C($6 \times 6 \times 46$), Al($\varnothing 6 \times 34,5$), Fe($\varnothing 6,5 \times 13,5$), Pb($6 \times 6 \times 12,5$)	$d^2 F/dE d\Omega$	0	10– E_{max}	[33]
^1H	0,478	Ta($\varnothing 8,2 \times 13,2$), U($\varnothing 8,3 \times 14,6$)	$d^2 \Phi/dE dS$		0–44	[34]
^1H	0,4–2,5	W($\varnothing (8-15) \times L(1-35)$), Hg($\varnothing 15 \times L(2-34)$), Pb($\varnothing (8-15) \times L(1-40)$)	$dP/dM_n, M_n$			[24]
^1H	0,5, 1,5	Pb($15 \times 15 \times 20$)	$d^2 F/dE d\Omega$	15–150	1,6–150	[35, 36]
^1H	0,59, 1,1	Pb($\varnothing 10 \times 60$), U	$d^2 F/dE d\Omega$	30–150	1,5–200	[37–39]
^1H	0,8	Be, Al, Cu, U	$d^2 F/dE d\Omega$	30	1– E_{max}	[40]
^1H	0,8–1,4	Pb($\varnothing 10,2 \times 61$), W($\varnothing 10,2 \times 40$)	M_n			[41]
^1H	0,8 1,2 1,6	Fe($\varnothing 10, \varnothing 20 \times 40$), W($\varnothing 15 \times 59$), Pb($\varnothing 10 \times 40$), Pb($\varnothing 20 \times 40,65$) Fe($\varnothing 10, \varnothing 20 \times 65$), Pb($\varnothing 10 \times 65$), Pb($\varnothing 20 \times 65,105$) Al($\varnothing 20 \times 105$), Fe($\varnothing 10, \varnothing 20 \times 105$), W($\varnothing 15 \times 59$), Pb($\varnothing 10, \varnothing 20 \times 105$)	$d^2 F/dE d\Omega(z)$	10–160	1,5–450	[42]
^1H	0,8 0,8, 1,6 1,6	Pb($\varnothing 6 \times 2$) Na($\varnothing 6 \times 20$), W($\varnothing 5 \times 3$) Pb($15 \times 15 \times 20$)	$d^2 F/dE d\Omega$	30–150	3–300	[43]

Продолжение табл. 2

Пучок	Энергия, ГэВ/нукл.	Мишень (размеры, см)	Данные	Углы, °	Область энергий нейтронов, МэВ	Ссылка
^1H	1	Pb($\varnothing 20 \times 60$)	$d^2\Phi/dE dS$		0–44	[44]
^1H	1,2	Pb($\varnothing 20 \times 65$)	$d^2F/dE d\Omega$	10–160	2–500	[45]
^1H	1,73, 2,75	Pb($330 \times 330 \times 300$)	$d^2\Phi/dE dS$			[46]
^1H	0,99–3,65	Pb($\varnothing 20 \times 60$)	$d^2F/dE d\Omega, M_n,$ $d^2\Phi/dE dS$	10–150	0– E_{max}	[12, 47–49]
^1H	2 2,55	Pb(0,6), Pb($8 \times 8 \times 8$) Pb($\varnothing 20 \times 20$)	$d^2F/dE d\Omega$ $d^2F/dE d\Omega$	30–150 30–150	0,3–500 0,3–300	[11, 12, 16]
^1H	1,22–4,15	Pb($\varnothing (8–15) \times L(0,2–35)$), U($\varnothing 8 \times L(20,40)$)	$dP/dM_n, M_n$			[50, 51]
^1H	0,97–8,1	Pb($\varnothing 10 \times 60$), Pb($\varnothing 20 \times 60$)	M_n		< 15	[26, 49]
^1H	8,1	Pb($50 \times 50 \times 80$)	$d^2\Phi/dE dS$		1–100	[52]
^1H	12	Pb($\varnothing 10 \times 10,30,40,60$), Pb($\varnothing 20 \times 10,20,30,40,50,60$)	M_n			[53, 54]
^1H	70	W($16 \times 16 \times 30$)	M_n			[55]
^1H	70	Pb($20 \times 20 \times 60$)	M_n			[56]
^2H	0,094	Pb($\varnothing 12 \times L(2–25)$)	$dP/dM_n, M_n$			[29]
^2H	0,1	Be($\varnothing 3 \times 10,5$), U($\varnothing 3 \times 2,5$)	$d^2F/dE d\Omega$	0–84	1– E_{max}	[57]
^2H	0,4–1,7	Pb($\varnothing 15 \times 35$)	$dP/dM_n, M_n$			[50, 51]
^2H	0,56–1,88	Pb($\varnothing 20 \times 60$)	$d^2F/dE d\Omega, M_n,$ $d^2\Phi/dE dS$	10–150	0– E_{max}	[12, 47–49]
^2H	1	Pb(0,6), Pb($8 \times 8 \times 8$), Pb($\varnothing 20 \times 20$)	$d^2F/dE d\Omega$	30–150	0,3–300	[11, 12, 16]
^2H	3,67	Pb($50 \times 50 \times 80$)	$d^2\Phi/dE dS$		1–100	[52, 58]
^2H	0,56–3,65	Pb($\varnothing 20 \times 60$)	M_n		< 15	[26, 49]
^3He	1,49, 3,83	Pb($\varnothing 20 \times 60$)	M_n		< 15	[26, 49]
^4He	0,1 0,18	C(5), Al(4), Cu(1,5), Pb(1,5) C(16), Al(12), Cu(4,5), Pb(5)	$d^2F/dE d\Omega$	0–90		[59, 60]
^4He	0,16, 0,178	Pb(3,94) C(14,7), H ₂ O(22,9), steel(4,45), Pb(3,94)	$d^2F/dE d\Omega$	0,15–150	3–300	[61]
^4He	0,5–3,65	Pb($\varnothing 20 \times 60$)	M_n		< 15	[26, 49]
^4He	1	Pb($8 \times 8 \times 8$), Pb($\varnothing 20 \times 20$)	$d^2F/dE d\Omega$	30–150	0,3–500	[16]
^4He	3,67	Pb($50 \times 50 \times 80$)	$d^2\Phi/dE dS$		1–100	[52, 58]
^6Li	1	C(10), Pb($8 \times 8 \times 8$), Pb($\varnothing 20 \times 20$)	$d^2F/dE d\Omega$	90	0,3–500	[16]

Окончание табл. 2

Пучок	Энергия, ГэВ/нукл.	Мишень (размеры, см)	Данные	Углы, °	Область энергий нейтронов, МэВ	Ссылка
C	0,1 0,18 0,4	C(2), Al(1), Cu(0,5), Pb(0,5) C(6), Al(4), Cu(1,5), Pb(1,5) C(20), Al(15), Cu(5), Pb(5)	$d^2 F/dE d\Omega$	0–90	2– E_{\max}	[60]
C	0,155	Al(8,26)	$d^2 F/dE d\Omega$			[62]
C	0,4 1	C(10 × 10 × 20) Fe(10 × 10 × 20)	$d^2 F/dE d\Omega$	0–90	20–1000	[63]
C	1 2	Pb(8 × 8 × 12) Pb(8 × 8 × 8)	$d^2 F/dE d\Omega$	30 30–90	20–1000 0,3–300	[16]
C	1–3,65	Pb(∅ 20 × 60)	M_n		< 15	[26, 49]
C	3,65	Cu(∅ 10 × 13)	$d^2 F/dE d\Omega$	71, 105	10–500	[64]
C	3,67	Pb(50 × 50 × 80)	$d^2 \Phi/dE dS$		1–100	[52]
Ne	0,1 0,18 0,4	C(1), Al(1), Cu(0,5), Pb(0,5) C(4), Al(3), Cu(1), Pb(1) C(11), Al(9), Cu(3), Pb(3)	$d^2 F/dE d\Omega$	0–90	3– E_{\max}	[65]
Si	0,8	C(23), Cu(6,5)	$d^2 F/dE d\Omega$	0–90	3– E_{\max}	[66]
Ar	0,095	C	$d^2 F/dE d\Omega$	0–90	1– E_{\max}	[57]
Ar	0,4	C(7), Al(5,5), Cu(2), Pb(2)	$d^2 F/dE d\Omega$	0–90	3– E_{\max}	[66]
Fe	0,4	C(6), Al(4), Cu(1,5), Pb(1,5)	$d^2 F/dE d\Omega$	0–90	3– E_{\max}	[66]
Nb	0,272 0,435	Nb(1), Al(1,27) Nb(0,51)	$d^2 F/dE d\Omega$			[67]
Xe	0,4	C(3), Al(2), Cu(1), Pb(1)	$d^2 F/dE d\Omega$	0–90	3– E_{\max}	[66]
U	1	Fe(10 × 10 × 20)	$d^2 F/dE d\Omega$	0–90	20–1000	[63]

еще более высокими значениями пороговой энергии на основе реакций деления $^{209}\text{Bi}(n, f)$ и образования быстрых ядер-фрагментов при взаимодействии нейтронов с ядрами меди и кадмия были применены в [12, 47–49]. Дальнейшее развитие метода связано с уточнением функций возбуждения пороговых реакций и с поиском новых удобных реакций с порогами в области десятков-сотен МэВ.

Прямое измерение среднего выхода нейтронов из толстых мишеней проводилось на установках, в которых мишень помещалась внутрь замедлителя большого объема (полиэтилен или вода), в котором осуществлялась термализация выходящих из мишени нейтронов с последующим их захватом ядрами Mn, ^3He или BF_3 [26, 41, 54]. В случае марганцевой ванны регистрировались γ -кванты с энергией 846,8 кэВ от распада ^{56}Mn . В других случаях использо-

вались счетчики, наполненные ^3He или BF_3 . При этом важно отметить, что такой метод позволяет измерить среднюю множественность нейтронов с энергиями ниже примерно 15 МэВ. Нейтроны более высоких энергий не успевают термализоваться и с большой вероятностью покидают объем детектора.

Более информативными являются результаты по распределению средней множественности нейтронов в событиях. В таких экспериментах в детекторах нейтронов BNB [24, 50, 51] и ORION [29] в качестве замедлителя использовался жидкий сцинтиллятор, содержащий гадолиний. Нейтроны захватывались ядрами Gd с последующим испусканием γ -квантов, регистрируемых сцинтиллятором. Эффективность регистрации нейтронов с энергией ниже 10 МэВ равнялась 70–80 % и быстро спадала с увеличением энергии нейтронов. Поэтому в измерениях регистрировалась только часть испускаемых мишенью нейтронов, и полученные распределения требуют сложной коррекции.

2.2. Эксперименты со свинцовыми мишенями. Со свинцовыми мишенями было выполнено наибольшее число разнообразных экспериментов, поэтому их следует выделить в отдельную группу. Свинец представляет собой один из наиболее подходящих материалов для мишени — источника нейтронов расщепления ввиду своих уникальных ядерно-физических свойств. Полученные многочисленные данные позволяют проанализировать, как изменяется выход нейтронов и их характеристики с увеличением размера мишени и энергии пучка, а также в зависимости от типа бомбардирующих ионов.

Перечислим кратко эксперименты, внесшие основной вклад в базу нейтронных данных для свинца.

Измерения на пучках синхрофазотрона ОИЯИ. Целью исследований, выполненных группой Василькова из МРТИ РАН, сотрудниками Радиевого института (Санкт-Петербург) и Лаборатории высоких энергий ОИЯИ на пучках протонов и легких ядер синхрофазотрона ОИЯИ, являлось систематическое изучение зависимости образования нейтронов в свинце от энергии и типа частиц пучка, а также от размера свинцовой мишени. Эксперименты были выполнены в области энергий выше 1 ГэВ методом замедления [26, 49], методом пороговых детекторов деления и фрагментации [12, 47–49] и методом времени пролета [11, 12, 16]. Краткая их характеристика представлена в табл. 3.

Средние выходы нейтронов с энергиями ниже 15 МэВ измерялись на установке «Нейтронный детектор» методом замедления в полиэтиленовом блоке размером $120 \times 120 \times 132$ см, в центральной части которого размещалась свинцовая мишень диаметром 10 или 20 см и протяженностью 60–76 см [26, 49]. Внутри замедлителя нейтроны регистрировались с помощью системы счетчиков трех типов: BF_3 , ^3He и СМ-13. Основной целью измерений являлось изучение процесса преобразования кинетической энергии частиц пучка в ней-

Таблица 3. Нейтронные исследования со свинцовыми мишенями, выполненные на пучках синхрофазотрона сотрудниками МРТИ РАН, РИ и ОИЯИ

Установка	Пучок	Энергия, ГэВ	Свинцовая мишень, см	Метод
Нейтронный детектор	^1H	1, 1,5, 2, 2,6, 3,2, 3,7, 4,5, 6,1, 8,1	$\varnothing 10(20) \times 60-76$	Замедление в блоке полиэтилена + $\text{BF}_3/{}^3\text{He}$ счетчики
	^2H	1, 1,5, 2, 2,6, 3, 3,8, 5,4, 7,3	$\varnothing 20 \times 60$	
	^3He	4,5, 11,5	$\varnothing 20 \times 60$	
	^4He	2, 4, 5,1, 6,1, 7,5, 8,8, 10,8, 14,6	$\varnothing 20 \times 60$	
	^{12}C	12, 15,3, 23,1, 43,8	$\varnothing 20 \times 60$	
Нейтронный источник	^1H	1, 2, 2,6, 3,2, 3,7	$\varnothing 20 \times 60$	Пороговые детекторы
	^2H	1, 1,5, 2, 2,5, 3, 3,8	$\varnothing 20 \times 60$	
Нейтронный спектрометр	^1H	2, 2,55	0,7, $8 \times 8 \times 8$, $\varnothing 20 \times 20$	Время пролета
	^2H	2	0,7, $8 \times 8 \times 8$, $\varnothing 20 \times 20$	
	^4He	4	0,7, $8 \times 8 \times 8$, $\varnothing 20 \times 20$	
	^6Li	6	$8 \times 8 \times 8$, $\varnothing 20 \times 20$	
	^{12}C	24	0,7, $8 \times 8 \times 8$	

тронное излучение в мишени в зависимости от энергии и типа налетающих ионов.

Установка «Нейтронный источник» была создана на основе протяженной свинцовой мишени диаметром 20 см и длиной 60 см для изучения дифференциальных и интегральных характеристик нейтронного излучения, порождаемого пучком высокоэнергетических протонов и дейтронов [12, 47, 48]. Свинцовая мишень длиной 60 см соответствовала 3,2 длинам ядерного взаимодействия для протонов пучка, т. е. являлась мишенью практически полного поглощения пучка за счет ядерных взаимодействий. В измерениях использовались детекторные сборки на основе пороговых реакций деления ^{235}U , ^{237}Np , ^{238}U , ^{232}Th , ^{209}Bi и фрагментации меди и кадмия. Осколки деления и ядерные фрагменты регистрировались лавсановыми трековыми детекторами. Детекторные сборки располагались на поверхности мишени и на расстоянии 1 м от ее центра под углами 10, 30, 60, 90, 120 и 150° к направлению пучка.

Времяпролетный нейтронный спектрометр был использован для детального исследования энергетических распределений нейтронов в широком диапазоне энергий от 300 кэВ до 300–500 МэВ [11, 12, 16]. Измерения нейтронных спектров были выполнены в интервале углов 30–150° при энергии налетающих частиц 1 и 2 ГэВ/нуклон. Данные были получены для нескольких свинцовых мишеней протяженностью по пучку 7 мм, 8 и 20 см, что соответствует вероятности взаимодействия для протонов пучка 3,3, 36,2 и 67,4 %.

В результате многолетних измерений был накоплен большой экспериментальный материал по среднему выходу и пространственно-энергетическому

распределению нейтронов для протяженной свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см в зависимости от энергии и типа частиц пучка, а также изучен процесс размножения нейтронов с увеличением размера мишени. Значительные усилия были направлены на получение ответа на вопрос, какие из бомбардирующих частиц — протоны или дейтроны — являются наиболее перспективными для крупномасштабного производства нейтронов.

Измерения на пучках протонов в других лабораториях. В 1980-х гг. в PSI на пучке протонов циклотрона с энергией 590 МэВ был проведен цикл измерений двойных дифференциальных сечений образования нейтронов и выходов нейтронов и заряженных частиц из толстой свинцовой мишени диаметром 10 см и длиной 60 см [37]. Измерения были выполнены методом времени пролета. Частицы попадали в детекторы, проходя через отверстия коллиматоров в толстой защите из железа. Энергетические спектры измерялись под углами 30, 90 и 150°.

Следующие измерения были осуществлены на пучке протонов ускорителя SATURNE при энергии 1,1 ГэВ [38]. Эти исследования получили свое продолжение во второй половине 1990-х гг. Новый цикл опытов был выполнен на специально созданной установке, включавшей времяпролетный и магнитный спектрометры [10, 42]. Для улучшения фоновых условий нейтронные детекторы также располагались за коллиматорами, встроенными внутрь толстой защиты. Энергетические спектры нейтронов для тонкой и толстой свинцовых мишеней измерены при энергиях протонов 0,8, 1,2 и 1,6 ГэВ в энергетическом диапазоне выше 2 МэВ для большого набора углов от 0 до 160°. Список измерений с толстыми мишенями приведен в табл. 4. Измерения с протяженными свинцовыми мишенями представляли собой сканирование мишени на различных расстояниях (позициях) от передней торцевой поверхности.

В начале 1990-х гг. на установке WNR в LANL методом времени пролета были измерены с рекордным энергетическим разрешением двойные диффе-

Таблица 4. Эксперименты, выполненные в Сакле с толстыми свинцовыми мишенями [42]

Энергия, ГэВ	Диаметр, см	Длина, см	Позиция, см
0,8	10	40	30
	20	40	10
	20	65	10, 30, 50
1,2	10	65	10, 30, 50
	20	65	10, 30, 50
	20	105	50, 70
1,6	10	105	10, 30, 50
	20	105	10, 50

ренциальные сечения образования нейтронов в свинце при нескольких энергиях протонов в интервале от 113 до 800 МэВ [17, 18, 28, 68–71].

В последующие годы энергетические спектры нейтронов были измерены методом времени пролета с тонкими свинцовыми мишенями в КЕК при энергиях протонов 0,8, 1,5 и 3,0 ГэВ [19, 20] и в ИТЭФ при 0,8, 1,2 и 1,6 ГэВ [21, 22]. Кроме того, на пучках протонов были проведены опыты с толстыми свинцовыми мишенями размером $15 \times 15 \times 20$ см в КЕК при 0,5 и 1,5 ГэВ [35, 36] и в ИТЭФ при 1,6 ГэВ [43]. В измерениях с толстыми мишенями энергетические спектры были получены в области энергий нейтронов выше 1,6–2 МэВ в интервале углов $15\text{--}150^\circ$.

В эксперименте на выведенном пучке протонов циклотрона ПИЯФ с энергией 1 ГэВ [44] использовался метод пороговых активационных детекторов. Это позволило определить энергетический спектр нейтронов на боковой поверхности свинцовой цилиндрической мишени $\varnothing 20 \times 60$ см вплоть до энергии 44 МэВ.

В выполненных в этот же период экспериментах на пучках PS и LEAR (CERN) [50, 51] и ускорителя COSY (Юлих) [24] изучалась зависимость выхода нейтронов от размера свинцовой мишени, энергии и типа налетающей частицы. Выходы нейтронов определялись в каждом взаимодействии частицы пучка с мишенью с помощью 4π -детектора BNB. Некоторая информация о пучках и мишенях, использовавшихся в этих опытах, дана в табл. 5.

Таблица 5. Измерения выхода нейтронов из свинцовых мишеней с детектором BNB

Пучок	Энергия, ГэВ	Диаметр мишени, см	Длина мишени, см	Ссылка
p	1,22, 2,21, 3,17, 4,15	8–15	0,2–35	[50, 51]
π^+	1,87, 2,86, 3,86, 4,86	15	35	
π^-	3,86, 4,86	15	35	
d	0,9, 1,6, 2,5, 3,4	15	35	
K^+	2,5	15	35	
p^-	1,22, 3,17, 4,15	15	35	
p	0,4, 0,8, 1,2, 1,8, 2,5	2–15	0,2–40	[24]

Подобные измерения на пучках протонов, дейтронов и альфа-частиц при энергии 200 МэВ были выполнены в GANIL с помощью нейтронного детектора ORION [29]. Толщина мишени варьировалась от 2 до 25 см при диаметре 12 см.

Новые измерения среднего выхода нейтронов для свинцовой мишени диаметром 10,2 см и длиной 61 см, выполненные в BNL при энергиях протонов 0,8, 1,0, 1,2 и 1,4 ГэВ, были представлены в [41].

Изменение среднего выхода нейтронов с увеличением диаметра и толщины свинцовой мишени изучалось при энергии протонов 12 ГэВ в КЕК с использованием мишеней различных диаметров 10 и 20 см с переменной длиной от 10 до 60 см [53, 54]. Измерения проводились методом марганцевой ванны.

В ИФВЭ с помощью ионизационно-нейтронного калориметра на основе свинцового блока $20 \times 20 \times 60$ см, прослоенного и окруженного 6-см пластинами полиэтилена, были определены средние значения выхода нейтронов для протонов с энергией 70 ГэВ и положительных π -мезонов с энергией 4 ГэВ [56]. В качестве нейтронных детекторов применялись счетчики СМ-18, содержащие ^3He .

Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в квазибесконечной свинцовой мишени размером $3,3 \times 3,3 \times 3$ м, облучавшейся протонами с импульсом 2,5 и 3,5 ГэВ/с, исследовалось в эксперименте TARC/CERN [46] различными методами.

2.3. Энергетические распределения нейтронов. Выполненные в ОИЯИ, LANL, Сакле, КЕК и ИТЭФ исследования по изучению энергетических распределений нейтронов, генерируемых в мишенях различного размера пучками легких релятивистских ядер, показали, что спектры нейтронов перекрывают очень широкий диапазон энергий, простирающийся вплоть до энергии частиц пучка. При этом жесткость спектра и средняя энергия испускаемых нейтронов возрастают с уменьшением угла относительно оси пучка.

Естественно ожидать, что с увеличением размера мишени будут повышаться как абсолютный выход нейтронов, так и его отношение к выходу заряженных адронов, в основном протонов и пионов. При этом средняя энергия нейтронов должна уменьшаться в силу возрастания числа вторичных ядерных взаимодействий в мишени.

То, что толстая мишень является прежде всего источником нейтронов, хорошо видно на примере использования компактных тяжелых мишеней, обладающих высокой тормозной способностью для заряженных частиц [12].

На рис. 14 приведены энергетические спектры нейтронов, протонов и заряженных π -мезонов, измеренные под углом 90° при облучении протонами с энергией 2,55 ГэВ свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 20$ см. Там же показан спектр нейтронов, измеренный по другой методике — методом пороговых детекторов деления и фрагментации. Основной вклад в выход нейтронов дают нейтроны низких энергий, а доля нейтронов с энергиями выше 20 МэВ составляет не более 15%. В то же время выход этих высокоэнергетических нейтронов заметно превышает выход протонов и заряженных π -мезонов, и это различие увеличивается с размером мишени [12].

Сравнение энергетических спектров нейтронов, испущенных под различными углами к направлению пучка, показывает, что в области низких энергий

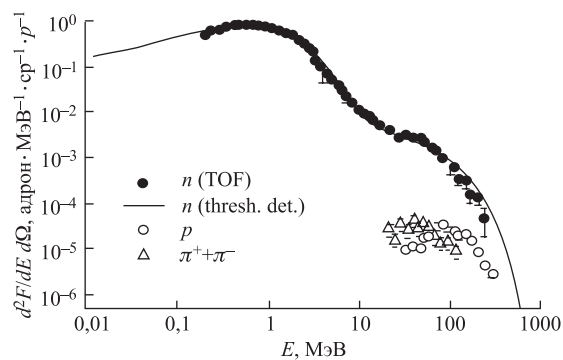


Рис. 14. Энергетические спектры нейтронов, измеренные методом времени пролета (точки) и методом пороговых детекторов (кривая), и спектры протонов и заряженных π -мезонов для угла 90° и свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 20$ см, облучавшейся пучком протонов с энергией 2,55 ГэВ [12]

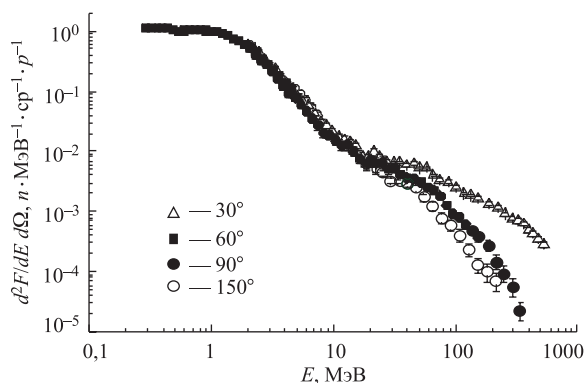


Рис. 15. Энергетические спектры нейтронов, измеренные методом времени пролета под различными углами к направлению пучка при облучении свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 20$ см ионами ${}^4\text{He}$ с энергией 4 ГэВ [16]

($E < 10$ МэВ) распределения мало отличаются друг от друга, т.е. эмиссия является приблизительно изотропной. С повышением энергии нейтронов расхождение между спектрами увеличивается. Как видно из приведенного на рис. 15 примера, где показаны спектры нейтронов при облучении свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 20$ см ионами ${}^4\text{He}$ с энергией 4 ГэВ [16], в области $E > 100$ МэВ основной вклад в выход нейтронов дает эмиссия под малыми углами.

В качестве еще одного примера на рис. 16 показаны энергетические спектры нейтронов, измеренные методом времени пролета под углом 90° для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 20$ см, облучавшейся пучками различных ядер: ^1H (2,55 ГэВ), ^2H (2 ГэВ), ^4He (4 ГэВ) и ^6Li (6 ГэВ) [16]. Полученные распределения имеют близкую форму. При этом максимум спектра находится в районе сотен кэВ — 1 МэВ. С повышением энергии нейтронов от 1 до 200 МэВ интенсивность спектра уменьшается примерно на четыре порядка.

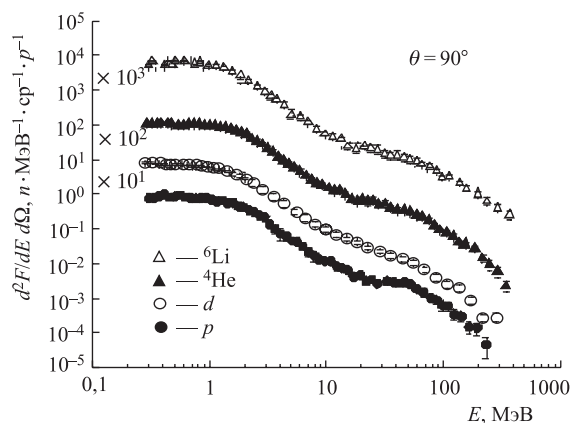


Рис. 16. Энергетические спектры нейтронов, измеренные методом времени пролета под углом 90° при облучении свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 20$ см протонами (2,55 ГэВ), дейтронами (2 ГэВ), ядрами ^4He (4 ГэВ) и ^6Li (6 ГэВ) [16]

Пример энергетических спектров нейтронов, измеренных на пучках тяжелых ионов ускорителя НИМАС с мишенями, толщина которых превышала пробег частиц пучка в веществе мишени, приведен на рис. 17 [66]. На рисунке показаны результаты для углеродной, алюминиевой, медной и свинцовой мишеней, полученные на пучке ядер железа с энергией 400 МэВ/нуклон. Хорошо видно, что жесткость спектров возрастает с уменьшением угла. Характерной особенностью спектров нейтронов для углов, близких к 0° , является наличие широкого максимума в области высоких энергий нейтронов. По-видимому, этот широкий пик в высокоэнергетической части спектра под малыми углами в основном формируется за счет нейтронов-спектаторов налетающего ядра.

В то же время в случае пучка протонов спектры нейтронов, измеренные под углом 0° , имеют несколько иной вид. Так, в эксперименте [33] на пучке протонов с энергией 350 МэВ, облучавших мишени С, Al, Fe и Рb, для всех мишеней была получена слабая зависимость интенсивности спектров от энергии нейтронов в области 50–300 МэВ. Эти спектры не имеют максимума, наблюдаемого в случае ядерного пучка. В качестве примера такого

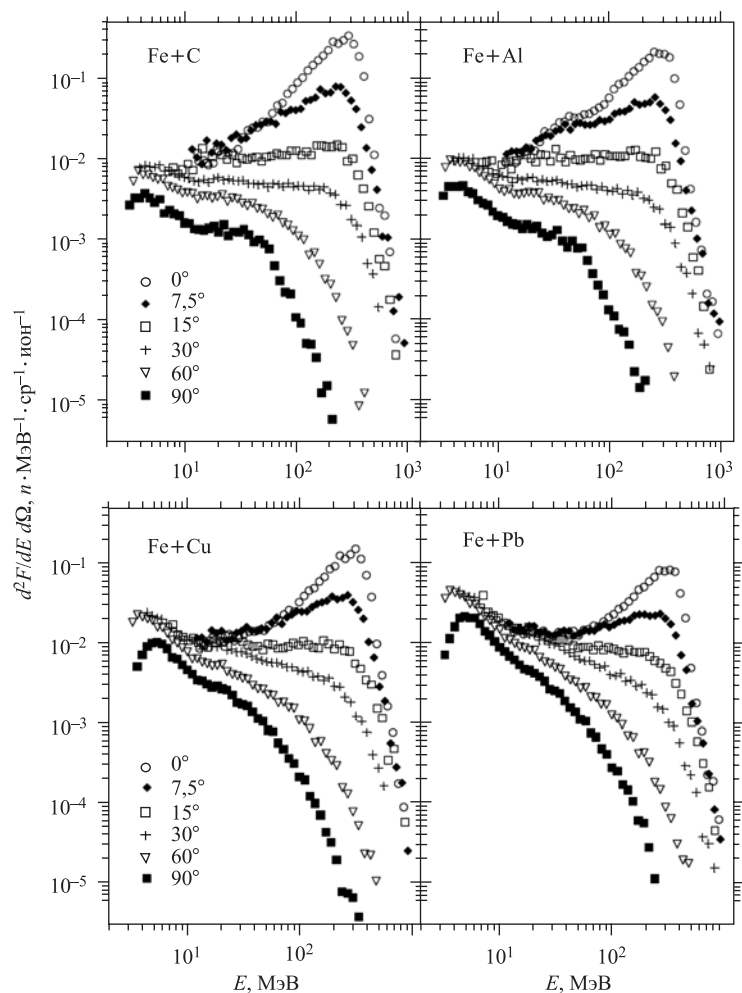


Рис. 17. Спектры нейтронов, испускаемых под различными углами в интервале $0\text{--}90^\circ$ при поглощении ионов Fe с энергией 400 МэВ/нуклон в толстых мишенях С, Al, Cu и Pb [66]

спектра на рис. 18 приведены результаты измерений и расчетов для железной мишени.

Энергетические распределения нейтронов для свинцовой мишени полного поглощения пучка длиной 60–65 см изучались в нескольких экспериментах: активационным методом на пучке протонов с энергией 1 ГэВ в ПИЯФ [44]; методом пороговых детекторов деления и фрагмента-

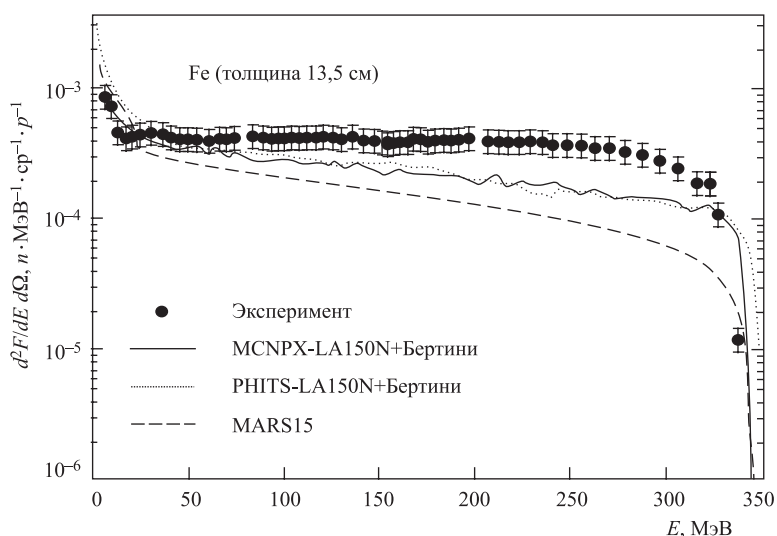


Рис. 18. Измеренный (точки) и вычисленный (кривые) спектры нейтронов под углом 0° из железной мишени, облучаемой протонами с энергией 350 МэВ [33]

ции [12, 47–49] на пучках протонов и дейтронов с энергиями в интервале 1–3,7 ГэВ в ОИЯИ и методом времени пролета, путем сканирования различных участков мишени с помощью системы коллиматоров, при энергиях падающих протонов 0,8, 1,2 и 1,6 ГэВ в Сакле [42].

2.4. Нейтронное поле протяженной свинцовой мишени. Наиболее детально пространственно-энергетические распределения нейтронов для протяженной свинцовой мишени были исследованы в серии экспериментов, выполненных с мишенью диаметром 20 см и толщиной 60 см на пучках протонов и дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ в интервале энергий от 1 до 3,7 ГэВ [12, 47–49]. Такая мишень, по существу, является прототипом мишени нейтронного источника расщепления, в котором кинетическая энергия ускоренных частиц конвертируется в нейтронное излучение.

О распределении высокоэнергетических адронов внутри свинцовой мишени можно судить по результатам измерений, в которых регистрировались события деления ядер свинца с помощью твердотельных трековых детекторов ядер на основе лавсановой пленки [72]. В случае нейтронов эффективный порог реакции $Pb(n, f)$ составляет около 90 МэВ. Детекторы размещались внутри мишени и на ее поверхности. Данные, полученные на пучке протонов с энергией 3,65 ГэВ, приведены на рис. 19. Указанные величины есть количества зарегистрированных событий на площади 1 см^2 на 10^{11} протонов пучка. Кривые показывают различные уровни числа отсчетов внутри мишени и при-

близительно соответствуют распределению высокоэнергетических нейтронов внутри свинцовой мишени. Наибольшая плотность потока приходится на первые 2/3 толщины мишени вблизи ее оси. На боковой поверхности мишени наблюдается широкий максимум в распределении при расстоянии $Z \sim 20$ см от места входа пучка в мишень.

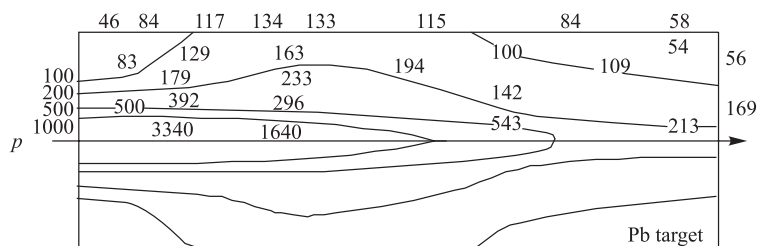


Рис. 19. Распределение числа отсчетов в твердотельных трековых детекторах ядер на основе лавсановой пленки, вызванных в основном делением ядер свинца высокоэнергетическими частицами в свинцовой мишени диаметром 20 см и толщиной 60 см, облучаемой пучком протонов с энергией 3,65 ГэВ [72]. Указанные величины приведены к площади 1 см² и флюенсу частиц пучка 10¹¹ протонов. Кривые проведены на глаз и показывают уровни, соответствующие 100, 200, 500 и 1000 отсчетов/см²/10¹¹p

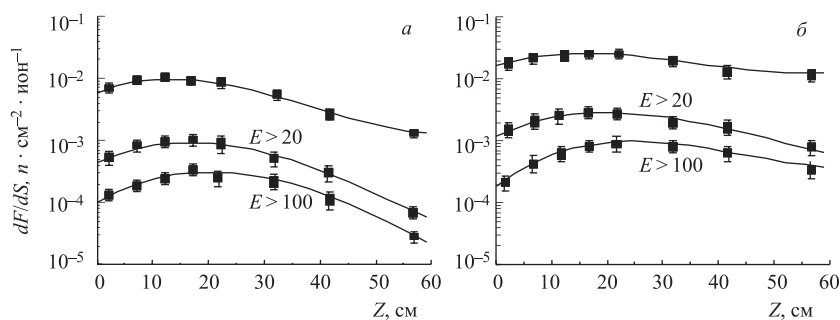


Рис. 20. Измеренные распределения потока нейтронов всех энергий и нейтронов с энергиями выше 20 и 100 МэВ на боковой поверхности свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см на пучке протонов с энергиями 1 ГэВ (а) и 3,65 ГэВ (б) [12, 47–49]: точки — эксперимент; кривые — результат подгонки к экспериментальным данным

Измеренные на боковой поверхности мишени распределения потока нейтронов всех энергий и нейтронов с энергиями выше 20 и 100 МэВ показаны на рис. 20 для энергий налетающих протонов 1 и 3,65 ГэВ. При энергии протонов 1 ГэВ основной вклад в производство нейтронов дает первая половина мишени. Заметим, что для таких протонов толщина мишени приблизительно равна длине ионизационного пробега. Повышение энергии пучка до 3,65 ГэВ

расширяет эффективную область генерации нейтронов уже на всю мишень. Распределения становятся более пологими, и максимум в распределениях высокоэнергетических нейтронов сдвигается в сторону большего расстояния от передней торцевой поверхности мишени.

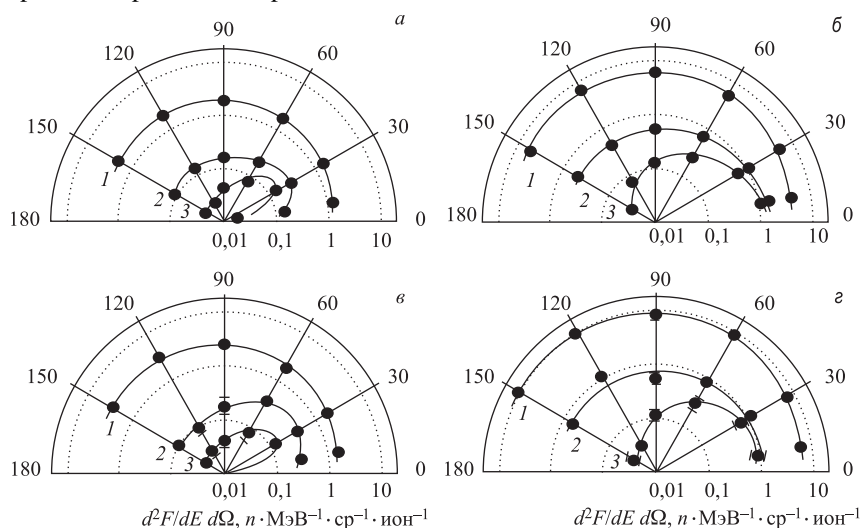


Рис. 21. Угловые распределения всех нейтронов (1), нейтронов с энергией выше 20 МэВ (2) и выше 100 МэВ (3), измеренные для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см на пучке протонов с энергиями 1,0 ГэВ (а) и 3,65 ГэВ (б) и дейтронов с энергиями 1,0 ГэВ (в) и 3,76 ГэВ (г) [12, 47–49]; кривые — результат подгонки к экспериментальным данным

Угловые распределения нейтронов, измеренные на пучках протонов и дейтронов при двух энергиях на расстоянии 1 м от центра мишени, приведены на рис. 21. Если угловое распределение для всех нейтронов слабо зависит от угла, демонстрируя небольшой подъем в области задней полусферы, то эмиссия высокоэнергетических нейтронов имеет существенную угловую зависимость, которая усиливается с повышением энергии пучка. С увеличением энергии испускаемых нейтронов их угловое распределение становится все более узконаправленным вперед. При этом для протонов и дейтронов с энергией 1 ГэВ максимум угловых распределений для нейтронов с $E > 20$ и 100 МэВ приходится на область углов $30 < \theta < 40^\circ$, в то время как при облучении мишени протонами и дейтронами с энергией 3,7 ГэВ выход таких нейтронов монотонно возрастает с уменьшением угла эмиссии.

Высокоэнергетические нейтроны уносят существенную долю энергии пучка из мишени. И их угловое распределение необходимо учитывать при проектировании мишенных устройств и систем мишень–бланкет для более эффективного использования энергии пучка.

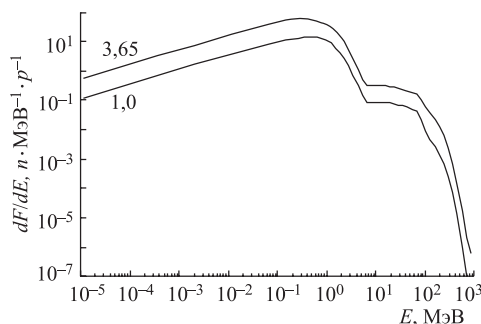


Рис. 22. Энергетические распределения нейтронов для полного телесного угла, измеренные для протяженной свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см методом пороговых детекторов для энергий протонов 1,0 и 3,65 ГэВ [12, 47–49]

Энергетические спектры нейтронов, испускаемых в полный телесный угол, приведены на рис. 22 для протонов двух энергий: 1,0 и 3,65 ГэВ. Спектры получены в результате интегрирования по телесному углу. В целом характер измеренных распределений незначительно отличается от формы нейтронного спектра под углом 90° , полученного для более короткой мишени $\varnothing 20 \times 20$ см. При этом хорошо видно, что интенсивность спектра повышается с энергией частиц пучка. Численные данные, полученные в этих измерениях для средних величин выхода нейтронов, средней энергии нейтронов и уносимой нейтронами энергии, обсуждаются в последующих пунктах этого обзора.

2.5. Множественность нейтронов. Исследования выхода нейтронов из мишеней полного поглощения частиц пучка имеют длинную историю. В различных экспериментах изучалась зависимость выхода нейтронов от материала мишени, ее диаметра, энергии и типа налетающих частиц. С одной стороны, эти данные являются необходимыми для понимания закономерностей процесса образования и размножения нейтронов, с другой стороны, они имеют высокую значимость для оптимизации проектируемых установок на основе источников нейтронов расщепления, а также для тестирования развиваемых компьютерных кодов.

Распределение событий по множественности нейтронов, образуемых в мишенях частицами высоких энергий, исследовалось при энергии протонов, дейтронов и альфа-частиц около 200 МэВ на установке ORION в GANIL [29] и при энергиях от 0,4 до 5 ГэВ (см. табл. 5) с помощью детектора BNB в экспериментах, выполненных в CERN и на ускорителе протонов COSY (Юлих) [24, 50, 51]. Подробному анализу результатов, полученных с детектором BNB, и их сравнению с предсказаниями различных кодов посвящена работа [25].

Измерения в GANIL со свинцовой мишенью диаметром 12 см и толщиной до 25 см показали, что с увеличением толщины мишени значение среднего числа нейтронов на частицу пучка стремится к насыщению, дости-

гая величины примерно 1,44 нейтрона на падающий протон или дейтрон. Это соответствует затрате энергии на производство одного нейтрона 139 МэВ при энергии частиц пучка 200 МэВ, что намного превышает значения, характерные для более высоких энергий.

В экспериментах при более высоких энергиях с детектором BNV изучалось образование нейтронов в мишенях W, Hg, Pb и $U_{\text{деп}}$. Пример измеренных распределений для свинцовых мишеней различной толщины при энергиях падающих протонов 1,22, 2,21, 3,17 и 4,15 ГэВ показан на рис. 23 [50].

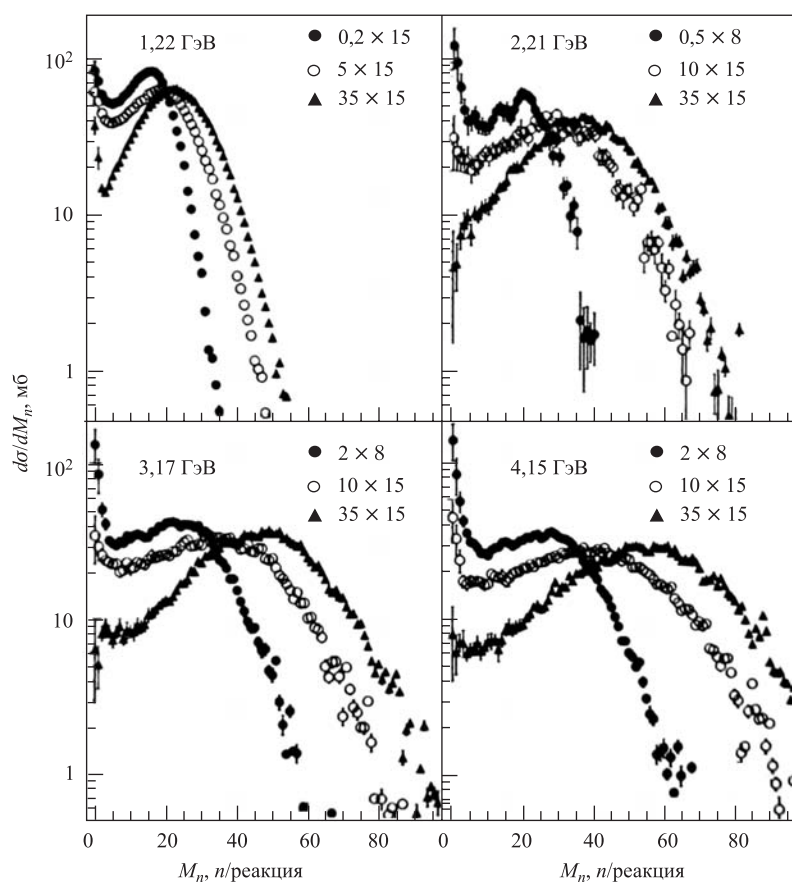


Рис. 23. Распределения для множественности нейтронов для тонкой, промежуточной и толстой свинцовых мишеней, измеренные при четырех энергиях протонов: 1,22, 2,21, 3,17 и 4,15 ГэВ. Измеренное число нейтронов M_n не откорректировано на эффективность регистрации нейтронов. На каждом рисунке размеры мишеней даны в сантиметрах (толщина \times диаметр) [50]

Приведенные экспериментальные данные не корректировались на искажающий эффект, обусловленный энергетической зависимостью эффективности нейтронного детектора.

С увеличением размера мишени распределение уширяется, сдвигаясь в сторону больших M_n . Эти распределения, представленные как вероятность реакции частицы пучка в мишени, хорошо описываются выражением

$$\frac{dP_{\text{реак}}}{dM_n} = \frac{S_B}{T_n} \exp\left(-\frac{M_n}{T_n}\right) + \frac{S_G}{s\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(M_n - M_n^{\text{max}})^2}{2s^2}\right), \quad (5)$$

которое является суммой гауссовского и экспоненциального членов. Последний быстро спадает с ростом M_n , и вклад его уменьшается с увеличением толщины мишени от 30 % в случае тонкой мишени до 3 % для толстой свинцовой мишени $\varnothing 15 \times 35$ см.

С возрастанием энергии падающих протонов все распределения становятся более широкими, перекрывая все больший интервал по множественности нейтронов. Для мишени $\varnothing 15 \times 35$ см с увеличением энергии от 1,22 до 4,15 ГэВ значение M_n^{max} изменяется от 26,7 до 63,8 нейтронов, т. е. более чем в 2 раза. При этом увеличение диаметра мишени от 8 до 15 см приводит к повышению средней множественности нейтронов от 17 до 28 % в зависимости от энергии пучка. Это показывает, что при высокой энергии протонов увеличение диаметра мишени дает заметное увеличение выхода нейтронов.

В то же время чем больше энергия падающих протонов, тем более заметный прирост средней множественности нейтронов на взаимодействие в мишени дает увеличение ее толщины. На рис. 24 показаны результаты эксперимента [24], скорректированные на зависимость эффективности детектора

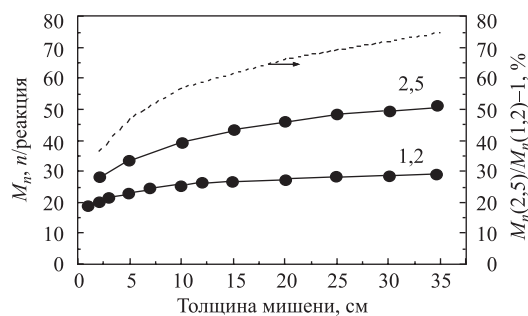


Рис. 24. Значения средних множественностей нейтронов на реакцию для протонов с энергиями 1,2 и 2,5 ГэВ в свинцовой мишени диаметром 15 см в зависимости от ее толщины [24], а также величина отношения средних множественностей нейтронов, полученных для различных энергий протонов. Результаты скорректированы на зависимость эффективности детектора нейтронов от их энергии с помощью данных кода HERMES [25]

нейтронов от их энергии с помощью данных кода HERMES [25]. Средняя множественность нейтронов на реакцию протонов пучка в свинцовой мишени диаметром 15 см монотонно возрастает с толщиной мишени. При этом скорость возрастания тем выше, чем больше энергия налетающих протонов. Так, для энергий протонов 2,5 и 1,2 ГэВ отношение значений средней множественности нейтронов изменяется от 1,37 до 1,75 с увеличением толщины мишени от 2 до 35 см, как это показано на рисунке.

Эксперименты с детектором BNB и мишенями Pb ($\varnothing 15 \times 35$ см) и U_{dep} ($\varnothing 8 \times 40$ см) показали, что протоны, дейтроны и другие адроны дают приблизительно одинаковое среднее число нейтронов в пределах 10 % при равной энергии частицы в интервале 1–6 ГэВ [50]. Это важное наблюдение свидетельствует о независимости образования нейтронов в толстых мишенях от типа адронов пучка. В толстой урановой мишени реакция деления с высокой вероятностью может быть вызвана вторичными частицами различного типа, в большинстве случаев нейтронами, что приводит к значительному росту числа образуемых в мишени нейтронов. Измерения показали, что для выбранных урановой и свинцовой мишеней $\langle M_n^U \rangle / \langle M_n^{Pb} \rangle = 1,5$ и 1,7 при энергии протонов 1,22 и 4,15 ГэВ соответственно.

Средние множественности нейтронов на взаимодействие были также оценены из результатов измерений двойных дифференциальных распределений нейтронов для свинцовых мишеней различного размера, выполненных на синхрофазотроне ОИЯИ [12]. Значения находились путем интегрирования распределений по телесному углу и энергии. В этих измерениях вероятность ядерного взаимодействия для различных свинцовых мишеней варьировалась от единиц процентов до практически полного поглощения протонов пучка. В табл. 6 приведены величины средней множественности нейтронов для тонкой, $8 \times 8 \times 8$ см, $\varnothing 20 \times 20$ и $\varnothing 20 \times 60$ см свинцовых мишеней, полученные при энергиях падающих протонов 2,0 и 2,55 ГэВ. Переход от тонкой к протяженной мишени $\varnothing 20 \times 60$ см дает возрастание нейтронного выхода более чем в два раза за счет эффекта размножения нейтронов в мишени. Увеличение длины мишени от 20 до 60 см приводит к возрастанию числа ядерных взаимодействий вторичных высокоэнергетических частиц и тем самым к приросту числа нейтронов в $\sim 1,5$ раза.

Таблица 6. Средняя множественность нейтронов на взаимодействие протона пучка в мишени для различных свинцовых мишеней и двух энергий протонов. Для мишени $\varnothing 20 \times 60$ см приведен средний выход нейтронов на падающий протон [12]

E_p , ГэВ	Мишень, см			
	Тонкая	$8 \times 8 \times 8$	$\varnothing 20 \times 20$	$\varnothing 20 \times 60$
2,0	$21,8 \pm 3,4$	$25,6 \pm 3,8$	—	$44,2 \pm 5,3$
2,55	—	—	$41,4 \pm 6,2$	$63,5 \pm 7,6$

На рис. 25 показаны результаты измерений для мишеней Pb ($\varnothing 20,4 \times 61$ см) и ^{238}U ($\varnothing 20,4 \times 61$ см), выполненные на пучке протонов с энергиями в диапазоне 0,47–1,47 ГэВ методом замедления более 40 лет назад [73]. Выход нейтронов из урановой мишени вдвое превышает значения, полученные для свинцовой мишени такого же размера. При этом энергетическая зависимость выходов нейтронов в исследованном интервале энергии протонов имеет примерно линейный характер.

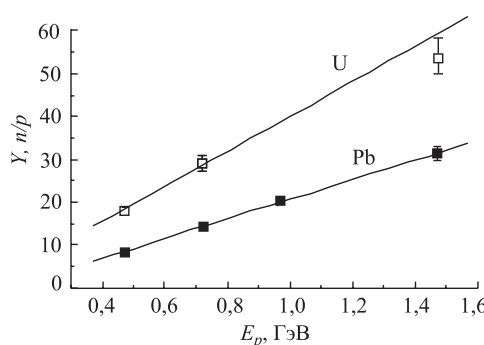


Рис. 25. Энергетические зависимости выхода нейтронов на падающий протон для мишеней Pb ($\varnothing 20,4 \times 61$ см) и ^{238}U ($\varnothing 20,4 \times 61$ см): точки — эксперимент [73]; кривые — линейная аппроксимация

Для определения наиболее эффективного типа частиц пучка для производства нейтронов группой Василькова была проведена серия измерений средних выходов нейтронов при облучении пучками ядер ^1H , ^2H , ^3He , ^4He и ^{12}C свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см [26]. Эти результаты представлены на рис. 26, где показаны средний выход нейтронов, приведенный на один нуклон ядра пучка, в зависимости от энергии, затраченной на ускорение одного нуклона ядра-снаряда. Видно, что увеличение числа нуклонов в налетающем

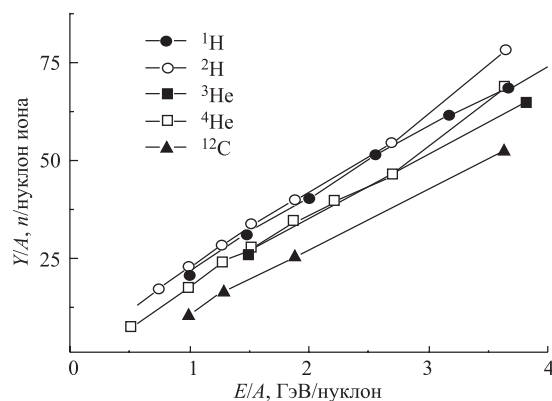


Рис. 26. Энергетические зависимости для среднего выхода нейтронов, приходящегося на нуклон ядра пучка, для ионов ^1H , ^2H , ^3He , ^4He и ^{12}C и свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см [26]: точки — эксперимент, кривые проведены через экспериментальные точки

ядре не приводит к возрастанию выхода нейтронов в свинцовой мишени, пересчитанного на один нуклон иона пучка. Наоборот, с повышением заряда налетающего иона средний выход нейтронов на падающий нуклон уменьшается. А для ядер с одинаковым зарядом, но отличающихся массой, таких как ^1H и ^2H или ^3He и ^4He , величина выхода имеет близкие значения. Выполненное сравнение показывает, что наиболее эффективными для производства нейтронов являются ядра изотопов водорода.

Результаты измерений методом пороговых детекторов среднего выхода нейтронов на падающую частицу пучка для протяженной свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см представлены в табл. 7 для пяти энергий протонов и трех энергий дейтронов в интервале 1–3,7 ГэВ [12]. Приведены значения для полного выхода нейтронов, а также для выхода высокоэнергетических нейтронов с $E > 20$ МэВ.

Таблица 7. Средний выход нейтронов на падающую частицу пучка для нейтронов всех энергий Y и нейтронов с энергиями выше 20 МэВ Y_{20} , полученный на пучках протонов и дейтронов для протяженной свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см в [12]

E_p , ГэВ	Y , n/p	Y_{20} , n/p	E_d , ГэВ	Y , n/d	Y_{20} , n/d
0,994	$24,1 \pm 2,9$	$2,1 \pm 0,4$	1,03	$24,9 \pm 4,0$	$1,7 \pm 0,3$
2,0	$44,2 \pm 5,3$	$4,7 \pm 0,8$	1,98	$58,5 \pm 9,4$	$4,1 \pm 0,8$
2,55	$63,5 \pm 7,6$	$5,8 \pm 1,0$	—	—	—
3,17	$71,6 \pm 8,6$	$6,8 \pm 1,2$	—	—	—
3,65	$80,6 \pm 9,7$	$8,5 \pm 1,5$	3,76	$98,9 \pm 15,8$	$8,2 \pm 1,6$

Полученные значения среднего выхода нейтронов для пучка протонов на 15 % выше результатов измерений методом замедления [26], где не учитывалась утечка высокоэнергетических нейтронов из полиэтиленового блока замедлителя. В то же время следует отметить, что данные [12], как и результаты измерений с детектором VNB [24, 50, 51], хорошо воспроизводятся кодом HERMES [25]. Для данной мишени измерения методом замедления также были выполнены в КЕК при энергии протонов 12 ГэВ, где были введены поправки на утечку нейтронов и их размножение в веществе установки [54]. Подгонка к результатам измерений [12] и [54] дает следующую энергетическую зависимость среднего выхода нейтронов для мишени Pb ($\varnothing 20 \times 60$ см) в интервале энергий протонов 1–12 ГэВ:

$$Y = -13,08 + 37,21 E_p^{0,7}. \quad (6)$$

В экспериментах Василькова [26] и КЕК [54] были также получены данные для свинцовой мишени диаметром 10 см. Экспериментальные результаты для обеих свинцовых мишеней, включая данные измерений [41, 73] и аппроксимирующее выражение (6), показаны на рис. 27.

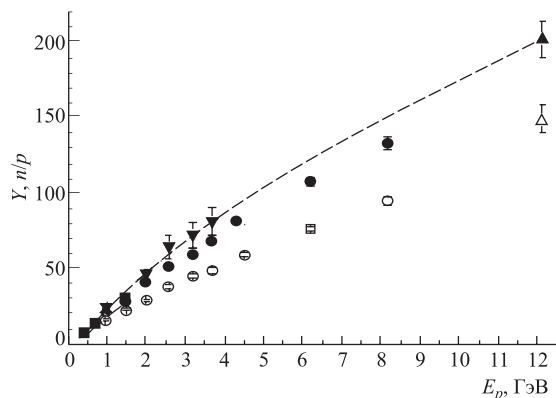


Рис. 27. Средний выход нейтронов на падающий протон для свинцовых мишеней длиной 60 см и диаметрами 10 см (сплошная кривая — [41]; \circ — [26]; \triangle — [54]) и 20 см (\blacksquare — [73]; \bullet — [26]; \blacktriangledown — [12]; \blacktriangle — [54]) в интервале энергий 0,5–12 ГэВ. Штриховая кривая — зависимость (6)

Сравнение результатов, полученных для мишеней различного диаметра, показывает, что увеличение диаметра от 10 до 20 см приводит к возрастанию выхода нейтронов на 38 % в интервале энергии протонов 1–12 ГэВ. Столь значительное приращение величины Y указывает на то, что энергетический спектр вторичных частиц (прежде всего нейтронов) является жестким и новые ядерные взаимодействия в мишени большего диаметра приводят к существенному умножению числа нейтронов.

То, что основную роль в производстве нейтронов в свинцовой мишени диаметром 20 см при энергиях протонов выше 1,25 ГэВ играет процесс размножения нейтронов в мишени, демонстрирует рис. 28. Здесь одновременно с полным средним выходом нейтронов, описываемым выражением (6), показан выход нейтронов, образуемых в первичных взаимодействиях протонов

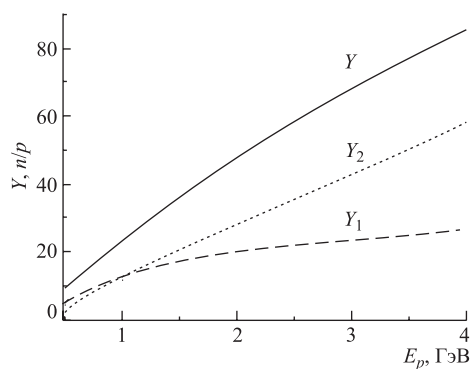


Рис. 28. Энергетическая зависимость средних величин полного выхода нейтронов Y (сплошная кривая), выхода нейтронов в первичных $p + \text{Pb}$ -взаимодействиях в мишени Y_1 (штриховая) и приращения числа нейтронов во вторичных взаимодействиях Y_2 (пунктирная) для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см, облучаемой пучком протонов

пучка с ядрами свинца в мишени (штриховая), и приращение, вызванное образованием нейтронов во вторичных взаимодействиях (точечная кривая). Среднее число нейтронов, рождаемых протонами пучка, вычислялось с помощью энергетической зависимости множественности нейтронов в $p + \text{Pb}$ -взаимодействиях (4).

Роль процесса размножения нейтронов с увеличением энергии падающих протонов возрастает, что приводит к монотонному росту величины Y с энергией пучка. Уже при энергии 3,5 ГэВ его вклад в полный выход нейтронов в среднем вдвое превышает число нейтронов от первичных взаимодействий.

Обсуждая зависимость множественности генерируемых нейтронов от диаметра и толщины мишени, следует подчеркнуть, что дальнейшее существенное увеличение размеров мишени в конечном счете приведет к падению выхода быстрых нейтронов. В качестве примера на рис. 29 показана история развития нейтронного ливня в квазibesконечной свинцовой мишени эксперимента TARC ($\varnothing 330 \times 300$ см) для одиночного падающего протона с энергией 2,7 ГэВ, полученная путем моделирования [46]. Там же для сравнения показаны размеры мишени $\varnothing 20 \times 60$ см, обсуждавшейся ранее. Хорошо видно, что в случае очень больших размеров мишени только в редких случаях нейтронам удастся покинуть ее объем. Подавляющая часть нейтронов замедляется и поглощается в свинцовой мишени.

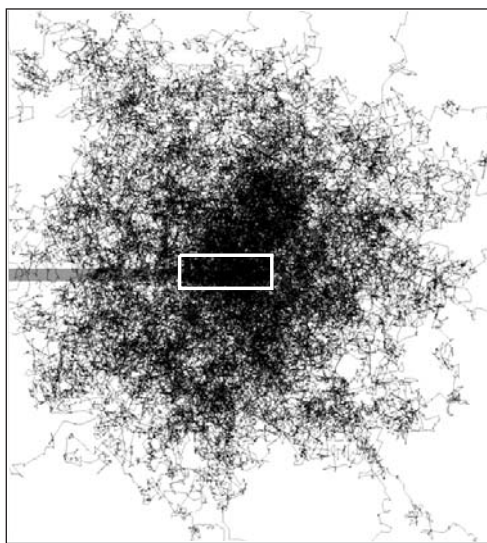


Рис. 29. Моделирование вторичного нейтронного ливня, вызванного одиночным протоном с энергией 2,7 ГэВ в свинцовой мишени установки TARC [46]. Путь нейтронов прослеживался до момента их выхода из мишени или поглощения. Белый прямоугольник показывает для сравнения мишень размером $\varnothing 20 \times 60$ см

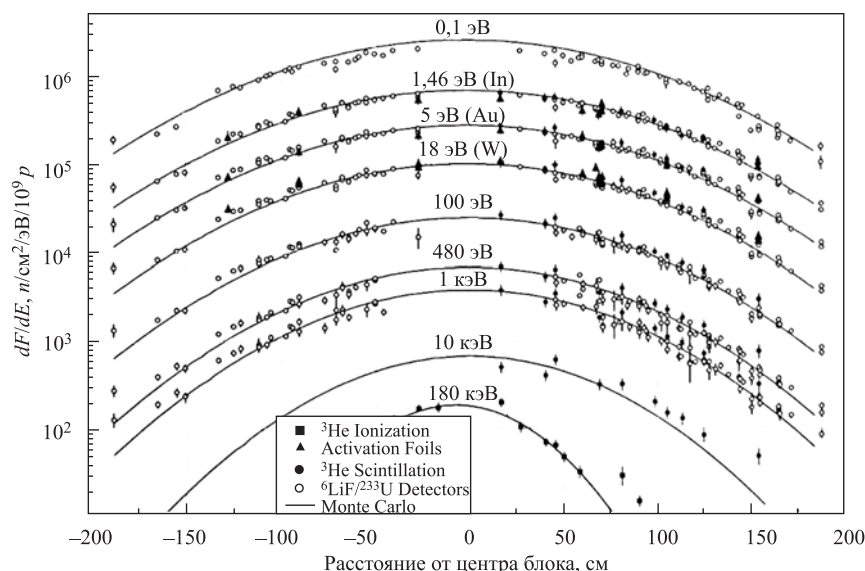


Рис. 30. Изменение флюенса нейтронов как функция расстояния от центра свинцового блока эксперимента TARC для нескольких выбранных энергий: точки — эксперимент; кривые — результат моделирования [74]

Распределение флюенса нейтронов внутри свинцового блока эксперимента TARC для нескольких выбранных энергий показано на рис. 30 в зависимости от расстояния от центра блока, куда вводится пучок протонов. Все показанные зависимости хорошо описываются распределением Гаусса. При этом с ростом энергии нейтронов оно сужается, и высокоэнергетические нейтроны концентрируются непосредственно вблизи области взаимодействия пучка протонов с мишенью.

2.6. Протоны или дейтроны, или какой пучок наиболее выгоден для производства нейтронов? Вопрос о том, пучки каких частиц, протонов или дейтронов, дают наибольший выход нейтронов, имеет большую историю и обсуждается уже в течение многих десятков лет.

Ранее уже отмечалось, что эксперимент в GANIL [29], в котором протоны и дейтроны с энергией 200 МэВ облучали свинцовую мишень $\varnothing 12 \times 25$ см, дал одинаковые величины средней множественности образующихся нейтронов для различного типа падающих частиц. А в другом эксперименте [50] выход нейтронов исследовался для свинцовой мишени $\varnothing 15 \times 35$ см при более высоких энергиях 1–6 ГэВ, и было обнаружено 10%-е преимущество дейтронов над протонами. При этом погрешность измерений составляет примерно такую же величину.

Наиболее систематическое изучение этой проблемы было проведено на пучках протонов и дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ тремя различными методами — замедления [26], времени пролета и пороговых детекторов [12]. Использованные свинцовые мишени различались по поперечному сечению, а толщина варьировалась от 0,7 до 60 см (см. табл. 3).

Измеренные на времяпролетном спектрометре двойные дифференциальные выходы нейтронов для свинцовой мишени $8 \times 8 \times 8$ см при энергии протонов и дейтронов 2 ГэВ и для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 20$ см при энергиях протонов 2,55 ГэВ и дейтронов 2 ГэВ показаны на рис. 31, *a* и *б* соответственно. Как и в случае тонкой мишени, дейтроны дают несколько меньший выход нейтронов под большими углами по сравнению с протонами

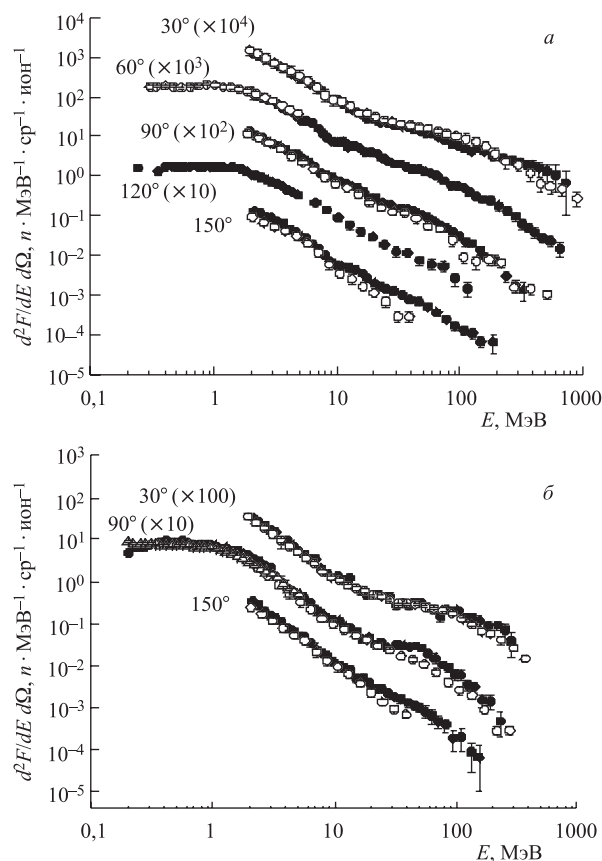


Рис. 31. Энергетические спектры нейтронов, измеренные на пучках протонов (●) и дейтронов (○, △) для различных углов и свинцовых мишеней $8 \times 8 \times 8$ см (*a*) и $\varnothing 20 \times 20$ см (*б*) [12]

близкой энергии, но, в целом, полученные распределения близки и их локальные расхождения сравнимы с экспериментальными погрешностями.

Для протяженной свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см распределения потока нейтронов различных энергетических групп на боковой поверхности мишени и под различными углами к направлению пучка на расстоянии 1 м от центра мишени изучались в [12]. В качестве примера на рис. 32 показаны распределения потока всех нейтронов и нейтронов с энергией выше 20 МэВ на боковой поверхности мишени, измеренные на пучках протонов и дейтронов с энергией 2 ГэВ. Дейтроны дают несколько большие значения потока нейтронов, чем протоны той же энергии. В то же время для высокоэнергетической части спектра различие практически отсутствует.

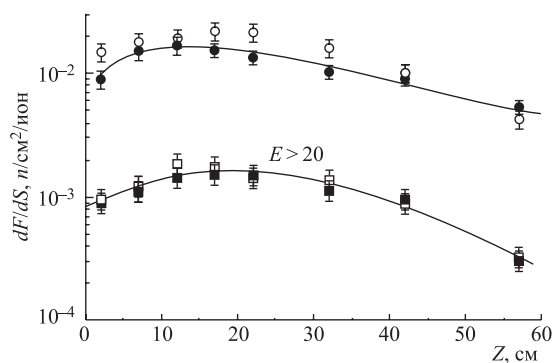


Рис. 32. Распределения потока нейтронов вдоль боковой поверхности протяженной свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см для энергии пучка протонов и дейтронов 2,0 ГэВ: ●, ○ — для всех нейтронов; ■, □ — для нейтронов с энергией выше 20 МэВ (темные и светлые символы относятся к пучкам протонов и дейтронов соответственно), кривые получены путем подгонки к результатам измерений на пучке протонов

Угловые распределения нейтронов, приведенные на рис. 21, также имеют незначительные отличия.

Анализ средних значений для выходов нейтронов из протяженной свинцовой мишени, приведенных в табл. 7, показывает, что средняя величина отношения Y^d/Y^p составляет примерно 1,19. Однако выходы высокоэнергетических нейтронов практически совпадают.

Близкое значение 1,15 для отношения Y^d/Y^p получается из анализа результатов измерений методом замедления [26] для несколько более широкой области энергий частиц пучка.

Таким образом, рассматривая выход нейтронов из протяженной свинцовой мишени в области энергий частиц пучка выше 1 ГэВ, можно сделать вывод, что дейтроны имеют некоторое небольшое преимущество $\approx (15 \pm 5) \%$ перед протонами той же энергии. При этом выходы высокоэнергетических

нейтронов для пучков протонов и дейтронов близки по величине. Это говорит о том, что нейтроны, производимые протонами, имеют более жесткий энергетический спектр, чем в случае пучка дейтронов той же энергии.

В работе [75] этот вопрос исследовался путем моделирования, с использованием кодов LANET и MCNP. Было показано, что при энергии 1 ГэВ преимущество дейтронов над протонами составляет примерно 30, 20 и 10 % для легкой (Be), промежуточной (Fe) и тяжелой (U) мишеней соответственно. Это хорошо согласуется с вышеприведенной экспериментальной оценкой.

Энергетические характеристики нейтронного излучения для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см и трех энергий протонов и дейтронов приведены в табл. 8 [12]. Величины средней энергии нейтронов $\langle E \rangle$, кинетической энергии нейтронного излучения E_{kin} и энергии W , затраченной на образование нейтронов с учетом энергии связи, возрастают с энергией пучка E_{beam} .

Таблица 8. Энергетические характеристики нейтронов для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см при трех различных энергиях налетающих протонов и дейтронов

E_{beam} , ГэВ	$\langle E \rangle$, МэВ	E_{kin} , МэВ	E_{kin}/E_{beam} , %	W , МэВ	W/E_{beam} , %
Протоны					
0,994	8,82	213	21,3	382	38,2
2,0	11,6	513	25,6	822	41,1
3,65	13,7	1106	30,3	1670	45,6
Дейтроны					
1,03	6,52	162	15,7	336	32,6
1,98	7,87	460	23,2	870	43,9
3,76	10,4	1025	27,3	1717	45,7

Приведенные результаты показывают, что протоны производят нейтроны с более высокой средней энергией, чем дейтроны. Это приводит к тому, что в случае протонов, несмотря на несколько меньший средний выход нейтронов, мы имеем несколько большую величину кинетической энергии нейтронного излучения из мишени. С увеличением энергии пучка до 3,7 ГэВ доля энергии пучка, идущая на кинетическую энергию нейтронного излучения, повышается до 30 %. При этом полная энергия, затрачиваемая на образование свободных нейтронов, стремится к 50 % с ростом энергии частиц пучка.

Суммируя вышесказанное, можно сделать вывод, что дейтроны не дают какого-либо существенного преимущества перед протонами для производства нейтронов в толстых тяжелых мишенях в области энергий выше 1 ГэВ. Для более сложных составных мишеневых систем, таких как сборка из обедненного урана вокруг свинцовой мишени нейтронов расщепления, по-видимому, также не следует ожидать какого-либо практически значимого преимущества дейтронов перед протонами вследствие возрастания средней множественности нейтронов в реакциях $n + U$ с увеличением энергии налетающих нейтронов.

Напомним, что протоны производят более жесткий спектр нейтронов, чем дейтроны той же энергии.

2.7. Оптимальная энергия пучка для производства нейтронов. Для протяженной однородной мишени выход нейтронов зависит от энергии налетающих протонов, диаметра, длины и материала мишени. Ранее было показано, что с повышением энергии протонов заметного возрастания среднего выхода нейтронов можно достичь путем некоторого увеличения диаметра и протяженности мишени. Следует отметить, что при обсуждении значения оптимальной энергии пучка часто опираются на данные, полученные для свинцовой мишени фиксированного размера $\varnothing 20 \times 60$ см. В этом случае значение оптимальной энергии протонов пучка составляет около 1,2 ГэВ и соответствует образованию в среднем 24,4 нейтронов на протон и на 1 ГэВ энергии пучка.

Важным результатом, полученным в измерениях в ОИЯИ [12], является указание на то, что с повышением энергии пучка возрастает относительная доля высокоэнергетических нейтронов, угловое распределение которых направлено вперед по направлению пучка (см. рис. 21). При этом, согласно данным табл. 8, средняя энергия нейтронов и величина отношения E_{kin}/E_{beam} непрерывно возрастают с энергией пучка. Такие нейтроны способны вызвать новые ядерные взаимодействия с образованием следующего поколения нейтронов, например, в реакциях (n, xn) и (n, f) . Одновременно возрастает и доля высокоэнергетических заряженных частиц, покидающих мишень, которые также способны увеличить выход нейтронов в новых взаимодействиях.

Таким образом, как показано на рис. 33, для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см наблюдаются различные тенденции для средних величин выхода нейтронов и кинетической энергии нейтронов на единицу энергии пучка протонов. Первая величина имеет широкий максимум в области 1,2 ГэВ и монотонно уменьшается с дальнейшим ростом энергии протонов. Вторая же

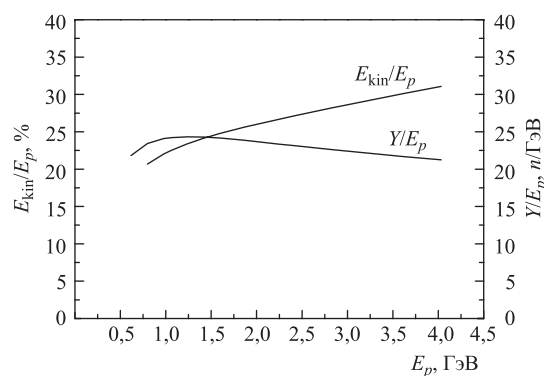


Рис. 33. Отношения среднего выхода нейтронов и средней кинетической энергии нейтронного излучения к энергии протонов для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см. Кривые получены путем подгонки к экспериментальным данным

величина не обнаруживает максимума и плавно возрастает с энергией пучка в рассматриваемом интервале.

Как показано в табл. 8, при энергии протонов $\approx 3,7$ ГэВ средняя энергия испускаемых нейтронов почти достигает ≈ 14 МэВ, а их полная кинетическая энергия $E_{\text{kin}} = 1,1$ ГэВ, что составляет примерно 30% от энергии протонов пучка. Еще часть энергии уносится из мишени заряженными частицами. Поэтому представляется важным попытаться использовать эту большую величину утекающей из мишени энергии для производства нейтронов за пределами мишени расщепления, например, в окружающем ее толстом слое из бериллия, обедненного урана или других актинидов.

До сих пор рассматривались результаты исследований с однородными толстыми мишенями. В то же время представляется естественным попытаться увеличить выход нейтронов из мишени расщепления путем их дальнейшего размножения в специальном бланкете, окружающем мишень, используя высокое значение средней энергии вылетающих нейтронов.

Все, что говорилось выше, относится собственно к однородным мишеням нейтронов расщепления. Более сложные мишенные устройства, представляющие собой сборки из различных материалов, требуют отдельного исследования. Вопрос о зависимости выхода нейтронов и их характеристик от конструкции составной мишени, энергии и типа частиц пучка в настоящее время является мало изученным и представляет большой интерес. Необходимо отметить, что эти зависимости могут существенно отличаться от тех, что получены для однородных толстых мишеней. Прямое распространение сделанных ранее выводов на случай сложных мишенных устройств, по-видимому, не является достаточно корректным.

Более 50 лет назад эту проблему начали изучать в ОИЯИ на пучке протонов синхроциклотрона ОИЯИ с энергиями до 660 МэВ [76, 77]. Была выполнена серия экспериментов с целью изучения размножения нейтронов в системах Pb-U и Pb-Be-графит/вода. Новые эксперименты планировалось осуществить на выведенном пучке ионов водорода с энергиями от 0,7 до 2,5 ГэВ синхрофазотрона ОИЯИ на установке, созданной группой Василькова [49, 78]. Установка представляла собой большую мишень из обедненного урана диаметром 1,2 м, длиной 1 м и массой 22 т и имела отверстие диаметром 20 см вдоль оси для установки первичной мишени нейтронов расщепления. В качестве первичной мишени предполагалось применить цилиндры из Pb, Pb-Bi, Th и U. Внутренняя и внешняя мишени имели небольшие отверстия для размещения детекторов. В измерениях предполагалось использовать активационные детекторы, трековые детекторы ядер на основе лавсановой пленки вместе с тонкими слоями $^{235,238}\text{U}$, ^{237}Np , ^{232}Th , ^{209}Bi , ^{27}Al и пробойные кремниевые детекторы с тонкими слоями актинидов. Последние детекторы позволяли проводить измерения сразу во время облучения, регистрируя осколки деления, выходящие из слоев актинидов. К сожалению, на-

меченные измерения не были выполнены в связи с возникшими трудностями по дальнейшему финансированию проекта.

Впоследствии часть этой широкой программы была реализована в ходе эксперимента FEAT в CERN [79], в котором использовалась демонстрационная установка на основе сборки из стержней обедненного урана, помещенных в водяной замедлитель. Заметим, что использованная система мишень–бланкет не была оптимальной с точки зрения получения максимального выхода нейтронов. Несмотря на это, эксперимент показал, что величина выделяемой энергии за счет деления ядер урана нейтронами практически линейно возрастает с энергией падающих протонов в интервале 1–3 ГэВ. Этот результат косвенно поддерживает предположение, что специально сконструированные системы мишень–бланкет могут иметь значительно более высокую величину оптимальной энергии протонов пучка для эффективного производства нейтронов, чем в случае однородной цилиндрической мишени.

Следует также отметить новый проект в ОИЯИ «Энергия плюс трансмутация», где исследуется сборка Pb–U, в которой свинцовая мишень имеет диаметр 84 мм и протяженность сборки по пучку составляет около 48 см [80]. Целью эксперимента является получение новых данных, необходимых для проектирования установок, использующих электроядерный способ производства энергии. Вероятно, с точки зрения генерации нейтронов геометрия такой сборки не является оптимальной, однако полученный опыт и данные, несомненно, будут полезными для постановки следующих экспериментов. Сейчас проект находится на стадии реализации.

3. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ РАСЩЕПЛЕНИЯ В ПРИРОДЕ

3.1. Космические частицы высоких энергий. Состав ядерной компоненты космических лучей на 87 % определяется ядрами водорода (протонами). Следующей по распространенности компонентой (12 %) являются ядра гелия (α -частицы), а все другие элементы дают вклад только около 1 % [81].

Галактические космические лучи (GCR) являются наиболее жесткой составляющей, их энергетический спектр простирается согласно результатам выполненных измерений до 10^{21} эВ. Интенсивность частиц быстро падает с повышением энергии в области выше 1 ГэВ и уже при 100 ГэВ поток частиц составляет примерно $1 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Относительный поток космических лучей как функция заряда ядер представлен на рис. 34 [82].

Поток GCR имеет наибольшую интенсивность в области от 100 МэВ до 10 ГэВ/нуклон, и энергетический спектр ядер является более жестким, чем тепловой. Это означает, что частицы на своем пути в космическом пространстве испытывают определенное ускорение. В первом приближении поток высокоэнергетических космических лучей можно рассматривать как изотропный вблизи Земли.

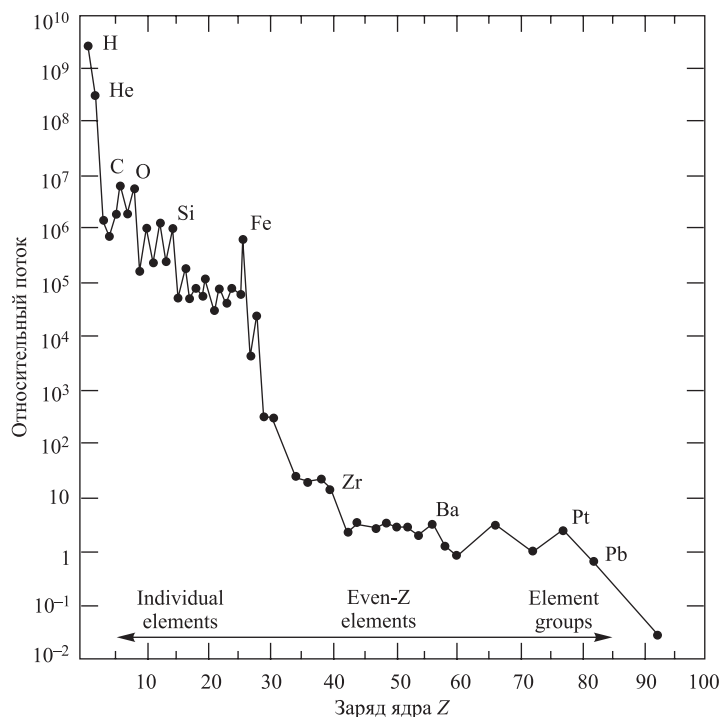


Рис. 34. Относительный поток галактических космических лучей при энергии ~ 2 ГэВ/нуклон как функция заряда ядер (R. A. Mewaldt, 1988) [82]

Высокоэнергетическая часть спектра GCR может быть аппроксимирована степенной зависимостью

$$I(E) \propto E^{-\gamma} \text{ (см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ГэВ}^{-1}\text{)}, \quad (7)$$

где γ — спектральный индекс. При энергиях ниже 20–50 ГэВ наблюдается отклонение от степенного закона ввиду эффекта солнечной модуляции. В интервале 10^{10} – 10^{15} эВ спектральный индекс имеет значение $\gamma \approx 2,7$, а при более высоких энергиях $\gamma \approx 3,1$.

Взаимодействуя с веществом в космосе (поверхностью Луны и планет, материалами космических кораблей и станций, а также с атмосферой Земли), GCR порождают радиационное поле, состоящее в значительной степени из нейтронов.

3.2. Программа NASA. Для изучения рисков здоровью, вызванных радиацией при полетах в дальнем космосе, агентство NASA (National Aeronautics and Space Administration, США) разработало специальную программу [83]. Ее

целью на первом этапе является исследование радиационного поля, в котором будут находиться астронавты и исследователи во время длительных миссий к другим планетам, в частности, для подготовки к полету на Марс.

Если проектирование защиты от низкоэнергетических частиц, выбрасываемых Солнцем, является реализуемой инженерной задачей, то защититься полностью от GCR с помощью установки дополнительной защиты является нетривиальной проблемой. Ядерная компонента, составляя только 1 % GCR, обладает высокой ионизирующей и проникающей способностью и, как ожидается, дает существенный вклад в эквивалентную дозу [84]. В принципе, с увеличением толщины защиты доза должна уменьшаться. Однако при этом вклад в дозу от вторичных нейтронов увеличивается. Было найдено, что примерно 30 % дозы, получаемой астронавтами (например, на международной космической станции), поступает от альbedo нейтронов и вторичных нейтронов от взаимодействий в защите [85]. Проведенные оценки показали, что в сценариях с толстой защитой, например, жилища на Луне или Марсе, сделанного из местных материалов, нейтроны могут дать выше 50 % эквивалентной дозы [86, 87]. Таким образом, для принятия оптимальных и аргументированных решений по радиационной защите необходимо понимание биологических эффектов, вызываемых первичными тяжелыми ионами, и наличие надежных оценок радиационного поля, порождаемого взаимодействием этих ядер с защитой и биологической тканью.

Ядра GCR, проходя через мишень (оболочку космического корабля), испытывают ядерные взаимодействия, приводящие к их фрагментации на более легкие заряженные частицы и нейтроны. Создание базы ядерных данных, необходимых для развития компьютерных кодов, моделирования этих взаимодействий и радиационной защиты, оценки радиационных эффектов и дозы, является важнейшим этапом программы NASA. С этой целью в последние годы была создана специальная радиационная лаборатория (NASA Space Radiation Laboratory) на выведенном ядерном пучке бустера ускорителя AGS/BNL, производящего пучки широкого набора ядер в интервале энергий от 0,05 до 3 ГэВ/нуклон [88, 89]. Запланировано также большое число экспериментов на пучке ускорителя SIS/GSI [90].

Характеристики нейтронов при облучении материалов космического корабля протонами с энергиями 200, 350 и 500 МэВ изучались в TRIUMF и IUCF [91]. Обзор нейтронных данных, полученных на ядерных пучках, приводится в [92].

Параллельно при поддержке NASA создана группа по развитию кода для моделирования транспорта радиации для космических приложений на базе кодов HETC, FLUKA, HZETRN и 3D NMOL [93].

3.3. Нейтроны в атмосфере. Экипажи современных лайнеров, совершающих полеты на большой высоте, также подвержены радиации, создаваемой GCR. Для определения уровня получаемой дозы облучения в рамках между-

народного сотрудничества Atmospheric Ionizing Radiation Project, в котором участвует 15 лабораторий, были выполнены тщательные радиационные измерения с помощью 14 различных инструментов в верхних слоях атмосферы на самолете NASA ER-2 [94]. Основным инструментом был чувствительный мультисферный нейтронный спектрометр с расширенным диапазоном энергии. Его отклики вычислялись вплоть до 100 ГэВ с использованием кода MCNPX 2.5.d с улучшенными ядерными моделями, включая эффекты, вызванные конструкционными материалами самолета. Расчеты спектров протонов, π -мезонов и легких ядер, образуемых GCR в атмосфере, использовались для коррекции результатов измерений. Восстановление спектра нейтронов проводилось с помощью кода MAXED 3.1. В результате были получены данные по энергетическому распределению нейтронов от тепловой области до энергии выше 10 ГэВ, полному флюенсу нейтронов, нейтронным дозовым характеристикам и изучены их зависимости от высоты полета и магнитного поля Земли.

Моделирование ливней высокоэнергетических частиц, порождаемых взаимодействием GCR с ядрами атмосферы, с помощью кода GEANT4, развиваемого в CERN, показало, что нейтроны высоких энергий дают вклад около 70 % в нейтронную эффективную дозу, что соответствует от 35 до 60 % полной дозы на высоте полета самолета [95].

3.4. Нейтроны в земной коре. Высокоэнергетические мюоны, которые являются в основном продуктом распада заряженных π -мезонов в адронных ливнях, порождаемых космическими лучами в атмосфере, обладают очень высокой проникающей способностью и, достигая поверхности Земли, проникают глубоко в земную кору. Взаимодействия мюонов с ядрами земной коры приводят к рождению новых ядерно-активных частиц, где одной из наиболее важных компонент являются нейтроны, энергетический спектр которых простирается до десятков ГэВ. Интенсивность потока таких нейтронов уменьшается с глубиной медленнее, чем интенсивность потока мюонов, так как с увеличением глубины возрастает средняя энергия мюонов. Анализ результатов экспериментальных исследований по изучению характеристик нейтронов, образуемых мюонами на глубинах от 25 до 5200 м в. э. [96], показал, что такие нейтроны можно разделить на две группы:

- 1) нейтроны прямой генерации, образуемые непосредственно мюонами во взаимодействиях с ядрами;
- 2) вторичные нейтроны, производимые в адронных и электромагнитных ливнях, порождаемых мюонами.

Вклад каждой группы в полный выход нейтронов зависит от средней энергии мюонов на данной глубине.

Множественность нейтронов первой группы, по сравнению с генерацией вторичных нейтронов, слабо зависит от энергии мюонов при их средней энергии выше 1 ГэВ. Таким образом, абсолютный вклад реакций прямой генера-

ции в полный выход нейтронов начиная с глубины ~ 1000 м в. э. становится практически постоянным. Однако их относительный вклад падает из-за быстрого нарастания роли процессов образования вторичных нейтронов.

Было найдено, что с увеличением глубины в интервале 25–5200 м интенсивность мюонов I_μ падает от $2,7 \cdot 10^{-3}$ до $1,5 \cdot 10^{-9}$ $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$, их средняя энергия повышается от 16,7 до 385 ГэВ, а выход нейтронов на мюон возрастает с 0,47 до 5,3 $1/(\text{г}/\text{см}^2)$. Поток нейтронов с энергиями от 20 до 90 МэВ на глубине H , выраженной в м в. э., хорошо описывается формулой

$$\Phi_n(H) = 0,84 I_\mu(H) E_\mu^{0,75}(H) \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (8)$$

где средняя энергия мюонов E_μ выражена в ГэВ.

Поток нейтронов с энергией выше 700 МэВ с увеличением глубины от 650 до 7600 м в. э. падает с $2 \cdot 10^2$ до $1,5 \cdot 10^{-2}$ $\text{м}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}$.

В экспериментах на подземных детекторах, связанных с поиском редких процессов, предсказываемых теорией, высокоэнергетические нейтроны посредством упругих и неупругих взаимодействий с ядрами способны имитировать искомые события, внося заметный вклад в фон.

4. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ РАСЩЕПЛЕНИЯ В СОВРЕМЕННЫХ ПРИЛОЖЕНИЯХ

4.1. Мощные источники нейтронов расщепления. Интерес к источникам нейтронов расщепления и нейтронным данным в области высоких энергий прежде всего обусловлен их большой значимостью для целого ряда быстро развивающихся современных приложений в области высоких технологий с применением ускорителей. По назначению источники нейтронов расщепления можно разбить на три группы:

- Источники для выполнения научных исследований с целью получения новых ядерных данных в широкой области энергий нейтронов вплоть до сотен МэВ. Примерами являются установки WNR в LANL, ГНЕЙС в ПИЯФ и n_TOF в CERN.

- Источники для установок, генерирующих сверхинтенсивные пучки медленных нейтронов для научных и прикладных исследований. Примерами могут служить установки действующие — SINQ PSI (Швейцария), SIS RAL (Англия), SNS ORNL (США), J-PARC KEK (Япония), строящиеся и проектируемые — ESS (европейский источник, Швеция), CSNS (Китай), ISNS (Индия).

- Источники для генерации нейтронов в глубоко подкритических ADS-установках. Примерами являются проекты CERN, США, Японии и Китая.

Прогресс в создании мощных источников нейтронов на базе ускорителей связан с развитием трех различных классов ускорительных установок с протонным пучком высокой мощности: установок с незатухающей волной (CW) на базе циклотронов или линейных ускорителей высокой энергии и большой мощности [97, 98] (например, действующий в PSI изохронный циклотрон с пучком мощностью 1,2 МВт при энергии 590 МэВ [99]); установок (LP) с импульсом большой длительности (мс) на основе линейных ускорителей высокой энергии и большой мощности (например, LAMPF в LANL с пучком мощностью 1 МВт при 800 МэВ [100]); короткоимпульсных (SP) (мкс), использующих комбинацию высокоинтенсивных линейных ускорителей и кольцевых, как показано в табл. 9 и на рис. 35 [98, 100–102]. Среди установок с коротким импульсом имеются два типа расположения ускорителей: линейный ускоритель полной энергии с накопителем (например, действующий в LANL LANSCE с мощностью пучка 80 кВт при энергии 800 МэВ [100] и SNS в ORNL [103]) и линейный ускоритель на неполную энергию в связке с быстрым циклическим синхротроном (RCS). Примерами последнего являются комплекс ISIS в RAL с мощностью пучка 160 кВт при 800 МэВ [104], J-PARC

Таблица 9. Некоторые существующие и планируемые источники нейтронов на базе ускорителей протонов (взято из [108])

Название	Статус	Энергия и тип ускорителя	Средняя мощность пучка, МВт	Частота повтор., Гц	Кол-во протонов в импульсе, 10^{13}	Длина импульса на мишени, мкс
IPNS, ANL	Действует с 1981 г.	50 МэВ ЛУ и 500 МэВ RSC	0,0075	30	0,3	0,1
ISIS, RAL	Действует с 1985 г.	70 МэВ ЛУ и 800 МэВ RSC	0,16	50	2,5	0,45
SINQ, PSI	Действует с 1996 г.	590 МэВ циклотрон	1,2	CW		
LAMPF, LANL	Действует с 1977 г.	800 МэВ ЛУ	1	120		1,2
LANSCE, LANL	Действует с 1988 г.	800 МэВ ЛУ + накопитель	0,08	20	3	0,27
SNS, ORNL	Действует с 2006 г.	1 ГэВ ЛУ + накопитель	1(2)	60	10	0,7
J-PARC, Япония	Действует с 2008 г.	400 МэВ ЛУ и 3 ГэВ RSC	1	25	8,3	1
ESS, Европа	Планируется	1,33 ГэВ ЛУ + 2 накопителя	5	50	47 (2 кольца)	1
CSNS, Китай	Планируется	80 МэВ ЛУ и 1,6 ГэВ RSC	0,1(0,5)	25	1,6	0,8

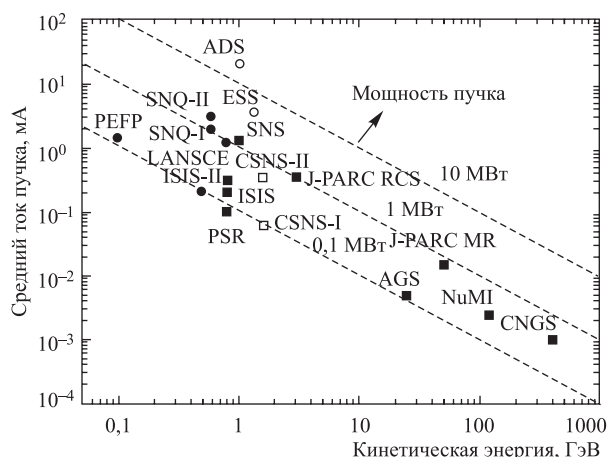


Рис. 35. Современные мощные ускорители протонов: короткоимпульсные SP (■ — действующие и создаваемые, □ — проектируемые); постоянной волны CW и длинноимпульсные LP (● — действующие и создаваемые, ○ — проектируемые). Данные взяты из [108]

с 400-МэВ линейным ускорителем и 3-ГэВ и 50-ГэВ синхротронами в Японии [105] и проектируемые нейтронный источник CSNS в Китае мощностью от 120 до 500 кВт при энергии протонов 1,6 ГэВ [106] и источник ISNS в центре передовых технологий RRCAT в Индии на базе протонного синхротрона с энергией 1 ГэВ, частотой 25 Гц и средним током пучка 100 мкА [107].

Установки CW и LP являются наилучшими кандидатами для таких приложений, как трансмутация ядерных отходов, производство трития на ускорителях и создание подкритических ADS-реакторов для генерации энергии.

Приложения короткоимпульсных установок SP включают генерацию импульсов высокоинтенсивных пучков вторичных частиц (нейтронов, каонов, пионов, мюонов, нейтрино и ядер). Имеющиеся в настоящее время установки работают при средней мощности пучка 0,1 МВт (см. рис. 35). Новые проектируемые и создаваемые комплексы будут функционировать уже при МВт-й мощности пучка.

В большинстве проектов таких источников, как и проектов ADS, для производства нейтронов, инициируемых пучком, используются в зависимости от мощности пучка протонов тяжелометаллические твердотельные (Ta, W, Pb, U) или жидкие (Pb, Pb-Bi, Hg) мишени.

4.2. Мишень нейтронов расщепления. Мишень нейтронов расщепления является ключевым элементом интенсивных источников нейтронов расщепления и энергетических установок на базе ускорителей протонов (ADS). Поэтому анализу физических и химических процессов в материале мишени, вы-

зываемых интенсивным пучком высокоэнергетических протонов, посвящено значительное число исследований. При этом большое значение для оптимизации мишенного устройства имеет анализ зависимости распределения энерговыделения и пространственно-энергетического распределения нейтронов от энергии первичных протонов, размера и материала мишени.

С помощью моделирования в [109] была изучена зависимость этих характеристик от толщины и радиуса Hg-мишени при изменении энергии протонов от 1 до 3 ГэВ. Было показано, что с точки зрения производства нейтронов радиус мишени не должен превышать 10–13 см.

Некоторые результаты моделирования приведены в табл. 10.

Таблица 10. Максимальное выделение энергии пучком протонов внутри мишени [109]

Энергия протонов, ГэВ	Hg-мишень			Pb/Bi-мишень
	Область макс. выделения энергии	Макс. плотность выделения энергии, кВт/см ³ /МВт	Центр радиального потока нейтронов, см	Макс. плотность выделения энергии, кВт/см ³ /МВт
1	Первые 14 см	~ 30	~ 10	~ 21
2	Первые 18 см	~ 16	~ 15	—
3	Первые 22 см	~ 12	~ 20	—

Из приведенных данных следует, что с повышением энергии протонов от 1 до 2 ГэВ максимальная плотность выделяемой энергии внутри Hg-мишени уменьшается на 40 % и на 60 % при использовании протонов с энергией 3 ГэВ. Переход к Pb/Bi-мишени также приводит к понижению этой величины почти на 50 %. Положение центра радиального потока нейтронов из мишени с увеличением энергии пучка протонов смещается вдоль ее оси, удаляясь от точки входа пучка в мишень. При этом при изменении энергии от 1 до 3 ГэВ это расстояние вдвое возрастает приблизительно с 10 до 20 см. Для мишени Pb/Bi отсутствует область поглощения нейтронов, имеющаяся для Hg-мишени, и наблюдается более высокий выход нейтронов в области энергий выше 0,5 МэВ.

Для более эффективного использования энергии пучка для производства нейтронов имеет смысл увеличить длину мишени или использовать для этой цели позади мишени бланкет, например, из урана. Мишень из Pb/Bi выглядит более предпочтительной с точки зрения улучшения экономии нейтронов и более равномерного распределения выделения энергии пучком в мишени.

Распределение высокоэнергетических частиц (в основном нейтронов с энергией выше ~ 90 МэВ) внутри свинцовой мишени диаметром 20 см и толщиной 60 см при ее облучении протонами с энергией 3,65 ГэВ изучалось в [72]. Результаты измерений показаны на рис. 19. Видно, что наибольшее

число таких частиц находится вблизи оси пучка в первых 20 см мишени. Плотность их спадает с увеличением расстояния от оси, и на боковой поверхности мишени распределение имеет широкий максимум при расстоянии примерно 20 см от переднего края мишени.

Распределение выделяемого пучком протонов тепла в свинцовой мишени определяется как электромагнитными взаимодействиями (ионизацией), так и ядерными реакциями, вызываемыми протонами и вторичными частицами. Повышение энергии протонов от 400 МэВ до 2 ГэВ увеличивает вытянутость распределения вдоль оси пучка в мишени [110]. Дальнейшее повышение энергии на порядок приводит лишь к слабому изменению распределения, так как его размеры в основном уже определяются выбыванием протонов пучка и высокоэнергетических частиц за счет ядерных взаимодействий. Пример распределения выделенной мощности внутри свинцовой мишени для пучка протонов с энергией 24 ГэВ показан на рис. 36 [111]. Как для энергии 2 ГэВ, так и для 24 ГэВ наибольшая мощность выделяется вблизи оси пучка на первых 20–30 см мишени.

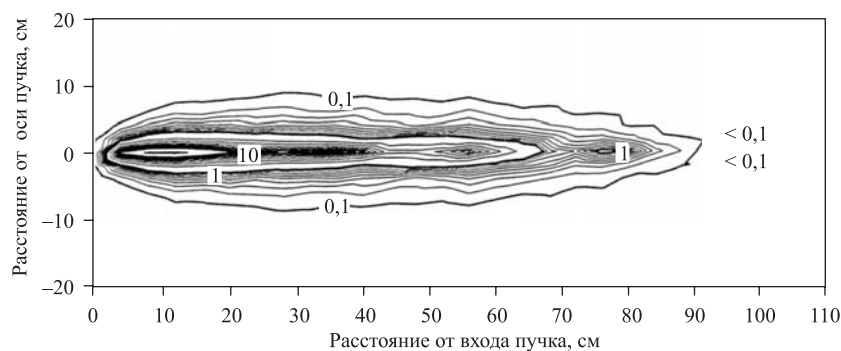


Рис. 36. Мощность (в Вт/см³/мкА), выделяемая протонным пучком с энергией 24 ГэВ в толстой свинцовой мишени при интенсивности $3 \cdot 10^{13}$ протонов на импульс и соответствующем токе 0,33 мкА. Расчет выполнен с помощью кода FLUKA [112]

Мишень, источник нейтронов расщепления, для обеспечения наиболее высокого выхода нейтронов должна быть прозрачна для нейтронов и в то же время выносить большую мощность пучка — от 10 до 20 МВт. Этим условиям идеально удовлетворяет расплав свинца, так как он имеет превосходные термодинамические свойства и может участвовать в охлаждении. В настоящее время прослеживается тенденция использования жидких мишеней при конструировании источников нейтронов расщепления (например, ESS [113] и SNS [114] рассчитаны на использование жидких ртутных мишеней, а SINQ [115] переходит на жидкую свинцово-висмутую мишень).

Вольфрам, хотя и подходит с точки зрения производства нейтронов расщепления, не является предпочтительным для транспорта нейтронов (поглощения нейтронов и активации) и ввиду того, что он может быть использован только как твердая мишень (температура плавления 3422 °С). Дополнительные трудности связаны с тем, что он становится очень хрупким с повышением температуры и может даже взорваться при использовании импульсного пучка.

С точки зрения нейтроники оба вещества, свинец и свинцово-висмутовая эвтектика (Pb–Bi), являются удовлетворительными. Последняя смесь обладает некоторым преимуществом, так как имеет более низкую температуру плавления. Но из-за того, что Pb–Bi-мишень производит значительно больше радиотоксичных элементов (^{210}Po), чем чистый свинец, наиболее перспективным материалом для будущих установок является чистый свинец. Очень низкое давление паров свинца делает возможным использование жидкой свинцовой мишени без входного окна, разделяющего вакуумный тракт пучка и собственно мишень. Планируются также новые исследования свойств материалов для мишени [116].

4.3. Исследовательские источники с белым спектром. В исследованиях с источниками нейтронов с белым спектром, перекрывающим широкую область энергий, выделение группы нейтронов определенной энергии обычно осуществляется по времени пролета. Для этого используют пучки ускоренных частиц с удобной временной структурой.

Преимущество источников с белым спектром заключается в высокой полной интенсивности и возможности одновременно проводить измерения в широком интервале энергий нейтронов. Временная структура пучков позволяет осуществить хорошую временную привязку к моменту рождения нейтронов в мишени.

Установка WNR в LANL. Установка WNR на базе линейного ускорителя протонов на энергию 800 МэВ прежде всего используется для фундаментальных и прикладных ядерных исследований, а также тестирования полупроводниковых приборов для индустрии [117]. В большинстве случаев используется пучок H^- с током до 5 мкА с импульсами шириной 125 пс, разделенными промежутками длительностью 1,8 мкс. Это позволяет выполнять нейтронные времяпролетные измерения с временным разрешением лучше чем 1 нс. WNR имеет две экспериментальные площадки, которые используют пучок протонов и мишени T2 и T4. Мишень T2 является низкофоновой зоной с семью пролетными базами, которые могут перестраиваться для обеспечения широкого набора различных экспериментов. Мишень T4 представляет собой «белый» нейтронный источник, в котором пучок облучает вольфрамовую мишень, производя нейтроны с энергиями от 100 кэВ до выше 600 МэВ. Эти нейтроны коллимируются для формирования пучков для шести пролетных каналов, просматривающих мишень под различными углами к направлению пучка протонов.

Установка WNR обеспечивает широкий круг исследований в таких областях, как

- ядерные данные для радиохимии и астрофизики,
- сечения для реакций на изотопах актинидов, вызванных нейтронами,
- сечения деления, производство энергии, энергетические распределения нейтронов и массовые распределения фрагментов,
- свойства ядер в возбужденных состояниях («изомеры»),
- взаимодействие нескольких тел, такое как n -D-рассеяние,
- механизм ядерных реакций,
- взаимодействие радиации с электронными компонентами и системами,
- резонансная нейтронная радиография с высоким разрешением для изучения временной зависимости динамических процессов.

Установка ГНЕЙС в ПИЯФ. Установка, имеющая название нейтронный времяпролетный спектрометр ГНЕЙС, создана в ПИЯФ (Гатчина) на базе протонного синхроциклотрона с энергией 1 ГэВ [118]. Нейтронный спектрометр предназначен для изучения нейтрон-ядерных взаимодействий с использованием времяпролетной техники в широком диапазоне энергий нейтронов от $\sim 10^{-2}$ эВ до сотен МэВ.

Импульсным источником нейтронов служит система из прямоугольной свинцовой мишени, охлаждаемой водой, и прямоугольного полиэтиленового замедлителя, которая помещена в вакуумную камеру ускорителя. Пять пучков нейтронов выводятся из вакуумной камеры синхроциклотрона и через защитную стену главного зала ускорителя по вакуумированным нейтронпроводам транспортируются в лабораторное здание. Пролетные базы спектрометра имеют длину 35–50 м. Заряженные частицы, производимые в фоновых взаимодействиях в коллиматорах и фильтрах, отклоняются в сторону специального магнита, расположенным на расстоянии 30 м от нейтронного источника. Основные параметры спектрометра ГНЕЙС приведены в табл. 11.

Выполненные на установке исследования включают: изучение $(n, \gamma f)$ -реакций в области нейтронных резонансов и изучение реакции нейтронного захвата; измерение асимметрии в делении медленными нейтронами; измере-

Таблица 11. Основные характеристики импульсного источника нейтронов

Характеристика	Значение
Размеры внутренней Рb-мишени	$40 \times 20 \times 5$ см
Размеры полиэтиленового замедлителя	$30 \times 10 \times 5$ см
Энергия протонного пучка	1 ГэВ
Средний ток протонного пучка	2,3 мкА
Длительность импульса быстрых нейтронов	~ 10 нс
Частота следования	50 Гц (или меньше)
Средняя интенсивность генерации нейтронов	$\sim 3 \cdot 10^{14}$ с $^{-1}$

ние полных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами; оценку электрической поляризуемости нейтрона; изучение деления ядер нейтронами с энергией до 200 МэВ.

Установка n_TOF в ЦЕРН. Первоначально в проекте времяпролетной установки с ультравысоким энергетическим разрешением в CERN, носящей название n_TOF, было предложено использовать в качестве источника нейтронов свинцовую мишень большого объема, в которую вводится пучок протонов с энергией 24 ГэВ от ускорителя PS/CERN [111]. Ожидалось, что один 24-ГэВ протон производит в среднем около 760 нейтронов и при интенсивности пучка $(2-3) \cdot 10^{13}$ протонов на импульс результирующее число нейтронов составляет примерно $2 \cdot 10^{16}$ на каждый сброс пучка. Эти нейтроны излучаются в течение очень короткого временного интервала ± 10 нс, обеспечивая очень высокую точность для времяпролетных измерений энергии нейтронов. Источник имеет очень малую временную неопределенность, связанную с флуктуацией времени замедления, необходимого для формирования широкого энергетического спектра нейтронов от 1 эВ до 250 МэВ. Геометрия свинцовой мишени, источника нейтронов расщепления, и ввода в нее пучка протонов показана на рис. 37.

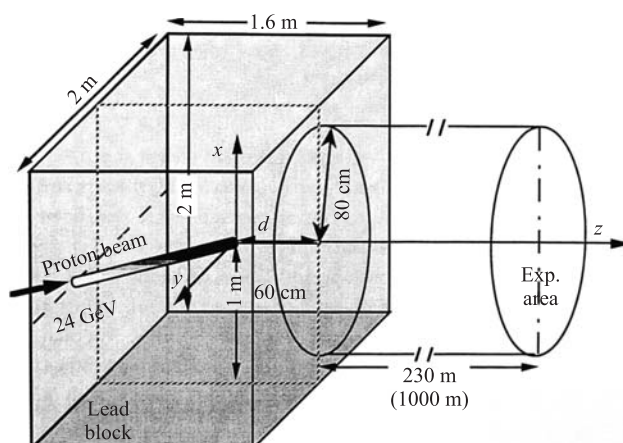


Рис. 37. Схематический вид нейтронного источника, предложенного для установки n_TOF в CERN

Первый пучок протонов был подан на мишень в октябре 2000 г. В последующих измерениях в 2001–2004 гг. была использована свинцовая мишень $80 \times 80 \times 60$ см с водяным замедлителем толщиной 5 см. Пучок 20-ГэВ/с протонов имел интенсивность $7 \cdot 10^{12}$ протонов в импульсе с временной шириной импульса 6 нс (1σ) и частотой повторения 1,2 с. При этом множественность образуемых нейтронов в мишени оценивалась как 300 нейтронов на

падающий протон, а спектр нейтронов простирался от тепловой области до примерно 10 ГэВ [119].

Нейтроны, выходящие из мишени, проходили по вакуумной трубе внутри времяпролетного туннеля длиной 200 м. Вдоль пролетного пути имеются два коллиматора на расстоянии 135 и 180 м от мишени с апертурой 13,5 и 2 см в диаметре соответственно, которые используются для формирования необходимой формы нейтронного пучка. Специальный магнит, расположенный на расстоянии 40 м перед экспериментальной зоной, очищает пучок от заряженных частиц, уводя их в сторону из трубы, по которой распространяются нейтроны. Защита из бетона и железа вдоль времяпролетного туннеля позволяет эффективно подавлять фон. Основные характеристики установки п.ТОВ приведены в табл. 12 [119, 120].

Таблица 12. Основные характеристики установки п.ТОВ в CERN

Характеристика	Значение
Область энергий нейтронов	1 эВ – 250 МэВ
Энергия пучка протонов	20 ГэВ/с
Интенсивность пучка протонов	$7 \cdot 10^{12}$ протонов/импульс
Частота повторения импульсов	1 импульс/1,2 с
Поток нейтронов (без коллиматоров)	$4 \cdot 10^5$ см ⁻² · импульс ⁻¹
Поток нейтронов (1,9-см коллиматор)	$1,4 \cdot 10^5$ см ⁻² · импульс ⁻¹
Доля потока в области 1 эВ – 1 МэВ	2/3
Разрешение $\Delta E/E$	$3 \cdot 10^{-4}$ при 1 эВ; $1,5 \cdot 10^{-3}$ при 30 кэВ
Фон (фон/пучок)	10^{-5}

Производимый поток нейтронов в мишени расщепления превышает более чем на два порядка значения, имеющиеся на других установках. Эта установка является полезной, в частности, для измерения сечений с малыми и радиоактивными образцами. Высокое разрешение и малый фон позволяют значительно улучшить качество имеющихся данных и получать новые ядерные данные в широкой области энергий нейтронов. Наличие высокоэнергетических нейтронов позволяет изучать процессы деления и неупругого рассеяния, имеющие место в источнике нейтронов расщепления в ADS-установках.

В последние годы был выполнен большой цикл измерений сечений захвата и деления нейтронами для широкого набора ядер. Основными направлениями выполняемых экспериментов являются:

- измерение нейтронных сечений, необходимых для трансмутации ядерных отходов и ядерных технологий: Th/U топливный цикл (захват и деление), трансмутация (захват и деление);
- измерение сечений для ядерной астрофизики (*s*-процесс);
- использование нейтронов как пробников для фундаментальной ядерной физики: плотность ядерных уровней, нейтрон-ядерное взаимодействие.

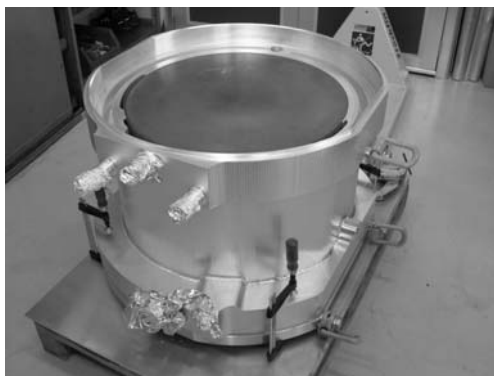


Рис. 38. Общий вид новой мишени для установки p_TOF в CERN

Проектирование новой свинцовой мишени с водяным охлаждением было выполнено в 2006–2007 гг. Согласно новой концепции свинцовая мишень имеет диаметр 60 см и толщину по пучку 35–40 см, а толщина водяного замедлителя составляет 5 см. Общий вид мишени показан на рис. 38 [121].

4.4. Пучки нейтронов высоких энергий на основе фрагментации релятивистских ядер. Интересной возможностью получения пучков нейтронов с энергиями выше 500 МэВ является расщепление/фрагментация налетающих релятивистских ядер при их взаимодействии с ядрами мишени.

Тесное ядерное взаимодействие приводит к расщеплению ядра-снаряда, степень которого зависит от центральности столкновения. В таких взаимодействиях уже может образоваться большое число нейтронов и заряженных частиц. В случае столкновения релятивистских тяжелых ядер (Au–U) с водородной или другой легкой мишенью сечение рождения нейтронов под малыми углами к направлению пучка определяется сечением ядерного взаимодействия и средней множественностью нейтронов, которая составляет 20–40 нейтронов на взаимодействие при энергиях выше 2 ГэВ/нуклон.

В сильно периферических кулоновских столкновениях тяжелых ядер в результате взаимодействия виртуальных фотонов кулоновского поля ядра-мишени с налетающим ядром происходит возбуждение последнего. При этом с высокой вероятностью происходит возбуждение в области гигантских резонансов с последующей эмиссией 1–2 нейтронов. Для тяжелых ядер с увеличением энергии быстро нарастает сечение реакции деления в таких столкновениях, которая также дает вклад в образование нейтронов.

В системе распадающегося ядра образующиеся в сильно периферических столкновениях нейтроны имеют в основном энергии ниже 10 МэВ, а в тесных ядерных взаимодействиях их энергия в большинстве случаев не превы-

шает 100 МэВ. При очень высоких энергиях налетающих ядер (десятки-сотни ГэВ/нуклон) поперечные импульсы испускаемых ими нейтронов становятся во много раз меньше их продольного импульса. Поэтому такие нейтроны вылетают в узком конусе вдоль направления падающего ядра, сужающегося по мере увеличения энергии пучка, и имеют энергию, близкую к энергии ядра-снаряда на нуклон.

Так, в работе [122] были выполнены расчеты для оценки характеристик нейтронных пучков для проекта RIA [123], получаемых во взаимодействиях ядер ^{238}U и дейтронов с энергией 400 МэВ/нуклон с литиевой мишенью толщиной 1 г/см². Расчеты показали, что при прохождении мишени ядрами урана их энергия понижается до ~ 300 МэВ/нуклон и на 10^5 падающих ядер образуется $1,2 \cdot 10^6$ нейтронов. В области малых углов $\theta \leq 0,1^\circ$ энергетический спектр нейтронов имеет вид широкого пика со средней энергией около 400 МэВ и шириной на полувисоте около 200 МэВ. Основное число нейтронов испускается под углами меньше 10° , в то время как для пучка дейтронов угловое распределение является более узким и лежит в области $\theta \leq 5^\circ$. Авторы пришли к заключению, что потоки нейтронов $\sim 10^{10}$ см⁻² · с⁻¹ под углами, близкими к 0° , с энергией до 600 МэВ могут быть получены в расщеплении и делении ядер урана и путем развала дейтронов в рассматриваемой жидкой литиевой мишени.

При более высоких энергиях пучка такие нейтроны регистрировались с помощью адронных калориметров в эксперименте E814 в столкновениях Si + Al, Cu, Pb при энергии 14,6 ГэВ/нуклон [124] и в эксперименте E864 в столкновениях Au + Pb при энергии 11,5 ГэВ/нуклон [125] на AGS/BNL. Еще более высокоэнергетические нейтроны детектируются на ядерных коллайдерах RHIC/BNL и LHC/CERN с помощью Zero-degree калориметров небольшого поперечного сечения, используемых для разделения периферических и центральных ядро-ядерных столкновений в экспериментах при ультрарелятивистских энергиях [126–128].

Нейтронный пучок может быть сформирован под углом 0° с помощью системы коллиматоров и свинцовых фильтров (для подавления фона высокоэнергетических фотонов). Для очистки канала от заряженных частиц могут быть применены отклоняющие магниты. Так, в эксперименте NA49 в CERN исследовалось образование нейтронов-спектаторов налетающего ядра свинца в Pb + Pb-столкновениях при энергии 158 ГэВ/нуклон [129]. На рис. 39, а показано пространственное распределение спектаторов (нейтронов, протонов и фрагментов) и ядер пучка на расстоянии 25 м от мишени после прохождения отклоняющего магнитного поля. Нейтроны отделялись от заряженных частиц с помощью коллиматора и регистрировались адронным калориметром Pb–Fe/сцинтиллятор с полной толщиной 10 длин ядерного взаимодействия. Измеренные и вычисленные с помощью кода GEANT значения среднего числа нейтронов с энергией около 158 ГэВ в зависимости от

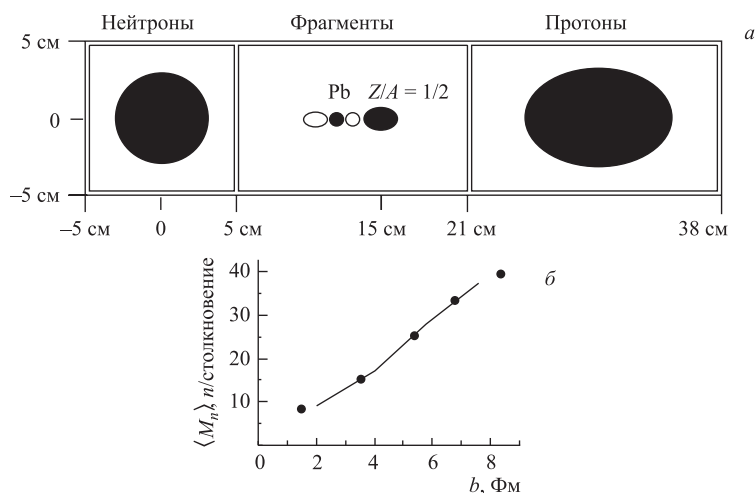


Рис. 39. Пространственное распределение спектаторов ядер свинца с энергией 158 ГэВ/нуклон в Pb + Pb-столкновениях на расстоянии 25 м от мишени установки NA49 в CERN (а) и зависимость среднего числа нейтронов-спектаторов от прицельного параметра столкновения (б): точки — эксперимент; линия — моделирование по коду GEANT [129]

прицельного параметра столкновения показаны на рис. 39, б. В среднем на Pb + Pb-столкновение образуется до 40 моноэнергетических нейтронов высокой энергии.

Хотя образование нейтронов в результате фрагментации более тяжелых, чем дейтрон, ядер не получило еще применения для формирования пучков нейтронов очень больших энергий, эта возможность представляется перспективной для проведения исследований с нейтронами при энергиях выше 1 ГэВ.

4.5. Сверхинтенсивные источники медленных нейтронов. В качестве примеров интенсивных источников медленных нейтронов на базе мощных ускорителей протонов с энергиями от 1 до 3 ГэВ рассмотрим модернизируемый ISIS, недавно введенные в эксплуатацию SNS и J-PARC и проектируемый ESS. Детальное обсуждение физики и техники формирования пучков таких нейтронов можно найти, например, в обзорах [130] и [131].

Нейтронный источник ISIS. Источник нейтронов расщепления ISIS является одним из наиболее мощных в настоящее время. Обширная исследовательская программа, выполняемая в RAL (Англия), предусматривает наращивание мощности источника вплоть до 5 МВт [132] и разработку новых решений для сверхмощных установок на базе ускорителей протонов с энергией до десятков ГэВ. Основной мотивацией является развитие таких важных

направлений, как источники нейтронов расщепления, пучки протонов для нейтринных фабрик, мощные ускорители для других целей (например, трансмутации отходов), ускорители мюонов и ионизационное охлаждение. Несомненно, что результаты проводимых работ приведут к дальнейшему прогрессу в создании экспериментальных установок на базе мощных пучков протонов высоких энергий.

Нейтронный источник ISIS с током пучка протонов 200–300 мкА использует в качестве инжектора линейный ускоритель H^- с энергией 70,4 МэВ, который поставляет пучок в 800-МэВ синхротрон, работающий с частотой 50 Гц. Для производства нейтронов расщепления используется вольфрамовая мишень. После модернизации инжектора в 2002 г. мощность источника возросла до 240 кВт.

Дальнейшее развитие ISIS было обусловлено потребностями для исследований в таких ключевых научных направлениях, как создание новых материалов, биотехнологии и нанотехнологии. С этой целью недавно была введена в строй новая мишенная станция TS2, на которую посылается каждый пятый импульс синхротрона. На рис. 40 показан вид полного комплекса ISIS в RAL.



Рис. 40. Вид исследовательского центра ISIS в RAL. На рисунке отмечено расположение мишенных станций TS1 и TS2, а также протонного синхротрона на энергию 800 МэВ RCS [132]

Для увеличения мощности до 0,5 МВт предложено использовать 2 банча на импульс синхротрона с интенсивностью $3,75 \cdot 10^{13}$ протонов/банч и 4 таких банча для подъема мощности до 1 МВт. В плане дальнейшего развития комплекса рассматриваются:

- модернизация до мощности 1 МВт путем введения в строй нового синхротрона на энергию 3 ГэВ, использования двух банчей на импульс и строительство новой мишенной станции TS3;
- модернизация до мощности 2 МВт путем добавления второго 800-МэВ кольца, использования 4 банчей на импульс и нового линейного ускорителя как инжектора;
- модернизация до мощности 2,5 МВт путем введения нового бустера, 6 банчей на импульс и новой мишенной станции TS3 на мощность 2,7 МВт.

В качестве других возможностей оптимизации нейтронного источника прорабатывается сценарий использования половины пучка от ISIS (2 банча при частоте 25 Гц) для дальнейшего ускорения до энергии 3,5 ГэВ с разделением мощности между мишенными станциями как $> 0,5$ МВт для TS3 и 0,12 МВт для TS1 + TS2. Для 1 МВт предлагается строительство накопительного кольца для 800-МэВ протонов над новым синхротроном с двумя банчами длительностью 2 мс с тем, чтобы затем ускорять 4 банча до энергии 3,5 ГэВ в синхротроне с частотой 25 Гц и посылать пучок на мишень TS3. Альтернативой накопительному кольцу может быть второй 3,5-ГэВ синхротрон. Может быть также модернизирован линейный ускоритель с энергией 180 МэВ с вдвое большим числом протонов в банче.

Нейтронный источник SNS. Мощный источник нейтронов расщепления SNS с выделяемой на мишени мощностью 1,4 МВт был запущен в эксплуатацию в лаборатории ORNL (США) несколько лет назад [103, 133]. План комплекса SNS показан на рис. 41.

Линейный ускоритель производит пучок H^- -ионов, ускоряя их от энергии 2,5 МэВ до 1 ГэВ. В накопительном кольце формируются банчи пучка требуемой интенсивности для дальнейшего их направления на ртутную мишень для производства нейтронов расщепления. Между линейным ускорителем и накопительным кольцом пучок H^- проходит через специальные фольги для обдирки электронов, и в результате в кольце циркулирует уже пучок протонов. Некоторые параметры установки SNS приведены в табл. 13.

Нейтроны, покидающие мишень, проходят через ячейки, наполненные водой, замедляясь до тепловых энергий, или через контейнеры с жидким водородом при температуре 20 К для получения холодных нейтронов, которые особенно полезны для исследования полимеров и протеинов. Эти замедлители располагаются выше и ниже мишени.

Первоначально SNS имеет одну мишенную станцию, работающую при частоте 60 Гц. Два «тепловых» и два «холодных» замедлителя используются для обеспечения нейтронными пучками 18 каналов. Широкое международное со-



Рис. 41. План комплекса SNS в ORNL (США)

Таблица 13. Некоторые параметры установки SNS в ORNL

Характеристика	Значение
Энергия протонов на мишени	1 ГэВ
Средний ток пучка на мишени	1,4 мА
Мощность пучка протонов на мишени	1,4 МВт
Частота повторения импульса	60 Гц
Число протонов на импульс на мишени	$1,5 \cdot 10^{14}$
Энергия на импульс на мишени	24 кДж
Длительность импульса протонов на мишени	695 нс
Тип ионов в линейном ускорителе	H^-
Тип ионов в кольце и на мишени	H^+
Длина линейного ускорителя	331 м
Длина окружности кольца	248 м
Материал мишени	Hg

общество пользователей участвует как в проектировании и создании научного оборудования, так и в проведении исследований на этих пучках. Различные нейтронные спектрометры используются для изучения атомарной структуры кристаллов, керамики, сверхпроводников, протеинов и многих других материалов.

Нейтронный источник исследовательского центра J-PARC. Большой ускорительный комплекс J-PARC (рис. 42) [105, 134–136], обеспечивающий проведение исследований в различных областях физики, ядерной техно-



Рис. 42. Ускорительный исследовательский центр J-PARC (Япония)

логии и многих других направлениях современной науки, создан и введен в эксплуатацию через восемь лет строительства в 2008 г. в Японии.

Линейный ускоритель является инжектором для 3-ГэВ протонного синхротрона, который в свою очередь поставляет пучок в кольцо следующего синхротрона на энергию 50 ГэВ. Другим пользователем пучка протонов с энергией 3 ГэВ и частотой повторения импульсов 25 Гц является установка MLF (Materials and Life Science Facility), которая является подобной SNS/ORNL.

В настоящее время MLF располагает наиболее интенсивными импульсными пучками нейтронов и мюонов, которые производятся 3-ГэВ протонами с током пучка 0,33 мА. Для производства нейтронов используется система из ртутной мишени, замедлителя и отражателя. Общий вид зала с расположенным в центре нейтронным источником показан на рис. 43.



Рис. 43. Источник нейтронов расщепления установки MLF в J-PARC (Япония)

Европейский источник ESS. Проект ESS предусматривает создание Европейского нейтронного исследовательского центра, сердцем которого является источник нейтронов расщепления с рекордной мощностью [137, 138]. Планируемые на будущем нейтронном источнике ESS эксперименты отличаются многоцелевая направленность. Современное распределение интересов в европейском сообществе исследователей, использующих нейтронное рассеяние, является следующим:

- физика (46,3 %),
- химия (26,9 %),
- исследование материалов (19,4 %),

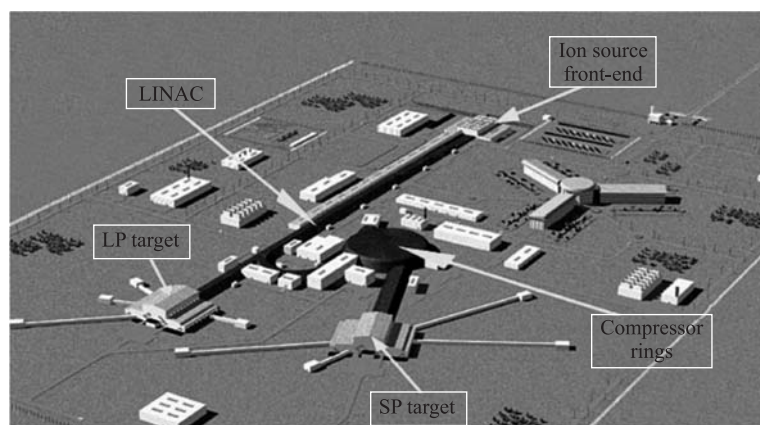


Рис. 44. Общая схема планируемого европейского нейтронного источника ESS

- биология и биотехнология (3,6 %),
- инженерные науки (2,9 %),
- науки о Земле и окружающей среде (0,9 %).

Общая схема планируемого европейского нейтронного источника показана на рис. 44. Основные параметры этого источника приведены в табл. 14. Планируемая схема установки, состоящая из линейного ускорителя H^+ , накопительного кольца протонов и ртутной мишени для производства нейтронов расщепления, является близкой к примененной в SNS/ORNL.

Таблица 14. Основные параметры нейтронного источника ESS

Характеристика	Значение
Занимаемая площадь под ESS	1 км ²
Стоимость ESS	1 550 000 000 евро
Мощность пучка	10 МВт
Энергия пучка линейного ускорителя	1,33 ГэВ
Мишенная станция для измерений с короткими импульсами нейтронов	
Мощность пучка	5 МВт
Длительность импульса	1,4 мкс
Частота повторения	50 Гц
Число экспериментальных установок	22
Мишенная станция для измерений с длинными импульсами нейтронов	
Мощность пучка	5 МВт
Длительность импульса	2 мс
Частота повторения	16,67 Гц
Число экспериментальных установок	22
Ожидаемое число пользователей в год	4000–5000

Задержка с реализацией проекта была связана с трудностями финансирования этого дорогостоящего проекта и поиском подходящего места для размещения нового нейтронного центра. В 2009 г. было принято решение о строительстве ESS на территории Швеции (Лунд).

4.6. Энергетические установки на базе ускорителей протонов. От идеи к реализации. Проблема использования ускорителей для производства делящихся материалов и энергии имеет более чем 75-летнюю историю [3, 110].

В системах на базе ускорителя (ADS) реакции при высоких энергиях играют главную роль в формировании характеристик нейтронного источника, образовании наведенной радиоактивности и приводят к разрушению материалов в модуле источника нейтронов расщепления. Нейтроны источника, которые поддерживают работу подкритического реактора, образуются в реакциях расщепления ядер мишени протонами пучка и вторичными высокоэнергетическими частицами (нейтронами, протонами, π -мезонами). Затем происходит

их размножение прежде всего в реакциях (n, xn) и деления как в мишени, так и в делящемся материале, расположенном вокруг мишени. Точное знание множественности нейтронов в высокоэнергетических реакциях, как и их энергетического и пространственного распределений, является важным для проектирования ADS-установок и их защиты, предсказания радиационных повреждений материалов и термогидравлики в мишени и подкритической центральной части реактора.

Относительно реалистичную концепцию ADS-установки, где вопросы безопасности и переработки отходов играли существенную роль, предложили в 1980-х гг. Takahashi и Van Tuyle из BNL [139]. Эта концепция сейчас выполняется в Японии как часть проекта OMEGA [140]. Первый детальный проект установки для трансмутации ядерных отходов опубликовала группа Bowman из LANL в 1991 г. под названием Accelerator Transmutation of Waste (ATW) [141]. В 1993 г. Rubbia представил основные концепции так называемого энергетического усилителя (Energy Amplifier, EA), подкритической ядерной системы на базе уран-ториевого цикла, поддерживаемой интенсивным ускорителем протонов, имеющей целью производство энергии с образованием очень малого количества минорных актинидов и долгоживущих осколков деления. Несколько позже эта активность привела к проведению экспериментов FEAT [79] и TARC [142] в CERN.

В последнее десятилетие сформировалось широкое сотрудничество специалистов из многих европейских стран, США и Японии для более детального исследования потенциала ADS и решения технических проблем, стоящих на пути реализации концепции ADS. Для этой цели в Европе было запланировано проведение ряда специальных демонстрационных экспериментов [143–145].

Реакции расщепления характеризуются высоким выходом изотопов водорода и гелия, а также широкого спектра более тяжелых ядер, в том числе радиоактивных. Это приводит к газообразованию, химическим изменениям и наведенной активности в мишени и требует обязательного учета. Поэтому для успешной технической реализации проекта ADS требуется мощная исследовательская поддержка, направленная на получение необходимых ядерно-физических данных. Примером такого исследовательского проекта является европейская программа HINDAS [146, 147], в которой основной упор сделан на изучение ключевых реакций, относящихся к материалам мишени (Pb), топлива (U) и конструкции (Fe). Эти же данные планируется использовать как опорные для развития компьютерных кодов для последующего моделирования ADS-установок.

Для более глубокого понимания физики, лежащей в основе проектирования ADS, и демонстрации характеристик лабораторных установок требуются:

— исследование процесса расщепления ядер и образования нейтронов в широком интервале энергий протонов,

- изучение ключевых реакций,
- получение данных об основных физических процессах, являющихся базовыми в концепции ADS.

Исследования в CERN. В серии экспериментов, выполненных в CERN в последние годы, были проверены базовые гипотезы о возможности получения существенного выигрыша в энергии в ADS (эксперимент FEAT) и эффективной трансмутации большой группы долгоживущих радиоактивных элементов, таких как ^{99}Tc и ^{129}I (эксперимент TARC). В дополнение к этому реализуется обширная программа по измерению сечений ядерных реакций, вызванных нейтронами, в области энергий от тепловых до 200 МэВ с рекордным энергетическим разрешением (проект n.TOF).

Концепция энергетического усилителя. Следуя [110], кратко изложим идею энергетического усилителя EA, а также результаты исследований в CERN.

В ADS-установке, общая схема которой показана на рис. 45, подкритический бланкет, окружающий нейтронопроизводящую мишень, используется для размножения нейтронов расщепления.

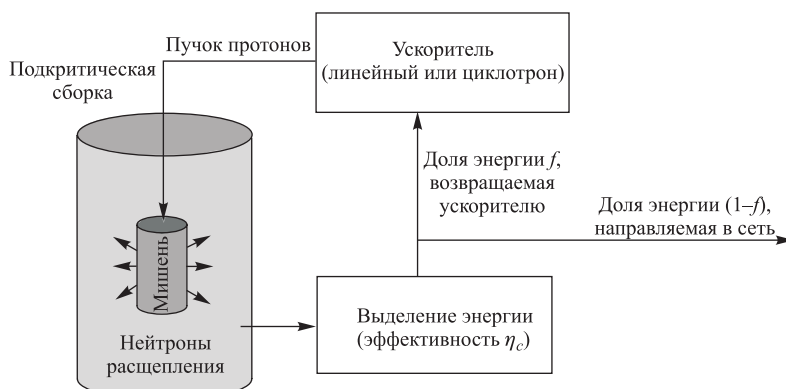


Рис. 45. Схема «умножения» энергии в стандартной EA-системе, как предложено в [148]

Коэффициент эффективного размножения нейтронов

$$k = \frac{\text{производство}}{\text{поглощение} + \text{потери}},$$

где $k = 1$ — самоподдерживающийся процесс; $k < 1$ — реактор останавливается; $k > 1$ — реактор является суперкритическим.

Энергетический усилитель предполагает внешне поддерживаемый процесс, инициируемый нейтронами, производимыми пучком ускоренных протонов.

нов. При этом $k < 1$ ($k = 0,95-0,98$) и выделяемая энергия в ADS-реакторе $E_{tot} = GE_p$, где E_p — энергия пучка, G — коэффициент усиления, т. е. ADS работает в подкритической моде как при выключенном, так и при включенном ускорителе, что значительно повышает уровень безопасности. При этом обеспечивается развязка собственно источника нейтронов (источника нейтронов расщепления) и делящегося топлива (нейтронов деления).

Важным является то, что для ADS подходят различные виды ядерного топлива (минорные актиниды, с высоким содержанием плутония и долгоживущих продуктов деления и др.), которые не могут быть использованы в критических реакторах.

На рис. 46 показаны два ожидаемых распределения потока нейтронов в сравнении с распределением для критического реактора, которые имеют фундаментальное значение для определения распределения генерируемой мощности и однородности выгорания топлива.

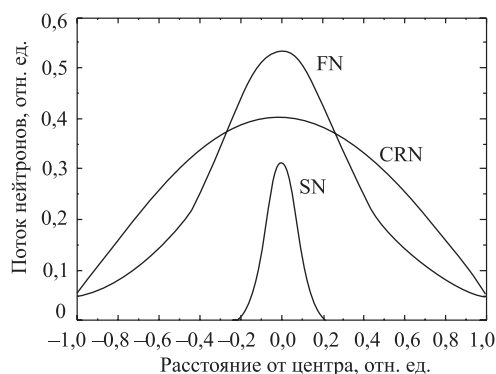


Рис. 46. Пространственное распределение потока нейтронов в зависимости от величины коэффициента k : SN — нейтроны расщепления; FN — нейтроны деления ($k = 0,9$); CRN — нейтроны критического реактора

В возбуждаемой ускорителем подкритической сборке деления, например, как в предложенном в [148] энергетическом усилителе, первичные нейтроны, производимые при расщеплении ядра во взаимодействии протона пучка с подходящей мишенью, инициируют каскадный процесс. При этом мощность пучка «усиливается» на фактор $G = G_0 M$, где константа G_0 содержит информацию о процессе расщепления (положение и энергетическое распределение источника расщепления), которая для урана ~ 3 и для свинца $\sim 2,7$ (типичные значения для протонов с энергией 1 ГэВ согласно предсказаниям моделирования и подтвержденные экспериментом FEAT [79]).

Если предположить, что все генерации в каскаде являются эквивалентными, то можно определить средний коэффициент критичности k (отношение между числом нейтронов в двух последующих генерациях), а также

$$G = \frac{G_0}{1 - k}. \quad (9)$$

В случае энергетического усилителя ЕА протон с энергией 1 ГэВ, падая на свинцовую мишень, производит (для $k = 0,98$ и $1/(1-k) = 50$) ~ 1500 нейтронов деления.

Обычно 40 % этих нейтронов также инициируют деление (600 делений, оставшиеся 900 захватываются или покидают систему). Тогда энергия, производимая в ЕА, равняется 600×200 МэВ/деление = 120 ГэВ, и усиление энергии составляет $G = 120$.

Если эффективность преобразования тепловой энергии в электрическую принять равной ~ 45 %, то соответствующая электрическая энергия будет составлять ~ 54 ГэВ. Это более чем достаточно для системы, управляемой ускорителем протонов, который использует 2 ГэВ электрической энергии (предполагаем, что имеем 50 %-ю эффективность конвертирования электрической энергии в кинетическую энергию протонов).

Этот аспект впервые был изучен в эксперименте FEAT в CERN, где было показано, что наблюдаемое усиление энергии соответствует ожидаемому и что оно не зависит как от интенсивности, так и от энергии протонов пучка в области выше 900 МэВ.

Эксперимент FEAT и проект «Energy Amplifier». Цель эксперимента FEAT [79] состояла в демонстрации значительной дополнительной энергии, получаемой сверх затраченной на ускорение пучка протонов. Условие практического интереса предполагает усиление G от 30 до 60. Основной акцент был сделан на сравнении полученной экспериментальной величины усиления с предсказанной в результате моделирования. В результате выполненных измерений было получено хорошее согласие эксперимента и расчета в исследованном диапазоне энергий ускоренных протонов 0,6–2,8 ГэВ.

Измерения были выполнены на пучке протонов ускорителя PS/CERN при интенсивности около 10^8 с⁻¹. Полученная мощность составила 1 Вт. Полное энерговыделение в объеме сборки вычислялось по выделению тепла, измерившегося в различных точках с помощью термометров и последующего интегрирования по объему. Установка представляла собой подкритическую сборку из 270 урановых стержней, помещенных в воду, которая играла роль замедлителя. Такая сборка не является критической и имеет коэффициент размножения для бесконечного объема $k_\infty = 0,97$. Поток нейтронов, измеренный счетчиками, содержащими бор, экспоненциально спадал с увеличением расстояния от источника в соответствии с ожидаемым поведением. При этом в центре сборки найденный коэффициент k равнялся $0,915 \pm 0,010$ и хорошо совпал с вычисленным значением.

Предложенный в CERN проект энергетического усилителя ЕА является подкритической системой на быстрых нейтронах, работающей в линию с ускорителем протонов. Описание характеристик установки ЕА мощностью 1500 МВт можно найти в [148]. Одна из основных характеристик — на-

личие 10^4 т расплава свинца, используемого как мишень для производства нейтронов расщепления, для замедления нейтронов, для поглощения выделяемого тепла и охлаждения путем естественной конвекции и как среда удержания радиоактивности. Основной бак имеет высоту 25 м и диаметр 6 м. Пучок протонов вводится вертикально по вакуумной трубе для производства нейтронов расщепления на уровне центра сборки.

Эксперимент TARC. В системе, такой как EA, долговременная радиотоксичность (> 500 лет) отходов определяется долгоживущими осколками деления (^{129}I , ^{99}Tc , ^{126}Sn , ^{135}Cs , ^{93}Zr , ^{79}Se). Остаточный уровень радиотоксичности мог бы, возможно, быть терпимым, если бы он был ниже уровня радиотоксичности угольных отходов при производстве такого же количества энергии.

Для решения этой проблемы Rubbia предложил метод Adiabatic Resonance Crossing (ARC) [149]. Идея метода состоит в том, что замедляющиеся нейтроны, попадая в резонансную область, соответствующую очень большим сечениям поглощения, захватываются ядрами долгоживущих осколков деления, переводя их в стабильные ядра. Например, ядра ^{99}Tc переходят в ^{100}Tc , который быстро распадается в стабильный ^{100}Ru .

Эта идея была проверена в эксперименте TARC. Установка была расположена на канале T7 выведенного пучка протонов ускорителя PS/CERN с длительностью банчей пучка 20–30 нс с типичным расстоянием между ними 14,4 с. Измерения были выполнены при импульсах протонов 2,5 и 3,5 ГэВ/с при интенсивности, изменявшейся от $3 \cdot 10^7$ до $2 \cdot 10^{10} p$ [74].

Эксперимент показал, что, используя кинематику замедления нейтронов в свинце (который из всех тяжелых элементов имеет наибольшую прозрачность для нейтронов и малую длину упругого столкновения $\lambda \sim 3$ см с малым изменением энергии $\Delta E/E$), можно получить очень высокую вероятность захвата нейтронов. При этом было установлено, что можно действительно уменьшить как минимум вдвое содержание ^{129}I и ^{99}Tc в свинце в окрестности центра EA-сборки по сравнению с производимым количеством за такой же период времени.

Проекты энергетических установок. В проекте CERN [148] пучок высокоэнергетических протонов взаимодействует с расплавом свинца (Pb–Bi), производя нейтроны в процессе расщепления ядер. Трансурановые материалы вводятся, после разделения, в топливные каналы. Быстрые нейтроны расщепления и деления эффективно делят эти материалы в месте их расположения. Нейтроны, выходящие с периферии центральной части, используются для трансмутации долгоживущих осколков деления (^{99}Tc , ^{129}I и др.).

В проектах Bowman [150] и JAERI [151] также используются жидкие мишени Pb и Pb–Bi, облучаемые пучком протонов с энергиями 1,0 и 1,5 ГэВ с интенсивностями 7–12 и 8,1–17,9 мА соответственно.

В исследовательском центре J-PARC (Япония) для проведения экспериментов по трансмутации ядерных отходов TEF (Transmutation Experimental Facility) созданы установки TEF-P (Transmutation Physics Experimental Facility) и TEF-T (ADS Target Test Facility). Первая установка имеет критическую сборку для изучения физических и динамических свойств системы, управляемой ускорителем с помощью пучка протонов низкой мощности (10 Вт). Планируется использовать топливо на основе урана, плутония и минорных актинидов. Вторая установка предназначена для проверки реализации ADS с инженерной точки зрения. В ней используется жидкая свинцово-висмутовая мишень, которая облучается пучком протонов с энергией 600 МэВ и мощностью 200 кВт. Обе эти установки размещены на специальном выведенном пучке линейного ускорителя.

Исследовательский проект в Китае по созданию подкритического ADS-реактора поддерживается Министерством науки и технологии и рассматривается как важный этап на пути применения новых ядерных технологий для развития национальной энергетики в ближайшие 15 лет [152].

Согласно Kadi [153], для дальнейшего прогресса в этом направлении сейчас основные усилия должны быть сосредоточены на развитии высокоинтенсивных ускорителей и мегаваттных источников нейтронов расщепления и их интеграции в установки деления, а также на развитии передовых технологий регенерации ядерного топлива. В настоящее время в Европе разрабатываются высокоинтенсивный инжектор протонов IPHI во Франции и TRASCO в Италии. Эффективная мишень нейтронов расщепления MEGAPIE изучается на пучке протонов с энергией 590 МэВ на установке SINQ в институте PSI (Швейцария).

В эту деятельность вовлечены различные европейские лаборатории: в CEA-Cadarache исследуется подкритическая быстрая центральная область, где для генерации внешних нейтронов служит ускоритель GENEPI (MUSE-4); в Карлсруэ ведутся работы, связанные с топливными и мишенными технологиями (JRC-ITU, KALLA); необходимые нейтронные данные нарабатываются в измерениях в CERN (n_TOF) и в Geel (JRC-IRMM); в Brasimone (Италия) развиваются технологии работы с жидкими свинцом и свинцово-висмутовой эвтектикой (CIRCE).

В ОИЯИ в Лаборатории физики высоких энергий в рамках проекта «Энергия плюс трансмутация» исследуются физические аспекты электроядерного способа производства энергии и трансмутации радиоактивных отходов атомной энергетики с использованием пучков релятивистских протонов и легких ядер, выведенных на толстые Cu-, Pb- и U-мишени, а также Pb-U-сборку [154–157]. Кроме того, в ОИЯИ предложен проект демонстрационной ADS-установки, представляющей собой подкритическую сборку SAD (Subcritical Assembly in Dubna) на базе 660-МэВ ускорителя протонов Лаборатории ядерных проблем [158–160]. Предполагается, что мощность пучка

протонов будет составлять 1 кВт, а коэффициент размножения $k_{\text{эф}} \approx 0,95$. В качестве производящей нейтроны мишени рассматриваются Pb, W, а в качестве топлива — MOX, $\text{UO}_2 + \text{PuO}_2$.

Перспективы создания сильноточных линейных ускорителей ионов для электроядерной энергетики обсуждаются, например, в работе [161].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Быстрое развитие приложений интенсивных ускорителей протонов и ядер в науке и современных ядерных технологиях, а также прогресс в изучении космического пространства породили высокую потребность в разнообразных нейтронных данных в области энергий налетающих частиц до ~ 5 ГэВ. В первую очередь это относится к данным по образованию нейтронов в реакциях и толстых мишенях, так как это явление лежит в основе формирования радиационных полей на ускорителях, в космосе, в верхних слоях атмосферы и является ключевым для нейтронных источников расщепления.

Благодаря усилиям физиков многих лабораторий мира за последние четверть века было выполнено большое число экспериментов с целью создания базы необходимых нейтронных данных в области высоких энергий. Эта работа еще далека от завершения. Более того, если учесть прогресс во многих современных направлениях, где взаимодействие высокоэнергетических частиц с веществом играет существенную роль, то можно заключить, что экспериментальная нейтронная физика высоких энергий становится большой самостоятельной областью ядерной физики. Она включает в себя развитие экспериментальных методов, создание исследовательских источников нейтронов и физических установок, проведение экспериментальных исследований и формирование библиотеки нейтронных данных, развитие теоретических кодов для моделирования нейтронных полей.

В последние несколько десятилетий наиболее значимый вклад в изучение процесса образования нейтронов частицами высоких энергий внесли эксперименты, выполненные на ускорителях в России (ОИЯИ и ИТЭФ), США, Франции, Германии, CERN и Японии. К сожалению, несмотря на лидирующие позиции российских ученых в 1980-х гг., последующий длительный перерыв в поддержке этого перспективного направления ядерной физики и современных ядерных технологий со стороны правительства привел к значительному отставанию России от ведущих стран. Сегодня наиболее значимые проекты реализуются в США, Европе, Японии и Китае. В первую очередь среди наиболее амбициозных проектов следует отметить появление в XXI в. нового поколения мощных нейтронных источников на базе ускорителей SNS (США), J-PARC (Япония), ESS (Европа), CSNS (Китай), модернизацию источника ISIS (Англия), развитие исследовательских установок на основе источников

высокоэнергетических нейтронов расщепления (США, CERN) и программу подготовки длительных космических полетов NASA (США). Исследования в области новых технологий для атомной энергетики (ADS-установки) наиболее интенсивно ведутся в США, Европе, CERN, Японии и Китае. Несомненно, что дальнейший прогресс в нейтронной физике высоких энергий окажет заметное влияние на развитие и многих других областей науки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильков Р. Г. и др. // АЭ. 1970. Т. 29. С. 151.
2. Барашенков В. С. // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9, вып. 5. С. 871.
3. Васильков Р. Г. и др. // УФН. 1983. Т. 139. С. 434.
4. Manko V. I., Nagamiya S. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 384. P. 475.
5. Bondorf J. P. et al. // Phys. Rep. 1995. V. 257. P. 133.
6. Michel R. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 129. P. 153.
7. Kozma P., Damdinsuren C. JINR Preprint E1-88-245. Dubna, 1988.
8. Cumming J. B. et al. // Phys. Rev. C. 1978. V. 17. P. 1632.
9. Ledoux X. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 4412.
10. Leray S. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044621.
11. Юревич В. И. и др. // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 1531.
12. Юревич В. И. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2006. Т. 3, № 3. С. 49.
13. Yurevich V. I. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 747.
14. Юревич В. И. // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40, вып. 1. С. 101.
15. Pochodzalla J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1040.
16. Daniel A. V. et al. JINR Preprint E1-92-174. Dubna, 1992.
17. Amian W. B. et al. // Nucl. Sci. Engin. 1993. V. 115. P. 1.
18. Stamer S. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 1647.
19. Nakamoto T. et al. // Memorirs of the Faculty of Engineering. Kyushu Univ., 1995. V. 55. P. 361.
20. Nakamoto T. et al. // J. Nucl. Sci. Technol. 1995. V. 32. P. 827.
21. Требуховский Ю. В. и др. Препринт ИТЭФ 3-03. М., 2003.
22. Требуховский Ю. В. и др. // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 4.
23. Cugnon J. et al. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 625. P. 729.
24. Letourneau A. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. V. 170. P. 299.
25. Filges D. et al. // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 11. P. 467.
26. Васильков Р. Г. и др. // АЭ. 1995. Т. 79. С. 257.

27. Lone A. M. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 214. P. 333.
28. Meier M. M. et al. // Nucl. Sci. Engin. 1989. V. 102. P. 310.
29. Lott B. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 414. P. 117.
30. Матушко Г. К. и др. Сообщение ИЯИ АН СССР П-0249. М., 1982.
31. Meier M. M. et al. // Nucl. Sci. Engin. 1990. V. 104. P. 339.
32. Meier M. M. et al. // Nucl. Sci. Engin. 1992. V. 110. P. 299.
33. Iwamoto Y. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 789.
34. Birtcher R. C. et al. // Proc. of ICANS-VI. ANL, 1982. ANL, 1983. P. 407.
35. Meigo S. et al. // Proc. of ICANS-XIII. PSI, 1995. P. 442.
36. Meigo S. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 431. P. 521.
37. Cierjacks S. et al. Report KfK 3097B. 1980;
Cierjacks S. et al. // Материалы 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике. М., 1980. Т. 1. С. 269.
38. Conrad H. M. // Nouvelle de SATURNE. 1983. V. 8. P. 29.
39. Raupp F. et al. // Proc. of ICANS-V. Jülich, 1981. P. 333;
Raupp F. Report KfK 3511B. 1983.
40. Drog M. IAEA-TECDOC-410. Vienna, 1987. P. 239.
41. Zucker M. S. et al. // Nucl. Sci. Engin. 1998. V. 129. P. 180.
42. David J.-C. et al. // Proc. of Intern. Workshop on Nuclear Data for the Transmutation of Nuclear Waste (TRAMU). GSI-Darmstadt, 2003.
43. Titarenko Yu. E. et al. Report LA-UR-00-3598. 2000; LA-UR-01-5348. 2001.
44. Бахмуткин С. В. и др. // АЭ. 1987. Т. 62. С. 59.
45. Meigo S. // Proc. of 3rd Specialist Meeting on High Energy Nuclear Data. JAERI, 1998. P. 30.
46. Abanades A. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 478. P. 577.
47. Nikolaev V. A. et al. // Proc. of ICANS-XI. КЕК, 1990. КЕК, 1991. P. 612.
48. Николаев В. А. и др. Препринт РИ-228. С.-П., 1991.
49. Vassilkov R. G., Yurevich V. I. // Proc. of ICANS-XI. КЕК, 1990. КЕК, 1991. P. 340.
50. Pienkowski L. et al. // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 1909.
51. Hilscher D. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 414. P. 100.
52. Воронко В. А. и др. Препринт ХФТИ 88-54. Харьков, 1988.
53. Shibasaki H. et al. // Proc. of ICANS-XIII and ESS-PM4. PSI, 1995. V. 1. P. 442.
54. Arai M. et al. // J. Neutron Research. 1999. V. 8. P. 71.
55. Акопян А. Г. и др. // АЭ. 1993. Т. 75. С. 219.
56. Аммосов В. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. С. 35.

57. *Pauwels N. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. V. 160. P. 315.
58. *Воронко В.А. и др.* Препринт ХФТИ 90-26. Харьков, 1990.
59. *Kurosawa T. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 430. P. 400.
60. *Kurosawa T. et al.* // Nucl. Sci. Engin. 1999. V. 132. P. 30.
61. *Cecil R. A. et al.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 21. P. 2471.
62. *Sato H. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 034607.
63. *Gunzert-Marx K. et al.* // Proc. of Intern. Workshop on Fast Neutron Detectors and Applications. Cape Town, 2006. PoS (FNDA2006). 2006. P. 057.
64. *Алейников В.Е. и др.* Препринт ОИЯИ Р16-85-97. Дубна, 1985.
65. *Kurosawa T. et al.* // Nucl. Sci. Technol. 1999. V. 36. P. 41.
66. *Kurosawa T. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 044615.
67. *Heilbronn L. et al.* // Nucl. Sci. Engin. 1999. V. 132. P. 1.
68. *Bonner B. E. et al.* // Phys. Rev. C. 1978. V. 18. P. 1418.
69. *Meier M. M. et al.* // Nucl. Sci. Engin. 1992. V. 110. P. 289.
70. *Meier M. M. et al.* // Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Data for Basic and Applied Science. Santa Fe, 1985. N.Y.: Gordon and Breach, 1986. P. 1415.
71. *Amian W. B. et al.* // Nucl. Sci. Engin. 1992. V. 112. P. 78.
72. *Yurevich V. I. et al.* // Письма в ЭЧАЯ. 2005. Т. 2. С. 53.
73. *Fraser J. S. et al.* // Phys. in Canada. 1965. V. 21(2). P. 17.
74. *The TARC Collab.* The TARC Experiment (PS211): Neutron-Driven Nuclear Transmutation by Adiabatic Resonance Crossing / Ed. J.-P. Revol. CERN 99-11. 1999.
75. *Ridicas D., Mittig W.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 418. P. 449.
76. *Васильков П.Г. и др.* // АЭ. 1978. Т. 44. С. 329.
77. *Vassil'kov R. G.* // Proc. of 8th Journees de SATURNE on Accelerators Applied to the Nuclear Wast Problem. Saclay, 1994. P. 183.
78. *Vassil'kov R. G.* // Muon Catalyzed Fusion. 1992. V. 7. P. 245.
79. *Andriamonje S. et al.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 348. P. 697.
80. *Svoboda O. et al.* // Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. Nice, 2007. CEA, 2008. P. 1197.
81. National Council on Radiation Protection and Measurements. Radiation Protection Guidance for Activities in Low-Earth-Orbit. NCRP Report 132. Bethesda, MD: NCRP, 2000.
82. *Gabriel S.* Engineering Models for Galactic Cosmic Rays and Solar Protons: Current Status // 3rd SPENVIS Users Workshop. Pasadena, 2006.
83. *Muller D.* Some Comments on Future Cosmic-Ray Projects // Cosmic-Ray Workshop. Washington, 2007.

84. Schimmerling W. // Grav. Space Biol. Bull. 2003. V. 16(2). P. 5.
85. Coucinotta F. A. et al. // Ibid. P. 11.
86. Benton E. V. et al. // Rad. Meas. 2001. V. 33. P. 227.
87. Simonsen L. C. et al. SAE Tech. Paper Ser. 931370. 1992; 911351. 1990.
88. Parnell T. A. et al. // Proc. of 6th Intern. Conf. Expositions on Engineering, Construction, and Operations in Space «Space 98». Albuquerque, 1998. P. 232.
89. http://www.bnl.gov/medical/NASA/NSRL_description.asp
90. Brown K. A. et al. // Proc. of EPAC 2004. Lucerne, 2004. P. 1547.
91. Maurer R. H. et al. // Rad. Prot. Dosim. 2005. V. 116(1–4). P. 125.
92. Heilbronn L. et al. // Ibid. P. 140.
93. Townsend L. W. // Ibid. P. 118.
94. Goldhagen P. et al. // Rad. Prot. Dosim. 2004. V. 110(1–4). P. 387.
95. Paganini S., Vilela E. // Braz. J. Phys. 2005. V. 35 (3B). P. 818.
96. Мальгин А. С., Ряжская О. Г. // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 1800.
97. Handbook of Accelerator Physics and Engineering / Ed. A. Chao and M. Tigner. Singapore: World Sci., 2006.
98. Wei J. // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. P. 1383;
Wei J. et al. // PRST-AB. 1999. V. 3. P. 080101.
99. Bouer G. S. et al. // PAC. 1997. V. 97. P. 3785.
100. Proc. of Intern. Collab. on Advanced Spallation Sources «ICANS-XII». RAL, 1993. RAL, 1994; ICANS-XIII. PSI, 1995.
101. Rees G. H. // PAC. 1993. V. 93. P. 731.
102. Bryant P. // PAC. 1995. V. 95. P. 322.
103. Holtcamp N. // EPAC 06. Edinburgh, 2006. P. 29; <http://www.jacow.org>
104. Gardner I. S. K. // EPAC 94. London, 1994. P. 3; <http://www.jacow.org>
105. JAERI/KEK Report JAERI-Tech 2003-044. KEK Report 2002-13. 2003.
106. IHEP Report IHEP-CSNS-Report/2004-01E. 2004; <http://bsns.ihep.ac.cn>
107. Senecha V. K., Kawai M. // Proc. of Conf. «APAC 2007». RRCAT. Indore, 2007. P. 797.
108. Wei J. et al. // Proc. of HB2006. Tsukuba, 2006. P. 39.
109. Herra-Martinez A. Preliminary Study of the Liquid Metal Proton-to-Neutron Converter. Report on EURISOL Meeting. CERN, 2005.
110. Kadi Y., Revol J. P. Lectures, Workshop on Hybrid Nuclear Systems for Energy Production, Utilization of Actinides & Transmutation of Long-Lived Radioactive Waste. Trieste. LNS0212002. 2001.

111. *Rubbia C. et al.* A High Resolution Spallation Driven Facility at the CERN-PS to Measure Neutron Cross Sections in the Interval from 1 eV to 250 MeV. CERN/LHC/98-02 (EET). Geneva, 1998.
112. *Fassó A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 332. P. 459; CERN Divisional Report CERN/TIS-RP/93-2/PP. Geneva, 1993.
113. *Gardner L. S. K. et al.* The Eur. Spallation Source ESS Study. 1997. V. 1–3; http://www.isis.rl.ac.uk/ESSVol2/ess_spec.htm
114. *Kustom R. L.* // Proc. of the 20th Intern. Linear Accelerator Conf. Monterey, 2000; <http://www.sns.gov/contacts/contacts.htm>
115. The Swiss Spallation Neutron Source SINQ. PSI, CH-1232, Villigen, Switzerland; <http://sinq.web.psi.ch>
116. *Buono S. et al.* Working Group on Heavy Liquid Metal Thermal-Hydraulics. ENEA Centre of Brasimone, Italy, 1999; <http://www.crs4.it>
117. *Lisowski P. W., Schoenberg K. F.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 910.
118. *Abrosimov N. K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 242. P. 121.
119. *Vlachoudis V.* Status of the CERN n_TOF facility // EFNUDAT Workshop FZD, Dresden–Rossendorf, 2008; <http://cern.ch/ntof>
120. *Tagliente G. et al.* // Braz. J. Phys. 2004. V. 34, No. 3A. P. 1033.
121. *Cennini P.* n_TOF Status Report. INTC. CERN, 2008.
122. *Mustapha B. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 521. P. 247.
123. *Nolen J. A.* The U.S. RIA Project // Proc. of XXI Intern. Linear Accelerator Conf. Gyeongju, 2002. P. 19.
124. *Barrette J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 1219.
125. *Armstrong T. A. et al.* nucl-ex/9909001v1. 1999.
126. *White S. N.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 409. P. 618.
127. *Baltz A. J. et al.* // Ibid. V. 417. P. 1.
128. *ALICE Collab.* Zero-Degree Calorimeter ZDC. ALICE Technical Design Report CERN/LHCC 99-5. Geneva, 1999.
129. *Appelshäuser H. et al.* // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 2. P. 383.
130. *Bauer G. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 463. P. 505.
131. *Watanabe N.* // Rev. Prog. Phys. 2003. V. 66. P. 339.
132. *Prior C. R.* STFC Accelerator R&D. Report Science & Technology Facilities Council ASTeC. RAL, 2007.
133. <http://neutrons.ornl.gov/aboutsns/aboutsns.shtml>
134. <http://j-parc.jp/en/AccSci.html>
135. *Nagamiya S.* J-PARC Project Status. J-PARC ATAC. JAEA, Tokai, 2006.
136. *Harada M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 597. P. 242.

137. *Cywinski B.* The European Spallation Source. Daresbury Lab., 2001; http://www.danssk.dk/links/Cywinski_ess.ppt
138. *Richter D.* // Appl. Phys. A. 2002. V. 74 (Suppl.). P. S18.
139. *Van Tuyle G. V. et al.* The Phoenix Concept. Proposed Transmutation of Long-lived Radioactive Waste to Produce Electric Energy. BNL 52279. 1991.
140. *Nakamura N. et al.* // Proc. of Second OECD/NEA Information Exchange Meeting on Actinide and Fission Product Separation and Transmutation. Argonne, 1992.
141. *Bowman C. D. et al.* Nuclear Energy Generation and Waste Transmutation Using Accelerator Driven Intense Thermal Neutron Source. LA-UR-91-2601.
142. *Arnould H. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 458. P. 167; Neutron-Driven Nuclear Transmutation by Adiabatic Resonance Crossing. CERN-SL-99-036 EET. Geneva, 1999.
143. *The European Technical Working Group on ADS.* A European Roadmap for Developing Accelerator-Driven Systems (ADS) for Nuclear Waste Incineration. ENEA, 2001.
144. *Salvatores M. et al.* // Proc. of Second ADTT Conf. Kalmar, 1996.
145. *The Working Group on TRADE.* The TRIGA Accelerator Driven Experiment, Final Feasibility Report. ENEA. 2002.
146. *Koning A. et al.* // J. Nucl. Sci. Technol. 2002. Suppl. 2. P. 1161.
147. *Leray S.* // Intern. Workshop on Nuclear Data for the Transmutation of Nuclear Waste «TRAMU-2003». Darmstadt, 2003.
148. *Rubbia C. et al.* Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier. CERN/AT/95-44 (ET). Geneva, 1995.
149. *Rubbia C.* Resonance Enhanced Neutron Captures for Element Activation and Waste Transmutation. CERN/LHC/97-04 (EET). Geneva, 1997.
150. *Bowman C. D.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1998. V. 48. P. 505.
151. *Saito S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 646.
152. *Fang S.-X. et al.* // J. Kor. Phys. Soc. 2006. V. 48(4). P. S697.
153. *Kadi Y.* Spallation Target R&D for the EU Accelerator-Driven Sub-Critical System Project. BENE04. DESY, 2004.
154. *Brandt R. et al.* // ЭЧАЯ. 2008. Т. 39. С. 507.
155. *Krása A. et al.* // Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. Santa Fe, 2004. AIP Conf. Proc. 769. 2005. P. 1555.
156. *Krizek F. et al.* // Chech. J. Phys. 2006. V. 56. P. 243.
157. *Zamani M. et al.* // Rad. Meas. 2005. V. 40. P. 410.
158. *Polanski A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 879.
159. *Shvetsov V. et al.* // Ibid. P. 883.
160. *Gudowski W. et al.* // Ibid. P. 887.
161. *Бацких Г. И. и др.* Препринт МРТИ РАН 9701. М., 1997.