

Наземные детекторы космических лучей. Детекторы нейтронной компоненты [[Neutron monitors design](#), 2021]

Нейтроны космических лучей вторичного происхождения образуются в результате взаимодействия ядерно-активной компоненты первичных космических лучей с ядрами атомов воздуха. Они доминируют в адронной компоненте, особенно в нижней атмосфере, поскольку протоны быстро теряют энергию на ионизацию, а пионы практически сразу распадаются. В целом, основной поток вторичного космического излучения в нижней атмосфере приходится на мюонную и электронно-фотонную компоненту. Но нейтронная компонента, по сравнению с ионизирующей компонентой, имеет некоторые отличительные особенности. *Во-первых*, нейтронная компонента имеет примерно такой же широтный эффект, как и первичное космическое излучение за пределами атмосферы, и в пять раз превышает широтный эффект жесткой компоненты. Это свидетельствует, что в целом нейтронная компонента формируется частицами первичного излучения меньших энергий, чем в случае мюонной компоненты, а вариации нейтронной компоненты почти на порядок больше. *Во-вторых*, поскольку в формировании нейтронной компоненты участвует в основном стабильные частицы, то температурный эффект в нейтронной компоненте практически не проявляется. Наблюдается лишь легко учитываемый барометрический эффект, представляющий собой простой эффект абсорбции.

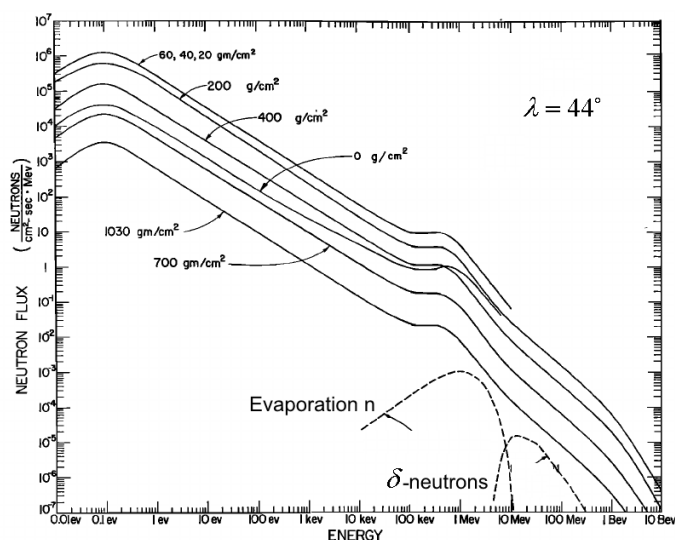


Рис.1. Равновесный поток нейтронов в зависимости от энергии на разных глубинах в атмосфере на средних широтах [Hess et al., 1961]. Энергетические спектры от 200 до 1030 г/см² являются экспериментальными значениями. Для глубины менее 200 г/см² спектры рассчитаны. Две пунктирные кривые - спектры нейтронов при их образовании, которые объясняют причину характерного поведения кривых в области энергий 1-100 МэВ.

метр в секунду на умеренных широтах. Поток нейтронов выше 10 МэВ равен 36 п/м²сек [Gordon et al., 2004], поток тепловых и эпитепловых нейтронов равен ~6.5 и ~8.5 п/м²сек соответственно и меняется в несколько раз с географической широтой и на несколько порядков с высотой. Нейтронное излучение частично имеет земное (эмиссии нейтронов от поверхности Земли) и космогенное происхождение (вторичные космические лучи).

Вторичное космическое излучение в атмосфере состоит из жесткой компоненты (мюоны и быстрые заряженные частицы), мягкой компоненты (в основном электроны и небольшое число мягких мюонов) и нейтронов. Их поток на уровне моря равен 166, 32, и 50 частиц/(м² s) соответственно. Для задач космической физики важен мониторинг мюонной и нейтронной компоненты, как вторичных компонент, модулированных солнечным ветром. Для прикладных задач важно изменение потока мягкой компоненты или эпитепловых нейтронов, которые особенно чувствительны к изменениям окружающей среды.

Уровень нейтронного излучения у поверхности Земли во всем диапазоне энергий составляет около 50 частиц на квадратный

Нейтронное излучение земного происхождения и низкоэнергичная часть нейтронного излучения (меньше энергий испаряющихся нейтронов, ~ 10 MeV) вторичного космического излучения сильно подвержено влиянию окружающей среды, в первую очередь, содержанию водородосодержащих веществ. Второй источник нейтронов, в отличие от первого, модулирован солнечным ветром, что необходимо учесть в практических задачах.

В интересах солнечно-земной физики основанием для наблюдения нейтронов, как вторичных частиц после взаимодействия космических лучей с ядрами атмосферы, и в то же время основа для создания так называемых нейтронных мониторов послужила работа [Simpson, 1948]. В этой работе впервые определены три области энергий, представляющие интерес для изучения нейтронов, производимых космическими лучами.

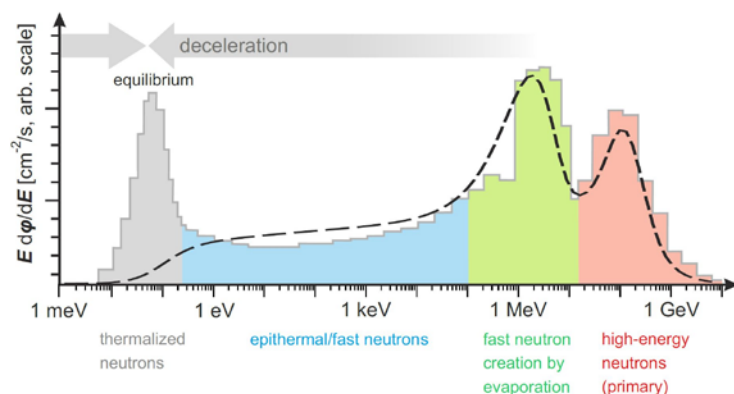


Рис.2. Спектр нейтронов в нижней атмосфере с выделением особых энергетических диапазонов [1].

Спектр нейтронов на различных глубинах в атмосфере в широком диапазоне энергий приведен на рис.1 [Hess et al., 1961]. Причину характерного поведения кривых в области энергий 1-100 MeV объясняют спектры нейтронов при их образовании, а именно спектр испарительных нейтронов модели Вайскопфа [Хаякава, 1973, стр. 221] и спектр δ -нейтронов.

Для подчеркивания особенностей сильно

меняющегося спектра $J(E)$ удобно перейти к форме представления рис.2, на котором выделены несколько энергетических диапазонов.

1. Принцип регистрации нейтронов.

Нейтроны как нейтральные частицы непосредственно в детекторе почти не создают ионных пар (в миллион раз меньше, чем протоны). Однако, взаимодействуя с веществом детектора, они вызывают разнообразные ядерные реакции с образованием заряженных частиц и γ -квантов. Это вторичное заряженное излучение можно зарегистрировать обычными детекторами, такими, как пропорциональный счетчик, ионизационная камера или сцинтилляционный счетчик. Следовательно, детектор нейтронов представляет собой обычный детектор заряженного или γ -излучения, в который помещено вещество, интенсивно взаимодействующее с нейтронами. К таким веществам относятся некоторые изотопы бора, лития, гелия и др. реакция с которыми максимально эффективна только при тепловых энергиях нейтронов ($5 \times 10^{-3} - 0.5$ eV).

В зависимости от энергии нейтронов для их регистрации используются детекторы различной конструкции.

Так, для регистрации нейтронов с энергиями от $E < 10$ МэВ их достаточно замедлить в водородосодержащей среде (в несколько см) до тепловых энергий с последующей регистрацией.

Регистрация нейтронов с высоких энергиями $E > 10$ МэВ осуществляется в два этапа. На первом этапе в результате их взаимодействия, например, с ядрами свинца производится, в зависимости от энергии падающего нейтрона, несколько десятков испарительных нейтронов с кратными меньшими энергиями. На втором этапе

испарительные нейтроны замедляются в водородосодержащих средах до тепловых энергий.

Процесс обнаружения нейтронов начинается, когда нейтроны, взаимодействуя с различными ядрами вещества, вызывают освобождение одной или более заряженных частиц, такие как протоны, альфа- частицы, гамма-излучение, осколки ядер деления или даже ядер отдачи. Электрические сигналы, произведенные заряженными частицами, могут затем быть обработаны системой регистрации. Детекторы содержат газовую, твердую или жидкую среду детектирования. Выбор веществ для таких детекторов ограничен, но наиболее часто применяемые - это изотопы бора и гелия.

Прежде чем приступить к описанию конструкций различных детекторов нейтронов, необходимо подробнее описать типа пропорциональных счетчиков, которые лежат в основе любого такого детектора.

1.1. Борные счетчики нейтронов. В пропорциональных борных счетчиках BP28 (LND2061) или CHM15, например, для регистрации нейтронов бор применяется в виде газообразного соединения BF_3 . При экзотермической реакции $^{10}_5B(n, \alpha)^7_3Li$ конечное ядро 7_3Li может образоваться как в основном, так и в первом возбужденном состоянии, энергия возбуждения которого 0.49 МэВ

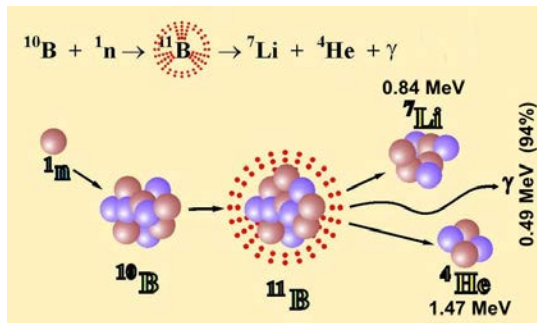
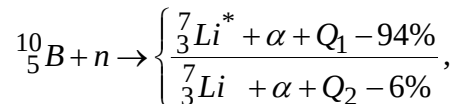


Рис.3. Схематическое изображение реакции $^{10}_5B + n \rightarrow ^7_3Li^* + \alpha + Q_1 - 94\%$ с выходом возбужденного ядра лития.

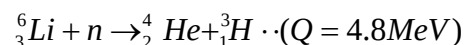


где $Q_1 = 2.31 \text{ MeV}$, $Q_2 = 2.79 \text{ MeV}$, $Q_2 - Q_1 = 0.49 \text{ MeV}$

Энергия Q между ядрами α и Li^7 распределяется обратно массам. Из суммарной кинетической энергии 2.79 МэВ на ядро α приходится 1.78 МэВ, а на ядро 7_3Li 1.01 МэВ, а при суммарной кинетической энергии 2.31 МэВ на ядра α и 7_3Li приходится 1.47 МэВ и 0.84 МэВ соответственно.

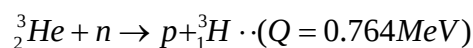
Если энергия выражена в eV, то эффективное сечение реакции $^{10}_5B(n, \alpha)^7_3Li$ равно $\sigma = 738E_n^{-1/2}$ барн (Власов, 1955, стр. 160). Отсюда следует, что для сечения нейтронов, находящихся в равновесии с молекулами замедлителя, со средней тепловой энергией $E_n = \frac{3}{2}kT$, которая при нормальной температуре $T = 290^\circ K$ равна ($k = 8.62 \cdot 10^{-5} \text{ eV}/^\circ K$) 0.037 эВ получаем $\sigma = 3887$ барн (Абрамов, 1970, стр. 418).

1.2. Литиевые счетчики нейтронов. При взаимодействии теплового нейтрона с 6Li происходит развал составного ядра на альфа-частицу и тритон с выделением энергии 4.8 МэВ:



Литий твердое вещество и поэтому как примесь используется в сцинтилляторах. Выделенная энергия преобразуется сцинтиллятором в свет и регистрируется фотоэлектронным множителем.

1.3. Гелиевые счетчики нейтронов. В пропорциональных гелиевых счетчиках LND253124 или CHM57, например, регистрация нейтронов основана на реакции



с выделением протона и тритона.

Содержание изотопа ${}^3_2\text{He}$ в естественной смеси составляет только 0.000137% и поэтому, как и для борных счетчиков используется обогащенный газ. Из суммарной кинетической энергии 0.764 МэВ энергия протона 0.573 МэВ, трития ${}^3_1\text{H}$ 0.191 МэВ.

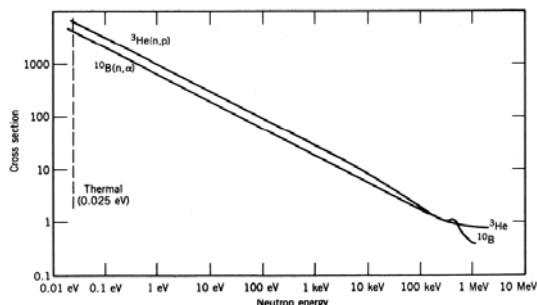


Рис. 4. Энергетическая зависимость сечения захвата нейтронов для В (n, α) и He (n, p) (Власов, 1955; Krane, 1988).

Эффективное сечение реакции ${}^3_2\text{He}(n, p){}^3_1\text{H}$ очень плавно меняется с энергией нейтронов, оставаясь вплоть до энергий 100 КэВ обратно пропорциональным скорости нейтронов и равно $\sigma = 1025 E_n^{-1/2}$ барн и для тепловых нейтронов при нормальной температуре $T = 290^\circ\text{K}$ получаем $\sigma = 5327$ барн (Абрамов, 1970, стр. 418).

На рис. 5 и 6 приведены типичные дифференциальные спектры амплитуд импульсов борного и гелиевого счетчиков.

Незначительной доле реакций, например, на примере гелиевого счетчика, возникающих из-за стеночного и краевого эффектов, соответствует непрерывный спектр импульсов с амплитудой от 0 до 191 КэВ (энергия тритона). В этом случае треки двух частиц выходят за пределы счетчика, либо реакция происходит вне чувствительного объема.

На участке ≈ 191 кэВ количество импульсов несколько увеличивается и далее остается

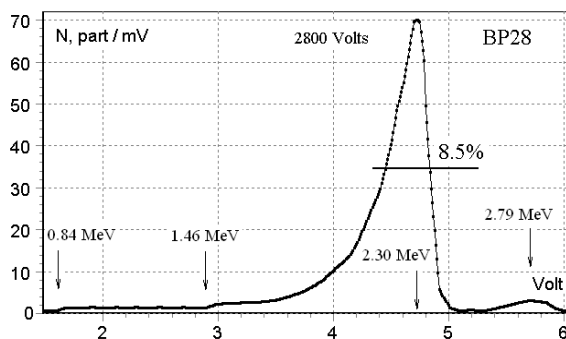


Рис. 5. Амплитудный спектр импульсов борного счетчика BP28

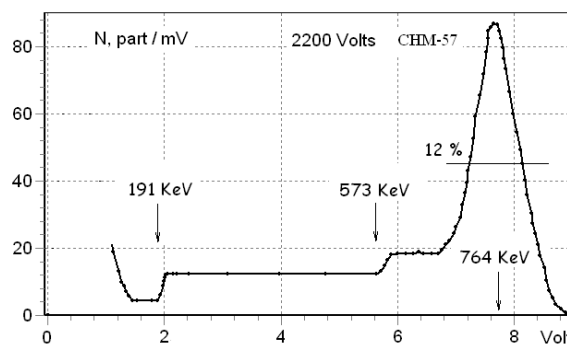


Рис. 6. Амплитудный спектр импульсов гелиевого счетчика CHM-57

постоянным до энергии 573 кэВ. Начиная с величины 573 кэВ (энергия протона) возникает вторая "ступенька". Образование этих "ступенек" обусловлено тем, что часть реакций происходит на границе чувствительного объема счетчика, и треки частиц не укладываются полностью в чувствительном объеме счетчика. Поэтому энергия этих реакций частично теряется, и, следовательно, амплитуда импульсов уменьшается по сравнению с максимально возможной амплитудой.

Основному количеству реакции соответствует распределение с пиком на уровне 764 кэВ. Величина стеночного эффекта (отношение числа реакций, продукты которых не уложились полностью в чувствительном объеме счетчика к общему числу реакций) составляет 26%. Увеличение числа импульсов в области малых энергий обусловлено шумами усилителя сигналов счетчика.

Таким образом, при регистрации нейтронов в счетчике амплитуда выходных сигналов может иметь значения в пределах 191...764 кэВ.

Кроме пропорциональных счетчиков для регистрации тепловых нейтронов применяются сцинтилляторы, в основе которых лежала идея использования сцинтиллятора-компаунда, состоящего из ZnS(Ag) и LiF обогащенного ^6Li или сцинтиллятор ZnS(Ag)+B₂O₃ на основе натурального бора. В обоих случаях регистрация нейтронов основана на реакциях на литии и бора.

2. Нейтронные детекторы различной конструкции

Нейтронные мониторы, или детекторы нейтронов, для регистрации нейтронного излучения были разработаны еще в середине 40-х годов прошлого века в ходе выполнения Атомного проекта. Разработаны были различные варианты детекторов для измерения нейтронного потока и естественного фонового излучения. Мощная вспышка солнечных частиц 19 ноября 1949 года, когда в Манчестере наблюдалось возрастание около 550% [Adams, 1950], была зарегистрирована именно на таком нейтронном мониторе, который представлял собой счетчик, окруженный только водородосодержащим замедлителем. С помощью таких детекторов измерялись нейтронные потоки в ядерных экспериментах, в частности, при создании ядерных реакторов. Поскольку энергии нейтронов в таких случаях ограничены несколькими MeV, то применяемый замедлитель очень эффективен для регистрации нейтронов. Кроме того, низкая эффективность счетчиков тепловых нейтронов компенсировалась значительным потоком нейтронов в ядерных экспериментах.

Потоки же естественного фонового излучения незначительны и поэтому здесь возникают проблемы со статистической обеспеченностью результатов измерений. Но особенностью естественного фонового излучения является наличие высокоэнергичных каскадных нейтронов в сотни и более MeV. Такие нейтроны способны в ядерной реакции, например, с ядрами свинца, вызвать рождение локальных нейтронов, что в целом кратно увеличивает эффективность нейтронного детектора. Именно такой подход использовался при построении нейтронных мониторов для регистрации естественного фонового излучения.

Но разумно сначала рассмотреть простейший детектор нейтронов - детектор тепловых нейтронов, последовательно усложняя сам детектор и расширяя измеряемый диапазон энергий нейтронов.

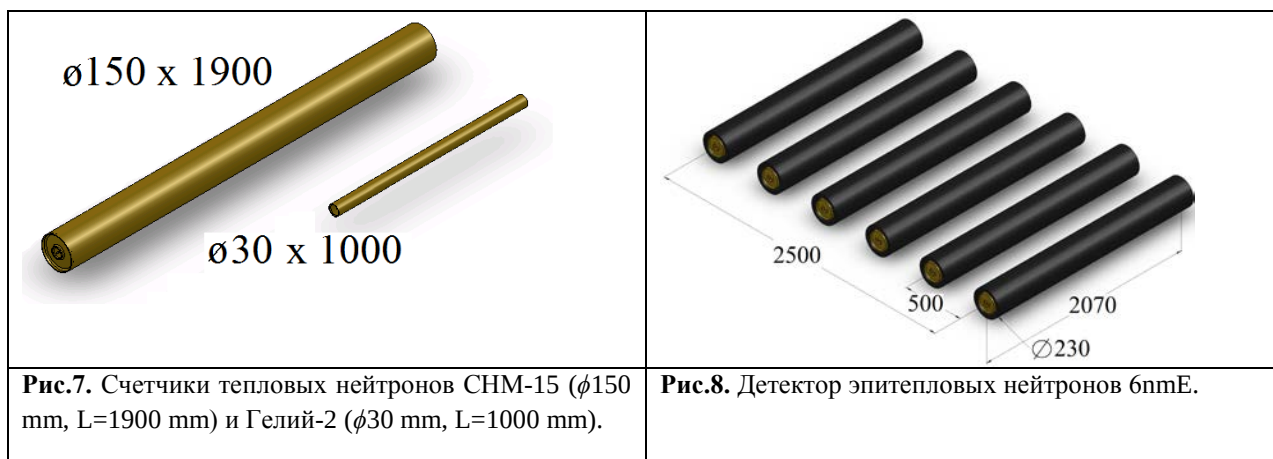
2.1. Детекторы тепловых нейтронов

Для детекторов (рис.7) тепловых нейтронов (5×10^{-3} –0.5 eV) применяются счетчики нейтронов: СНМ-15 и ВР-28 ($\phi 150$ mm, L=1900 mm), СНМ-18 ($\phi 30$ mm, L=250 mm), Гелий-2 ($\phi 30$ mm, L=1000 mm). Счетчик СНМ-15 на уровне моря на средних широтах обеспечивает скорость счета 6800 имп./час(~ 2 s⁻¹). Обозначение такого детектора может быть, например, 1птТ для одиночного счетчикового детектора тепловых нейтронов.

2.2. Детекторы эпитепловых нейтронов

Для регистрации эпитепловых нейтронов (0.5 eV – 0.5 MeV) необходимо их замедлить до тепловых энергий. Для этого достаточен замедлитель толщиной 25 мм. Конструкция детектора эпитепловых нейтронов проста и показана на рис.8. Обозначение

такого детектора может быть, например, 6nмЕ для шести счетчиков детектора эпитепловых нейтронов. Один детектор 1nмЕ на уровне моря на средних широтах обеспечивает скорость счета 9300 имп./час ($\sim 2.5 \text{ s}^{-1}$).



2.3. Стандартный нейтронный супермонитор

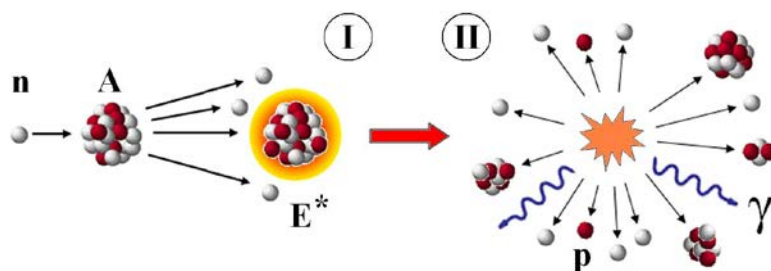
Для задач космической физики необходим детектор, регистрирующий частицы, в нашем случае нейтроны, генетически связанные с первичным космическим излучением и не подверженные воздействию различных факторов окружающей среды. Со стороны нижних энергий должны отсекаются тепловые и эпитепловые нейтроны. Верхний предел должен быть максимальным.

Первоначально был разработан монитор Дж. Симпсона [Simpson, 1953, 1958], особенности которого будут описаны позже. Но невысокая статистическая точность данных таких детекторов привела к разработке нейтронного супермонитора Кармайкла [Hatton & Carmichael, 1964], которым в настоящее время оснащена мировая сеть.

Детектор нейтронов или нейтронный монитор (рис.9) состоит из пропорциональных счетчиков тепловых нейтронов, окруженных полиэтиленовым замедлителем, свинцовым размножителем и полиэтиленовым отражателем. Нейтроны размножаются в свинце, замедляются до тепловых энергий материалами с низким атомным номером и регистрируются пропорциональными счетчиками тепловых нейтронов. Были проведены многие эксперименты, чтобы найти оптимальную конструкцию нейтронных мониторов. Назначение и работа каждого компонента будут описаны ниже.

Свинцовый размножитель

Адрон высокой энергией ($\sim 0.5 - 1$) ГэВ, взаимодействуя с ядрами свинца размножителя, генерирует (десятки) испарительных нейтронов. Вероятность взаимодействия с ядрами свинца составляет $\sim 50\%$, поскольку толщина свинца (50 мм)



равна половине пробега ядерного взаимодействия. Испарительные нейтроны обладают начальной кинетической энергией порядка $1 \div 5$ МэВ, и в полиэтиленовом замедлителе толщиной 24

Рис.9. Схема поэтапного взаимодействия нуклона с ядром.

мм быстро замедляются до тепловой энергии.

Ядерная реакция при энергиях ~ 100 MeV и более начинается с взаимодействия налетающей частицы с одним из нуклонов ядра, за которым следует поочередные взаимодействия рассеянной частицы, частиц отдачи и образовавшихся частиц, если они возникают. Поэтому весь процесс описывается как внутриядерный каскад. Частицы низких энергий, рожденные в этом каскаде, не могут участвовать в дальнейшем его развитии, но они дают вклад в возбуждение ядра, за которым следует испарение низкоэнергичных частиц. Итак, при взаимодействии адронов с ядром атома происходит его расщепление, и некоторое число частиц, в том числе и нейтронов, выбрасываются из ядра в два этапа.

На втором этапе, снимается возбуждение ядра испусканием низкоэнергетических нейтронов и протонов испарения. Преобладают нейтроны, поскольку протоны нуждаются в дополнительной энергии для преодоления кулоновского барьера ядра. Средняя энергия испарительных нуклонов в случае ядра свинца около 8 МэВ. Второй этап реакции с выделением нейтронов испарения является основным фактором, способствующим умножения и замедления нейтронов (Хаякава, 1973; Юревич, 2010). Например, 100 МэВ нейтрона производит ≈ 10 испарительных нейтронов, т.е. в одном акте взаимодействия уменьшается на порядок энергия нейтрона, который в последующем замедляется.

Замедлитель. Для каждого отдельного нейтрона хаотическое блуждание внутри монитора может завершиться либо его захватом в слоях замедлителя, либо выходом наружу, либо же, наконец, детектированием одним из нейтронных счетчиков.

Замедление нейтронов до тепловой энергии происходит при упругих столкновениях с ядрами водорода. Среднее число упругих столкновений, необходимых для термализации нейтронов с энергией 4 МэВ, около 20 для полиэтилена. Толщина полиэтиленового замедлителя вокруг одного счетчика составляет 24 мм, или 37 мм для парафинового замедлителя.

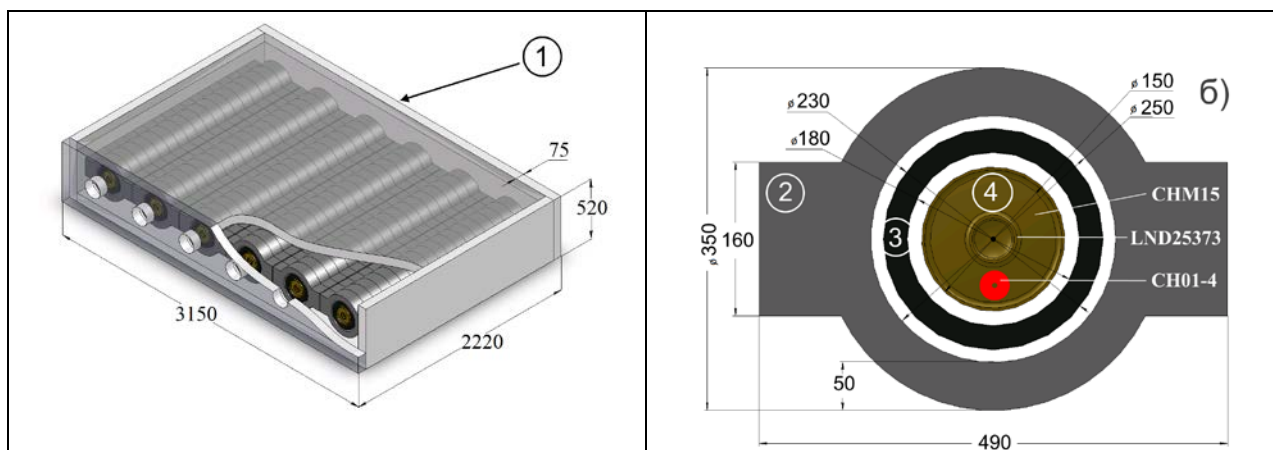


Рис.10. Внешний вид стандартной секции нейтронного монитора 6nm64 [Hatton & Carmichael, 1964; Carmichael, 1968] эффективной площади 6.21 m^2 , состоящего из полиэтиленового отражателя (1), свинцового генератора нейтронов (2), полиэтиленового замедлителя (3) и пропорциональных счетчиков тепловых нейтронов (4). Размеры - в миллиметрах.

Визуализация процесса взаимодействия нейтрон с энергией 500 МэВ с детектором показана на рис.11 []. В результате неупругого столкновения со свинцом происходит размножение нейтронов. Хорошо видны процессы дрейфа нейтронов с множеством

упругих столкновений, остановки и поглощения в полиэтилене, выход из объема детектора.

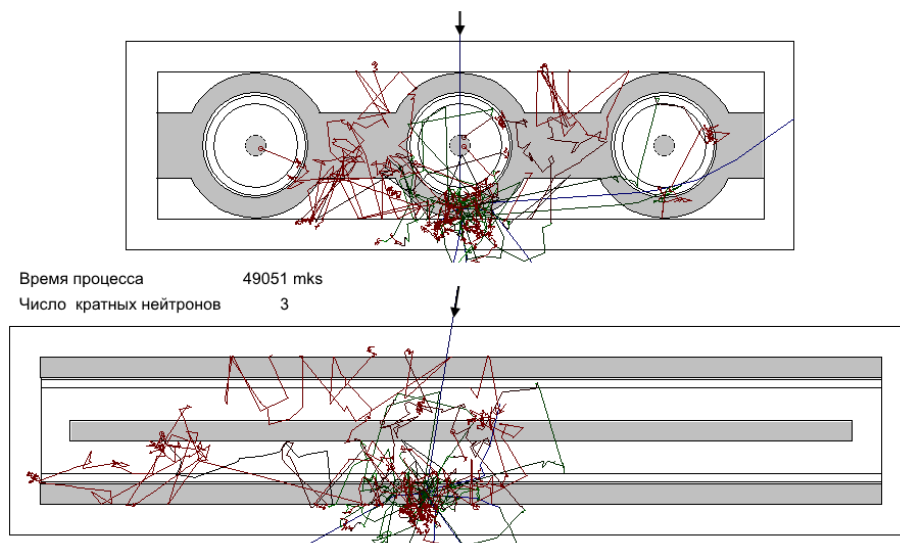


Рис.11. Визуализация части фронтальной и горизонтальной проекции модели секции нейтронного монитора 3nm64 с образованием 3 кратных нейтронов в результате взаимодействия вертикально падающего нейтрона энергией 500 MeV. Коричневые траектории – тепловые нейтроны, черные – эпитепловые нейтроны.

Отражатель

У отражателя нейтронного монитора двойное назначение. Внешний слой полиэтилена, целиком покрывающий снаружи секцию супермонитора, благодаря альбедо нейтронов [Стогов, 2008, с.134], отсекает низкоэнергичные нейтроны из окружающей среды. Эффективная энергия отсечки для нейтронного супермонитора nm64 около 20 МэВ при толщине отражателя 75 мм. В случае монитора nm57 толщина отражателя 304 мм парафина и эффективная энергия отсечки около 50 МэВ. Основной причиной для использования тонкого полиэтилена – его относительно высокая стоимость. В работе [Hatton & Carmichael, 1964] экспериментально показано, что эта толщина полиэтилена достаточно для отражения нейтронов в мониторе, потому что длина диффузии тепловых нейтронов в полиэтилен 24 мм.

Другое назначение отражателя это увеличение эффективности детектора благодаря частичному отражению обратно вглубь секции диффундирующих наружу испарительных нейтронов. Тем не менее, помимо энергичных адронов космических лучей, супермонитор NM64 обладает незначительной остаточной способностью к регистрации нейтронов низкой энергии.

Одна секция 6nm64 на уровне моря на средних широтах обеспечивает скорость счета 210000 имп./час (60 имп./сек).

2.4. Нейтронный монитор конструкции Симпсона

Основой для создания первых нейтронных мониторов послужила работа [Simpson, 1948]. К международному геофизическому году 1957/58 была развернута мировая сеть из ~70 станций космических лучей [Simpson, 1953, 1958] (рис.12). Но практика показала недостаточную статистическую точность данных и в настоящее время работает только 4 детектора на горных станциях, где скорость счета на два порядка выше, чем на уровне моря.

Детектор также состоит из парафинового отражателя, свинцового размножителя нейтронов, парафинового замедлителя и пропорциональных счетчиков тепловых нейтронов. Толщина парафинового отражателя 304 мм, что в 4 раза больше, чем для нейтронного супермонитора и что приводит к отсечке нейтронов <50 MeV. Толщина свинцового размножителя нейтронов 50 мм, парафинового замедлителя 25 мм. Низкая эффективность детектора 12nm57 связана с размерами и эффективностью применяемого счетчика нейтронов NW G-15-34A. Детектор 12nm57 на уровне моря на средних широтах обеспечивает только скорость счета 24400 имп./час (6.8 имп./сек).

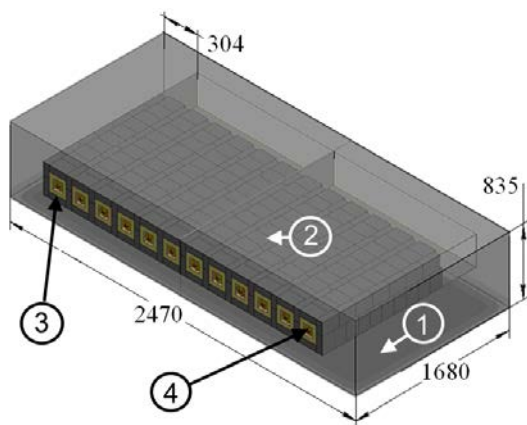


Рис.12. Внешний вид нейтронного монитора 12nm57 [Simpson, 1953] эффективной площади 1.9 m^2 , состоящего из парафинового отражателя (1), свинцового генератора нейтронов (2), парафинового замедлителя (3) и пропорциональных счетчиков тепловых нейтронов (4). Размеры - в миллиметрах.

Обзор и анализ нейтронных детекторов проводился в ряде работ, например, Wilson (1976), Krane (1988), Friedlander (1989 and 2000), Simpson (2000). В одной из последних работ [Stoker et al., 2000] был проведен сравнительный анализ мониторов конструкции Симпсона и Кармайкла, описан дизайн

нейтронного супермонитора Кармайкла с учетом замены борных счетчиков гелиевыми счетчиками.

2.5. Переформатированный нейтронный супермонитор конструкции Симпсона

Стандартная секция нейтронного монитора 6nm64 предполагает использовать эффективные борные счетчики большого диаметра CHM15, которые в настоящее время промышленностью не выпускаются. Переход на гелиевые счетчики диаметром $\varnothing 30$ мм или $\varnothing 50$ мм диктует необходимость переформатирования конструкции нейтронного монитора. В стандартном свинцовом кольце – размножителе - не самым эффективным образом используется объем и вес, поскольку гелиевый счетчик занимает только 4 % объема (правая панель рис.10, счетчик CH01-4).

Переформатированный нейтронный монитор показан на рис.12 [Yanke, 2019], с использованием в качестве свинцового размножителя стандартных свинцовых прямоугольных кирпичей как и в нейтронном мониторе Симпсона (рис.).

На рис.12 дан лицевой вид одного из модулей 5nm2020 площадью 1 m^2 (верхняя панель). Модуль содержит 5 счетчиков длиной 1 м и диаметром 30 мм или 50 мм, таким образом, можно использовать счетчики CH01-2, CH01-4 или LND253124.

Общее размещение секции нейтронного супермонитора 30nm2020 (например, в 20-ти футовом контейнере) показано на нижней панели рис.13.

Сравнение относительно стандартной секции нейтронного монитора 6nm64 на основе счетчика CHM15 (скорость счета 60 cps) показывает, что переформатированный нейтронный монитор 30nm на основе гелиевых счетчиков CH01-4 дает увеличение чувствительности в 1.5 раза, а переход на счетчики LND253124 диаметром 50 мм увеличивает чувствительность в 2.6 раза.

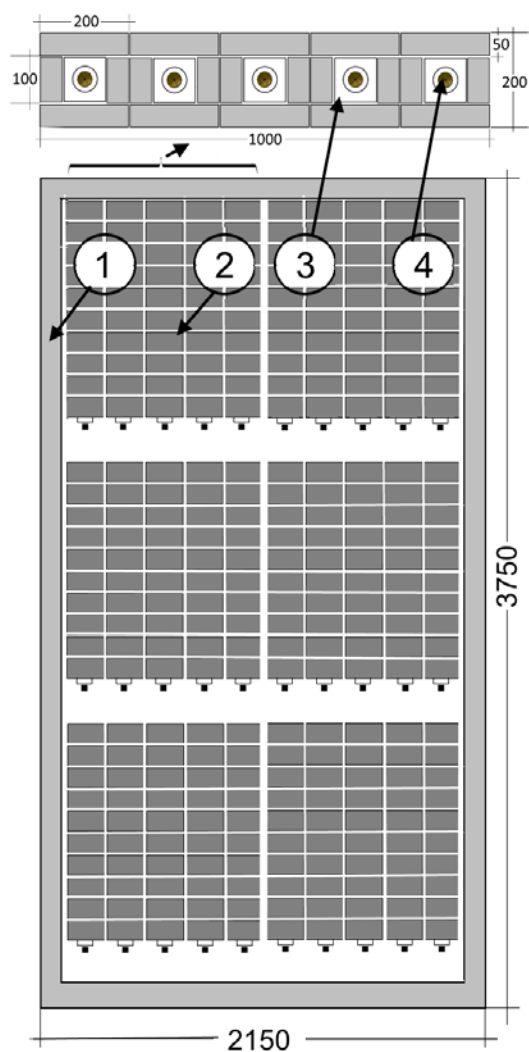


Рис.13. Лицевой вид модуля площадью 1m^2 (верхняя панель) и расположение модулей нейтронного супермонитора 30nm2020 общей эффективной площадью 6.75m^2 .

2.6. Энергетическая чувствительность детекторов различной конструкции

На рис.14 иллюстрируется энергетический диапазон чувствительности различных типов нейтронных детекторов, которые позволяют выделять ту или иную энергетическую группу нейтронов. В случае детектора эпитепловых нейтронов возможны 2 варианта: с кадмиевым замедлителем (отсекаются тепловые нейтроны) и без кадмиевого замедлителя (с некоторой эффективностью регистрируются и тепловые нейтроны).

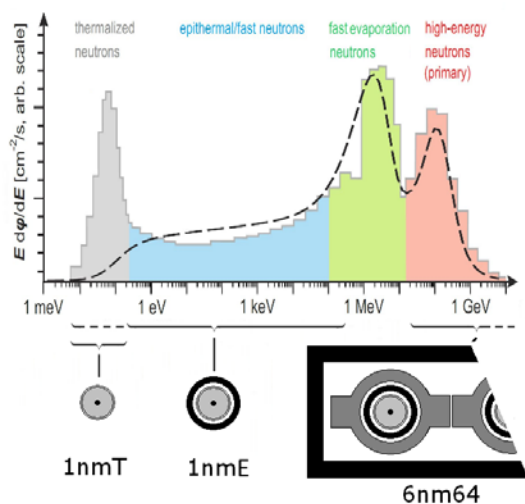


Рис.14. Интервалы энергий спектра нейтронов, к которым чувствительны нейтронные мониторы различных конструкций: тепловых (1nmT) и эпитепловых (1nmE) нейтронов и секции стандартного нейтронного монитора (6nm64).

3. Сферический спектрометр нейтронов Боннера.

Нейтронные мониторы дают детальную временную информацию об интегральном нейтронном потоке на уровне наблюдения. Но нейтронные мониторы сами по себе не дают никакой информации об энергии регистрируемых частиц. Исключение составляют кратные нейтроны [], возникающие в мониторе, но это относится к достаточно большим энергиям, начиная с сотни МэВ. Для некоторых приложений, таких как оценка доз, полученных в результате облучения нейтронами вторичного космического излучения, отклик изменений содержания водородосодержащих веществ в окружающей среде на скорость счета нейтронных детекторов полезно знать энергетическое распределение вторичных нейтронов в реальном времени. В частности, в Европейском центре ядерных исследований с 1993 г. широко используются сферические спектрометры Боннера, созданные в рамках научной программы Евросоюза «Радиационная безопасность воздушных полетов» для моделирования нейтронных спектров, генерируемых космическим излучением в атмосфере на высотах до ~10 км. Проблема обеспечения радиационной безопасности воздушных полетов возникла после снижения до 1 мЗв/год предела дозы облучения для населения, в результате чего экипажи авиалайнеров вошли в категорию профессионально облучаемого персонала. Кроме задач радиационной безопасности, поля нейтронов являются инструментом для изучения различных радиационных эффектов, в том числе сбоев электронной аппаратуры, проблема которых

становится все более актуальной в условиях космических и воздушных полетов. Спектрометрический контроль проводится на каждой атомной электростанции и ускорителе частиц, поскольку нет другого детектора, который позволял бы получить спектр в столь необычайно широком энергетическом диапазоне от meV до GeV , т.е. 12 порядков по энергии. Кроме того, методика спектрометрических измерений спектра нейтронов на основе спектрометра Боннера интересна как очень хороший пример решения обратных задач.

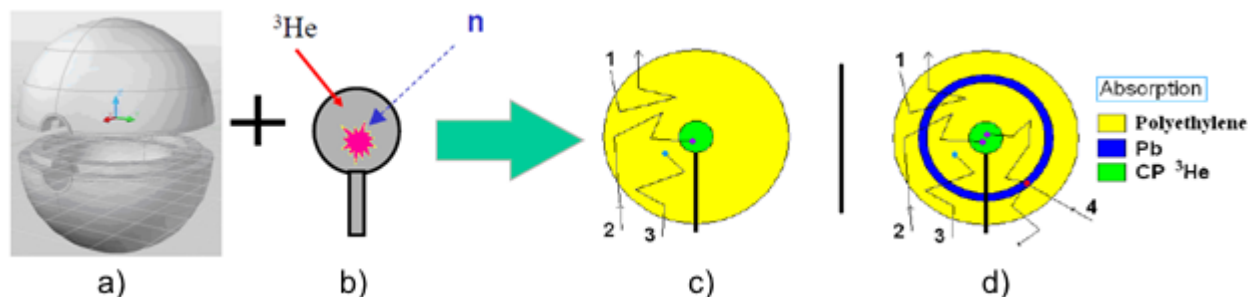


Рис.15. Слева направо. а) конструкция полого шарового полиэтиленового замедлителя, б) счетчик нейтронов. Возможные характерные траектории замедляющихся нейтронов в бессвинцовом (с) и свинцом детекторе (d).

Сферический спектрометр Боннера для измерения спектра нейтронов был предложен сотрудниками университета Rice (Houston, США) в 1960 (Bramblett et al., 1960), которые также развили технику работы с нейтронными детекторами. Сферы Боннера позволяют в зависимости от толщины замедлителя выделять ту или иную энергетическую группу нейтронов.



Рис.16. Пример 10 диапазонного спектрометра Боннера.

Конструкция спектрометра очень проста. Спектрометр состоит из набора детекторов на основе полых шаровых полиэтиленовых замедлителей. Диаметр полости ~ 1.5 дюйма, в которых помещен детектор тепловых нейтронов. Набор сфер с внешним диаметром 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 15, 20 дюймов. Дополнительно используются “голый” счетчик, а также сфера диаметром 2 дюйма, окруженная кадмием.

Если нужно расширить диапазон в область больших энергий, дополнительно одну или несколько сфер окружают свинцом толщиной 0.5 или 1 см (рис.15) с отражателем или без, т.е. используется до 20 детекторов. Такие детекторы обладают практически изотропной чувствительностью. В качестве счетчиков чаще всего используются малогабаритные сферические пропорциональные счетчики (борные BF_3 или гелиевые 3He). Пример такого детектора приведен на рис.16.

3.1. Восстановление спектра нейтронов. Для замедлителей разного диаметра энергетическая зависимость чувствительности спектрометра (функция чувствительности) имеет разную форму. Их расчет проводится с помощью компьютерного моделирования на основе, например, программных пакетов GEANT4 или MCNP5, позволяющих работать с

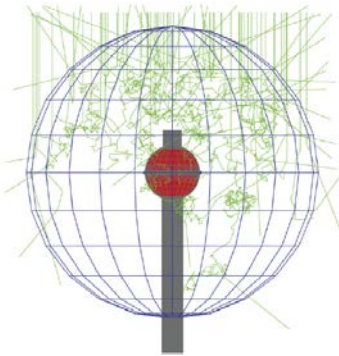


Рис.17 . GEANT4 моделирование функции чувствительности сферического детектора.

полным спектром известных физических процессов, протекающих при прохождении элементарных частиц через вещество. На рис. 17 показаны траектории нейтронов на примере GEANT4 моделирования функции чувствительности сферического детектора диаметром 7 дюймов с счетчиком 3He в центре [Pioch at al., 2010]. В результате рассчитывается матрица функций чувствительности для Боннер спектрометра, пример которой приведен на рис. 18 и 19.

Показания спектрометра N_i (скорость счета, c^{-1}) с замедлителем i -диаметра связаны с мощностью энергетического флюенса $\Phi(E)$ (нейтронов $cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot MeV^{-1}$) интегральным уравнением Фредгольма I рода:

$$N_i = \int_{E_{min}}^{E_{max}} G_i(E) \cdot \Phi(E) dE, \quad i=1, \dots, n \quad (1)$$

Здесь E_{min} , E_{max} – границы энергетического спектра, $G_i(E)$ – функция чувствительности с замедлителем i диаметра ($имп. \cdot cm^2 \cdot нейтрон^{-1} \cdot МэВ$). Результатом решения обратной задачи (системы уравнений) является плотность вероятности распределения $\Phi(E)$, удовлетворяющей заданным N_i при известных $G_i(E)$.

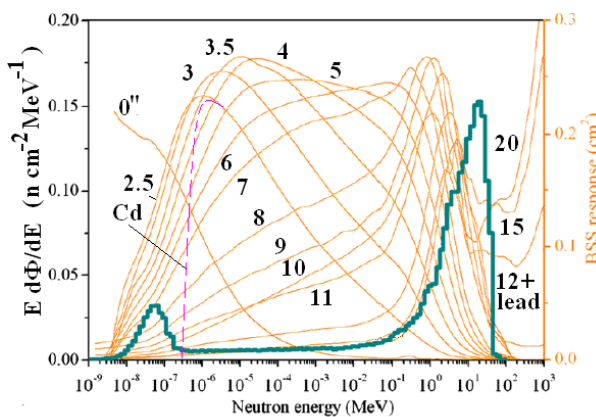


Рис.18. Матрица функций чувствительности для сферического спектрометра Боннера [Pioch at al., 2010].

В общем случае система уравнений (1) не имеет единственного решения, поскольку конечное число измерений n не может определить непрерывную функцию $\Phi(E)$. Поэтому спектр нейтронов представляют в виде ряда, где N_i и Φ_i определяется как:

$$N_i = \sum_{j=1}^m G_{i,j} \Phi_j, \quad j=1, \dots, m, \quad (2)$$

где m есть число разбиений энергетического интервала, а $G_{i,j}$ представляет собой функцию чувствительности $G_i(E)$, усредненную по энергетической группе j , Φ_j – искомый

спектр в групповом представлении. Это уравнение является приближением предыдущего уравнения, причем степень приближения определяется числом разбиений энергетического интервала m .

Если $n \geq m$, то единственное решение относительно Φ_j существует и может быть найдено методом наименьших квадратов. На практике число n невелико (не превышает 15-20), поэтому полученный таким образом спектр нейтронов является лишь грубой оценкой в том случае, если энергетический диапазон нейтронов очень широк. Для нахождения спектра при $n < m$ приходим к системе недоопределенной системы уравнений.

Восстановление спектра нейтронов $\Phi(E)$, относится к классу обратных задач. Левая часть уравнения представляют собой непосредственно измеряемую величину, подверженную статистическим флуктуациям, а ядро уравнения $G_i(E)$ должно быть получено расчетным путем с достоверностью, определяемой уровнем современных знаний. Это два обстоятельства являются причиной принципиальной неустойчивости решения уравнений. Удовлетворительного решения уравнения может не существовать вообще или не для всякой левой части. В то же время, существование единственного и устойчивого решения системы уравнений очевидно, поскольку поле существует физически. Неустойчивость решения связана с недостатком информации и ее качеством. Механическое увеличение числа уравнений не решает проблемы, т.к. функции чувствительности с близкими параметрами i слабо перестают быть линейно независимости. Чтобы повысить устойчивость решения системы уравнений, ее стараются доопределить, применяя различные регуляризующие алгоритмы с добавлением той или иной априорной информации об исходном спектре на основе метода регуляризации Тихонова.

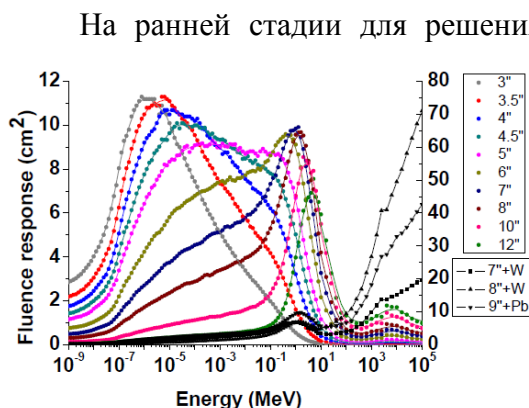


Рис.19. Другой пример матрицы функций чувствительности для Боннер спектрометра [].

На ранней стадии для решения системы уравнений использовалось априорное представление спектра параметрической функцией, т.е., по существу, задавалась очень “жесткая” априорная информация о характере искомого решения. Такой способ восстановления спектров, даже в случае удовлетворительного решения системы уравнений, плохо обеспечивал выявление особенностей $\Phi(E)$, лежащих вне рамок класса используемых функций. С развитием математических подходов к решению обратных задач появились методы, позволяющие получать устойчивое решение с использованием менее “жесткой” априорной информации.



Рис.20. Боннер спектрометр на станции Schneefernerhaus (Zugspitze, 2650 m).



Рис.21. Боннер спектрометр на станции Koldewey (Ny-Ålesund, Spitsbergen) [Rühm et al., 2008].

4. Чувствительность нейтронных детекторов и ее энергетическая зависимость

Функции чувствительности стандартных нейтронных детекторов nm57 и nm64 рассчитаны в работе [Clem, 1999].
[Плетников и др., 2011]

5.1. Прикладные задачи.

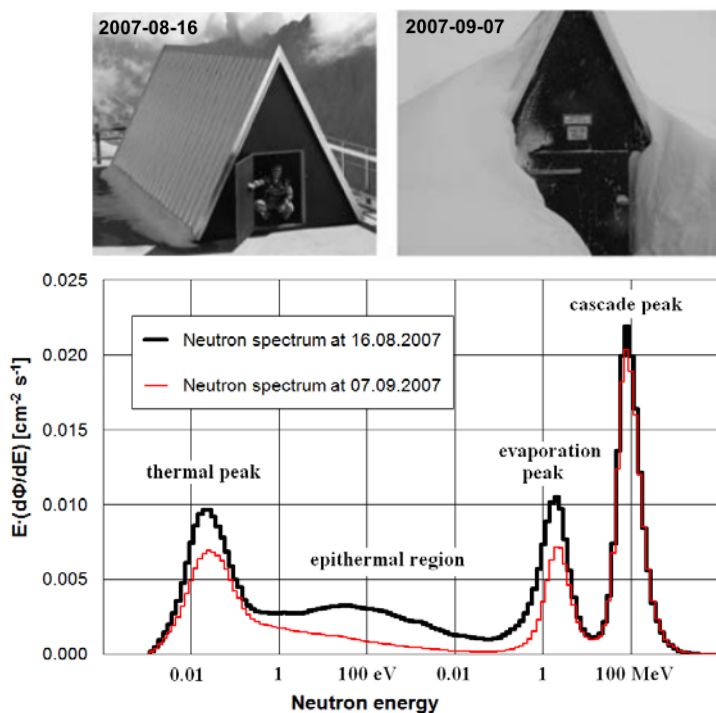


Рис.22. Нейтронный спектр на горе Zugspitze, измеренный 16 августа 2007 года (сухая и солнечная погода) и 7 сентября 2007 года (сильный снегопад и около 1,5 м снежного покрова на террасе) [Rühm et al., 2008].

Национальный центр исследований окружающей среды и здоровья им. Гельмгольца (Мюнхен, Германия) с помощью сферических спектрометров Боннер проводит непрерывные спектрометрические измерения на горной станции Zugspitze и высокоширотной станции на Шпицбергене. Кроме того, данных обоих Боннер спектрометров сравниваются с данными нейтронных мониторов.

Примеры применения нейтронных детекторов для различных прикладных задач

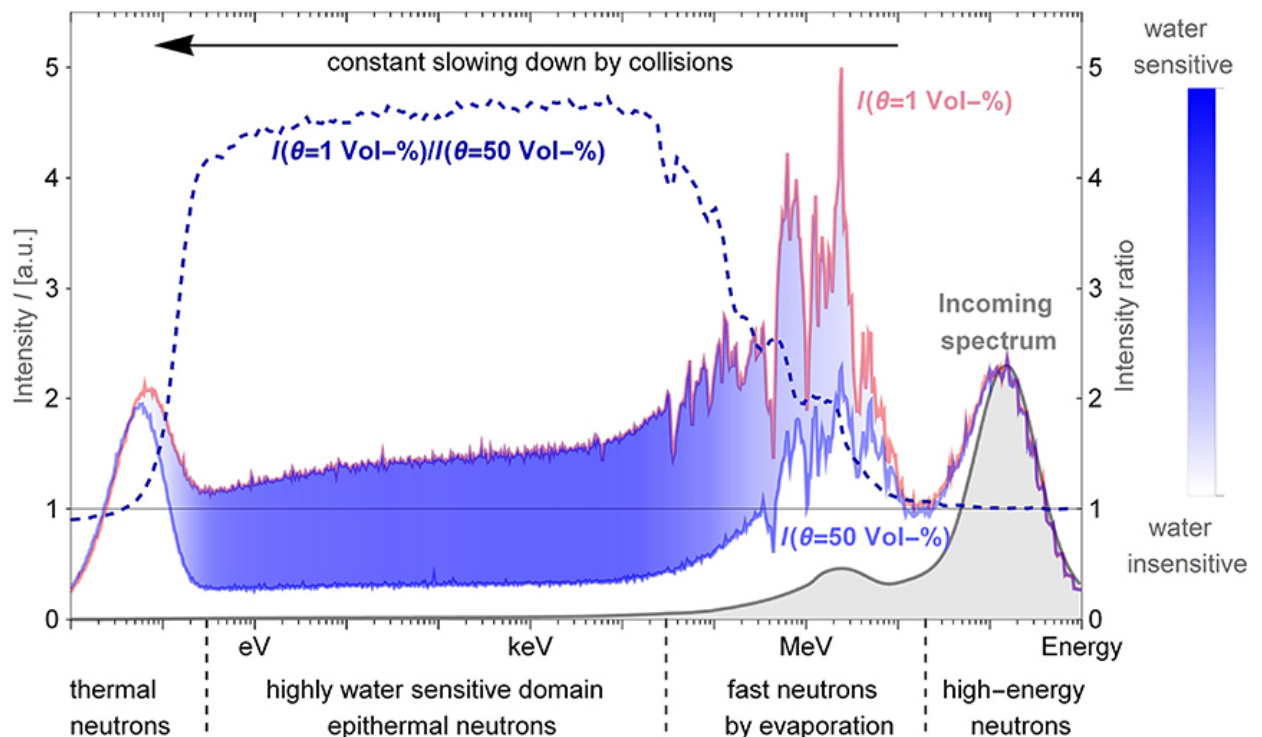


Рис.23. Смоделированный спектр нейтронов космических лучей с акцентом на чувствительную к водороду энергетическую область. Входной спектр, согласно Sato (2015) (серая кривая), высвобождается на высоте 450 м и распространяется по направлению к почве. Интенсивность наземных нейтронов показана для сухих (светло-красный) и влажных (светло-синий) условий, как при влажности воздуха 1 г/м³. Отношение интенсивностей между сухим и влажным (пунктирная синяя кривая и цветовая заливка между двумя спектрами) показывает чувствительную к водороду область. Нейтроны с энергией от 0.3 эВ до 30 кэВ являются наиболее подходящими для определения содержания водорода в окружающей среде. Моделирование проводилось с использованием кода Монте-Карло MCNP 6.2 [Weimar et al., 2020].

Цитируема литература.

- Adams N., Philosophical Magazine, V41, 503, 1950
- Bramblett, R.L.; Ewing, R.I.; Bonner, T.W., "A New Type of Neutron Spectrometer." Nuclear Instruments & Methods; Vol: 9, Oct 1, p. 1-12, 1960.
- Clem J.M., "Atmospheric yield functions and the response to secondary particles of neutron monitors". Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, 7, 317-321 (1999). Google Scholar.
- Design of neutron monitors <http://cr0.izmiran.ru/common/NeutronDetectors.pdf>, 2021
- Friedlander, M.W., Cosmic rays, Harvard University Press, 1989.
- Friedlander, M.W., A thin cosmic rain, Harvard University Press, 2000
- Gordon M. S., Goldhagen P., Rodbell K.P., Zabel T.H., Tang H.H.K., Clem J.M., Bailey P., "Measurement of the Flux and Energy Spectrum of Cosmic-Ray Induced Neutrons on the Ground", IEEE Transactions on Nuclear Science, doi:10.1109/TNS.2005.860694, vol. 51, no. 6, pp. 3427-3434, Dec. 2004.
- Hatton, C.J., and Carmichael, H., Experimental investigation of the NM-64 neutron monitor, Canadian Journal of Physics, 42, 2443-2472, 1964.
- Hess W.N., Canfield E.H., Lingenfelter R.E., Cosmic-Ray Neutron Demography. JGR, V.66, 665, 1961
- Krane, K.S., Introductory nuclear physics, John Wiley & sons, 1988.
- Leuthold G., Mares V., Rühm W., Weitzenegger E., Paretzke H.G. **Long-term measurements of cosmic ray neutrons by means of a Bonner spectrometer at mountain altitudes – first results.** Radiat. Prot. Dosim., vol. 26, 2007, pp. 506-511.
- Pioch C. , V. Mares, W. Rühm, "Influence of Bonner sphere response functions above 20 MeV on unfolded neutron spectra and doses", Radiation Measurements 45 (2010) 1263-1267 doi:10.1016/j.radmeas.2010.05.007
- Ruhm W., Mares V., Pioch C., Simmer G., Weitzenegger E., 2009 'Continuous measurement of secondary neutrons from cosmic radiation at mountain altitudes and close to the north pole-A discussion in terms of H*(10)' Radiation Protection Dosimetry 136, 256-261 (2009) DOI: 10.1093/rpd/ncp161
- Ruhm W., Ackermann U., Pioch C., Mares V., 2012 'Spectral neutron flux oscillations of cosmic radiation on the Earth's surface' Journal of Geophysical Research: Space Physics 117, 1-9 (2012). DOI: 10.1029/2012JA017524
- Rühm W., Mares V., Pioch C., Weitzenegger E., and Paretzke H.G. "Continuous Measurement of Secondary Neutrons from Cosmic Radiation at Low Atmospheric and Geomagnetic Shielding by Means of Bonner Sphere Spectrometers", Proc 21th ECRS, 2008
- Sato T., 2015. 'Analytical model for estimating terrestrial cosmic ray fluxes nearly anytime and anywhere in the world: extension of PARMA/EXPACS'. PloS One 10 (12), e0144679. doi.org/10.1667/RR0610.1
- Simpson, J. A., Jr.: 1948, 'The Latitude Dependence of Neutron Density in the Atmosphere as a Function of Altitude', Phys. Rev. 73, 1389.

- Simpson, J.A., Neutrons produced in the atmosphere by the cosmic radiations, *Physical Review*, 83, no 6, 1175-1188, 1951
- Simpson J.A., Fonger W.H., Treiman S.B., *Phys. Rev.* 90, 934, 1953
- Simpson, J.A., Cosmic-radiation intensity-time variations and their origin. III. The origin of 27-day variations, *Physical Review*, 94, no 2, 426-440, 1954
- Simpson J.A., *Neutron Monitor*, Chicago, 1955
- Simpson, J.A., The cosmic ray nucleonic component: The invention and scientific uses of the neutron monitor, *Space Science Reviews*, 93, 11-32, 2000
- Stoker P.H., Dorman L.I. & Clem J.M. Neutron Monitor Design Improvements. *Space Science Reviews* 93, 361–380 (2000). <https://doi.org/10.1023/A:1026560932107>
- Weimar Jannis, Köhli Markus, Budach Christian, Schmidt Ulrich. Large-Scale Boron-Lined Neutron Detection Systems as a ^3He Alternative for Cosmic Ray Neutron Sensing, *Frontiers in Water*, 17 September 2020. <https://doi.org/10.3389/frwa.2020.00016> **Хороший текст**
- Wilson, J.G., *Cosmic rays*, Wykeham Publications, 1976
- Yanke V.G.”Reformatting of the combined muon-neutron detector to increase efficiency: estimates, calculations, experiments”, *Physics of Atomic Nuclei*, 2019, Vol. 82, No. 6, pp. 902–908, <https://doi.org/10.1134/S1063778819660499>
- Абрамов А.И., Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- Буки А.Ю., Каленик С.А. “Простая модель транспорта нейтронов и её применение для расчёта функций отклика шарового нейтронного спектрометра”, *Journal of Kharkiv University*, No 991, 23-27, 2012
- Власов Н.А., *Нейтроны*. М., ГИТТЛ, 1955; М., Наука, 1974.
- Плетников Е.В., Абунин А.А., Щепетов А.Л. и Янке В.Г., *Изв. РАН., серия физ.* 75, № 6, 917–919 (2011). <Traslation> A.A. Abunin, E.V. Pletnikov, A.L. Shchepetov and V.G. Yanke, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* 75, issue 6, 866-868, (2011). <https://doi.org/10.3103/S1062873811060037>
- Стогов Ю.В. Основы нейтронной физики: Учебное пособие.- М.: МИФИ, 2008. – 204 с. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/books>
- Хаякава С., *Физика космических лучей. Ядерно-физический аспект*, Мир, Москва, 1973, 701 с.; S. Hayakawa, *Cosmic Ray Physics. Nuclear and Astrophysical aspects*, John Wiley & Sons, NY, 1969
- Юревич В.И. Образование нейтронов в толстых мишенях протонами и ядрами высоких энергий, *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, т.41, вып.5, 1451-1532, 2010, http://www1.jinr.ru/Pepan/2010-v41/v-41-5/06_Yurevich.pdf