

**Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»**

На правах рукописи

Трофимов Юрий Алексеевич

**Спектрометр научной аппаратуры ГРИС по исследованию с
борта РС МКС рентгеновского и гамма-излучения солнечных
вспышек**

01.04.01 – «Приборы и методы экспериментальной физики»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Котов Юрий Дмитриевич

МОСКВА – 2019

Содержание

| | |
|---|----|
| Введение..... | 4 |
| Глава 1 Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек и научная аппаратура для его измерения..... | 15 |
| 1.1 Солнечные вспышки | 15 |
| 1.1.1 Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек | 18 |
| 1.1.1.1 Излучение, индуцируемое нетепловыми электронами..... | 19 |
| 1.1.1.2 Ядерные гамма-линии в спектрах солнечных вспышек | 22 |
| 1.1.1.3 Нейтроны в солнечных вспышках | 25 |
| 1.1.1.4 Пионы в солнечных вспышках..... | 26 |
| 1.2 Измерение жесткого рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек | 28 |
| 1.2.1 Завершившиеся эксперименты, их описание и основные результаты | 30 |
| 1.2.2 Действующие эксперименты, их описание и основные результаты | 35 |
| 1.2.3 Перспективные солнечные эксперименты..... | 40 |
| Глава 2 Солнечный рентгеновский и гамма-спектрометр ГРИС..... | 42 |
| 2.1 Требования к параметрам аппаратуры и метод построения солнечного гамма-спектрометра | 42 |
| 2.2 Метод выбора типа детектора для низкоэнергетичного канала гамма-спектрометра солнечных вспышек | 45 |
| 2.3 Цели эксперимента ГРИС..... | 48 |
| 2.4 Описание научной аппаратуры ГРИС | 50 |
| Глава 3 Исследование характеристик детекторов НА ГРИС экспериментальными методами | 56 |
| 3.1 Описание прототипов детекторов и измерительной аппаратуры..... | 56 |
| 3.2 Исследование энергетического разрешения прототипов детекторов СКН и СКВ | 59 |
| 3.2.1 Влияние типа фотокатода ФЭУ на энергетическое разрешение LaBr прототипа детектора СКН..... | 63 |
| 3.2.2 Энергетическое разрешение CeBr прототипа детектора СКН..... | 66 |
| 3.2.3 Влияние типа ФЭУ, полистирольного сцинтиллятора и светоотражающего покрытия на энергетическое разрешение прототипа детектора СКВ | 69 |
| 3.2.4 Влияние времени интегрирования сигнала на энергетическое разрешение прототипа детектора СКВ | 73 |
| 3.2.5 Энергетическое разрешение прототипов СКН и СКВ в диапазоне энергий 0,5-9 МэВ | 75 |
| 3.3 Линейность энергетической шкалы детектора на основе сцинтиллятора LaBr ₃ (Ce)..... | 76 |
| 3.4 Влияние загрузки на форму спектра прототипа детектора СКВ | 84 |
| 3.5 Собственный фон кристаллов LaBr ₃ (Ce) и CeBr ₃ | 87 |

| | | |
|---|---|-----|
| 3.6 | Раздельная регистрация альфа и гамма-излучения с помощью прототипа детектора СКВ ... | 90 |
| 3.7 | Заключение к Главе 3..... | 93 |
| Глава 4 Исследование характеристик детекторов НА ГРИС методами математического моделирования..... | | 95 |
| 4.1 | Средства моделирования | 95 |
| 4.1.1 | Программный пакет Geant4..... | 95 |
| 4.1.2 | Геометрические модели ГРИС-БД, МКС и КА КОРОНАС-ФОТОН | 97 |
| 4.2 | Расчетная оценка фоновой загрузки детекторов НА ГРИС | 101 |
| 4.2.1 | Основные источники фона на орбите МКС..... | 101 |
| 4.2.2 | Модель фонового космического излучения на околоземной орбите | 103 |
| 4.2.3 | Верификация модели фона по данным прибора Наталья-2М..... | 108 |
| 4.2.4 | Фоновая загрузка НА ГРИС на экваториальном участке орбиты | 110 |
| 4.2.5 | Оценка эффективности применения АСЗ-детекторов для СКН и СКВ..... | 112 |
| 4.2.6 | Широтная вариация фоновой загрузки детекторов НА ГРИС..... | 115 |
| 4.3 | Расчетная оценка отклика детекторов НА ГРИС на солнечные вспышки различной мощности и спектрального состава | 118 |
| 4.3.1 | Солнечная вспышка средней мощности SOL1989-12-10(M1.8) | 118 |
| 4.3.2 | Солнечная вспышка SOL2002-07-23(X4.8) с выраженными гамма-линиями в спектре ... | 122 |
| 4.3.3 | Солнечная вспышка SOL2003-10-28(X17) с пионным компонентом в спектре | 127 |
| 4.3.4 | Отклик спектрометра ГРИС на солнечные нейтроны | 130 |
| 4.4 | Заключение к Главе 4..... | 135 |
| Глава 5 Анализ результатов исследования | | 138 |
| 5.1 | Выбор типа сцинтиллятора для детектора СКН..... | 138 |
| 5.1.1 | Оценка погрешности измерения энергии вспышечных гамма-линий детекторами НА ГРИС | 139 |
| 5.1.2 | Спектральное разделение близкорасположенных гамма-линий..... | 141 |
| 5.1.3 | Оценка чувствительности детекторов НА ГРИС к солнечным вспышкам малой и средней мощности | 142 |
| 5.2 | Обзор основных результатов работы | 144 |
| Заключение | | 149 |
| Благодарности..... | | 150 |
| Список литературы | | 151 |

Введение

Актуальность темы исследования

По мере развития технологического уровня человечества нестационарные процессы на Солнце (солнечная активность) оказывают все увеличивающееся влияние на многие аспекты деятельности современного общества. Мощные корональные выбросы замагниченной плазмы, происходящие во время солнечных вспышек, могут привести к серьезным нарушениям индустриальной инфраструктуры (выходу из строя спутников, в том числе навигационных; авариям на трубопроводах и линиях электропередач, особенно в северных широтах и т.д.). С другой стороны, каждый из слабых всплесков активности не оказывает серьезного влияния на космическую погоду, однако их совокупное воздействие на временах масштаба десятилетий влияет на систематическое изменение климата. Детальное понимание механизма возникновения и развития вспышечной активности на Солнце важно как для совершенствования теоретической основы вспышечных процессов, так и для прогнозирования космической погоды в будущем.

Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек является ценным источником данных о механизмах ускорения и распространения частиц, происходящих в солнечной атмосфере. Из-за разнообразия процессов генерации электромагнитного излучения вспышечный спектр содержит в себе несколько компонентов, несущих информацию об источниках, их породивших: спектр тормозного излучения в диапазоне от десятков кэВ до сотен МэВ несет информацию о количестве и энергетическом распределении ускоренных электронов; по относительным интенсивностям ядерных гамма-линий в диапазоне 0,3-8 МэВ можно судить о характере спектра ускоренных протонов и α -частиц в диапазоне энергий 10–30 МэВ/нуклон, а по доплеровскому смещению и уширению гамма-линий об их угловом распределении; присутствие в спектре широкого пика с максимумом в окрестности 70 МэВ от

распада π^0 мезонов свидетельствует о наличии во вспышке высокоэнергичных протонов (>300 МэВ). Дополнительным источником данных могут служить «прямые» солнечные нейтроны, рожденные во взаимодействии энергичных адронов с веществом солнечной атмосферы и долетевшие до Земли без распада. Определение вклада указанных механизмов в совокупный регистрируемый спектр электромагнитного излучения может быть осуществлено на основании выделения характерных особенностей спектра в различных энергетических диапазонах и изучения эволюции этих особенностей во времени

Спектрометрия рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек, начиная с 50-х годов XX века, является широко используемым методом изучения активности Солнца. В первом десятилетии XXI века было запущено несколько миссий, изучавших солнечные вспышки в рассматриваемом диапазоне энергий. Наиболее результативные из них: научная аппаратура (НА) СОНГ на борту космического аппарата (КА) КОРОНАС-Ф, проводившая измерения электромагнитных спектров солнечных вспышек в диапазоне 0,03-200 МэВ, а также солнечных нейтронов [Kuznetsov et al., 2011]; КА RHESSI, изучавший солнечные вспышки с высоким энергетическим и пространственным разрешением в диапазоне 0,003-17 МэВ [Lin et al., 2002]; и КА Fermi, проводящий измерения в диапазоне 8 кэВ – 300 ГэВ с помощью двух инструментов LAT [Atwood et al., 2009] и GBM [Meegan et al., 2009].

Несмотря на успешную многолетнюю работу этих и других инструментов, ограниченное число имеющихся наблюдательных данных, охватывающих для каждой из наблюдаемых вспышек широкий диапазон энергий от десятков кэВ до ГэВ, не позволяет сделать выбор в пользу той или иной модели вспышки. СОНГ и GBM не обладают достаточно высоким энергетическим разрешением для детального изучения спектров вспышечных гамма-линий (~12% на линии 662 кэВ для BGO детектора GBM), тогда как RHESSI, несмотря на рекордно высокое энергетическое разрешение детекторов (~0,3% на линии 662 кэВ), не

может проводить измерения высокоэнергичного гамма-излучения от распада пионов и солнечных нейтронов.

Поэтому актуальна подготовка нового космического эксперимента, направленного на спектрометрию рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек в диапазоне от десятков кэВ до сотен МэВ с достаточно высоким энергетическим разрешением и возможностью регистрации «прямых» солнечных нейтронов.

В настоящее время в Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ» ведется разработка подобной научной аппаратуры – ГРИС, предназначенной для спектрометрии Гамма- и Рентгеновского Излучений Солнечных вспышек в диапазоне энергий 20 кэВ – 200 МэВ, а также для регистрации солнечных нейтронов с энергией >30 МэВ [Kotov et al., 2015]. Эксперимент ГРИС-ФКИ-1 включен в этапную программу научно-прикладных исследований и экспериментов, планируемых на РС МКС по направлению исследований «Исследования Земли и Космоса». Начало эксперимента планируется после 2022 года.

Степень разработанности темы исследования

Несмотря на то, что солнечные гамма-спектрометры создавались ранее и успешно работали на космических аппаратах, разработка новой научной аппаратуры (НА) космического назначения каждый раз требует большого объема исследований, необходимых для определения конструкции НА и оптимизации ее физических характеристик. Это обусловлено следующими обстоятельствами:

- каждый эксперимент направлен на решение определенных научных задач, в той или иной степени отличающихся от задач предыдущих экспериментов, и поэтому к аппаратуре предъявляются собственные уникальные требования по диапазонам измерений, чувствительности, энергетическому разрешению и т.д.;

- орбиты и конструкция космических аппаратов, служащих платформой для проведения экспериментов, задают различные условия для проведения измерений, например: время экспозиции и фон;
- постоянно появляются материалы, детекторы, электронные компоненты нового поколения, применение которых позволяет значительно улучшить характеристики НА, придать ей новые качества.

Цели и задачи исследования

Целью данной работы является разработка спектрометра нового типа для космического эксперимента ГРИС-ФКИ-1 на борту Международной космической станции (МКС). Аппаратура должна проводить измерения амплитудно-временных характеристик спектров рентгеновского и гамма-излучения, возникающего в результате взаимодействия с солнечной атмосферой пучков частиц, ускоренных в солнечных вспышках, в энергетическом диапазоне от десятков кэВ до нескольких сотен МэВ на различных фазах развития вспышек: от появления ускоренных электронов до релятивистских протонов.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- определение требований к физическим параметрам детектирующей аппаратуры на основе имеющихся экспериментальных данных и расчетных моделей вспышек;
- разработка метода построения сцинтилляционного спектрометра научной аппаратуры (НА) ГРИС для измерений в энергетическом диапазоне от десятков кэВ до сотен МэВ с высоким энергетическим и временным разрешением и возможностью регистрации солнечных нейтронов;
- выбор типов и размеров детекторов спектрометра, в соответствии с требованиями к их физическим параметрам, по результатам расчетов и экспериментальных исследований их характеристик;

- разработка метода расчета фонового космического излучения на низкой околоземной орбите при проведении эксперимента на борту МКС и математическое моделирование условий проведения эксперимента ГРИС;
- моделирование отклика аппаратуры на солнечные вспышки классов М и Х и оценка ее способности регистрировать компоненты спектра вспышек в присутствии фонового космического излучения.

Научная новизна

- Разработан сцинтилляционный спектрометр космического эксперимента ГРИС-ФКИ-1 на борту РС МКС, предназначенный для одновременного синхронного измерения спектров рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек в широком энергетическом диапазоне 0,02-200 МэВ двумя каналами: низкоэнергетичным с детектором CeBr_3 , впервые применяемом для регистрации солнечных вспышек, и высокоэнергетичным с детектором CsI(Tl) .
- Основными характеристиками спектрометра ГРИС являются:
 - рекордное для детекторов на основе неорганических сцинтилляторов, использовавшихся для измерения спектров солнечных вспышек, энергетическое разрешение в диапазоне вспышечных гамма-линий ($\leq 4,5\%$ на линии 662 кэВ);
 - рекордное быстродействие ($\leq 1\text{ мкс/фотон}$ при энергии до 15 МэВ), что позволит без перегрузки регистрировать излучение вспышек с мощностью от М1 до Х10 по шкале GOES;
 - одновременные синхронные измерения во всём энергетическом диапазоне 0,02-200 МэВ.
- Впервые для гамма-спектрометров, предназначенных для регистрации солнечных вспышек в условиях космического фона, предложен метод выбора типа детектора, учитывающий погрешности измерения энергии вспышечных гамма-линий (формула 2.3), спектральное разделение близкорасположенных гамма-линий (формула 2.4) и чувствительность к излучению вспышек малой и

средней мощности (формула 2.5). Данным методом произведен выбор типа детектора для низкоэнергетичного канала спектрометра ГРИС.

- Впервые разработан и реализован метод, позволяющий в энергетическом диапазоне от десятков кэВ до нескольких ГэВ рассчитать суммарный спектр излучения, возникающего в результате взаимодействия первичного и вторичного фонового космического излучения (протоны космических лучей, диффузное космическое гамма-излучение, электроны, позитроны, альбедные гамма-кванты и нейтроны) с веществом РС МКС, что позволило определить вклады от различных компонентов космического излучения в фоновую загрузку спектрометра ГРИС.

Практическая значимость работы

Заключается в том, что разработанные в диссертации методы и полученные с их помощью результаты могут представлять интерес при планировании экспериментов и создании аппаратуры для внеатмосферных гамма-спектрометрических исследований.

- Предложенный метод выбора типа детектора для низкоэнергетичного канала спектрометра солнечных вспышек показал преимущество кристалла CeBr_3 по сравнению с $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и другими неорганическими кристаллами при регистрации на РС МКС гамма-излучения солнечных вспышек и позволил выбрать сцинтилляционный детектор для спектрометра ГРИС.
- Разработанный сцинтилляционный спектрометр и полученные расчетно-экспериментальными методами его характеристики являются основой для создания научной аппаратуры ГРИС и проведения космического эксперимента на РС МКС. Данные, полученные в эксперименте, дадут вклад в исследования физики Солнца, в развитие моделей ускорения и транспортировки заряженных частиц (электронов, протонов, ядер) в солнечных вспышках.
- Разработанный метод расчёта спектров электромагнитного фонового излучения в диапазоне от десятков кэВ до нескольких ГэВ позволил

осуществить выбор конфигурации детекторов и оценить чувствительность и загрузку спектрометра ГРИС при проведении на РС МКС измерений излучения солнечных вспышек классов M1 – X10 по шкале GOES.

- Оптимизация светоотражающих покрытий сцинтилляторов и электрических схем делителей напряжения ФЭУ позволила значительно улучшить характеристики детекторов в части повышения энергетического разрешения и уменьшения нелинейности энергетических шкал сцинтилляционных детекторов ГРИС. Предложенные решения могут использоваться разработчиками детекторов излучений.

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в работе, получены либо автором лично, либо при его определяющем участии:

- автор внес существенный вклад в разработку принципа построения и структуры детектирующей аппаратуры для эксперимента ГРИС-ФКИ-1;
- автором разработан и реализован метод выбора типа низкоэнергетического канала спектрометра солнечных вспышек;
- автором проведены экспериментальные исследования характеристик прототипа спектрометра ГРИС, предложены и проверены методические решения для их улучшения;
- автором разработаны метод расчета фона космического излучения на низкой околоземной орбите для инструментов, размещаемых на российском сегменте МКС, и необходимое программное обеспечение; с помощью GEANT4 проведено моделирование отклика НА ГРИС на фоновое космическое излучение и солнечные вспышки, и осуществлён анализ полученных результатов;
- автор внес основной вклад в подготовку ряда публикаций по теме диссертации в российских и зарубежных журналах, а также представил несколько докладов на международных и отечественных конференциях.

Методология и методы исследования

Для решения поставленных задач в диссертации использованы экспериментальные данные по спектрам компонентов космического излучения и характеристикам солнечных вспышек, инструментарий для моделирования Geant4, специальные расчетные программные средства, основанные на методе Монте-Карло, и данные, полученные автором экспериментальным путем, что позволило ввести в расчеты реальные параметры детекторов и повысить достоверность полученных результатов.

Основные положения, выносимые на защиту

- Сцинтилляционный спектрометр для космического эксперимента ГРИС на борту МКС, обеспечивающий одновременную синхронную регистрацию рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек в широком энергетическом диапазоне 0,02-200 МэВ двумя каналами: низкоэнергетичным с детектором CeBr_3 (энергетический диапазон 0,02–15 МэВ), и высокоэнергетичным с детектором CsI(Tl) (диапазон 0,1–200 МэВ). Спектрометр позволит с высоким временным и энергетическим разрешением регистрировать излучения, возникающие на разных фазах ускорения частиц в процессе развития солнечной вспышки: интенсивные потоки жесткого рентгеновского излучения, вспышечные гамма-линии, высокоэнергетичное гамма-излучение от распада нейтральных пионов, а также солнечные нейтроны.
- Метод выбора типа детектора для гамма-спектрометра солнечных вспышек, учитывающий погрешности измерения энергии вспышечных гамма-линий, спектральное разделение близкорасположенных гамма-линий и чувствительность детектора к солнечным вспышкам малой и средней мощности в условиях космического фона; а также детектор на основе CeBr_3 для спектрометрии рентгеновского и гамма излучения солнечных вспышек с диапазоном измерений 0,02-15 МэВ.

- Метод расчета спектра фонового космического излучения на низкой околоземной орбите для инструментов, размещаемых на борту Российского сегмента МКС, включающий основные компоненты космического излучения (протоны космических лучей, альбедные гамма-кванты, электроны, позитроны и нейтроны, диффузное космическое гамма-излучение, локальный фон от МКС) и учитывающий пространственное распределение вещества модулей станции в окрестности детектора.
- Результаты численного моделирования отклика спектрометра ГРИС на фоновое космическое излучение в соответствии с разработанным методом и на излучение солнечных вспышек различной мощности (от M1.8 до X17) и спектрального состава, подтверждающие возможность регистрации научной аппаратурой ГРИС различных компонентов спектров солнечных вспышек (тормозного излучения, ядерных гамма-линий и гамма-излучения от распада пионов).

Степень достоверности и апробация результатов

Представленные в диссертации характеристики разработанных образцов аппаратуры получены на сертифицированном оборудовании с использованием образцовых источников ионизирующего излучения по стандартным методикам измерений и подтверждаются опубликованными в научной литературе данными российских и зарубежных исследований. Метод расчета спектра электромагнитного фонового излучения прошел апробацию на экспериментальных данных прибора «Наталья-2М», работавшего в 2009 году на спутнике КОРОНАС-ФОТОН и дал хорошее согласие. При численном моделировании и расчетно-экспериментальном определении характеристик спектрометра были использованы измерительные данные, полученные в космических экспериментах с приборами SMM/GRS, RHESSI, КОРОНАС-Ф/СОНГ, КОРОНАС-Фотон/Наталья-2М.

Основные результаты, содержащиеся в диссертации были доложены на научных конференциях: Научной сессии НИЯУ МИФИ 2013, 2014, 2015, БШФФ-2013 (Иркутск), International Workshop on Solar Physics 2013 (Москва), COSPAR 2014 (Москва), 2-ой Международной конференции «Научные исследования и эксперименты на МКС» 2015 (Москва), ICPPA 2016 (Москва), заседании секции Физика Солнца Совета РАН по космосу, состоявшемся 27 июня 2017 года в ИКИ РАН (Москва).

Сущность и новизна исследований, выполненных по теме диссертации, изложены в 6 работах в периодических научных изданиях (2 – перечень ВАК; 2 – Web of Science и Scopus; 1 – перечень ВАК, Web of Science и Scopus):

Юров В.Н., Трофимов Ю.А., Лупарь Е.Э. и др. “Метрологические характеристики спектрометра гамма-излучения на основе $LaBr_3(Ce)$ для использования в наземных измерениях и в космических экспериментах” // 2013.

Яд. Физ. И Инж. Т.4. №1. С. 91-96. DOI: 10.1134/S2079562913010119

Трофимов Ю.А., Лупарь Е.Э., Юров В.Н. “Линейность энергетической шкалы детектора на основе сцинтиллятора $LaBr_3(Ce)$ ” // 2013. ПТЭ. №2. С. 34-38.

DOI: 10.7868/S0032816213010357

Котов Ю.Д., Юров В.Н., Глянченко А.С. и др. “Рентгеновский и гамма-спектрометр ГРИС на Российском сегменте Международной Космической Станции” // 2012. Вест. НИЯУ «МИФИ». Том 1. № 2. С. 139-145.

Kotov Yu.D., Yurov V.N., Trofimov Yu.A. et al. “Solar gamma-ray spectrometer GRIS onboard the International Space Station” // 2015. Adv. Space Res. Vol. 56. P. 1797-1804. DOI: 10.1016/j.asr.2015.07.027

Trofimov Yu.A., Kotov Yu.D., Yurov V.N. et al. “Simulation of GRIS spectrometer response to the solar gamma-ray flare of 23 July 2002” // 2017. IOP Conf. Series: J. of Phys. Vol. 798. DOI:10.1088/1742-6596/798/1/012124

Структура и объем работы

Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав и заключения. Содержит 160 страниц, 68 рисунков и 20 таблиц. Список цитируемой литературы включает 109 наименований.

Глава 1

Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек и научная аппаратура для его измерения

В данной главе приведен краткий обзор явлений, происходящих на Солнце во время вспышек. Описан комплексный характер спектра рентгеновского и гамма-излучения вспышек, рассмотрены причины возникновения различных компонентов этого спектра. Кратко описаны завершившиеся и действующие эксперименты в этой области, приведены их основные характеристики и результаты. Рассмотрены перспективные проекты.

1.1 Солнечные вспышки

Солнечная вспышка – это гигантский взрыв в солнечной атмосфере, происходящий за счет энергии, высвобождающейся при изменении конфигурации магнитных полей. “Закручиваясь и переплетаясь из-за вращения Солнца, они [магнитные поля] ведут себя непредсказуемо и порой весьма бурно. В местах скопления солнечных пятен, называемых активными областями, конфигурация поля бывает очень сложной: в тесном соседстве оказываются разнонаправленные силовые линии. Если расположение пятен быстро меняется, что происходит, когда на поверхность выносятся новые магнитные потоки, поле может внезапно, скачком, измениться” [Лучков, 2000]. Произойдет так называемое пересоединение магнитных силовых линий, во время которого огромный запас потенциальной энергии магнитного поля перейдет в кинетическую энергию ускоренных частиц (электронов, протонов, α -частиц), в значительное, до нескольких десятков миллионов градусов кельвина, повышение температуры плазмы в области вспышки и в движение огромных масс солнечного вещества (корональные выбросы массы). В

крупнейших вспышках 10^{33} эрг может высвободиться в течение нескольких сотен секунд.

Излучение солнечных вспышек содержит весь электромагнитный спектр от длинноволнового радио до коротковолнового гамма-излучения. Однако довольно редко их удается наблюдать в белом свете (видимом диапазоне спектра) из-за яркого излучения фотосферы, для этого вспышка должна быть исключительной силы. Наибольший контраст, по сравнению с фоновым излучением спокойного Солнца, вспышки имеют в жестком рентгеновском и гамма-диапазонах.

Классификация солнечных вспышек чаще всего производится по интенсивности генерируемого ими мягкого рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 1-8 Å (1,55-12,4 кэВ). Принято пять уровней мощности: самые сильные вспышки, генерирующие в пике поток рентгеновского излучения мощностью не менее 10^{-4} Вт/м² на расстоянии 1 а.е. от Солнца,

Таблица 1.1 Классификация солнечных вспышек по рентгеновской мощности

| Класс вспышки | Мощность, Вт/м ² |
|---------------|-----------------------------|
| A | $10^{-8} - 10^{-7}$ |
| B | $10^{-7} - 10^{-6}$ |
| C | $10^{-6} - 10^{-5}$ |
| M | $10^{-5} - 10^{-4}$ |
| X | $>10^{-4}$ |

относятся к классу X. К классу M относятся солнечные вспышки, которые имеют пиковую мощность излучения в 10 раз меньшую, чем вспышки класса X, а к классу C - вспышки с мощностью в 10 раз меньше, чем вспышки класса M и т.д. (смотри таблицу 1.1). Класс вспышки C2.7 означает, что поток мягкого рентгеновского излучения

от вспышки имел пиковую мощность $2,7 \times 10^{-6}$ Вт/м². В настоящее время присвоение определенного класса солнечным вспышкам чаще всего осуществляется по измерениям сенсоров XRS, расположенных на спутниках

серии GOES. XRS [Machol J. and Vireck R., 2015], данные которых находятся в открытом доступе на web-странице Центра предсказания космической погоды¹.

Способ именования вспышек, широко распространенный в современной литературе и применяемый в данной работе, имеет следующий вид: SOL2003-10-28 (X17) означает, что имеется виду событие, произошедшее 28 октября 2003 года, и имевшее рентгеновский класс X17.

Согласно наблюдательным данным во время мощных солнечных вспышек частицы солнечной плазмы (электроны, протоны и ядра) ускоряются до энергий в сотни (а иногда даже и в тысячи) мегаэлектронвольт. Однако в настоящее время не существует общепринятой модели, объясняющей появление столь энергичных частиц.

В случае “компактного” ускорения вблизи солнечной поверхности

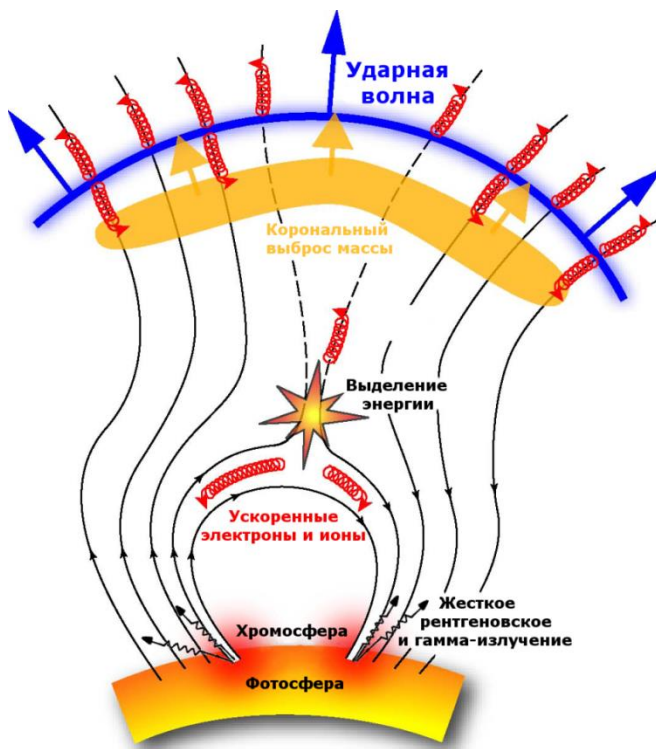


Рисунок 1.1 Конфигурация магнитного поля и источников излучения во время солнечной вспышки.

Источник: [Omodei, 2012].

частицы распространяются вдоль линий напряженности магнитного поля вверх и вниз относительно области энерговыведения (смотри рисунок 1.1). Направленные вверх частицы покидают Солнце и становятся одним из источников солнечных космических лучей в межпланетном пространстве. Частицы, направленные вниз, спускаются вдоль только что замкнувшихся линий магнитного поля (вспышечной петли) в более плотные слои хромосферы (а

¹ URL: <http://www.swpc.noaa.gov/products/goes-x-ray-flux>

иногда даже и фотосферы), где, взаимодействуя с плазмой, формируют у подножий вспышечной петли два источника жесткого рентгеновского и гамма-излучения.

Основным источником мягкого рентгеновского излучения является вспышечная петля, заполненная плазмой, разогретой до температуры $\sim 10^7\text{K}$. Эта плазма испаряется в петлю из областей хромосферы, расположенных у подножий вспышечной петли, где она предварительно нагревается за счет переноса энергии из окрестностей области пересоединения как посредством теплопроводности, так и с помощью энергичных частиц.

1.1.1 Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек

Типичный спектр рентгеновского и гамма-излучения мощной солнечной вспышки представлен на рисунке 1.2. Из-за разнообразия физических процессов, приводящих к генерации излучения он носит весьма комплексный характер.

Излучение в области энергий ниже 20 кэВ генерирует плазма, разогретая до температур $\sim 10^7\text{K}$. Этот так называемый тепловой спектр экспоненциально спадает с ростом энергии и несет информацию о температуре и масштабе излучающей области.

При более высоких энергиях в спектре доминирует нетепловой компонент, который представляет собой тормозное излучение, возникающее при взаимодействии пучков ускоренных электронов с солнечной плазмой. Нетепловой спектр имеет степенной характер, его параметры зависят от энергетического и углового распределения ускоренных электронов (подробнее смотри раздел 1.1.1.1 «Излучение, индуцируемое нетепловыми электронами»).

При ядерных реакциях ионов, ускоренных до энергий 10–30 МэВ/нуклон, с ядрами солнечной плазмы возникает линейчатое гамма-излучение в интервале энергий 0,3–8 МэВ. В этих же процессах рождаются нейтроны, которые в

дальнейшем могут быть захвачены ядрами водорода с испусканием фотона с энергией 2,2 МэВ (подробнее смотри разделы 1.1.1.2 «Ядерные гамма-линии в спектрах солнечных вспышек» и 1.1.1.3 «Нейтроны в солнечных вспышках»).

Протоны с энергией >200 МэВ при ядерных взаимодействиях могут породить заряженные и нейтральные пионы. Заряженные пионы, распадаясь, порождают электроны и позитроны, взаимодействующие с солнечным веществом с испусканием излучения в результате торможения и аннигиляции (так в спектре появляется позитронная линия 511кэВ). От распада нейтральных пионов в спектре возникает широкий максимум в области энергий 70 МэВ (подробнее смотри раздел 1.1.1.4 «Пионы в солнечных вспышках»).

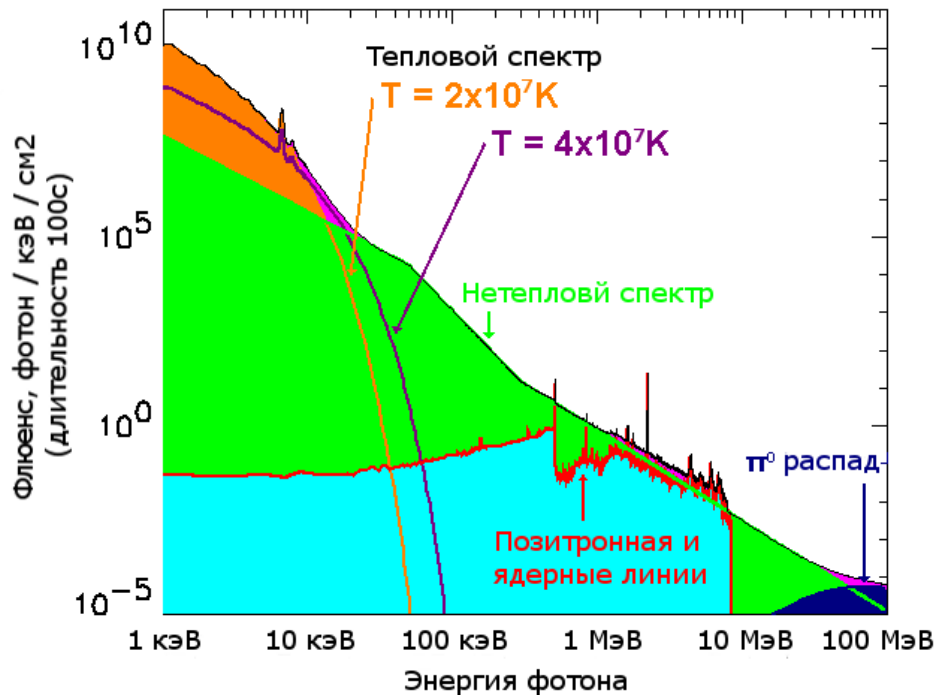


Рисунок 1.2 Спектр мощной солнечной вспышки.

Источник: <http://hesperia.gsfc.nasa.gov/hessi/flares.htm>

1.1.1.1 Излучение, индуцируемое нетепловыми электронами

Ускоренные во время вспышки электроны (их также называют нетепловыми электронами), распространяясь вдоль линий напряженности магнитной петли и испытывая рассеяние на электронах и ионах среды,

генерируют тормозное излучение в диапазоне энергий от 10-20 кэВ до сотен МэВ. Спектр тормозного излучения имеет степенной характер и обычно хорошо описывается кривой с одним или двумя изломами.

По измерительным рентгеновским данным возможна реконструкция энергетического распределения ускоренных электронов (смотри, например, [Курт и др., 2010]), которое также имеет степенной характер. Наиболее яркие источники нетеплового излучения формируются в нижней части вспышечной петли, где плотность плазмы значительно выше и рассеяние происходит наиболее интенсивно. Из-за высокой плотности плазмы взаимодействие в этих областях происходит согласно модели толстой мишени: электроны полностью теряют свою кинетическую энергию. Показатель спектра тормозного излучения (γ) в этом случае на единицу превосходит показатель спектра электронов (δ), его породивших: $\gamma_{thick} = \delta + 1$ [Brown, 1971].

В менее плотных областях вспышечной петли взаимодействие электронов со средой происходит согласно модели тонкой мишени: электроны, распространяясь сквозь среду, теряют небольшую часть своей энергии, а показатель спектра рентгеновского излучения на единицу меньше, чем показатель спектра ускоренных электронов ($\gamma_{thin} = \delta - 1$). Из-за низкой плотности плазмы интенсивность генерируемого в этой области тормозного излучения на несколько порядков ниже, чем в подножиях вспышечной петли. По этой причине регистрация нетеплового излучения верхней части вспышечной петли обычно возможна лишь для отдельных вспышек, например, в случаях, когда подножия арки находятся за солнечным лимбом.

Излученные вниз рентгеновские фотоны за счет комптоновского рассеяния в плотных слоях солнечной атмосферы (фотосфере) частично отражаются назад, создавая рентгеновское фотосферное альbedo. Данное излучение вносит дополнительный компонент в нетепловой спектр солнечной вспышки в виде широкого горба в диапазоне 10-100 кэВ с максимумом в окрестности 30-40 кэВ [Kontar et al., 2006].

Дифференциальное сечение тормозного излучения имеет неизотопное угловое распределение, оно зависит от угла между направлением распространения электрона (до рассеяния) и направлением распространения излученного фотона (Θ) [Elwert G and Hang E., 1970; Massone et al., 2004]. Из диаграмм, приведенных на рисунке 1.3, видно, что вероятность излучения

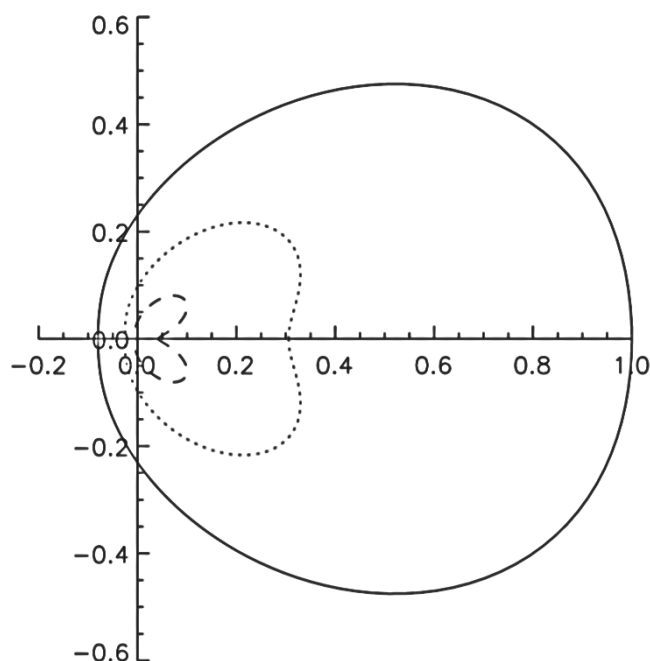


Рисунок 1.3 Полярная диаграмма дифференциального сечения тормозного излучения для электронов с энергией 100 кэВ и энергий излученных фотонов 30 кэВ (сплошная линия), 50 кэВ (точечный пунктир), 80 кэВ (штриховой пунктир). Радиальная координата пропорциональна величине сечения, полярная координата равна углу Θ (смотри текст).

Источник: [Massone et al., 2004]

тормозного фотона по направлению движения электрона существенно выше, чем в противоположном направлении. Это приводит к тому, что для неизотопного пучка электронов, параметры тормозного излучения (интенсивность и показатель спектра) будут зависеть от углового распределения ускоренных электронов и угла наблюдения (угла между направлением на наблюдателя и направлением распространения пучка электронов, которое, в свою очередь, часто считают совпадающим с линиями магнитного поля вспышечной петли).

Существует несколько подходов в изучении угловой анизотропии ускоренных

электронов: статистический анализ зависимости показателя нетеплового рентгеновского спектра от угла наблюдения (или положения вспышки на

солнечном диске), одновременное измерение спектра вспышки с разных направлений (стереоскопические измерения) и сопоставление вклада в спектр прямого рентгеновского излучения и фотосферного рентгеновского альbedo ("комптоновское зеркало").

Статистический анализ показал ясную зависимость параметров спектров от положения вспышечных областей на солнечном диске [Bogovalov et al., 1997; Kasparova et al., 2007], тогда как стереоскопические измерения не продемонстрировали наличия направленности излучения [Kane et al., 1998; Livshits et al., 2006]. Техника "комптоновского зеркала", в свою очередь, показала для нескольких вспышек, что ускоренные электроны имеют распределение, близкое к изотропному [Kontar et al. 2006].

Еще одним интересным явлением, наблюдаемым при регистрации рентгеновского излучения солнечных вспышек, являются квазипериодические пульсации интенсивности излучения, с периодом колебаний от нескольких миллисекунд до десятков секунд [Dmitriev et. al 2007; Rao et al., 2010]. В качестве причин возникновения подобных колебаний теоретические модели рассматривают различные явления: модуляции ускорения или инжекции частиц, магнитогиродинамические колебания магнитного поля вспышечной петли.

1.1.1.2 Ядерные гамма-линии в спектрах солнечных вспышек

Взаимодействие ионов, ускоренных до энергий от нескольких единиц до 20-30 МэВ/нуклон, с окружающим веществом приводит к возбуждению ядер, снимаемому посредством быстрого высвечивания линейчатого гамма-излучения (характерное время высвечивания $<10^{-11}$ с). Ширина высвечивающихся гамма-линий зависит от массы налетающих частиц: в случае, если ускоренные ионы H, ^3He , ^4He возбуждают ядра среды тяжелее гелия, высвечиваются так называемые узкие гамма-линии (полная ширина на

половине высоты линий отнесенная к ее энергии (относительная ПШПВ) ~2%), взаимодействие ускоренных ионов тяжелее гелия с лёгкими ядрами среды (H, He) приводит к возбуждению ускоренных ядер, которое снимается высвечиванием широких гамма-линий (относительная ПШПВ ~20%). Большая ширина линий во втором случае обусловлена высокой энергией отдачи излучающих ядер (тяжелые ядра рассеиваются на легких), что приводит к значительному доплеровскому уширению линий [Murphy et al., 1990]. Энергии и ПШПВ наиболее интенсивных ядерных линий, наблюдавшихся в спектре вспышки SOL2002-07-23(X4.8), приведены в таблице 4.6.

На рисунке 1.4 приведены сечения рассеяния протонов и альфа-частиц на ядрах ^{20}Ne , ^{12}C , ^{16}O с последующим высвечиванием линий 1.6, 4.4 и 6.1 МэВ соответственно. Легко заметить, что сечения реакций, а значит и яркости соответствующих линий, зависят от сорта и энергии рассеивающихся частиц (α -частицы имеют меньший порог реакции по сравнению с протонами) и типа ядер на которых происходит рассеяние.

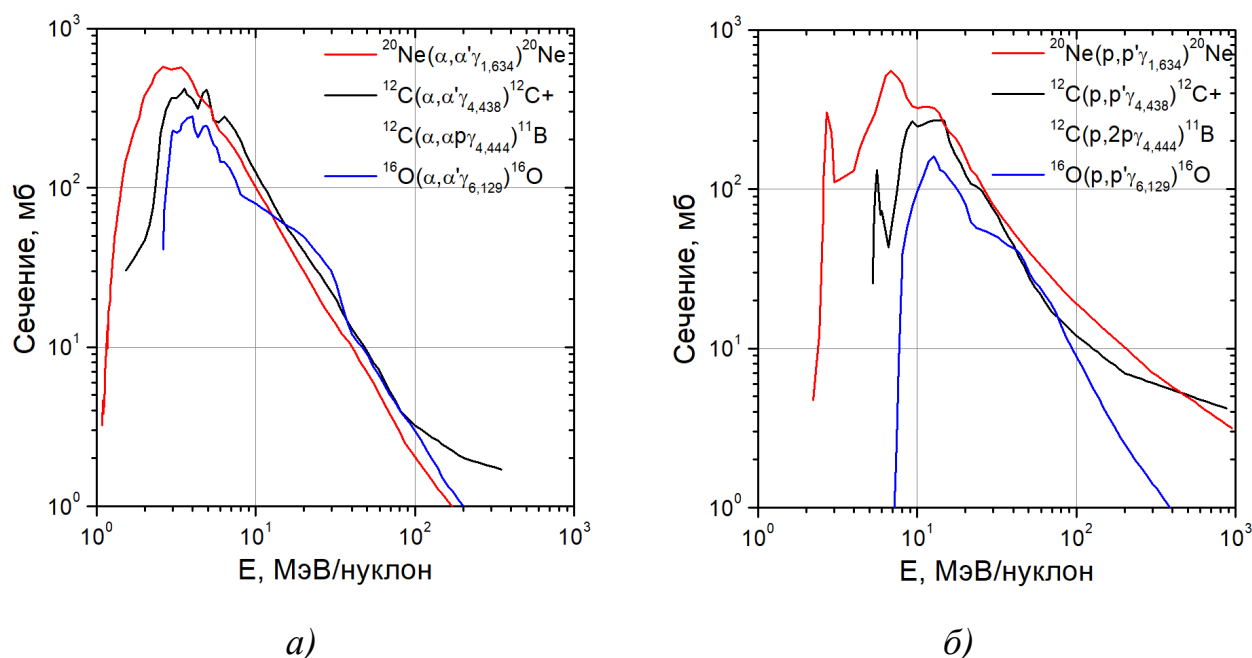


Рисунок 1.4 Сечения рассеяния а) α -частиц и б) протонов на ядрах ^{20}Ne , ^{12}C , ^{16}O с высвечиванием линий 1.6 МэВ, 4.4 МэВ и 6.1 МэВ соответственно.

По данным: [Kozlovsky et al., 2002].

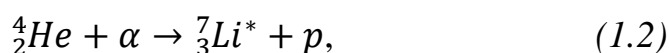
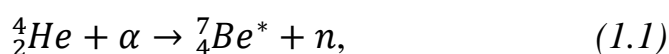
Основываясь на сечениях рассеяния, а также на предположении, что спектр ускоренных ионов в области энергий до нескольких десятков МэВ описывается простым степенным законом (без изломов в рассматриваемом диапазоне), можно восстановить параметры этого спектра по соотношению измеренных интенсивностей ядерных линий. Так, например, линии ^{20}Ne , ^{12}C , ^{16}O часто используют для получения параметров спектра ускоренных ионов в диапазоне энергий от 2 до 20 МэВ/нуклон. Оценки показателей спектров, полученные данным методом для вспышек SOL2003-10-28 и SOL2003-11-02, равняются примерно 2.5, тогда как для 19 вспышек, зарегистрированных в период с 1981 по 1989 годы инструментом SMM/GRS [Forrest et al., 1980], показатели спектров составили в среднем 4.3 [Share and Murphy, 2006].

Одним из параметров, необходимых для анализа измеренных спектров, является отношение числа ускоренных α -частиц к числу ускоренных протонов (α/p). Оценка данного параметра может быть получена различными способами, например: из измерительных данных по элементному составу солнечных энергичных событий [Ramaty et al., 1996] или по отношению интенсивностей гамма-линий, генерируемых только одним сортом частиц, к суммарной интенсивности линий [Mandzhavidze et al., 1999]. Типичные значения параметра α/p , приведенные в работах [Mandzhavidze et al., 1999; Share and Murphy, 2006; Murphy et al., 2007; Vilmer et al., 2011] лежат в диапазоне 0,1-0,5.

Помимо восстановления энергетического распределения ускоренных ионов, измерительные данные по гамма-линиям могут быть использованы для исследования распространённости химических элементов в солнечной плазме [Share et al. 1996; Ramaty et al., 1996]. В случае измерений с достаточно высоким энергетическим разрешением, по доплеровскому смещению и уширению ядерных линий можно оценить угловое распределение ускоренных ионов. [Share et al., 2002] по данным инструмента SMM/GRS показали наличие смещения $\sim 1\%$ в спектрах вспышек, происходящих в центре солнечного диска, и

отсутствие смещения для вспышек в окрестности лимба. Что соответствует изотропному распределению частиц, направленных в нижнюю полусферу.

Еще одним методом исследования геометрии пучка ускоренных ионов является анализ формы α - α комплекса линии [Share et al., 2003a]. Этот комплекс состоит из двух линий 0,429 и 0,478 МэВ, высвечивающихся возбужденными ядрами ${}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}$, которые образуются в результате реакции синтеза между ускоренными альфа-частицами и ядрами ${}^4\text{He}$ окружающей плазмы [Kozlovsky et al., 2002]:



Так как вновь образовавшиеся ядра имеют значительную энергию отдачи (массы налетающей частицы и ядра-мишени равны), форма и смещение α - α комплекса линий в значительной мере определяется угловым распределением ускоренных ионов, так как опять имеет место доплеровское уширение и смещение линий.

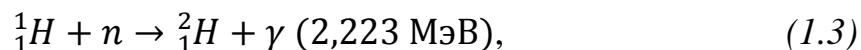
Так как в отличие от большинства узких гамма-линий в спектре вспышки, интенсивность α - α комплекса определяется исключительно потоком ускоренных альфа-частиц, соотношение яркостей α - α комплекса и, например, линии ${}^{12}\text{C}$ (4,4 МэВ) может быть использовано для определения параметра α/p [Murphy et al., 2007].

1.1.1.3 Нейтроны в солнечных вспышках

Нейтроны также могут рождаться в результате взаимодействия ускоренных ионов с окружающим веществом. Достаточно высокоэнергичные нейтроны (>30 МэВ) могут достигнуть Земли и быть зарегистрированными спутниковыми инструментами или наземными нейтронными мониторами (для нейтронов >200 МэВ). При этом энергетический спектр нейтронов может быть

определен как в прямых измерениях [Muraki et al., 2016], так и по времени прихода [Murphy et al., 2007].

Для нейтронов, оставшихся на Солнце, после термализации возможен захват ядрами водорода:



или ядрами гелия-3:



В первом случае после захвата образуются ядро дейтерия и гамма-квант с энергией 2,223 МэВ. Так как кинетическая энергия участвующих в реакции частиц мала, доплеровского уширения линии не происходит и в спектре вспышки появляется очень узкая линия нейтронного захвата (далее n-захвата) с относительной ПШПВ $\sim 0,1\%$. Во второй реакции происходит безрадиационный захват нейтрона, никак не отражающийся в спектре.

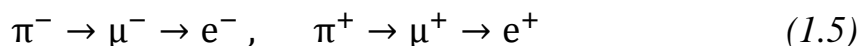
В отличие от узких гамма-линий, которые высвечиваются практически мгновенно, линия n-захвата возникает с некоторой задержкой (от нескольких десятков до сотни секунд), так как требуется время для транспортировки нейтронов от места генерации до фотосферы и их термализации.

Сопоставление интенсивности линии n-захвата с интенсивностями линий ${}^{12}\text{C}$ (4,4 МэВ) и ${}^{16}\text{O}$ (6,1 МэВ) может быть использовано для оценки параметров спектра ускоренных ионов в диапазоне энергий от 10 до 100 МэВ/нуклон [Share and Murphy, 2006]. Однако при этом необходимо учитывать положение вспышки на солнечном диске: так как реакции захвата нейтрона протекают в плотных слоях солнечной атмосферы (фотосфере), линия n-захвата значительно ослабляется с ростом угла наблюдения вспышки [Murphy et al., 2007].

1.1.1.4 Пионы в солнечных вспышках

Неупругие взаимодействия высокоэнергичных протонов (>300 МэВ) с ядрами водорода и гелия приводят к рождению нейтральных и заряженных

пионов [Murphy et al., 1987]. Нейтральные пионы распадаются на два гамма-кванта с энергией 67,6 МэВ. Из-за значительных скоростей распадающихся пионов гамма-кванты образуют в спектре широкий максимум в окрестности 70 МэВ с ПШПВ ~100 МэВ. Заряженные пионы распадаются следующим образом:



Рождающиеся в результате распада электроны и позитроны продуцируют тормозное излучение с энергией вплоть до нескольких сотен МэВ.

Потерявшие в результате рассеяния энергию позитроны аннигилируют с электронами среды тремя способами: через прямую аннигиляцию или с образованием парапозитрония (позитроний со спином $S = 0$) с испусканием двух гамма-квантов энергией 511 кэВ, либо через образование ортопозитрония (суммарный спин $S = 1$) с испусканием трех гамма-квантов, каждый с энергией меньше 511 МэВ. Отношение числа распадов $3\gamma/2\gamma$ и временной профиль интенсивности аннигиляционной линии несет информацию о температуре, плотности, композиции и степени ионизации плазмы [Crannell et al., 1976].

По отношению интенсивностей аннигиляционной линии и суммы линий ^{12}C (4,4 МэВ) и ^{16}O (6,1 МэВ) можно восстановить показатель спектра ускоренных ионов в диапазоне выше 10-50 МэВ/нуклон. Таким образом, благодаря наличию в спектре вспышки гамма-линий различного происхождения по спектрометрическим данным даже в относительно узком диапазоне энергий (до нескольких МэВ) можно получить информацию о спектре ускоренных ионов в диапазоне энергий от нескольких единиц до нескольких сотен МэВ/нуклон [Share and Murphy, 2006].

Анализ пионного компонента спектра вспышки позволяет получить информацию о спектре самых высокоэнергичных ионов (>300 МэВ/нуклон), однако, для этого необходимы измерительные данные в максимально широком диапазоне энергий (вплоть до нескольких ГэВ). В работе [Velmer et al., 2003] показано, что восстановленная по пионным данным высокоэнергичная часть

спектра ионов (>300 МэВ) и полученная по гамма-линиям низкоэнергичная часть (1-10 МэВ) не может быть описана простым степенным законом с одинаковым показателем во всем диапазоне энергий.

1.2 Измерение жесткого рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек

С поверхности Земли невозможно наблюдать весь спектр солнечного излучения, так как атмосфера не прозрачна для большей части электромагнитного спектра, в частности для коротковолнового излучения с длиной волны меньше 300 нм. По этой причине предназначенную для их регистрации научную аппаратуру (НА) необходимо выносить за пределы плотных слоев земной атмосферы. Для чего ее приходится устанавливать на стратосферные баллоны, высотные ракеты или космические аппараты (КА).

Исторически наиболее распространенным типом детекторов для регистрации жесткого рентгеновского и гамма-излучения являлись недорогие детекторы на основе неорганических сцинтилляторов CsI(Tl) и NaI(Tl). Однако данные кристаллы обладают относительно невысоким энергетическим разрешением (6-8% на линии 662 кэВ) и низким быстродействием (время высвечивания t_{lum} 0,25-7 мкс). Альтернативой им могут служить более современные (и дорогие) кристаллы LaBr₃(Ce) и CeBr₃ (3-4%, t_{lum} ~20-25 нс). В случае, когда необходимо регистрировать высокоэнергичное гамма-излучение (≥ 10 МэВ) относительно компактным детектором, часто используется сцинтилляционные кристаллы BGO. Они обладают большой плотностью (7,1 г/см³ против 3,7-5,2 г/см³ для вышеперечисленных сцинтилляторов) и высоким эффективным атомным номером ($Z = 74$ против 45-54 для вышеперечисленных), но сравнительно низким энергетическим разрешением 10-11% (смотри таблицу 1.2).

Таблица 1.2 Характеристики некоторых детекторов жёсткого рентгеновского и гамма-излучения.

По данным [Юров и др., 2013; Quarti et al., 2013].

| Детектор | $\Delta E/E$, % | t_{lum} , мкс | ρ , г/см ³ | Z | Рад. ст., Гр |
|---------------------------|------------------|-----------------|----------------------------|-------|----------------------------------|
| СД NaI(Tl) | 6-7 | 0,25 | 3,67 | 51 | 1-10 |
| СД CsI(Tl) | 5*-8 | 0.7, 7 | 4,51 | 54 | 10 |
| СД LaBr ₃ (Ce) | 2,8-3,2 | ~0,02 | 5,18 | 45,9 | >10 ⁴ |
| СД CeBr ₃ | 4,1-4,7 | ~0,025 | 5,07 | 45,3 | 10 ³ -10 ⁴ |
| СД BGO | 10-11 | 0,3 | 7,13 | 74 | 1-10 |
| Пласт. СД | | ~0,002 | ~1 | ~3,8 | |
| ППД Ge | 0,3 | | 5,36 | 32 | |
| ППД CdZn/CdZnTe | 1-3,5 | | ~6 | 48-50 | |

* – сборка малоразмерного кристалла с фотодиодом; СД – сцинтилляционный детектор, $\Delta E/E$ – энерг. разрешение на линии 662 кэВ; t_{lum} – время высвечивания для СД; ρ – плотность; Z – эффективный атомный номер.

Для прецизионных спектрометрических измерений часто используют полупроводниковые детекторы (ППД) из чистого германия (Ge). Они обладают наилучшим энергетическим разрешением среди современных детекторов гамма-излучения: ~0,3% на линии 662 кэВ, однако требуют охлаждения до криогенных температур. Еще одним недостатком Ge ППД является относительно невысокий атомный номер ($Z = 32$), и, следовательно, низкая эффективность регистрации в фотопике. Компромиссным решением являются ППД на основе CdTe и CdZnTe. Эти детекторы обладают несколько худшим разрешением (1-3,5% в зависимости от типа электродов), но зато могут работать при комнатной температуре и имеют сравнительно высокий $Z \approx 50$. Недостатком данных детекторов можно считать их небольшие размеры, максимальный размер современных кристаллов $2 \times 2 \times 1,5$ см, что ограничивает их применение областью энергий ниже 1 МэВ.

1.2.1 Завершившиеся эксперименты, их описание и основные результаты

Первое наблюдение восемнадцатисекундного всплеска жёсткого рентгеновского излучения в диапазоне 200-500 кэВ, ассоциированного с солнечной вспышкой, было проведено 20 марта 1958 года с помощью установленных на аэростате ионизационной камеры и гейгеровского счетчика [Peterson and Winckler, 1959]. Авторы интерпретировали измеренное излучение как возникшее в фотосфере тормозное излучение электронов с энергиями 0,5-1 МэВ. Дальнейшая история начального этапа измерений жёсткого рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек кратко описана [Suri et al., 1975].

Ядерные гамма-линии в спектре солнечной вспышки в первый раз удалось зарегистрировать в событии SOL1972-08-04 с помощью гамма-спектрометра GRS, установленного на борту КА OSO-7 [Chupp et al., 1973] (смотри рисунок 1.5).

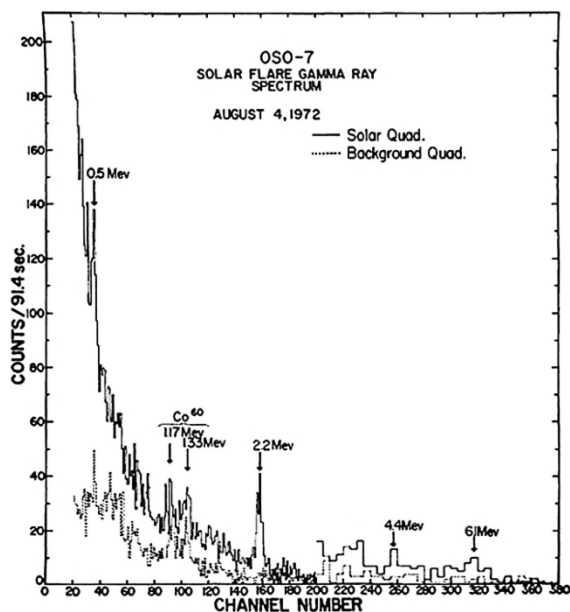


Рисунок 1.5 Гамма-спектр солнечной вспышки SOL1972-08-04, измеренный с помощью OSO-7/GRS Источник: [Suri et al., 1975]

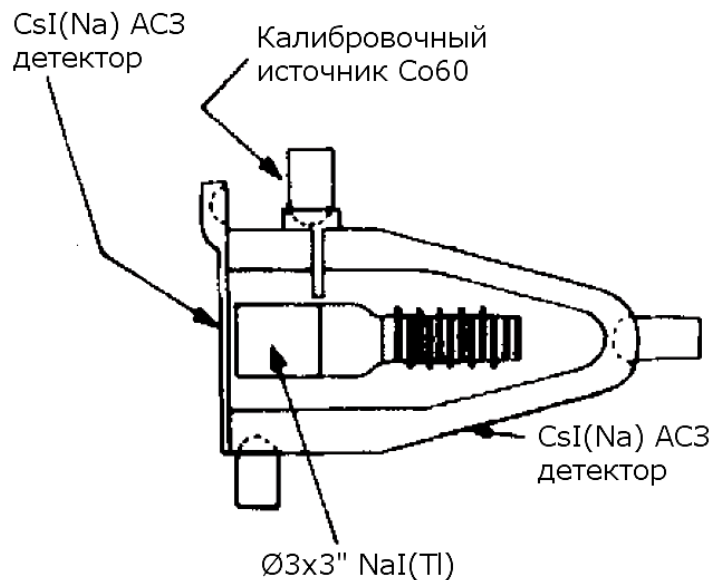


Рисунок 1.6 Схема гамма-спектрометра OSO-7/GRS

Источник: [Chupp et al., 1973]

Спектрометр OSO-7/GRS представлял собой сборку сцинтиллятора NaI(Tl) размером $\varnothing 3 \times 3$ " с ФЭУ, энергетический диапазон: 0,3-9 МэВ. Основной детектор со всех сторон был окружён двумя АСЗ-детекторами из CsI(Na) (рисунок 1.6). Судя по значительной толщине заднего детектора, АСЗ в данном инструменте, вероятнее всего, использовалась для подавления фона, как от заряженных частиц, так и от фонового гамма-излучения. Также на рисунке отмечен калибровочный источник ^{60}Co . Данный радионуклид, излучающий две гамма-линии 1,17 МэВ и 1,33 МэВ, часто используется для полетных калибровок космических гамма-спектрометров.

Целый ряд важных результатов был получен с помощью инструмента SMM/GRE, работавшего на борту КА SMM с 1980 по 1989 год. Во время вспышки SOL1980-06-21 (X2.6) данным инструментом были впервые зарегистрированы быстрые нейтроны солнечного происхождения [Chupp et al., 1982] (смотри рисунок 1.7). Той же аппаратурой во время события SOL1982-06-03 было проведено первое наблюдение высокоэнергичного пионного компонента [Forrest et al., 1985]. Достаточно высокое энергетическое разрешение спектрометра ($\sim 7\%$ на линии 662 кэВ) позволило впервые измерить доплеровские смещения ярких гамма-линий в спектрах вспышек [Share et al., 2002].

Схема инструмента SMM/GRE представлена на рисунке 1.8. Основная часть прибора – спектрометр гамма-излучения с диапазоном 0,3-9 МэВ. Спектрометр состоял из семи кристаллов NaI(Tl) $\varnothing 3 \times 3$ ", работавших параллельно. За спектрометром располагался кристалл CsI(Na) большой площади, который служил одновременно и задним АСЗ-детектором для спектрометра и, работая совместно с кристаллами NaI(Tl), детектором высоких энергий (10-100 МэВ). Толстый (2,5 см) CsI(Na) АСЗ-детектор использовался для подавления фона от гамма-излучения и заряженных частиц с боковых направлений, передний и задний пластиковые АСЗ-детекторы защищали

спектрометр и детектор высоких энергий только от заряженных частиц [Forrest et al., 1980].

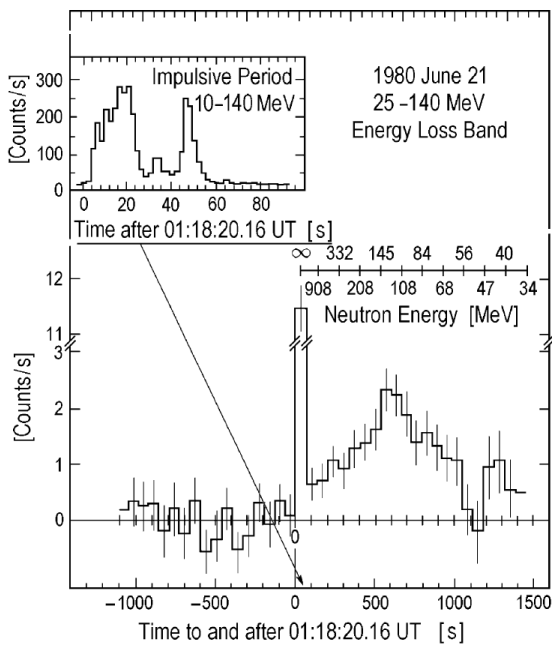


Рисунок 1.7 Вспышка SOL1980-06-21 по данным SMM/GRE. Первый пик – импульсная гамма-вспышка, второй пик – приход солнечных нейтронов
Источник: [Chupp et al., 1982]

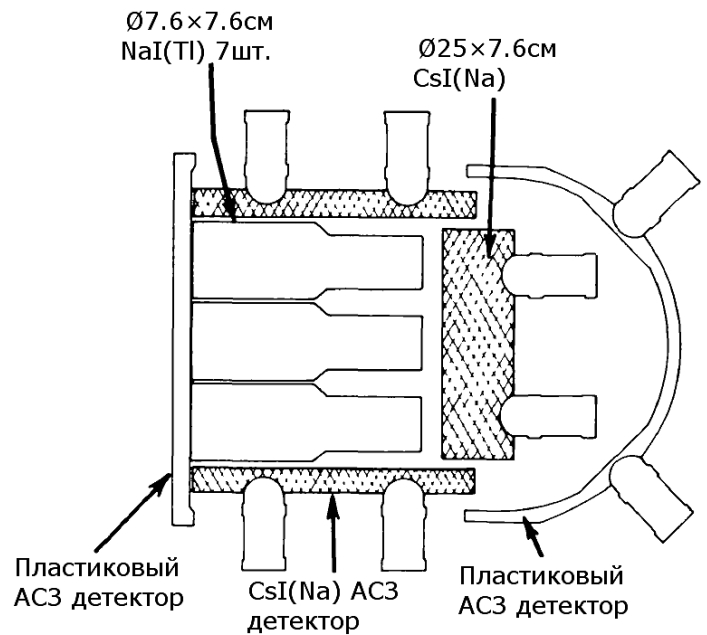


Рисунок 1.8 Схема инструмента SMM/GRE

Источник: [Forrest et al., 1980]

Значительный прогресс в измерении гамма-излучения солнечных вспышек был достигнут в 1991 году, когда чувствительные гамма-телескопы Гамма-1 [Akimov et al., 1988] и CGRO/COMPTEL [Schönfelder et al., 1993] зарегистрировали излучение от вспышки SOL1991-06-15 в диапазоне энергий 0,2-2000 МэВ [Akimov et al., 1996]. Помимо необычно высокой энергии излучения (вплоть до 2 ГэВ), особенностью данного события являлась большая длительность излучения: пионный компонент спектра регистрировался в течение 2 часов после импульсной фазы вспышки, а гамма-линии и непрерывный тормозной спектр в диапазоне 1-10 МэВ в течение ~30 минут (смотри рисунок 1.9). Основываясь на анализе измерительных данных, [Akimov et al., 1996] пришли к выводу, что наиболее вероятной причиной столь длительного излучения является продолжительное постэруптивное ускорение

частиц, происходящее при взаимодействии коронального выброса массы с магнитными полями активной области.

Схема телескопа Гамма-1 приведена на рисунке 1.10. Инструмент представлял собой систему из искровых камер, черенкового детектора, времяпролетной системы (верхний и нижний сцинтилляторы) и калориметра, состоявшего из 24 чередующихся слоев свинцовых пластин размером $0,2 \times 60 \times 60$ см и сцинтилляционных детекторов толщиной 0,5 см. Энергетический диапазон прибора 50-5000 МэВ. Перед телескопом располагалась подвижная теневая маска, использование которой позволяло улучшить угловое разрешение прибора с $1,2^\circ$ до $20'$ для энергии 300 МэВ [Akimov et al., 1988]. К сожалению, Гамма-1 не смог полноценно работать в качестве гамма-телескопа, так как сразу после запуска в 1990 году обнаружилась неработоспособность искровых камер.

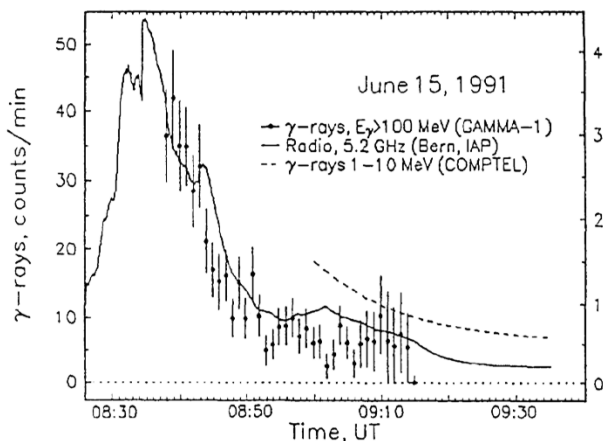


Рисунок 1.9 Временные профили гамма и радиоизлучения необычно большой длительности во время вспышки SOL1991-06-15

Источник: [Akimov et al., 1996]

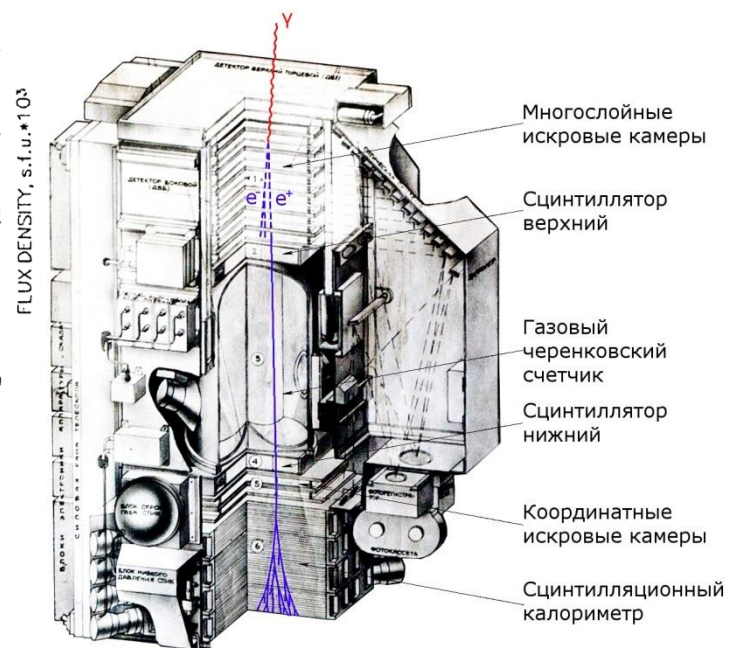


Рисунок 1.10 Схема телескопа Гамма-1

Крупной отечественной космической программой в области изучения солнечной активности была серия спутников КОРОНАС (Комплексные Орбитальные Околосолнечные Наблюдения Активности Солнца). Всего было запущено три КА: КОРОНАС-И (1994), КОРОНАС-Ф (2001-2005) и

КОРОНАС-ФОТОН (2009) [Котов, 2010]. С точки зрения установленной на борту аппаратуры для измерения солнечного рентгеновского, гамма и нейтронного излучения наиболее интересным был последний из них.

Основным гамма-инструментом миссии КОРОНАС-ФОТОН был спектрометр высокоэнергичных излучений Наталья-2М (смотри рисунок 1.11). Прибор состоял из двух спектрометров, включавших по восемь CsI(Tl) детекторов размером $4,5 \times 8 \times 38$ см. Верхний спектрометр был окружен со всех сторон двумя полистирольными АСЗ-детекторами, исключавшими из регистрации заряженные частицы. Энергетический диапазон для гамма-излучения составлял 0,2-1600 МэВ. Также прибор имел возможность регистрировать нейтроны в диапазоне 30-200 МэВ, разделение нейтронов и гамма-излучения производилось по форме сцинтилляционного импульса CsI(Tl) [Котов и др., 2011].

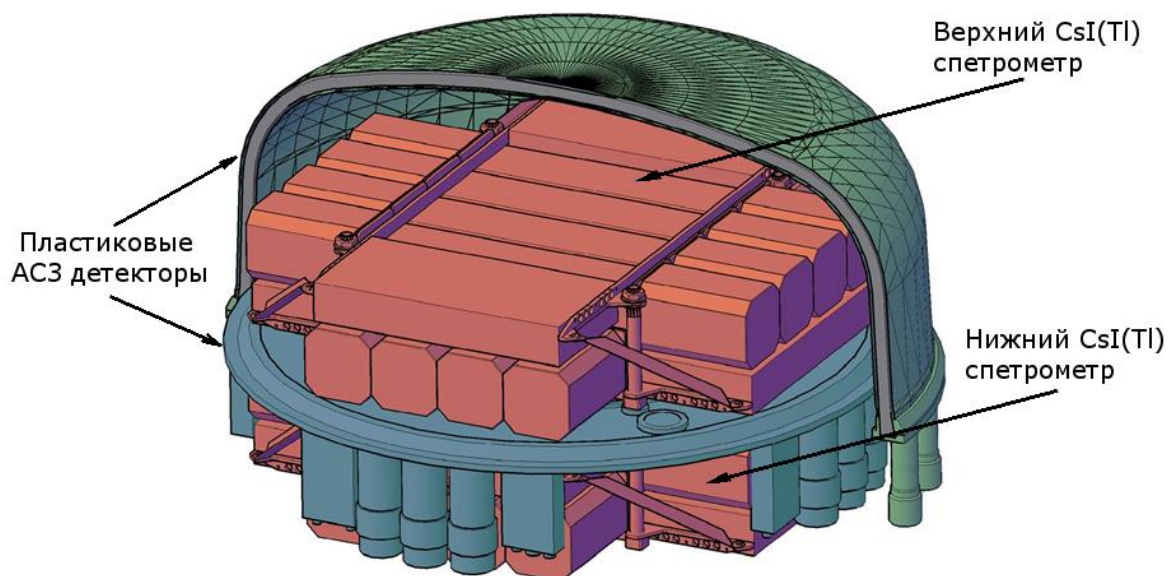


Рисунок 1.11 Схема спектрометра Наталья-2М

Источник: URL: <http://iaf.mephi.ru>

Широкий энергетический диапазон прибора Наталья-2М достигался за счет модульной конструкции спектрометров: регистрация в диапазоне 0,2-2,5 МэВ осуществлялась независимо в четырех верхних детекторах (каналы R1-R4), в диапазоне 1-18 МэВ суммировались сигналы со всех детекторов верхнего

спектрометра (L-канал), а для наиболее энергичных диапазонов: 7-250 МэВ и 50-1600 МэВ, суммировались сигналы со всех детекторов обоих спектрометров (М- и Н-каналы соответственно). Такой подход позволяет с одной стороны избежать слишком высокой скорости счета в области малых энергий, так как использовались четыре независимых детектора с относительно малой площадью (спектр солнечной вспышки имеет спадающий характер с ростом энергии). А с другой стороны – получить большую площадь и хорошую эффективность регистрации высокоэнергичного излучения, так как в области высоких энергий прибор работал как единое целое.

Помимо Натальи-2М в состав научной аппаратуры КОРОНАС-ФОТОН входило несколько рентгеновских и гамма спектрометров: БРМ (20-600 кэВ) [Трофимов и др., 2011], RT-2 S/G (15-1000 кэВ) [Рао и др., 2011], Конус-РФ (0,01-10 МэВ) [Уланов и др., 2010], небольшой рентгеновский телескоп с кодирующей апертурной маской RT-2 CZT (10-100 кэВ) [Рао и др., 2011] и рентгеновский поляриметр Пингвин-М (20-150 кэВ) [Дергачев и др., 2010]. К сожалению, в связи с возникшей неисправностью в системе электропитания КОРОНАС-ФОТОН прекратил свою работу в декабре 2009 года. Во время девятимесячного периода наблюдений солнечная активность находилась в глубоком минимуме, за это время научной аппаратуре не удалось зарегистрировать ни одной солнечной вспышки с энергией излучения выше нескольких десятков кэВ.

1.2.2 Действующие эксперименты, их описание и основные результаты

Наиболее успешным действующим в настоящее время космическим экспериментом, направленным на изучение рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек, стоит признать изображающий спектрометр RHESSI, запущенный в 2002 году². В данном инструменте в качестве детекторов

² КА прекратил работу в 2018 году

излучения используются девять Ge ППД $\varnothing 7,1 \times 8,5$ см, охлаждаемых до температуры ниже 75 К. Энергетический диапазон спектрометра 3 кэВ – 17 МэВ, энергетическое разрешение < 2 кэВ для энергий до 1 МэВ, 5 кэВ для энергии 5 МэВ. Благодаря вращению КА с частотой 15 оборотов в минуту расположенные перед детекторами вольфрамовые и молибденовые решетки модулируют сигнал от рентгеновских и гамма-источников, не лежащих на оси вращения КА (смотри рисунок 1.12). После математической обработки полученного модулированного сигнала удастся восстановить местоположение источников с точностью: $2,3''$ в диапазоне 3-100 кэВ, $7''$ для 400 кэВ, $36''$ в диапазоне > 1 МэВ [Lin et al., 2002]. Для измерения линейной поляризации рентгеновского излучения в центре детекторной сборки расположен рассеиватель из Ве $\varnothing 3 \times 3,5$ см.

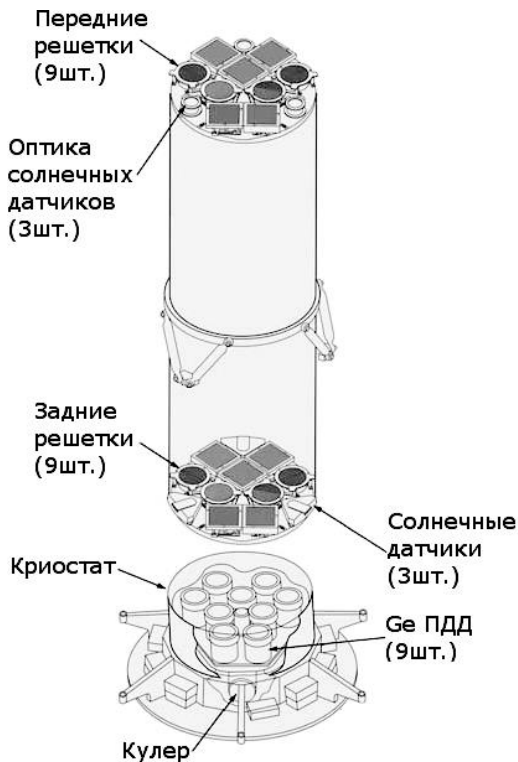


Рисунок 1.12 Схема
инструмента RHESSI

Источник: [Huford et al., 2002]

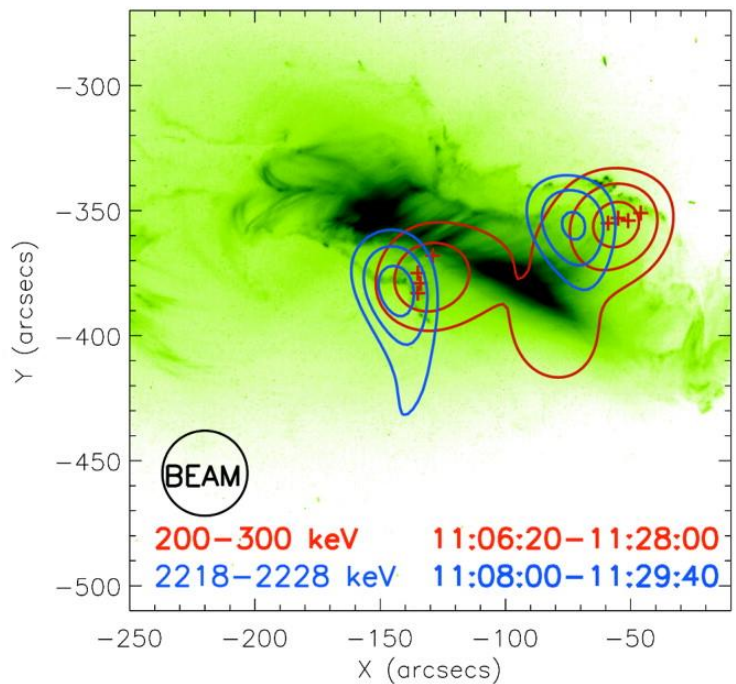


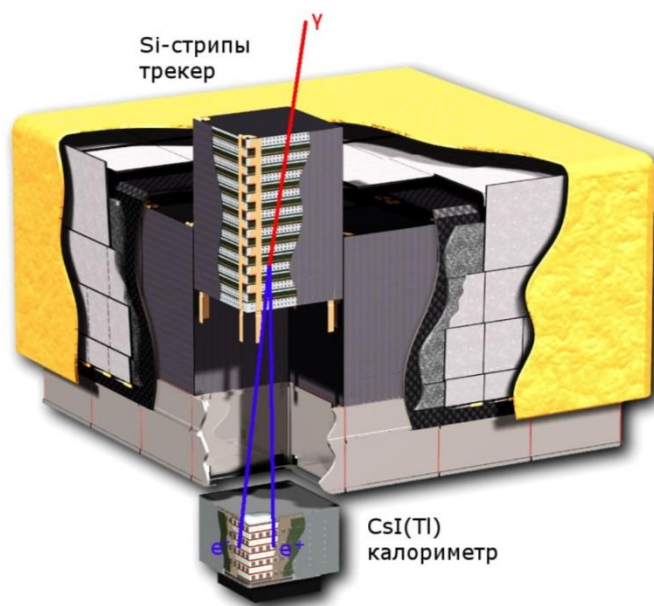
Рисунок 1.13 SOL2003-10-28, изображение источников тормозного излучения (200-300 кэВ, красные контуры) и линии n-захвата (2,2 МэВ, синие контуры), полученное RHESSI. Источник: [Shih et al., 2012]

Очень высокое энергетическое разрешение Ge ППД, широкий энергетический диапазон и достаточно большая эффективная площадь инструмента RHESSI позволяют проводить исследования по широкому кругу вопросов рентгеновской и гамма-спектрометрии солнечных вспышек, например: измерение температуры вспышечной плазмы по непрерывному тепловому спектру [Caspi and Lin, 2010], и Fe и Fe/Ni линиям [Phillips et al., 2006], прецизионные измерения характеристик ядерных гамма-линий [Share and Murphy, 2006] и вклада фотосферного альбеда [Jeffrey and Kontar, 2011], и т.д.

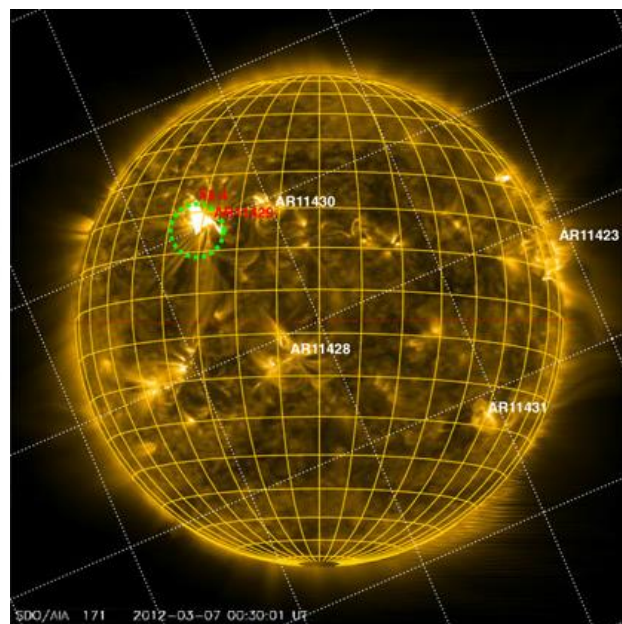
Изображающие возможности инструмента обеспечивают дополнительный канал информации о процессах ускорения и транспортировки частиц во время солнечных вспышек. Например, полученные RHESSI изображения компактных источников излучения линии n-захвата (смотри рисунок 1.13) показали с одной стороны, что генерация излучения в линии 2,2 МэВ связана с ионами, ускоренными во вспышке и распространяющимися согласно модели магнитной петли. С другой стороны, положение источников линии n-захвата не совпадает с источниками тормозного излучения в диапазоне 200-300 кэВ, что, судя по всему, говорит о различиях в механизмах ускорения и/или распространения энергичных электронов и ионов. В любом случае, полученная на сегодняшний день статистика подобных измерений слишком мала (всего пять событий), требуются новые наблюдения с лучшим пространственным разрешением [Vilmer et al., 2011].

Самым крупным на сегодняшний день космическим экспериментом в области высокоэнергичного гамма-излучения является инструмент LAT на борту запущенного в 2008 году КА Fermi [Atwood et al., 2009]. LAT состоит из трекера, сделанного из нескольких слоев Si-стриповых детекторов и электромагнитного калориметра, включающего 384 кристалла CsI(Tl) размером $2,7 \times 2 \times 37,2$ см сложенных в четыре годоскопа (смотри рисунок 1.14). Угловое разрешение телескопа составляет порядка нескольких угловых минут,

энергетический диапазон инструмента 20 МэВ – 300 ГэВ, эффективная площадь $\sim 9500 \text{ см}^2$.



*Рисунок 1.14 Схема инструмента Fermi/LAT
Источник: [Atwood et al., 2009]*



*Рисунок 1.15 Положение источника излучения $>100 \text{ МэВ}$ (зеленый контур) зарегистрированное Fermi/LAT во время SOL2012-03-07
Источник: [Ajello et al., 2014]*

Хотя основная задача Fermi/LAT – астрофизические наблюдения, широкое поле зрения инструмента (2,4 ср) также позволяет регистрировать гамма-излучение солнечных вспышек. С его помощью был получен ряд важных результатов: регистрация длительного высокоэнергичного ($>100 \text{ МэВ}$) излучения от двух вспышек M-класса [Ackermann et al., 2014], наблюдение в течение 20 часов излучения от события SOL2012-03-07 (две вспышки класса X) с максимальной энергией 4 ГэВ [Ajello M., 2014]. Измеренное для данного события положение источника излучения $>100 \text{ МэВ}$ приведено на рисунке 1.15 (зеленый контур). Подложка на том же рисунке – изображение солнечного диска на длине волны 171 \AA полученное телескопом SDO/AIA. Особенный интерес представляет регистрация с помощью Fermi/LAT гамма-излучения от залимбовых вспышек, что может служить подтверждением наличия в

послеимпульсной фазе вспышки процесса ускорения частиц на фронте ударной волны коронального выброса масс [Pesce-Rollins et al., 2015].

18 января 2016 года в первый полет на аэростате отправился солнечный изображающий спектрометр/поляриметр GRIPS (рисунки 1.16 и 1.17). Данный инструмент, являясь развитием концепции RHESSI, обладает заметно улучшенным сочетанием характеристик для измерения рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек: высоким пространственным разрешением (12,5'' на линии 2,2 МэВ, против 35'' у RHESSI), высоким энергетическим разрешением (типичным для Ge ППД), достаточно широким энергетическим диапазоном (20 кэВ – 10 МэВ) и возможностью поляриметрических измерений в диапазоне 150-650 кэВ [Shih et al., 2012]. Высокое пространственное разрешение GRIPS должно позволить ему разделять источники гамма-излучения (главным образом линии 2,2 МэВ) у подножий вспышечных петель даже для относительно небольших вспышек, и существенно пополнить статистику наблюдательных данных RHESSI.

Ключевая технология, используемая в GRIPS, – 3D позиционно чувствительные Ge ППД, которые позволяют определять положение точки взаимодействия фотона с веществом детектора с точностью 0,5 мм и энергию, выделившуюся при этом взаимодействии. 3D Ge ППД позволяют использовать при анализе данных технику комптоновского телескопа, и хотя угловое разрешение подобной техники относительно невелико ($\sim 2^\circ$), она может использоваться как для поляризационных измерений, так и для подавления фона.

Спектрометр/поляриметр GRIPS состоит из 16 3D Ge ППД размером 7,5×7,5×1,5 см, помещенных в общий криостат и окруженных ВГО АЗС-детекторами толщиной 5 см (смотри рисунок 1.16). Для построения изображений в аппаратуре GRIPS используется вращающаяся модулирующая решетка с переменной шириной щелей (1-13 мм), расположенная на расстоянии 8 м над спектрометром (рисунок 1.17). Применение позиционно

чувствительных детекторов позволяет применять одну модулирующую решетку вместо двух, как у RHESSI, что повышает эффективную площадь инструмента в два раза.

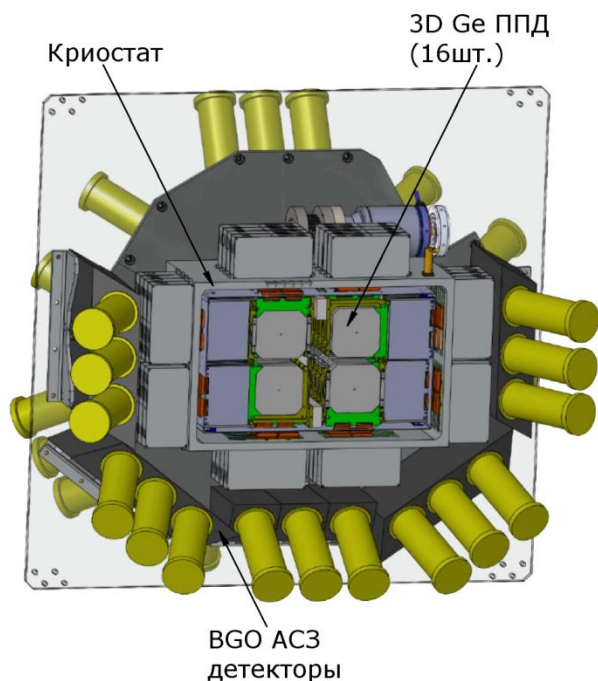


Рисунок 1.16

*Спектрометр/поляриметр
инструмента GRIPS*

Источник: [Shih et al., 2012]

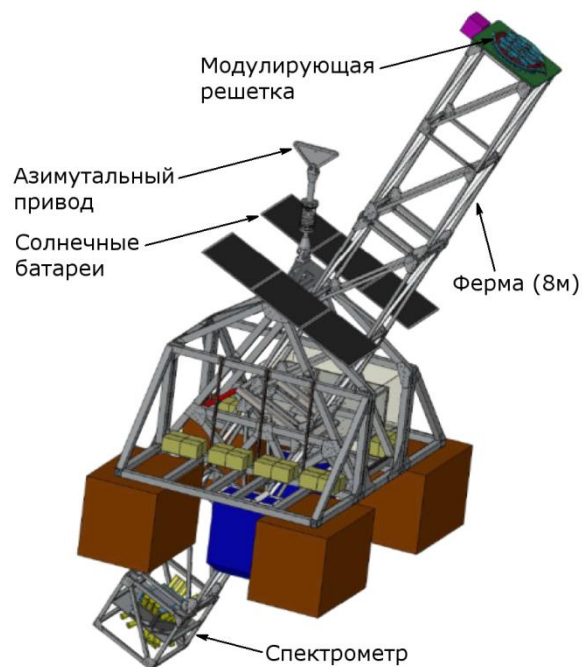


Рисунок 1.17 Гондола с фермой

*эксперимента GRIPS, на концах фермы
закреплены спектрометр и модулятор*

Источник: [Shih et al., 2012]

1.2.3 Перспективные солнечные эксперименты

В течение ближайшего десятилетия планируется запуск целого ряда новых солнечных миссий: Solar Orbiter и Proba-3 (ESA, 2020), Solar Probe Plus (NASA, запущен в 2018 году), Интергелиозонд (Роскосмос, после 2025), Solar-C и Solar-D (JAXA), Aditya-1 (ISRO), SPORT (CNSA) [Kuznetsov, 2015]. Пять миссий (Solar Orbiter, Solar Probe Plus, Интергелиозонд, Solar-D, SPORT) предполагается вывести на орбиты вокруг Солнца. В большинстве перечисленных проектов не планируется использование аппаратуры для измерения жесткого рентгеновского, гамма-излучения солнечных вспышек и

солнечных нейтронов. Исключением являются миссии: Solar Orbiter, Aditya-1 и Интергелиозонд.

В состав НА миссии Solar Orbiter включен рентгеновский телескоп STIX [Krucker S. et al., 2013]. Энергетический диапазон телескопа 4-150 кэВ, угловое разрешение 7", в качестве детекторов используются 32 мультипиксельных CdTe детектора размером 10×10×1 мм, перед детекторами установлены неподвижные решетки с различной ориентацией и шириной щелей.

На борту миссии Aditya-1 предполагается установить рентгеновский спектрометр HELIOS с энергетическим диапазоном 10-150 кэВ, в качестве детекторов будут использованы CdZnTe и CdTe ППД [Seetha, 2014].

Наиболее представительный комплекс рентгеновских и гамма-инструментов предполагается разместить на борту КА Интергелиозонд [Kuznetsov et al., 2016]: спектрометры Геликон-И (NaI(Tl) \varnothing 13×7,6 см, диапазон 10 кэВ – 15 МэВ) и Сигнал (Xe ионизационная камера высокого давления, 30 кэВ – 5 МэВ), поляриметр и спектрометр ПИНГ-М (поляриметрия: 20-150 кэВ, спектрометрия: LaBr₃(Ce) \varnothing 5,1×2,5 см, 20-2500 кэВ), детектор нейтронов ИнтерСОНГ (пластиковый годоскоп + сцинтилляционный калориметр, нейтроны: 3-100 МэВ), рентгеновский телескоп Сорренто (аналогичен SolO/STIX).

Глава 2

Солнечный рентгеновский и гамма-спектрометр ГРИС

В данной главе обсуждаются, требования к аппаратуре, предназначенной для спектрометрии рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек, описан метод построения спектрометра ГРИС и метод выбора для него типа низкоэнергетического детектора, приведены цели эксперимента ГРИС и основные параметры разрабатываемой научной аппаратуры.

2.1 Требования к параметрам аппаратуры и метод построения солнечного гамма-спектрометра

Как было показано выше интенсивность, временное поведение и форма различных компонентов спектра солнечной вспышки несут информацию о первичном энерговыделении и о процессах ускорения и транспортировки частиц. Поэтому, для всестороннего изучения вспышечных процессов важно измерять спектры солнечных вспышек в максимально широком диапазоне энергий: по крайней мере, от десятков кэВ до сотен МэВ. Регистрация потоков «прямых» солнечных нейтронов может служить дополнительным источником данных.

Спектрометрия солнечного излучения в заданном энергетическом диапазоне определяется следующими особенностями вспышечных спектров: в области низких энергий необходимо регистрировать значительные потоки тормозного излучения (до 5000 фотон/см²/с в диапазоне 20-100 кэВ); в диапазоне энергий 0,3-9 МэВ необходимо обеспечить достаточно высокое энергетическое разрешение и эффективность регистрации в фотопике для измерения характеристик гамма-линий; и, наконец, в области энергий ~100 МэВ необходимо обеспечить эффективную площадь и объем рабочего вещества детектора, достаточные для получения спектров пионного

компонента (10^{-4} - 10^{-6} фотон/см²/с в диапазоне >100 МэВ), для изучения долго длящегося излучения вспышек. Задача выделения сигналов от солнечных нейтронов на фоне многократно превосходящего по интенсивности гамма-излучения выдвигает дополнительные требования к НА.

Для решения данной задачи в условиях массово-габаритных ограничений, накладываемых необходимостью доставки аппаратуры на РС МКС (масса до 50 кг, габариты 40×40×48 см для блока детекторов НА), оптимальным решением является применение двух спектрометрических детекторов относительно небольших размеров. Первый спектрометр должен обеспечивать регистрацию значительных потоков рентгеновского излучения и проведение спектрометрических измерений вспышечных гамма-линий. Основной задачей второго спектрометра должна быть регистрация высокоэнергичного пионного компонента спектра, возможность регистрации прямых солнечных нейтронов будет важной характеристикой спектрометра, обеспечивающей получение дополнительных данных о солнечных вспышках. Одновременная работа двух детекторов должна обеспечивать синхронные измерения в широком диапазоне энергий: от низкоэнергичного тормозного излучения электронов в области десятков кэВ до высокоэнергичного излучения от распада пионов в области сотен МэВ.

С точки зрения энергетического разрешения наилучшими характеристиками обладают Ge ППД, применявшиеся на КА RHESSI [*Lin et. al, 2002*] (~0,3% на линии 662 кэВ). Однако существенным недостатком подобных детекторов является необходимость применения криогенной техники для охлаждения детекторов, что значительно повышает массово-габаритные параметры аппаратуры. Альтернативным решением могут являться CdTe и CdZnTe детекторы, обладающие несколько худшим разрешением (1-3,5% в зависимости от типа электродов), но не требующие для своей работы криогенных температур. Недостатком данных детекторов являются их небольшие размеры: максимальный размер современных кристаллов 2×2×1,5

см, что ограничивает область их эффективного применения диапазоном энергий ниже 1 МэВ.

Наилучшим решением для низкоэнергетичного гамма-спектрометра солнечных вспышек видится применение детектора на основе неорганического сцинтиллятора нового поколения $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ или CeBr_3 . Данные кристаллы обладают коротким временем высвечивания (около 20 нс), что обеспечивает высокую загрузочную способность детектора, и достаточно высоким энергетическим разрешением (3-4,5%), необходимым для спектрометрии гамма-линий.

Кристалл $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ имеет лучшее энергетическое разрешение (около 3% на линии 662 кэВ по сравнению с 4,3% для CeBr_3), но более высокую собственную активность (1,24 отсч./с/см³ против 0,02-0,04 отсч./с/см³ CeBr_3 , подробнее смотри раздел 3.5 «Собственный фон кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 »), что может негативно сказаться на чувствительности детектора, по крайней мере в части его энергетического диапазона. Для обоснованного выбора типа кристалла для низкоэнергетичного канала спектрометра ГРИС был разработан метод, описанный в разделе 2.2 «Метод выбора типа детектора для низкоэнергетичного канала гамма-спектрометра солнечных вспышек».

Для высокоэнергетичного канала оптимальным видится применение сцинтиллятора $\text{CsI}(\text{Tl})$. Данные кристаллы могут быть изготовлены достаточно больших размеров, что является важным фактором для регистрации высокоэнергетичного излучения. Дополнительным преимуществом $\text{CsI}(\text{Tl})$ является возможность дискриминации n/γ -сигналов по форме сцинтилляционных импульсов [Богомолов и др., 1996], что позволяет реализовать в детекторе отдельную регистрацию нейтронов и гамма-излучения. Несколько худшее энергетическое разрешение (~8% на линии 662 кэВ) и быстроедействие (время высвечивания ~7 мкс) данного типа кристаллов не должно играть существенной роли при регистрации высокоэнергетичного излучения, так как в диапазоне энергий ~100 МэВ энергетическое разрешение

детектора определяется эффективностью поглощения энергии гамма-кванта, а потоки излучения пионного компонента спектра относительно невелики.

2.2 Метод выбора типа детектора для низкоэнергетичного канала гамма-спектрометра солнечных вспышек

В работах [*Quarati et al., 2013; Kozyrev et al., 2016; Kotov et al., 2016; Trofimov et al., 2017*] обращается внимание на то, что высокая собственная активность $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ существенно ухудшает чувствительность детектора, и поэтому кристалл CeBr_3 может являться лучшим выбором для низкоэнергетичного канала гамма-спектрометра солнечных вспышек, несмотря на его худшее энергетическое разрешение. Для обоснованного выбора типа кристалла низкоэнергетичного детектора был разработан метод, позволяющий сравнить характеристики различных детекторов гамма-излучения и учитывающий, с одной стороны, такие факторы как внешний фон, собственная активность кристалла, энергетическое разрешение детектора, а с другой, различные аспекты регистрации спектров солнечных вспышек. Предложенный метод включает в себя три критерия:

Для измерения доплеровского смещения вспышечных гамма-линий, согласно данным [*Smith et al., 2003*], необходима точность измерения их энергии не хуже 0,1-0,5%. Поэтому, первым из критериев данного метода может служить точность измерения энергии линии, которая определяется среднеквадратичным отклонением оценки положения центроида пика полного поглощения ($\sigma_{\bar{E}}$). Пусть N_i – суммарная статистика отсчетов в i -ом канале спектра, B_i – оценка числа отсчетов в подложке в этом же канале, в которую дают вклад как космический фон и собственная активность кристалла, так и непрерывные компоненты спектра вспышки, а $P_i = N_i - B_i$ – оценка числа отсчетов в пике полного поглощения. Тогда оценку положения центроида пика (\bar{E}) можно рассчитать по формуле:

$$\bar{E} = \frac{\sum P_i E_i}{\sum P_i} = \frac{\sum (N_i - B_i) E_i}{\sum (N_i - B_i)} \quad (2.1)$$

Если N_i и B_i подчиняются Пуассоновскому распределению, то СКО P_i имеет вид:

$$\sigma_{P_i} = \sqrt{N_i + B_i} \quad (2.2)$$

Тогда по формуле переноса погрешностей можно рассчитать $\sigma_{\bar{E}}$:

$$\sigma_{\bar{E}} = \sqrt{\sum \left(\frac{E_i}{\sum P_i} - \frac{\sum P_i E_i}{(\sum P_i)^2} \right)^2 \sigma_{P_i}^2} = \frac{\sqrt{\sum (N_i + B_i) (E_i - \bar{E})^2}}{P}, \quad (2.3)$$

где P – суммарная статистика отсчетов в пике. Суммирование в формуле 2.3 производится на отрезке $[\varepsilon - w/2; \varepsilon + w/2]$, где ε – энергия соответствующей линии, w – ПШПВ линии в аппаратном спектре. В случае если $\sigma_{\bar{E}}$ превышает ожидаемое красное смещение линии, критерий считается не выполненным для данной линии для испытываемого детектора. В качестве ожидаемых смещений линий можно использовать результаты измерений RHESSI для вспышки SOL2002-07-23(X4.8), приведенные в работе [Smith et al., 2003].

Вторым критерием, сильнее зависящим от энергетического разрешения спектрометра, является условие спектрального разделения комплекса из трех близкорасположенных пиков: гамма-линий 1,63 МэВ (^{20}Ne), 1,78 МэВ (^{28}Si) и, лежащего между ними пика однократного вылета линии n-захвата 1,71 МэВ. Спектральное разделение можно оценить по формуле:

$$\eta = \frac{s}{w_{1,63 \text{ МэВ}}/2 + w_{1,71 \text{ МэВ}} + w_{1,78 \text{ МэВ}}/2}, \quad (2.4)$$

где s – расстояние между линиями 1,63 МэВ (^{20}Ne) и 1,78 МэВ (^{28}Si) в единицах энергии (или каналах спектра), $w_{1,63 \text{ МэВ}}$, $w_{1,71 \text{ МэВ}}$, и $w_{1,78 \text{ МэВ}}$ – ПШПВ соответствующих пиков в тех же единицах. Знаменатель формулы показывает суммарную ширину пиков в интервале энергий 1,63 – 1,78 МэВ, и в случае, если $\eta \leq 1$ суммарная ширина пиков превышает расстояние между ними, то линии в измеренном спектре считаются неразрешенными.

Мощные солнечные вспышки рентгеновского класса X с выраженными гамма-линиями в спектре – относительно редкие события, происходящие всего несколько раз в течение солнечного цикла. Поэтому основной массив вспышечных данных, полученных с помощью НА ГРИС, будут составлять вспышки средней и малой мощности с достаточно мягким энергетическим спектром, редко превышающим порог 100 кэВ. Следовательно, одной из ключевых характеристик низкоэнергетичного детектора будет чувствительность к подобным событиям. Поэтому третьим критерием метода выбрана чувствительность детектора к подобным событиям. Чтобы оценить её величину, был использован показатель качества (*FOM*), аналогичный приведенному в работе [Quarati et al., 2013]:

$$FOM(E) = I(E) S_{phot}(E) \sqrt{\frac{t}{B(E)R(E)}} , \quad (2.5)$$

где I (фотон/с/см²) – интенсивность падающего на детектор излучения в интервале энергий (E ; $E+dE$), S_{phot} – эффективная площадь регистрации в фотопике, t – время набора данных, B – фоновая загрузка детектора, включающая собственный фон кристалла и вклад космического фона, R – энергетическое разрешение детектора в единицах энергии. Заданный таким образом *FOM* имеет смысл статистической значимости измерительных данных детектора при регистрации за время t излучения интенсивностью I в присутствии фона B .

Применение предложенных критериев в рамках единого метода позволяет учесть различные аспекты регистрации рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек. Входные параметры, для данных критериев определялись следующим образом: энергетическое разрешение различных вариантов детекторов (R) и ПШПВ пиков (w) рассчитывались по формуле 3.17, полученной экспериментально с помощью прототипов детекторов ГРИС (смотри раздел 3.2 «Исследование энергетического разрешения прототипов детекторов СКН и СКВ»), собственный фон кристалла CeBr_3 также определялся

экспериментально (смотри раздел и 3.5 «Собственный фон кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 »), собственный фон кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 7,62 \times 7,62$ см был взят из работы [Quarati et al., 2012], вклад космического фона оценивался методом численного моделирования отклика детекторов ГРИС на основные составляющие космического фона на орбите МКС (смотри раздел 4.2 «Расчетная оценка фоновой загрузки детекторов НА ГРИС»), для оценки статистики отсчетов в пиках вспыхивающих гамма-линий и подложках под ними, помимо данных о собственном фоне кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 и космическом фоне, использовались результаты моделирования отклика детекторов ГРИС на вспышку SOL2002-07-23(X4.8) (смотри раздел 4.3.2 «Солнечная вспышка SOL2002-07-23(X4.8) с выраженными гамма-линиями в спектре»). Результаты применения критериев предложенного метода для выбора типа детектора низкоэнергетического канала ГРИС описаны в разделе 5.1 «Выбор типа сцинтиллятора для детектора СКН».

2.3 Цели эксперимента ГРИС

В настоящее время в Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ» ведется разработка научной аппаратуры ГРИС, предназначенной для спектрометрии Гамма и Рентгеновского Излучения Солнечных вспышек в диапазоне энергий 20 кэВ – 200 МэВ, а также для регистрации солнечных нейтронов с энергией >30 МэВ.

Научные цели эксперимента:

- исследование физических механизмов ускорения электронов и ионов на различных фазах развития солнечных вспышек;
- исследование элементного состава, плотности и других физических характеристик солнечной плазмы в области генерации гамма-излучения.

Дополнительными целями ГРИС являются:

- изучение энергетических и временных характеристик фонового космического и локального излучения в окрестностях РС МКС;
- измерение энергетических спектров и временных профилей атмосферных и космических гамма-всплесков с предельным временным разрешением 10 мкс (*Glyanenko et al., 2018*).

Особенностью эксперимента ГРИС являются одновременные синхронные измерения в широком энергетическом диапазоне 0,02 – 200 МэВ различных компонентов спектра солнечной вспышки (тормозного излучения электронов, ядерных гамма-линий, пионного компонента спектра, прямых солнечных нейтронов) с высоким энергетическим и временным разрешением, что позволит проводить исследование различных вспышечных процессов, рассмотренных в разделе 1.1.1 «Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек».

Измерительные данные в широком диапазоне энергий электромагнитного и нейтронного излучений совместно с данными других инструментов (телескопов в радио, видимом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, детекторов заряженных частиц, нейтронных мониторов и т.д.) позволят проследить эволюцию солнечных вспышек на этапах ускорения и транспортировки энергичных частиц, что может дать ценную информацию для уточнения теоретических моделей вспышек.

Эксперимент ГРИС-ФКИ-1 включен в этапную программу научно-прикладных исследований и экспериментов, планируемых на РС МКС по направлению исследований «Исследования Земли и Космоса». Начало эксперимента планируется после 2022 года. Описание эксперимента и научной аппаратуры ГРИС можно найти в публикациях [*Котов и др., 2012; Kotov et al., 2015; Glyanenko, 2016,2017,2018; Глянченко и др., 2018*] или на странице проекта в интернете³.

³ URL: <http://iaf.mephi.ru/projects/gris/gris.htm>

2.4 Описание научной аппаратуры ГРИС

В состав НА ГРИС входят блок электроники ГРИС-БЭ, располагающийся внутри герметичного объема модуля СМ «Звезда» [Glyanenko, 2016], и предназначенный для работы за бортом станции блок детекторов ГРИС-БД. Последний включает в себя спектрометр состоящий из двух каналов: Спектрометрический Канал Низких энергий (СКН), представляющий собой сборку неорганического сцинтиллятора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ или CeBr_3 $\varnothing 7,62 \times 7,62$ см с ФЭУ R6233-100-01 (диаметр фотокатода $\varnothing 76$ мм), и Спектрометрический Канал Высоких энергий (СКВ) на основе сцинтилляционного кристалла $\text{CsI}(\text{Tl})$ размером $\varnothing 12 \times 15$ см в сборе с ФЭУ R10233-01 ($\varnothing 90$ мм). СКН предназначен для регистрации жесткого рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек в диапазоне 20 кэВ – 15 МэВ. Детектор СКВ предназначен для регистрации гамма-излучения солнечных вспышек в диапазоне 100 кэВ – 200 МэВ, а также солнечных нейтронов с энергией >30 МэВ.

Серьезной проблемой при регистрации высокоэнергичного гамма-излучения и солнечных нейтронов является выделение сигнала на фоне многократно превосходящего потока протонов космических лучей. Для подавления фона заряженных частиц СКВ имеет два АСЗ-детектора из полистирольного сцинтиллятора: первый является отдельным детектором, просматриваемым четырьмя ФЭУ R5611A-01 ($\varnothing 19$ мм) и защищает кристалл $\text{CsI}(\text{Tl})$ с верхнего и боковых направлений, второй составляет с кристаллом $\text{CsI}(\text{Tl})$ фосвич детектор и защищает с нижнего направления. Схема блока детекторов ГРИС-БД приведена на рисунке 2.1.

В НА ГРИС применяется несколько решений для повышения стабильности характеристик детекторов и обеспечения точности измерительных данных. Во-первых, чтобы уменьшить влияние возникающих при движении по орбите вариаций геомагнитного поля (прежде всего изменения направленности поля) на коэффициент усиления ФЭУ, используются экраны из аморфного

магнитного сплава. Лабораторные измерения показали, что применение данных экранов позволяет более чем на порядок снизить влияние геомагнитного поля на коэффициент усиления $\varnothing 76$ мм ФЭУ [Faradzhaev et al., 2016].

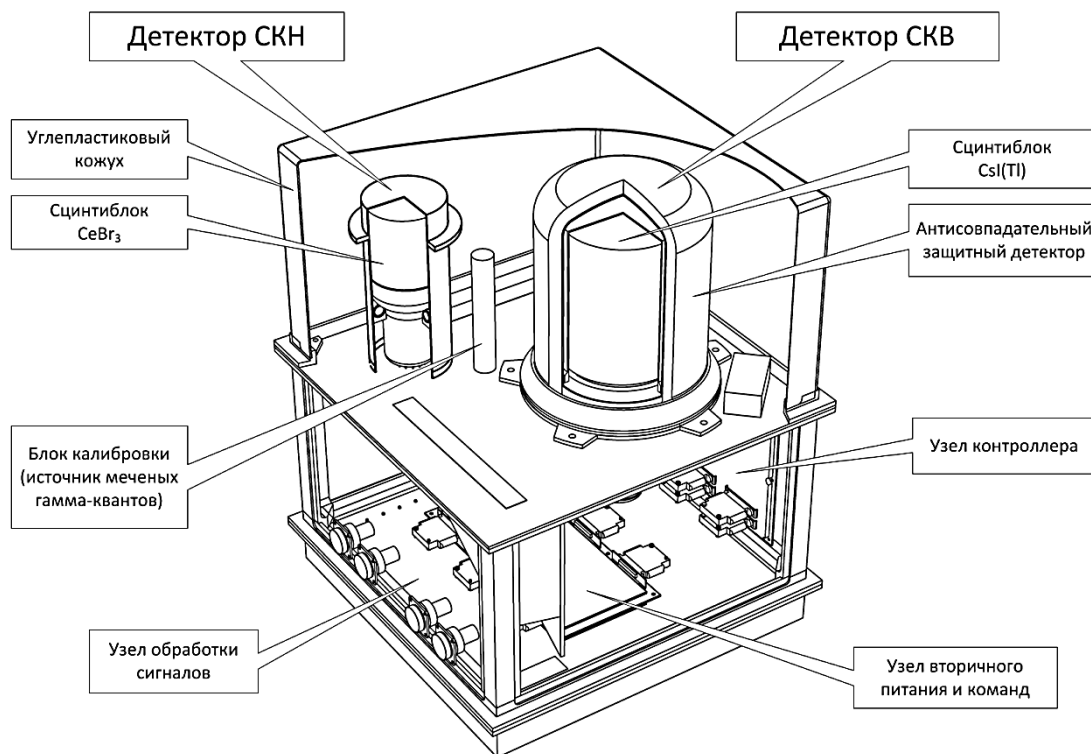


Рисунок 2.1 Блок детекторов ГРИС-БД

Во-вторых, для детекторов НА ГРИС предусматриваются две системы полетной калибровки. Первая основана на источнике «меченых» гамма-квантов. В качестве источника излучения используется радионуклид ^{60}Co (активность $\sim 0,5$ кБк), излучающий кванты в двух линиях 1,17 и 1,33 МэВ. Применение «мечения» позволяет повысить точность калибровки и уменьшить мощность используемого источника, благодаря исключению фоновой подложки в калибровочном спектре. Так как энергетический диапазон СКВ слишком широк для получения приемлемой точности калибровки только по источнику ^{60}Co , в этом детекторе применяется дополнительная система светодиодной калибровки, аналогичная [Friend et al., 2012], описанная в работе [Глянченко и др., 2018].

Энергетические диапазоны обоих детекторов разбиты на два поддиапазона. Каждый поддиапазон генерирует два типа данных: спектры и

интенсивности. Данные об интенсивностях представляют собой скорости счета в относительно широких энергетических окнах с перенастраиваемыми порогами. Этот тип данных имеет на один-два порядка лучшее временное разрешение по сравнению со спектрами. Данные по разделению нейтронов и гамма-квантов формируются в двумерную матрицу (далее *n*-матрица). Первое измерение матрицы соответствует выделившейся энергии зарегистрированной частицы, второе измерение – значению дискриминирующего параметра (например, интегралу медленного компонента сигнала CsI(Tl)). Таким образом, из *n*-матриц будет возможно получать спектры энерговыделений от отдельных сортов частиц: нейтронов и гамма-квантов.

Синхронность измерений ГРИС во всём энергетическом диапазоне достигается благодаря тому, что все данные в поддиапазонах ГРИС, включая *n*-матрицу, формируются из аналоговых сигналов спектрометра ГРИС в едином электронном модуле – узле обработки сигналов (УОС), расположенном в ГРИС-БД [Glyanenko et al., 2017].

Солнечные вспышки – достаточно редкие события, поэтому нет необходимости непрерывно производить набор данных с максимальным временным разрешением. Для уменьшения объема измерительных данных в НА ГРИС предусмотрено два режима работы: «патрульный», будет использоваться практически все время, и «вспышечный», будет активироваться на определенное время (300-2000 с) после получения триггерного сигнала. Предварительные параметры научных данных ГРИС в патрульном и вспышечном режимах приведены в таблице 2.1.

Триггерный сигнал вырабатывается электроникой блока ГРИС-БД на основе анализа скоростей счета двух интенсиметров СКН. Те же интенсиметры могут быть использованы для получения временных профилей атмосферных и космических гамма-всплесков с временным разрешением 10 мкс [Glyanenko et al., 2018].

Таблица 2.1 Предварительные параметры научных данных ГРИС

| | Тип | Кол-во каналов/ ёмкость | Время набора вспыш. режим, с | Время набора патруль. режим, с |
|----------------------|---------|----------------------------|---------------------------------|-----------------------------------|
| СКН-1 | Спектр | 2048 / 2 байта | 1 | 10 |
| 0,02-2 МэВ | Интенс. | 10 / 2 байта | 0,01 | 0,1 |
| СКН-2 | Спектр | 2048 / 2 байта | 10 | 100 |
| 0,4-15 МэВ | Интенс. | 10 / 2 байта | 0.1 | 1 |
| СКВ-1 | Спектр | 1024 / 2 байта | 10 | 100 |
| 0,1-10 МэВ | Интенс. | 10 / 2 байта | 0.1 | 1 |
| СКВ-2 | Спектр | 1024 / 2 байта | 10 | 100 |
| 1-200 МэВ | Интенс. | 10 / 2 байта | 1 | 10 |
| СКВ n/γ 1-200 MeV | Н-мат. | 128×128 / 2 байта | 100 | 1000 |

Блок ГРИС-БД планируется расположить на двуосной платформе наведения (ДПН) за бортом модуля «Звезда» РС МКС. Использование ориентируемой платформы позволит увеличить время нахождения Солнца внутри поля зрения детекторов (30°) с 6-7% (в случае неподвижного крепления ГРИС-БД) до 52%. Однако существуют ограничения на время работы платформы в режиме слежения за Солнцем: во-первых ресурс работы ДПН в активном режиме значительно меньше времени проведения эксперимента, во-вторых платформа предусматривает возможность установки трех приборов с различными программами наблюдения. По этой причине был предложен алгоритм управления платформой, который будет переводить платформу в режим слежения за Солнцем на относительно короткое время [Yurov et al., 2015].

Предложенный алгоритм основан на прогнозе вспышечной активности. Рассматриваются два критерия активации платформы. В первом случае режим слежения за Солнцем включается на следующие сутки после появления

вспышки класса М или Х и действует в течение двух суток, если за это время опять происходит событие М или Х класса, активный режим продлевается еще на двое суток. Второй критерий предусматривает включение платформы после появления на Солнце активных областей класса F и E и ее работу течение всего времени существования этих областей. Применение только первого критерия обеспечивает 45% вероятность регистрации вспышки класса Х или М в условиях минимума солнечной активности (5 событий в год, без учета времени видимости Солнца) при 18 днях работы ДПН в год. Применение обоих критериев повышает вероятность регистрации до 65% при 40 днях работы ДПН в год.

По совокупности ряда характеристик: ширине энергетического диапазона, энергетическому разрешению в области гамма-линий, быстродействию и возможности измерения прямых солнечных нейтронов предложенный спектрометр рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек ГРИС не имеет аналогов среди ранее применявшихся спектрометров солнечного гамма-излучения (см. таблицу 2.2).

Таблица 2.2 Сопоставление характеристик инструментов, применявшихся для спектрометрии рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек

| КА/НА | Страна годы раб. | Тип детектора | γ -излучение Энерг. диапазон/ эффективная площадь | Энергетическое разрешение | Мертвое время на одно событие | Нейтроны Энерг. диапазон/ эффективная площадь | Ссылка на описание НА |
|----------------------------------|-------------------------|--------------------------------------|--|---|---|---|--------------------------|
| КОРОНАС- Ф/СОНГ – АВС-Ф | Россия 2001- 2005 | СД CsI(Tl) | 0,028-200 МэВ/ ~200 см ² | @662 кэВ 13% | 10 мкс | 1-100 МэВ/ 30 см ² | [Kuznetsov et al., 2011] |
| КОРОНАС- ФОТОН/ Наталья-2М | Россия 2009 | СД CsI(Tl) | 0,2-1600 МэВ/ 750-900 см ² | @662 кэВ 10-11% | ~ 10 мкс | 20-300 МэВ | [Kotov и др., 2011] |
| RHESSI | США 2002-н.в. | ППД Ge | 3 кэВ-17 МэВ/ 10-60* см ² | ~ 0,3% | ~ 30 мкс | нет | [Lin et al., 2002] |
| Fermi/LAT | США 2008-н.в. | Калориметр: СД CsI(Tl) | 20 МэВ – 300 ГэВ/ 9500 см ² | 100 МэВ – 1 ГэВ 10-15% | 26,5 мкс | нет | [Atwood et al., 2009] |
| Fermi/GBM | США 2008-н.в. | СД NaI(Tl), СД BGO | NaI: 8-1000 кэВ/100 см ² , BGO: 0,2-40 МэВ/150см ² | @662 кэВ NaI: ~ 10% BGO: ~ 10% | 2,6 мкс | нет | [Meegan et al., 2009] |
| МКС/ГРИС | Россия после 2022 | СД CeBr ₃ , СД CsI(Tl) | CeBr ₃ : 0,02-15 МэВ/30см ² CsI(Tl): 0,2-200 МэВ/ 50-100 см ² | @662 кэВ CeBr ₃ : 4-4,5% CsI(Tl): 7-8% | CeBr ₃ : 1 мкс CsI(Tl): 10 мкс | >30 МэВ/~10 см ² | [Kotov et al., 2015] |

* – приведена эффективная площадь регистрации в фотопике

Глава 3

Исследование характеристик детекторов НА ГРИС экспериментальными методами

В данной главе обсуждаются результаты экспериментальных исследований, проводившихся с целью подтверждения и оптимизации характеристик детекторов ГРИС. Рассматривается влияние типов фотокатодов ФЭУ и светоотражающих покрытий на энергетическое разрешение детекторов. Исследуются причины возникновения непропорционального отклика ФЭУ и предлагаются схемы делителей напряжения ФЭУ, обеспечивающие минимальную нелинейность энергетической шкалы низкоэнергетического канала спектрометра ГРИС. Исследуется влияние высоких нагрузок на спектрометрические характеристики детектора. Рассматривается вопрос влияния высокой загрузки на стабильность характеристик и качество спектральных данных прототипа детектора СКВ. В конце главы приведены результаты измерений собственного фона кристаллов $LaBr_3(Ce)$ и $CeBr_3$.

3.1 Описание прототипов детекторов и измерительной аппаратуры

Исследования, описанные в данной главе, проводились с помощью прототипов детекторов СКН и СКВ. В качестве прототипов СКН использовались два детектора. Первый, показанный на рисунке 3.1 а), представлял собой сборку кристалла $LaBr_3(Ce)$ $\varnothing 2,5 \times 2,5$ см производства ИФТТ (г. Черногоровка) и ФЭУ с диаметром фотокатода 76-80 мм (использовались различные типы ФЭУ). Вторым детектором – сборка кристалла $CeBr_3$ $\varnothing 5,1 \times 1,25$ см производства фирмы Scionix и ФЭУ Hamamatsu R6231-100 ($\varnothing 51$ мм) (рисунок 3.1 б)). Первый детектор в дальнейшем называется $LaBr$ прототип СКН, а второй – $CeBr$ прототип СКН. Так как кристаллы $LaBr_3(Ce)$ и $CeBr_3$ сильно гигроскопичны и не могут находиться на открытом воздухе, они были герметично упакованы в алюминиевые корпуса с толщиной стенок входных окон 1 мм для $LaBr_3(Ce)$ и 0,5 мм для $CeBr_3$.

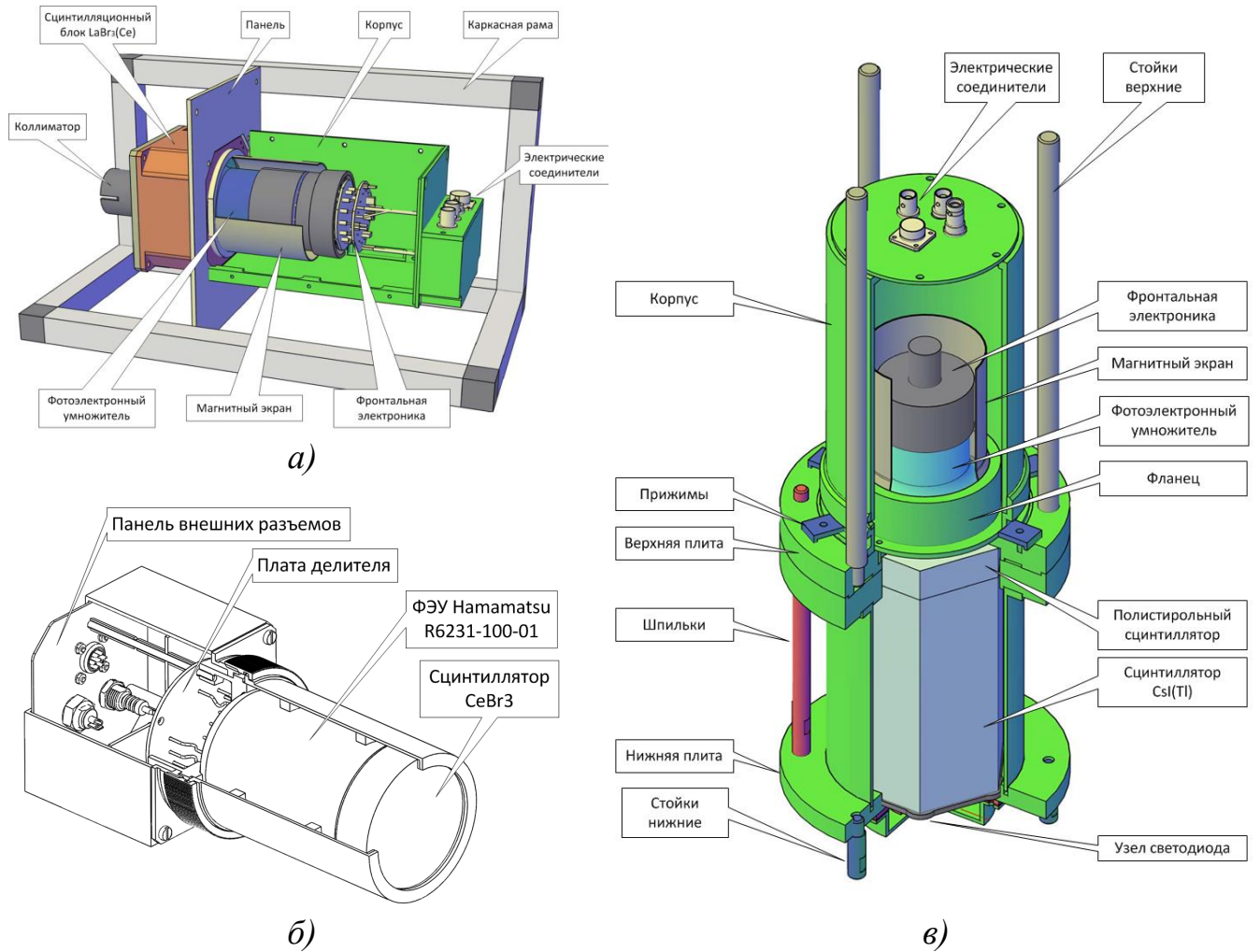


Рисунок 3.1 Прототипы детекторов а) СКН с кристаллом $LaBr_3(Ce)$, б) СКН с кристаллом $CeBr_3$, в) СКВ с кристаллом $CsI(Tl)$.

Сцинтиллятором в прототипе детектора СКВ (представлен на рисунке 3.1 в)) был кристалл $CsI(Tl)$ шестигранной формы, произведенный ИСМА (г. Харьков). Высота кристалла 15 см, диаметр описанной вокруг основания окружности – 10 см. Так как $CsI(Tl)$ слабо гигроскопичен и достаточно прочен, кристалл не имел герметичного корпуса, что позволило испытать различные схемы светоотражающих упаковок. Конструкция детектора предусматривала установку ФЭУ с диаметрами фотокатодов 76 мм и 90 мм, а также полистирольного сцинтиллятора в качестве прототипа нижнего АСЗ-детектора СКВ. Оптический контакт между сцинтилляторами и ФЭУ во всех детекторных сборках осуществлялся с помощью кремнийорганической смазки ВС-630.

Набор амплитудных спектров осуществлялся с помощью Процессора импульсных сигналов SBS-77 производства фирмы Грин-Стар Технолоджис. Сигнал с анодного выхода ФЭУ без предварительного усиления подавался на вход платы SBS-77, которая выполняла функции усилителя-формирователя и амплитудно-цифрового преобразователя. Параметры усиления, формирования, времени интегрирования сигналов и т.д. задавались через программу управления SBS-77.



Рисунок 3.2 Стенд для получения гамма-линий методом нейтронной активации (нейтронный стенд). Внутри стенда видны пакеты с карбонидом, служившим источником азота, под ними распложены лист железа и полиэтиленовая сборка с нейтронным источником.

Для проведения калибровок детекторов и исследования их характеристик использовались измерения линейчатого излучения в диапазоне 30 кэВ – 11 МэВ. Измерялись параметры линейчатого излучения от радионуклидных источников из набора ОСГИ и от естественного фонового излучения, а также полученного методом нейтронной активации при захвате тепловых или рассеянии быстрых нейтронов на ядрах различных элементов [Rogers et al., 1998; Seabury et al., 2006].

Стенд для получения гамма-линий методом нейтронной активации (далее нейтронный стенд) представлен на рисунке 3.2. В качестве источника нейтронов в стенде в разное время использовались: Pu-Be источник активностью 10^6 нейтрон/с (средняя энергия нейтронов 4-5 МэВ) и ^{252}Cf с активностью 10^6 нейтрон/с (средняя энергия нейтронов 2,2 МэВ). Для

замедления нейтронов до тепловых энергий источник нейтронов помещался в полиэтиленовую сборку. Защита персонала от нейтронного излучения осуществлялась полиэтиленовыми блоками NEUTROSTOP с 3% и 5% содержанием бора, суммарная толщина защиты составляла 16 см. Над полиэтиленовой сборкой располагались материалы, использовавшиеся для генерации гамма-линий: железо (7,6 и 9,2 МэВ) и карбонид, служивший источником азота (10,8 МэВ). Далее следовал дополнительный слой полиэтилена и защитная крышка. Под защитной крышкой имелось пространство, достаточное для размещения прототипов детектора СКН. Прототип СКВ во время измерений располагался над защитной крышкой. На рисунке 3.14 показан спектр излучения нейтронного стенда, измеренный с помощью прототипов детекторов СКН и СКВ.

3.2 Исследование энергетического разрешения прототипов детекторов СКН и СКВ

Относительное энергетическое разрешение детектора рентгеновского и гамма-излучения ($\Delta E/E$) обычно определяется как ширина пика в аппаратном спектре на половине высоты (ПШПВ), деленная на его энергию. Оно может быть описано с помощью формулы:

$$(\Delta E/E)^2 = R_{stat}^2 + R_{nPR}^2 + R_{inh}^2 + R_{noise}^2, \quad (3.1)$$

где R_{stat} – статистический вклад, R_{nPR} – вклад непропорционального отклика сцинтиллятора, R_{inh} – вклад различных неоднородностей: светового выхода кристалла, светосбора, чувствительности фотокатода ФЭУ и т.д., R_{noise} – вклад шумов, он обычно не играет заметной роли для детекторов с ФЭУ.

Статистический вклад связан с гауссовским характером распределения количества фотонов в сцинтилляционной вспышке, его можно представить следующим образом:

$$R_{stat} = 2,35 \sqrt{\frac{1+\nu}{\eta\alpha N_{ph}}}, \quad (3.2)$$

где ν – вариация коэффициента размножения электронов на динодах ФЭУ (обычно 0,1-0,25), N_{ph} – количество фотонов в импульсе (66 фотон/кэВ для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, ~60 фотон/кэВ для CeBr_3 [Quarati et al., 2013], 52-56 фотон/кэВ для $\text{CsI}(\text{Tl})$ [Юров и др., 2013]), α – эффективность светосбора (зависит от геометрии), η – квантовая эффективность фотокатода ФЭУ (зависит от типа ФЭУ и

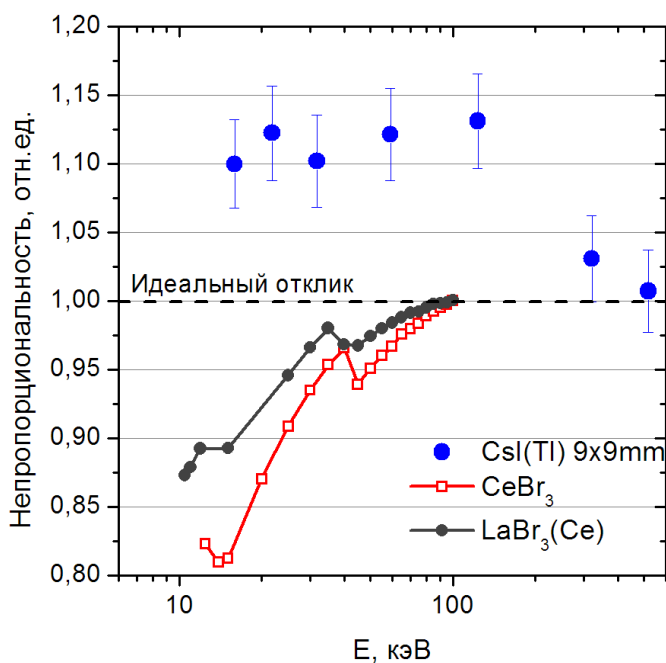


Рисунок 3.3 Непропорциональность отклика кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, CeBr_3

[Quarati et al., 2013] и $\text{CsI}(\text{Tl})$

[Moszyński et al., 2016]

[Moses et al., 2012] и может быть существенно уменьшена добавлением примесей [Alekhin et al., 2013; Quarati et al., 2014; Moszyński et al., 2016]. Это приводит к улучшению энергетического разрешения, так как непропорциональность отклика вносит в него вклад. Например, добавка Sr^{2+} позволяет улучшить разрешение $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ на линии 662 кэВ с 3% до 2%, а CeBr_3 с 4% до 3%.

Стоит отметить, что для детекторов небольших размеров, а также в области энергий до 1-2 МэВ нестатистическими слагаемыми формулы 3.1 обычно

сцинтиллятора, смотри таблицу 3.1).

Так как N_{ph} пропорционально выделившейся в кристалле энергии, статистический вклад в относительное энергетическое разрешение детектора уменьшается с ростом энергии как $1/\sqrt{E}$.

Для многих сцинтилляционных кристаллов, в том числе для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, CeBr_3 и $\text{CsI}(\text{Tl})$, наблюдается непропорциональность отклика в области низких энергий (смотри рисунок 3.3). Непропорциональность является внутренним свойством кристаллов

пренебрегают, как, например, [Quarati et al., 2013], тогда как для больших кристаллов, детекторов сложной формы и при регистрации более энергичного излучения неоднородность детектора начинает оказывать заметное влияние [Quarati et al., 2011].

В работе исследовалось влияние на энергетическое разрешение прототипов детекторов ГРИС следующих факторов: типа фотокатода ФЭУ и схемы светоотражающей упаковки кристалла (только для прототипа СКВ);

При исследованиях использовались следующие ФЭУ:

- ФЭУ-183 производства ЗАО «ЭКРАН-Оптические системы» (г. Новосибирск). Фотоумножитель имеет полупрозрачный сурьмяно-калиево-натриево-цезиевый фотокатод (мультищелочной) со спектральной чувствительностью в диапазоне 300-850 нм и 12-диодную систему жалюзийного типа;
- R6233-01 и R10233-01 фирмы Hamamatsu Photonics (Япония) с сурьмяно-цезиевыми фотокатодами (бищелочные или ВА) со спектральной чувствительностью в диапазоне 300-650 нм, с максимумом в районе 400 нм и 8-диодной системой смешанного типа (коробчатые и линейно-фокусирующие диоды);
- R6231-100-01 и R6233-100 фирмы Hamamatsu Photonics с бищелочными фотокатодами с повышенной квантовой эффективностью (SBA-фотокатоды) со спектральной чувствительностью области 300-650 нм и максимумом чувствительности в районе 350 нм, диодная система аналогична ФЭУ R6233-01 и R10233-01.

Более подробно характеристики использовавшихся в исследованиях ФЭУ приведены в таблице 3.1.

Основной характеристикой фотокатода, влияющей на R_{stat} является его квантовая эффективность (η в формуле 3.2). Однако, так как η сильно зависит от длины волны, важную роль играет не только её максимальное значение (20-45% для современных фотокатодов), но и степень согласованности спектра

чувствительности фотокатода со спектром высвечивания сцинтиллятора (смотри рисунок 3.4). Поэтому в таблице 3.1 приведены значения квантовой эффективности, усреднённые по спектрам люминесценции кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и $\text{CsI}(\text{Tl})$.

Таблица 3.1 Характеристики исследовавшихся ФЭУ

| ФЭУ-183* | R6231-100-01** | R6233-01** | R6233-100** | R10233-01** |
|---|----------------|------------|-------------|-------------|
| Диаметр фотокатода | | | | |
| 80 мм | 51 мм | 76 мм | 76 мм | 90 мм |
| Рабочий диаметр фотокатода | | | | |
| 72 мм | 46 мм | 70 мм | 70 мм | 85 мм |
| Тип фотокатода | | | | |
| Мультищелочной | SBA | BA | SBA | BA |
| Длина волны, соответствующая максимальной квантовой эффективности | | | | |
| 420 нм | 350 нм | 400 нм | 350 нм | 400 нм |
| Максимальная квантовая эффективность | | | | |
| 20% | 35% | 25% | 35% | 25% |
| Средняя квантовая эффективность для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ | | | | |
| 18% | 34,3% | 25% | 34,3% | 25% |
| Средняя квантовая эффективность для $\text{CsI}(\text{Tl})$ | | | | |
| 12,5% | 16% | 13,3% | 16% | 13,3% |

По данным: * – [Юров и др., 2013], ** – [Hamamatsu, 2012]

Еще одним параметром, влияющим на энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора, является эффективность светосбора (α в формуле 3.2). Для увеличения α применяется как оптимизация формы кристаллов (например, скосы для адаптации торцевой поверхности сцинтиллятора под размер ФЭУ), и их поверхности (полировка или матирование), так и различные светоотражающие покрытия [Глобус и Гринев, 2000].

По принципу рассеяния светоотражающие покрытия можно разделить на диффузные и зеркальные. На практике применяют как первые, так и вторые, а

также их комбинации. Исследовалось два типа светоотражающих покрытий: матовый отражатель – синтетический материал Tyvek фирмы DuPont и зеркальный – пленка VM2000 фирмы 3М [Janecsek, 2012]. На рисунке 3.5 приведена зависимость коэффициента отражения от длины волны для обоих материалов. Tyvek обеспечивает стабильно высокий коэффициент отражения (>95%) начиная с 350 нм и выше. Пленка VM2000 в диапазоне длин волн выше 400 нм обеспечивает более высокий, чем Tyvek, коэффициент отражения: 98-99%.

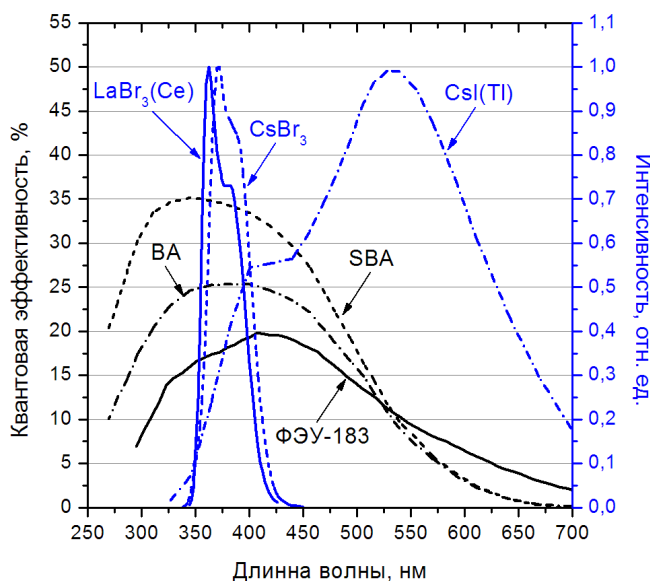


Рисунок 3.4 Сопоставление спектральных характеристик бищелочных ВА и SBA [Hamamatsu, 2012] и мультищелочного фотокатодов со спектрами люминесценции кристаллов $LaBr_3(Ce)$, $CsBr_3$ [Quarati et al., 2013] и $CsI(0,035\%Tl)$.

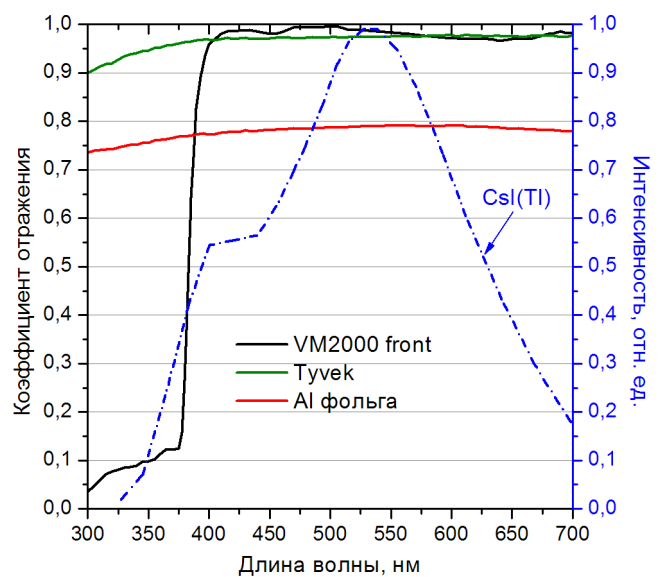


Рисунок 3.5 Сопоставление спектральных характеристик светоотражающих покрытий: алюминиевой фольги, бумаги Tyvek и пленки VM2000 [Janecsek, 2012] со спектром люминесценции кристалла $CsI(0,035\%Tl)$.

3.2.1 Влияние типа фотокатода ФЭУ на энергетическое разрешение $LaBr$ прототипа детектора СКН

В исследовании принимали участие: ФЭУ-183 (мультищелочной фотокатод $\varnothing 80$ мм), R6233-100 (SBA, $\varnothing 76$ мм), R6233-01 (BA, $\varnothing 76$ мм). Напряжение питания

ФЭУ составляло -1000В для ФЭУ-183, -800В для R6233-01 и R6233-100. В качестве сцинтилляторов использовались два кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 2,5 \times 2,5$ см, произведённые ИФТТ в 2010 и 2012 годах. Полученные результаты были сопоставлены с данными кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см производства фирмы Saint-Gobain (далее SG) в сборе с ФЭУ Photonis XP5300В (бищелочной фотокатод $\varnothing 76$ мм).

Результаты измерений: относительные ПШПВ для трех линий 59,5 кэВ (^{241}Am), 662 кэВ (^{137}Cs) и 1332 кэВ (^{60}Co), приведены в таблице 3.2, аппроксимация измерительных данных функцией вида 3.1 представлена в формулах 3.4-3.5 и на рисунке 3.6. Результаты, касающиеся ФЭУ-183 и R6233-100, представлены в работе [Юров и др., 2013].

Таблица 3.2 Энергетическое разрешение LaBr прототипов детектора СКН

| Кристалл | ФЭУ | Относительные ПШПВ линий, % | | |
|---|-----------|-----------------------------|-----------------|-----------------|
| | | 59,5 кэВ | 662 кэВ | 1332 кэВ |
| $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2010) $\varnothing 2,5 \times 2,5$ см | ФЭУ-183 | $18,9 \pm 0,4$ | $4,16 \pm 0,03$ | $2,98 \pm 0,05$ |
| | R6233-100 | $11,9 \pm 0,1$ | $3,22 \pm 0,03$ | $2,42 \pm 0,04$ |
| $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2012) $\varnothing 2,5 \times 2,5$ см | R6233-01 | $11,3 \pm 0,1$ | $3,52 \pm 0,01$ | $2,58 \pm 0,02$ |
| | R6233-100 | $10,4 \pm 0,1$ | $3,19 \pm 0,01$ | $2,53 \pm 0,02$ |
| $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (SG) $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см | XP5300В | | 2,9* | 2,1* |

По данным: * – [Saint-Gobain, 2009]

Для кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (SG) при аппроксимации были получены следующие параметры зависимости разрешения от энергии:

$$(\Delta E/E)^2 = \frac{0,52 \pm 0,01}{E} + (0,3 \pm 0,2) \times 10^{-4}. \quad \text{XP5300В} \quad (3.3)$$

Первую часть выражения 3.3, пропорциональную $1/E$, будем называть статистическим слагаемым, так как он связан со статистическим вкладом (R_{stat} в формуле 3.1) и, частично, с вкладом собственной непропорциональности кристалла. Вторую часть, являющуюся следствием вклада неоднородностей,

назовем константным слагаемым, а корень из нее собственным разрешением детектора (R_0).

В формуле 3.4 представлены результаты аппроксимации измерительных данных, полученных для кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2012). Здесь и далее отсутствие погрешности у параметра означает, что при аппроксимации его значение было фиксированным.

$$(\Delta E/E)^2 = \begin{cases} \frac{0,68 \pm 0,01}{E} + (2,2 \pm 0,2) \times 10^{-4} + \frac{3,3 \times 10^4}{E^{4,2}} & R6233-01 \\ \frac{0,53 \pm 0,01}{E} + (2,2 \pm 0,1) \times 10^{-4} + \frac{(3,3 \pm 1,1) \times 10^4}{E^{4,2}} & R6233-100 \end{cases} \quad (3.4)$$

Первые два слагаемых выражения аналогичны формуле 3.3, а последний описывает резкое ухудшение разрешения в области малых энергий (смотри рисунок 3.6 б)). Данное ухудшение, вероятно, вызвано уменьшением световыхода кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ в области энергий меньше 100 кэВ (смотри рисунок 3.3).

В следующей формуле приведены результаты аппроксимации данных для кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2010):

$$(\Delta E/E)^2 = \begin{cases} \frac{1,02 \pm 0,02}{E} + 1,4 \times 10^{-4} + \frac{3,3 \times 10^4}{E^{4,2}} + \frac{64 \pm 4}{E^2} & \Phi \text{ЭУ}-183 \\ \frac{0,59 \pm 0,01}{E} + (1,4 \pm 0,1) \times 10^{-4} + \frac{3,3 \times 10^4}{E^{4,2}} + \frac{8 \pm 3}{E^2} & R6233-100 \end{cases} \quad (3.5)$$

Здесь первые два слагаемых аналогичны формуле 3.3. Поправка в области малых энергий была задана равной приведенной в формуле 3.4. Однако она не смогла компенсировать значительное ухудшение разрешения и потребовалось ввести дополнительное, медленнее убывающее слагаемое (пропорциональное $1/E^2$). Данное слагаемое вероятнее всего связано с шумовым вкладом, обусловленным тем, что серия измерений с $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2010) проводилась с прототипом СКН в неполной комплектации: отсутствовал корпус детектора, одна из функций которого – экранировка ФЭУ и узлов электроники от электромагнитных помех.

ФЭУ R6233-100 показал наилучшее разрешение для обоих образцов кристаллов ИФТТ, что можно объяснить наибольшей усреднённой квантовой эффективностью SBA фотокатода (34,3%).

Также стоит отметить, что $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2010) показал заметно меньшее значение константного слагаемого: 1,4 против 2,2 у $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2012), что свидетельствует о лучшем качестве изготовления и упаковки данного образца. Однако большая величина статистического слагаемого у образца 2010 года свидетельствует о его меньшем, по сравнению с $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2012), световыходе.

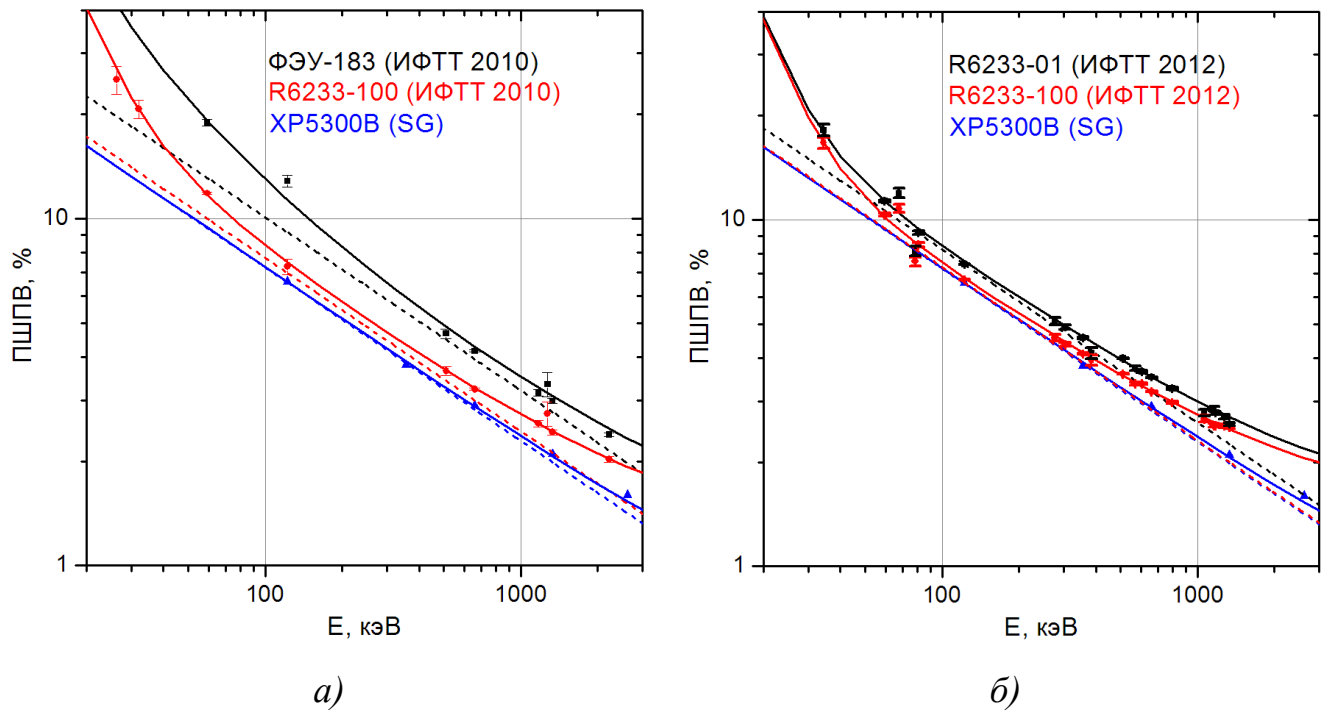


Рисунок 3.6 Энергетическое разрешение LaBr прототипа СКН с различными ФЭУ и кристаллами: а) ФЭУ-183 и R6233-100 с кристаллом $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2010) $\varnothing 2,5 \times 2,5$ см, б) R6233-01 и R6233-100 с $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2012) $\varnothing 2,5 \times 2,5$ см, XP5300B с $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (SG) $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см. Точки – измеренные относительные ПППВ калибровочных гамма-линий, сплошная линия – полное разрешение, пунктир – вклад статистического слагаемого.

3.2.2 Энергетическое разрешение CeBr прототипа детектора СКН

В исследовании первоначально принимал участие прототип детектора СКН в составе: кристалл CeBr_3 $\varnothing 5,1 \times 1,25$ см, произведённый фирмой Scionix в 2014 году,

и ФЭУ R6231-100-01 (SBA фотокатод $\varnothing 51$ мм). Напряжение питания ФЭУ составляло -800В. Однако данная сборка показала энергетическое разрешение, сильно отличающееся от данных, приведенных в паспорте на кристалл CeBr_3 . Поэтому были проведены дополнительные измерения в условиях, приближенных к описанным в паспорте: использовался ФЭУ R6233-100 (SBA фотокатод $\varnothing 76$ мм, +800В). Полученные результаты были сопоставлены с данными, приведенными [Quarati et al., 2013] для кристалла CeBr_3 $\varnothing 5,1 \times 5,1$ см производства фирмы Scionix в сборе с ФЭУ R6231 ($\varnothing 51$ мм).

Измеренные относительные ПШПВ трех линий 59,5 кэВ (^{241}Am), 662 кэВ (^{137}Cs) и 1332 кэВ (^{60}Co) приведены в таблице 3.3, на рисунке 3.7. В формулах 3.7-3.8 приведены результаты аппроксимации измерительных данных функцией вида 3.1. На рисунке 3.8 сопоставлены спектры источника ^{137}Cs , полученные с помощью LaBr и CeBr прототипов СКН.

Таблица 3.3 Энергетическое разрешение CeBr прототипа детектора СКН

| Кристалл (производитель) | ФЭУ | Относительные ПШПВ линий, % | | |
|--|-----------------|-----------------------------|-----------------|----------------|
| | | 59,5 кэВ | 662 кэВ | 1332 кэВ |
| CeBr_3 (Scionix 2014) $\varnothing 5,1 \times 1,25$ см | R6231-100-01 | $12,6 \pm 0,1$ | $4,57 \pm 0,03$ | $3,8 \pm 0,1$ |
| | R6233-100 | $13,1 \pm 0,1$ | $4,27 \pm 0,02$ | $3,4 \pm 0,05$ |
| | R6233 (паспорт) | | 4,2 | |

В работе [Quarati et al., 2013] приводится следующая зависимость разрешения от энергии, полученная для кристалла CeBr_3 $\varnothing 5,1 \times 5,1$ см в диапазоне 30 кэВ – 2 МэВ:

$$(\Delta E/E)^2 = \frac{1,166}{E} \cdot R6231 \quad (3.6)$$

Авторы аппроксимировали измерительные данные простой зависимостью, состоящей только из статистического слагаемого.

Для кристалла CeBr_3 $\varnothing 5,1 \times 1,25$ см были получены следующие результаты аппроксимации измерительных данных:

$$(\Delta E/E)^2 = \begin{cases} \frac{0,76 \pm 0,02}{E} + (9,3 \pm 0,6) \times 10^{-4} + \frac{6,8 \times 10^4}{E^{3,2}} & R6231-100-01 \\ \frac{0,87 \pm 0,01}{E} + (5,0 \pm 0,3) \times 10^{-4} + \frac{3,3 \times 10^4}{E^{4,1}} & R6233-100 \end{cases} \quad (3.7)$$

Видно, что в сборе с $\varnothing 51$ мм ФЭУ R6231-100-01 кристалл CeBr_3 показал заметно большее значение константного слагаемого по сравнению с $\varnothing 76$ мм R6233-100, что свидетельствует о наличии в первом случае большей неоднородности светосбора.

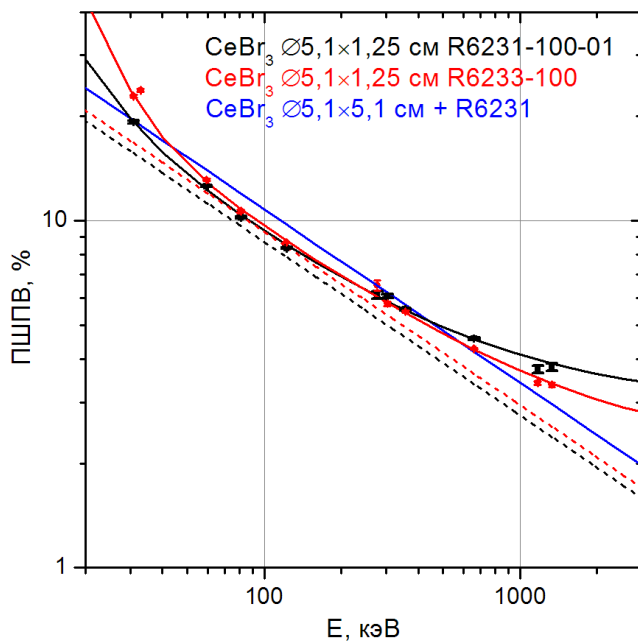


Рисунок 3.7 Энергетическое разрешение CeBr прототипа СКВ и кристалла CeBr_3 $\varnothing 5,1 \times 5,1$ см [Quarati et al., 2013].

Точки и линии – аналогично рисунку 3.6.

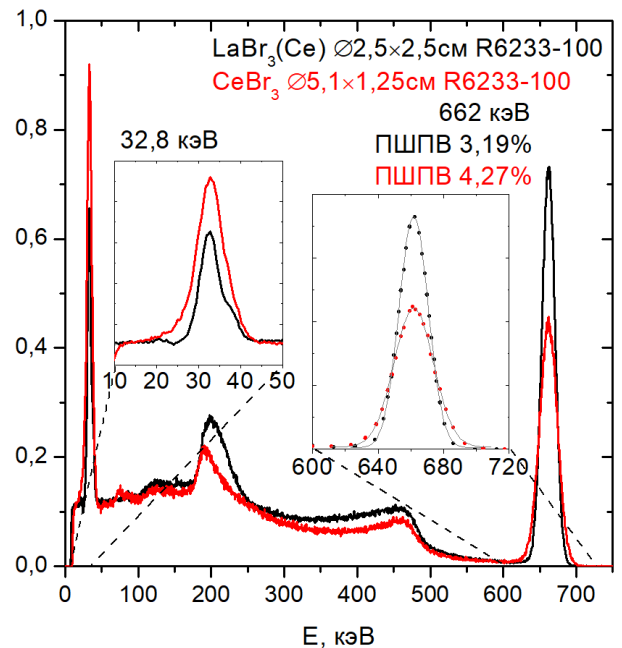


Рисунок 3.8 Спектр ^{137}Cs , полученный с помощью LaBr и CeBr прототипов детектора СКН. Врезка слева – линия 32 кэВ, справа – аппроксимация пика 662 кэВ гауссовым распределением.

Неоптимальное, с точки зрения световых выходов, соотношение высоты кристалла и диаметра должно приводить к недостаточному рассеянию света внутри кристалла и, как следствие, к неоднородной засветке фотокатода ФЭУ: значительная часть света выходит из кристалла напрямую, без переотражений, образуя локальное пятно засветки на фотокатоде. В случае использования ФЭУ с рабочим диаметром фотокатода меньшим, чем диаметр кристалла ($\varnothing 46$ мм для ФЭУ R6231-100-01), влияние неоднородности световых выходов усиливается, так как

для энергосъемлений, происходящих на краях кристалла, будет происходить выход части фотонов минуя фотокатод. Что приводит к худшему разрешению детектора по сравнению с паспортными данными (4,57% против 4,2% на линии 662 кэВ). В случае использования ФЭУ R6233-100 неоднородность засветки фотокатода играет меньшую роль, так как рабочий диаметр фотокатода ($\varnothing 70$ мм) превышает диаметр кристалла. Поэтому данный вариант сборки показал разрешение, близкое к паспортному.

В случае использования CeBr_3 с соотношением размеров 1:1 можно ожидать сходных с LaBr прототипом СКН значений собственного разрешения детектора при одинаковых параметрах однородности, прозрачности кристаллов и характеристиках отражающих покрытий. Поэтому в данной работе в дальнейших расчетах в выражении для энергетического разрешения CeBr_3 варианта детектора СКН используется константное слагаемое из выражения для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ варианта СКН (формула 3.17).

3.2.3 Влияние типа ФЭУ, полистирольного сцинтиллятора и светоотражающего покрытия на энергетическое разрешение прототипа детектора СКВ

В исследовании принимал участие прототип детектора СКВ в сборе с четырьмя типами ФЭУ: ФЭУ-183 (мультищелочной фотокатод $\varnothing 80$ мм), R6233-100 (SBA, $\varnothing 76$ мм), R6233-01 (BA, $\varnothing 76$ мм), и R10233-01 (BA, $\varnothing 90$ мм) Напряжение питания составляло -1000В для ФЭУ-183, -800В для R6233-100, R6233-01 и R10233-01. В процессе исследований в конструкцию сборки между торцом кристалла $\text{CsI}(\text{Tl})$ и ФЭУ был добавлен полистирольный сцинтиллятор (ПС), игравший роль прототипа нижнего АСЗ-детектора (смотри рисунок 3.1 б)). ПС представлял собой шестигранную призму высотой 20 мм и поперечными размерами, соответствующими кристаллу $\text{CsI}(\text{Tl})$.

В данном разделе также приведены результаты исследований двух схем светоотражающей упаковки. В первом варианте упаковки боковая поверхность и верхнее основание кристалла CsI(Tl) были обернуты диффузно отражающим материалом Туvek в два слоя (нижний торец находился в оптическом контакте с ФЭУ), во втором варианте боковая поверхность кристалла была закрыта зеркальной пленкой VM2000, и дополнительно обернута в один слой материалом Туvek, верхнее основание закрывалось двумя слоями Туvek. В обоих случаях отражатель плотно прилегал к поверхности кристалла, но не имел с ним оптического контакта. Первая схема упаковки в дальнейшем называется диффузное отражающее покрытие, вторая – комбинированное покрытие.

Во всех измерениях время интегрирования сигнала составляло 17 мкс. Результаты измерений приведены в таблице 3.4.

Таблица 3.4 Энергетическое разрешение прототипа СКВ с различными ФЭУ и светоотражающими покрытиями

| Отражающее покрытие | ПС | ФЭУ | Относительные ПШПВ линий, % | | |
|---------------------|------|-----------|-----------------------------|-----------------|-----------------|
| | | | 662 кэВ | 1332 кэВ | 2614 кэВ |
| Диффузное | нет | ФЭУ-183 | $7,8 \pm 0,1$ | $5,8 \pm 0,2$ | $4,1 \pm 0,3$ |
| | | R6233-100 | $6,62 \pm 0,03$ | $4,9 \pm 0,1$ | $3,5 \pm 0,1$ |
| | | R6233-100 | $5,88 \pm 0,04$ | $4,30 \pm 0,04$ | $3,24 \pm 0,05$ |
| Комбинированное | есть | R6233-100 | $5,91 \pm 0,01$ | $4,33 \pm 0,03$ | $3,32 \pm 0,07$ |
| | | R6233-01 | $5,95 \pm 0,02$ | $4,38 \pm 0,02$ | $3,38 \pm 0,06$ |
| | | R10233-01 | $6,12 \pm 0,04$ | $4,33 \pm 0,05$ | $3,46 \pm 0,12$ |

В формуле 3.9 и на рисунке 3.9.приведены результаты аппроксимации измерительных данных в диапазоне 0,66-2,6 МэВ для диффузного отражателя из Туvek и двух типов ФЭУ.

$$(\Delta E/E)^2 = \begin{cases} \frac{3,8 \pm 0,1}{E} + (2,7 \pm 1,4) \times 10^{-4} & \text{ФЭУ-183} \\ \frac{2,75 \pm 0,05}{E} + (2,3 \pm 0,6) \times 10^{-4} & \text{R6233-100} \end{cases} \quad (3.9)$$

Далее приведены результаты, полученные для случая использования ФЭУ R6233-100 и комбинированного покрытия. Верхнее выражение в формуле 3.10 соответствует конфигурации прототипа СКВ без ПС. Во втором случае в конструкцию детектора был добавлен ПС. Аналогичные кривые приведены на рисунке 3.10.

$$(\Delta E/E)^2 = \begin{cases} \frac{2,14 \pm 0,02}{E} + (2,2 \pm 0,2) \times 10^{-4} & \text{без ПС} \\ \frac{2,13 \pm 0,01}{E} + 2,7 \times 10^{-4} & \text{ПС} \end{cases} \quad (3.10)$$

Переход от диффузного отражающего покрытия к комбинированному привел к заметному улучшению энергетического разрешения детектора благодаря уменьшению статистического слагаемого, тогда как константное слагаемое в пределах погрешности не изменялось. Уменьшение вклада статистического слагаемого, вероятнее всего, произошло за счет увеличения светосбора и его однородности.

В летном образце детектора СКВ планируется использовать кристалл CsI(Tl), несколько отличающийся по размерам и форме от исследовавшегося в данной работе образца: цилиндр $\varnothing 12 \times 15$ см вместо шестигранной призмы, что может изменить условия светосбора, и, как следствие, энергетическое разрешение детектора. Согласно [Глобус и Гринев, 2000], по сравнению с кристаллами квадратного сечения, кристаллы цилиндрической формы обладают значительной радиальной неоднородностью. Необходимы дополнительные исследования с кристаллом CsI(Tl) в летной конфигурации, так как можно ожидать некоторого ухудшения собственного разрешения детектора из-за большей радиальной неоднородности.

Добавление ПС не привело к заметному увеличению статистического и константного слагаемых (смотри формулу 3.10), а согласно данным таблицы 3.4

оба варианта детектора в пределах погрешности показали одинаковое разрешение на всех линиях.

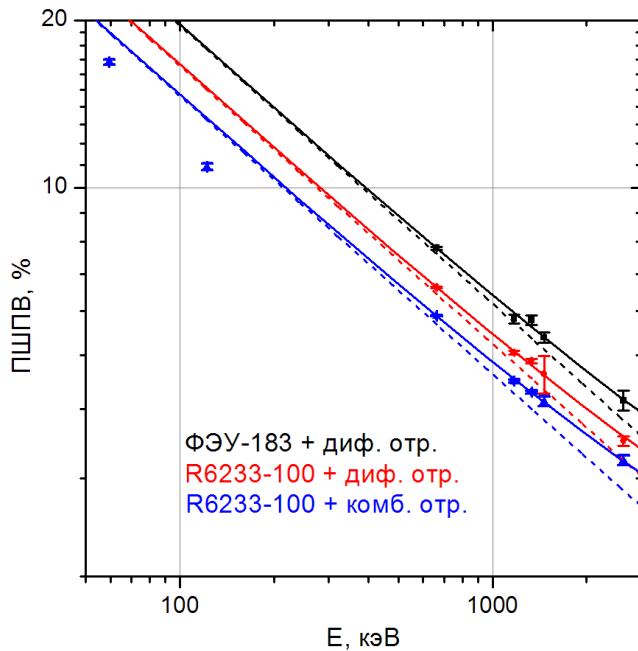


Рисунок 3.9 Энергетическое разрешение прототипа СКВ для случаев использования диффузного и комбинированного отражателей с ФЭУ-183 и R6233-100.

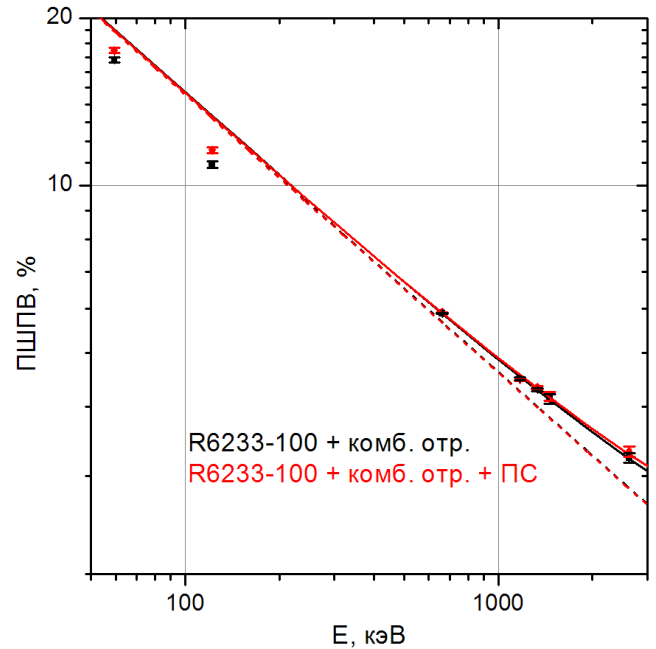


Рисунок 3.10 Энергетическое разрешение прототипа СКВ без и вместе с полистирольным сцинтиллятором (ПС).

Точки и линии – аналогично рисунку 3.6.

Точки и линии – аналогично рисунку 3.6.

Результаты аппроксимации измерительных данных для случаев использования ФЭУ R6233-01 и R10233-01 в конфигурации детектора с комбинированным отражающим покрытием и ПС приведены в формуле 3.11 и на рисунке 3.11.

$$(\Delta E/E)^2 = \begin{cases} \frac{2,16 \pm 0,02}{E} + 2,7 \times 10^{-4} & R6233-01 \\ \frac{2,26 \pm 0,04}{E} + 2,7 \times 10^{-4} & R10233-01 \end{cases} \quad (3.11)$$

Видно, что переход от ФЭУ R6233-100 с SBA фотокатодом к R6233-01 с ВА фотокатодом (средние квантовые эффективности для CsI(Tl) 16% и 13,3% соответственно) приводит к незначительному ухудшению энергетического разрешения детектора. Применение ФЭУ R10233-01, с увеличенным до 90 мм

диаметром фотокатода, также оказывает незначительное, хоть и более заметное, влияние на разрешение прототипа детектора СКВ. Впрочем, вполне вероятно, что столь незначительная разница в измерительных данных обусловлена вариациями характеристик образцов ФЭУ, принимавших участие в исследовании.

3.2.4 Влияние времени интегрирования сигнала на энергетическое разрешение прототипа детектора СКВ

Сцинтилляционный сигнал CsI(Tl) имеет три компонента высвечивания: быстрый ($\sim 0,7$ мкс, 48% интенсивности), медленный (~ 3 мкс, 30% интенсивности) и хвостовой (~ 16 мкс, 22% интенсивности) [Moszyński et al., 2016]. Последние два компонента часто объединяют в один с временем высвечивания ~ 7 мкс. Так как медленный и хвостовой компоненты содержат примерно половину фотонов световой вспышки, увеличение времени интегрирования сигнала до 15-20 мкс должно приводить к заметному улучшению энергетического разрешения детектора за счет уменьшения R_{stat} (как бы увеличивая световыход кристалла).

Таблица 3.5 Энергетическое разрешение прототипа СКВ для разных времен интегрирования сигнала (τ)

| τ | Относительные ПШПВ линий, % | | |
|--------|-----------------------------|-----------------|-----------------|
| | 662 кэВ | 1332 кэВ | 2614 кэВ |
| 5 мкс | $6,92 \pm 0,02$ | $4,97 \pm 0,05$ | $3,89 \pm 0,09$ |
| 8 мкс | $6,39 \pm 0,01$ | $4,68 \pm 0,03$ | $3,59 \pm 0,06$ |
| 17 мкс | $5,91 \pm 0,01$ | $4,33 \pm 0,03$ | $3,32 \pm 0,07$ |

В работе [Moszyński et al., 2016] утверждается, что медленный и быстрый компоненты высвечивания кристаллов CsI(Tl) имеют противоположный знак непропорциональности световыхода, поэтому увеличение времени интегрирования приводит к взаимной компенсации вкладов компонентов и

уменьшению суммарной непропорциональности отклика сцинтиллятора, что также должно улучшать энергетическое разрешение детектора.

В исследовании принимал участие прототип детектора СКВ в конфигурации с ФЭУ R6233-100, ПС и комбинированным светоотражающим покрытием. Напряжение питания ФЭУ составляло -800В. Результаты измерений для различных времён интегрирования сигнала (τ) приведены в таблице 3.5.

В формуле 3.12 и на рисунке 3.12. представлены результаты аппроксимации измерительных данных:

$$(\Delta E/E)^2 = \begin{cases} \frac{2,97 \pm 0,03}{E} + 2,7 \times 10^{-4} & 5 \text{ мкс} \\ \frac{2,5 \pm 0,03}{E} + 2,7 \times 10^{-4} & 8 \text{ мкс} \\ \frac{2,13 \pm 0,01}{E} + 2,7 \times 10^{-4} & 17 \text{ мкс} \end{cases} \quad (3.12)$$

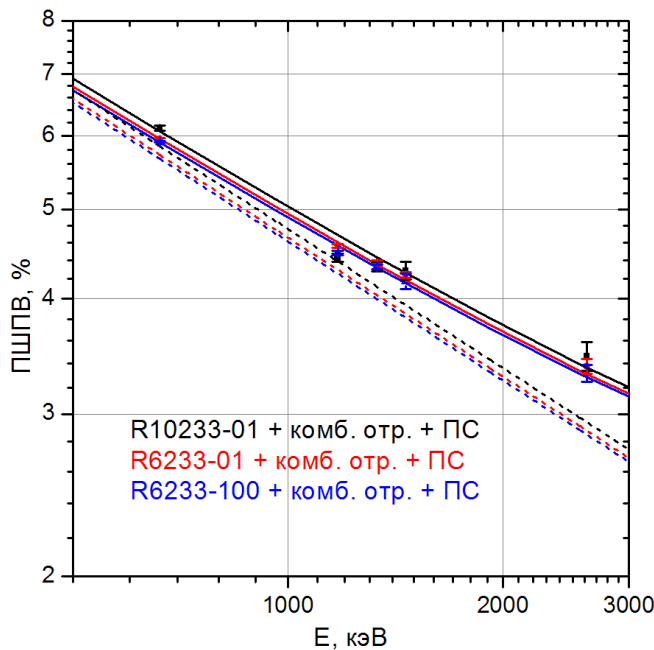


Рисунок 3.11 Энергетическое

разрешение прототипа СКВ в сборе с ФЭУ R10233-01, R6233-01 и R6233-100.

Точки и линии – аналогично рисунку 3.6.

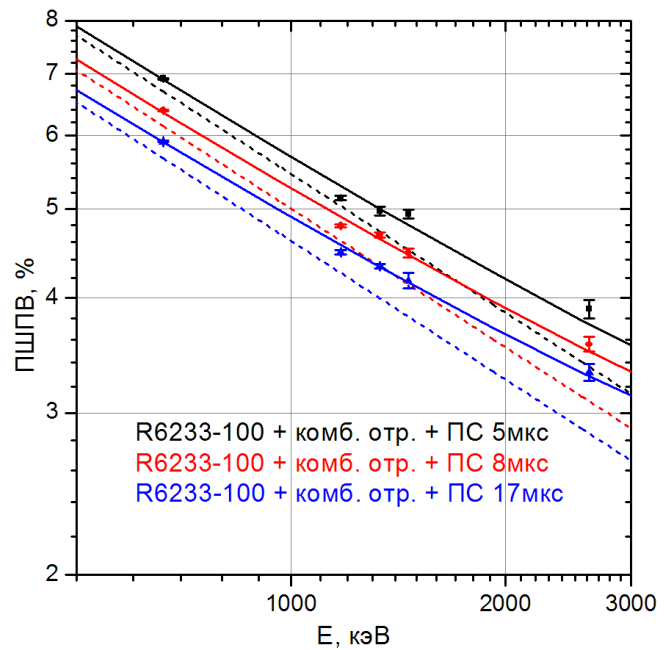


Рисунок 3.12 Энергетическое

разрешение прототипа СКВ для разных времен интегрирования (5, 8 и 17 мкс).

Точки и линии – аналогично рисунку 3.6.

Легко заметить уменьшение статистического слагаемого в формуле 3.12, свидетельствующее о росте статистики зарегистрированных фотонов и/или

эффекте взаимной компенсации непропорциональности световыхода быстрого и медленного компонентов сигнала.

3.2.5 Энергетическое разрешение прототипов СКН и СКВ в диапазоне энергий 0,5-9 МэВ

Исследовались характеристики двух детекторов: прототипа детектора СКН в конфигурации: LaBr₃(Ce) (ИФТТ-2012) и ФЭУ R6233-100 и прототипа детектора СКВ в конфигурации: CsI(Tl), ФЭУ R10233-01, комбинированное отражающее покрытие, ПС, время интегрирования сигнала 8 мкс. Напряжение питания ФЭУ составляло -800В. Для получения гамма-линий использовался нейтронный стенд в сочетании с источниками из набора ОСГИ.

В таблице 3.6 представлены результаты измерений энергетического разрешения для трех линий: 511 кэВ (аннигиляционная линия), 2223 кэВ (линия п-захвата) и 7638 кэВ (⁵⁴Fe). Данные линии интересны тем, что первые две из них присутствуют в спектрах солнечных вспышек, а последняя находится в диапазоне наиболее энергичных вспышечных линий (смотри таблицу 4.6).

Таблица 3.6 Энергетическое разрешение прототипов СКН и СКВ

| Детектор | Относительные ПШПВ линий, % | | |
|-------------------|-----------------------------|-------------|-------------|
| | 511 кэВ | 2223 кэВ | 7638 кэВ |
| LaBr прототип СКН | 3,59 ± 0,01 | 2,11 ± 0,02 | 1,3 ± 0,1 |
| прототип СКВ | 7,20 ± 0,02 | 3,78 ± 0,01 | 2,24 ± 0,04 |

В формуле 3.13 и на рисунке 3.13 приведены результаты аппроксимации измерительных данных, а на рисунке 3.14 сопоставлены спектры нейтронного стенда, полученные с помощью прототипов детекторов СКН и СКВ.

$$(\Delta E/E)^2 = \begin{cases} \frac{0,55 \pm 0,01}{E} + (1,9 \pm 0,1) \times 10^{-4} & \text{LaBr прототип СКН} \\ \frac{2,5 \pm 0,04}{E} + (2,7 \pm 0,3) \times 10^{-4} & \text{прототип СКВ (8 мкс)} \end{cases} \quad (3.13)$$

Полученные при аппроксимации параметры хорошо согласуются с результатами предыдущих измерений, приведенными в формулах 3.4 (R6233-100) и 3.12 (8 мкс). Однако на рисунке 3.13 видно, что относительные ПШПВ линий с энергией выше 2,2 МэВ не точно описываются формулой 3.13, наблюдаются отклонения (около 10% для прототипа СКВ и 20% для СКН) аппроксимаций от измерительных данных.

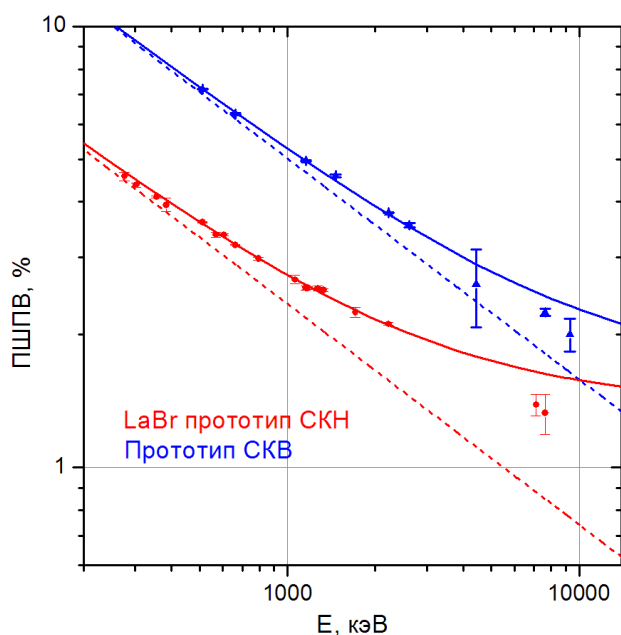


Рисунок 3.13 Энергетическое разрешение прототипов детекторов СКН и СКВ в диапазоне 0,5-9 МэВ.

Точки и линии – аналогично рисунку 3.6.

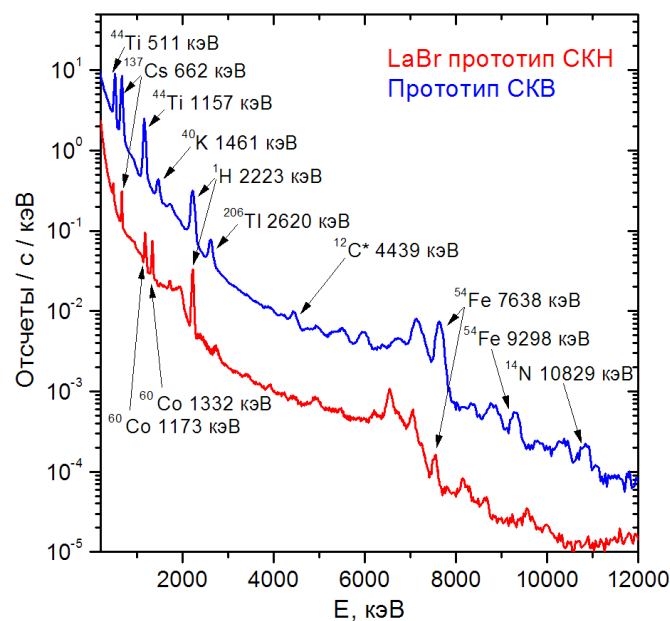


Рисунок 3.14 Спектр нейтронного стенда и источников ^{137}Cs , ^{44}Ti и ^{60}Co , полученный с помощью

прототипов детекторов СКН и СКВ

3.3 Линейность энергетической шкалы детектора на основе сцинтиллятора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$

Линейность энергетической шкалы детектора может нарушаться как из-за непропорционального отклика сцинтиллятора (смотри рисунок 3.3), так и благодаря непропорциональности отклика фотоприемника. При регистрации событий с высоким энерговыделением в кристалле нелинейность шкалы чаще

всего обусловлена различными процессами насыщения в фотоэлектронном умножителе из-за прохождения через него сигналов большой амплитуды. Для ФЭУ работающего в импульсном режиме обычно рассматривают следующие причины возникновения насыщения:

- Насыщение тока фотокатода, возникающее из-за слишком высокого светового потока, падающего на ФЭУ. Так как материал фотокатода обладает достаточно большим сопротивлением, заряд, образующийся на нем при вылете фотоэлектронов, может не успевать стекать. Накопленный заряд искажает фокусирующее электрическое поле, что приводит к уменьшению эффективности сбора фотоэлектронов на первом диноде. Предельно допустимый ток зависит как от материала фотокатода, так и от разности потенциалов, приложенной между фотокатодом и первым динодом. Для ФЭУ с бищелочными фотокатодами (как у R6233-100 и R10233), верхний предел линейности для среднего тока фотокатода лежит в диапазоне 0,01-0,1 мкА [*Hamamatsu, 2007*], однако для импульсного тока, предел должен быть значительно выше, благодаря распределенной емкости фотокатода ~ 1 пФ [*Flyckt and Marmonier, 2002*].
- Слишком высокий ток, протекающий через ФЭУ, может приводить к перераспределению потенциалов в схеме делителя напряжения, и, следовательно, между динодами, что в свою очередь приводит к изменению коэффициента усиления ФЭУ. Слишком высокий ток (выше, чем ток в схеме делителя напряжения) может привести к падению разности потенциалов между динодами до нуля, что сделает невозможным дальнейшее прохождение заряда через ФЭУ. Согласно [*Hamamatsu, 2007*] если требуется обеспечить линейность шкалы детектора в пределах 1%, максимальный ток через ФЭУ (обычно достигаемый на участке последний динод – анод) должен составлять не более 1% от тока в делителе напряжения.
- Эффект объемного заряда может возникать из-за высокой плотности тока электронов между динодами. Данный эффект приводит к искривлению траекторий электронов и, как следствие, к уменьшению эффективности сбора

зарядов на динодах или аноде ФЭУ. Так как наибольшая плотность тока обычно достигается на промежутке между последним динодом и анодом, для обеспечения максимальной напряженности поля на этом участке, анод, сделанный в виде сетки, располагают в промежутке между предпоследним и последним динодами как можно ближе к поверхности последнего. Поэтому, для большинства ФЭУ предел по току из-за эффекта объемного заряда определяется промежутком между предпоследним и последним динодами, обладающим в 3-5 раз меньшей плотностью тока [Flyckt and Marmonier, 2002].

В спектрометре ГРИС процессы насыщения фотоэлектронного умножителя должны в первую очередь проявляться в эффекте нелинейности энергетической шкалы СКН, где предполагается использование неорганического сцинтиллятора с большим световыходом и малым временем высвечивания ($\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ или CsBr_3), что может привести к возникновению значительных импульсных токов ФЭУ при регистрации событий с энергосделением больше нескольких МэВ и, как следствие, к возникновению значительной непропорциональности отклика.

Импульсный ток на анодном выходе ФЭУ (I_a) можно оценить с помощью следующей формулы [Quarati et al., 2011]:

$$I_a = \mu I_{phc} = \frac{\mu N_{ph} \alpha \eta e}{t_{lum}}, \quad (3.14)$$

где I_{phc} – ток фотокатода, μ – коэффициент усиления ФЭУ ($7,88 \times 10^4$ для R6233-100 и R10233 при напряжении питания -800В, смотри таблицу 3.7), N_{ph} – количество фотонов в сцинтилляционной вспышке (66 фотонов/кэВ для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, 60 фотонов/кэВ для CsBr_3 [Quarati et al., 2013]; 52-56 фотонов/кэВ для $\text{CsI}(\text{Tl})$ [Юров и др., 2013]), α – эффективность светосбора (0,9-0,95), η – квантовая эффективность фотокатода ФЭУ (зависит от типа ФЭУ и сцинтиллятора, смотри таблицу 3.1), t_{lum} – время высвечивания сцинтиллятора (смотри таблицу 1.2), e – заряд электрона $1,6 \times 10^{-19}$ Кл.

Максимальная измеряемая энергия для детектора СКН составляет 15 МэВ. В случае использования конфигурации детектора $\text{LaBr}_3(\text{Ce}) + \text{R6233-100}$ ток

фотокатода для 15 МэВ $I_{phc} = 2,6$ мкА, а ток анода $I_a = 204$ мА. В конфигурации $CeBr_3 + R6233-100$ $I_{phc} = 1,9$ мкА, $I_a = 148$ мА. Для предельного энерговыделения 200 МэВ в детекторе СКВ на основе кристалла CsI(Tl) и ФЭУ R10233-01: $I_{phc} = 0,16$ мкА, $I_a = 12$ мА.

Ток фотокатода для детектора СКН больше чем на порядок превышает предельно рекомендуемый [Hamamatsu, 2007], но благодаря распределенной емкости фотокатода просадка напряжения в этом случае составляет всего ~ 5 мВ, следовательно, не следует ожидать возникновения заметной нелинейности из-за насыщения тока фотокатода. Анодный ток ФЭУ детектора СКН, в свою очередь, также имеет значительную величину, что может привести к возникновению нелинейности из-за эффекта объемного заряда.

Методы, использующиеся для уменьшения влияния перечисленных выше факторов на пропорциональность отклика фотоэлектронного умножителя описаны в работах [Quarati et al., 2011; Трофимов и др., 2013; Flyckt and Marmonier, 2002]. С целью определения причин возникновения нелинейности энергетической шкалы LaBr прототипа детектора СКН, а также для выбора схемы делителя напряжения оптимальной с точки зрения минимизации нелинейности шкалы низкоэнергетического детектора, были проведены следующие исследования:

- измерена зависимость коэффициента усиления ФЭУ R6233-100 от разностей потенциалов, приложенных к различным диодным промежуткам;
- исследовано влияние схем делителей напряжения с различными распределениями потенциалов между диодами на линейность энергетической шкалы LaBr прототипа СКН;

В исследовании принимал участие прототип детектора СКН с одним из ранних образцов кристалла $LaBr_3(Ce)$ (ИФТТ 2009). Данный образец обладал относительно низким энергетическим разрешением $\sim 3,7\%$ на линии 662 кэВ. Позднее, часть измерений были проведены повторно с кристаллом $LaBr_3(Ce)$ (ИФТТ 2012). Основные результаты, приведенные в данном разделе, описаны в работе [Трофимов и др., 2013].

Исследовались три типа схем делителей напряжения: стандартная, рекомендованная производителем ФЭУ R6233-100, с равномерным распределением потенциалов между диодами [Hamamatsu, 2012], и две, так называемых, клиновидных – тип А с увеличенными по сравнению со стандартной схемой номиналами двух последних резисторов и тип Б с увеличенными номиналами шести последних резисторов. Принципиальная схема делителей приведена на рисунке 3.15, а значения номиналов и основные параметры схем в таблице 3.7. Из данных, приведенных в таблице легко заметить, что распределение потенциалов в схемах делителей сильно влияет на коэффициент усиления ФЭУ, так делитель типа А имеет на 38% меньшее усиление по сравнению со стандартным делителем, тогда как коэффициент усиления ФЭУ с делителем типа Б меньше стандартного всего на 3,5%.

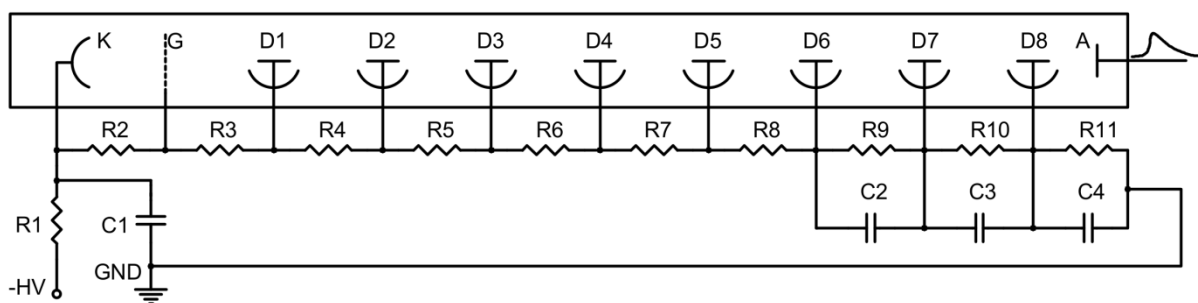


Рисунок 3.15 Принципиальная схема делителей напряжения ФЭУ R6233-100

LaBr прототипа СКН

С целью определения рабочего диапазона напряжений, для каждого типа делителя была измерена зависимость относительной ПШПВ линии 662 кэВ от напряжения питания ФЭУ (рисунок 3.16 а)). В диапазоне напряжений от -600 до -1000 В все делители показали примерно одинаковое энергетическое разрешение 3,6-3,7%.

Отклонение от линейности энергетической шкалы LaBr прототипа СКН определялось по спектрам, полученным с помощью нейтронного стенда. Сначала по относительно низкоэнергичным линиям 662, 1332 и 2223 кэВ выполнялась

калибровка шкалы детектора линейной зависимостью, а далее для каждой линии спектра вычислялась степень нелинейности энергетической шкалы (Δ):

$$\Delta = \frac{E_{lin} - E_0}{E_0} \times 100\%, \quad (3.15)$$

где E_{lin} – энергия линии, вычисленная с помощью линейной калибровочной зависимости, E_0 – истинное значение энергии линии.

Таблица 3.7 Параметры схем делителей напряжения
ФЭУ R6233-100 LaBr прототипа СКН.

| | Стандартный делитель | Клиновидный делитель | |
|--|----------------------|----------------------|---------------------|
| | | тип А | тип Б |
| R ₁ , кОм | 6,2 | 6,2 | 6,2 |
| R ₂ , кОм | 692 | 692 | 692 |
| R ₃ , кОм | 693 | 693 | 693 |
| R ₄ , кОм | 330 | 330 | 330 |
| R ₅ , кОм | 330 | 330 | 330 |
| R ₆ , кОм | 330 | 330 | 393 |
| R ₇ , кОм | 330 | 330 | 470 |
| R ₈ , кОм | 330 | 330 | 472 |
| R ₉ , кОм | 330 | 330 | 510 |
| R ₁₀ , кОм | 330 | 470 | 682 |
| R ₁₁ , кОм | 330 | 680 | 625 |
| R _Σ , кОм | 4031,2 | 4521,2 | 5203,2 |
| C ₂ ... C ₄ , нФ | 10 | 10 | 10 |
| I _d (-800 В), мА | 0,2 | 0,18 | 0,15 |
| μ (-800 В) | 7,9×10 ⁴ | 4,9×10 ⁴ | 7,6×10 ⁴ |

I_d – ток делителя напряжения, μ – коэффициент усиления ФЭУ.

На рисунках 3.16 б)-г) представлены зависимости Δ от напряжения питания ФЭУ для трех линий 4,4 МэВ (¹²C*), 7,6 МэВ (⁵⁴Fe) и 10,8 МэВ (¹⁴N). Можно заметить, что степень нелинейности принимает отрицательные значения для всех

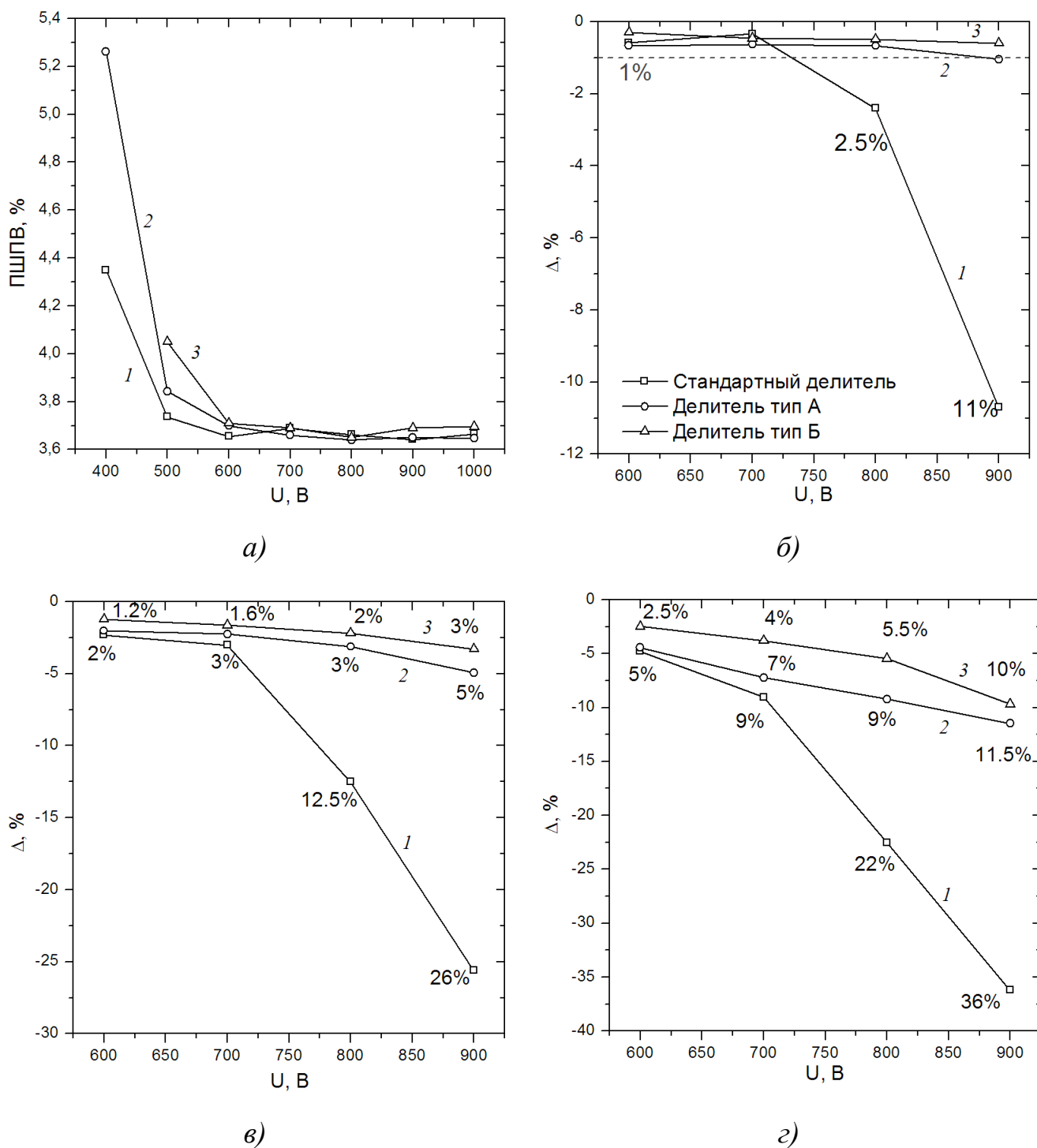


Рисунок 3.16 Зависимости: относительной ПШПВ линии 662 кэВ (а); и степени нелинейности энергетической шкалы (Δ в формуле 3.15) на линиях 4,4 МэВ (б), 7,6 МэВ (в) и 10,8 МэВ (г) от напряжения питания ФЭУ LaBr прототипа СКН для трех типов делителей: 1 – стандартный, 2 – тип А, 3 – тип Б.

схем делителей, причем ее абсолютные значения ($|\Delta|$) возрастают как при увеличении напряжения питания ФЭУ, так и при возрастании энергии излучения. Оба эффекта, очевидно, обусловлены нарастанием амплитуды токовых импульсов в фотоэлектронном умножителе.

Клиновидные схемы типа А и Б демонстрируют схожее поведение: на линии 4,44 МэВ отклонение от линейности не превышает 1%, а для более энергичных линий $|\Delta|$ постепенно возрастает с увеличением напряжения. В среднем делитель

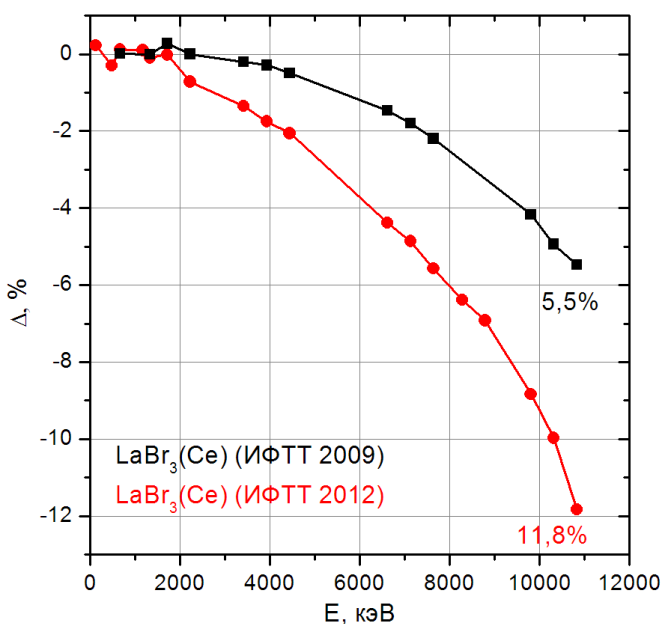


Рисунок 3.17 Зависимость степени нелинейности шкалы LaBr прототипа СКН от энергии для кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2009) и $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2012), полученные для схемы делителя типа Б при напряжении питания -800 В.

типа А показал на линии 7,64 МэВ в 1,5 раза, а на линии 10,83 МэВ в 2 раза большую $|\Delta|$, чем схема типа Б. Стандартный делитель при напряжениях до -700 В имеет схожую со схемой типа А степень нелинейности, тогда как при больших напряжениях его $|\Delta|$ возрастает значительно быстрее, чем у клиновидных схем. Наилучшую линейность шкалы в исследуемом диапазоне энергий и напряжений питания ФЭУ показала клиновидная схема типа Б: на линии 10,8 МэВ при напряжении питания -600 В степень нелинейности составила всего -2.5%.

На рисунке 3.17 сопоставлены степени нелинейности

энергетической шкалы LaBr прототипа СКН в диапазоне 0,6-11 МэВ для двух кристаллов: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2009) с низким энергетическим разрешением, использовавшийся для получения описанных выше результатов и $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ 2012), с обычными для данного типа кристаллов характеристиками. В

обоих случаях использовалась клиновидная схема типа Б при напряжении питания -800 В. Кристалл (ИФТТ 2012) дал большее отклонение от линейности, что, вероятно, объясняется более высоким световыходом данного образца.

Из полученных результатов можно сделать вывод, что для LaBr прототипа СКН для всех схем доминирует эффект объемного заряда, приводящий к монотонному убыванию Δ во всем диапазоне энергий (смотри рисунок 3.17). Причем, степень нелинейности тем ближе к нулю (нелинейность шкалы минимальна), чем больше клиновидность схемы делителя. Если бы основным фактором, приводящем к возникновению нелинейности, было бы насыщение тока ФЭУ (без взаимной компенсации с эффектом объемного заряда), то наилучшую линейность показал бы делитель типа А с наименьшим коэффициентом усиления. В случае если бы основной причиной нелинейности служило бы насыщение тока фотокатода, как, например, в работе [Quarati et al., 2011], то все схемы показали бы сопоставимые Δ , так как распределение потенциалов между диодами не могло бы оказывать существенного влияния на линейность шкалы.

Возможным решением для детектора СКН также является схема делителя с диодным съемом сигнала. Подобная схема со съемом с четвертого диода в работе [Quarati et al., 2011] показала нелинейность на уровне 3-4% в диапазоне до 16 МэВ для LaBr₃(Ce) детектора $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см.

3.4 Влияние загрузки на форму спектра прототипа детектора СКВ

Во время мощных солнечных вспышек ожидается значительное увеличение загрузки детекторов спектрометра ГРИС. При этом будет происходить рост числа наложений сигналов, приводящих к искажению формы измерительных спектров и увеличению числа просчитанных событий, что, в свою очередь, может ухудшать точность измерения энергии и интенсивности излучения. В данном разделе анализируются результаты исследования влияния загрузки прототипа детектора СКВ на форму спектра. В исследовании принимал участие прототип СКВ в

следующей конфигурации: ФЭУ R10233-01, комбинированное отражающее покрытие и ПС.



Рисунок 3.18 Блок гамма-источников БГИ 45А IP54 с закрытым коллимационным каналом

В качестве интенсивного источника гамма-излучения использовался ^{137}Cs активностью $6,3 \times 10^7$ Бк. С целью обеспечения физической защиты блестящих молодых исследователей источник был помещен в блок гамма-источников БГИ 45А IP54 (смотри рисунок 3.18), имеющий коллимационный канал с углом раствора около 20° .

Измерения проводилась при четырех уровнях загрузки прототипа детектора СКВ, определявшихся положением гамма-источника: 3.6, 1.8, 0.9 и 0.3 м от оси кристалла CsI(Tl). Для каждого положения измерялись спектры источника ^{137}Cs с открытым и, для учета фона, закрытым коллимационным каналом блока гамма-источников.

На рисунке 3.19 приведены спектры источника ^{137}Cs для трех времен интегрирования сигнала: 5, 8, 17 мкс, при различных загрузках детектора. Все спектры нормированы на число событий с учетом мертвого времени. На рисунках видно заметное изменение формы спектров по мере роста загрузки, постепенно проявляются пики двойных и тройных совпадений. Время интегрирования сигнала также оказывает влияние на форму спектров: если для 5 мкс пик двойных совпадений достигает уровня 1% от высоты фотопика при загрузке $29,3 \times 10^3$ отсч./с, то для 8 мкс этот уровень практически достигается уже при $8,1 \times 10^3$ отсч./с, а для 17 мкс еще раньше.

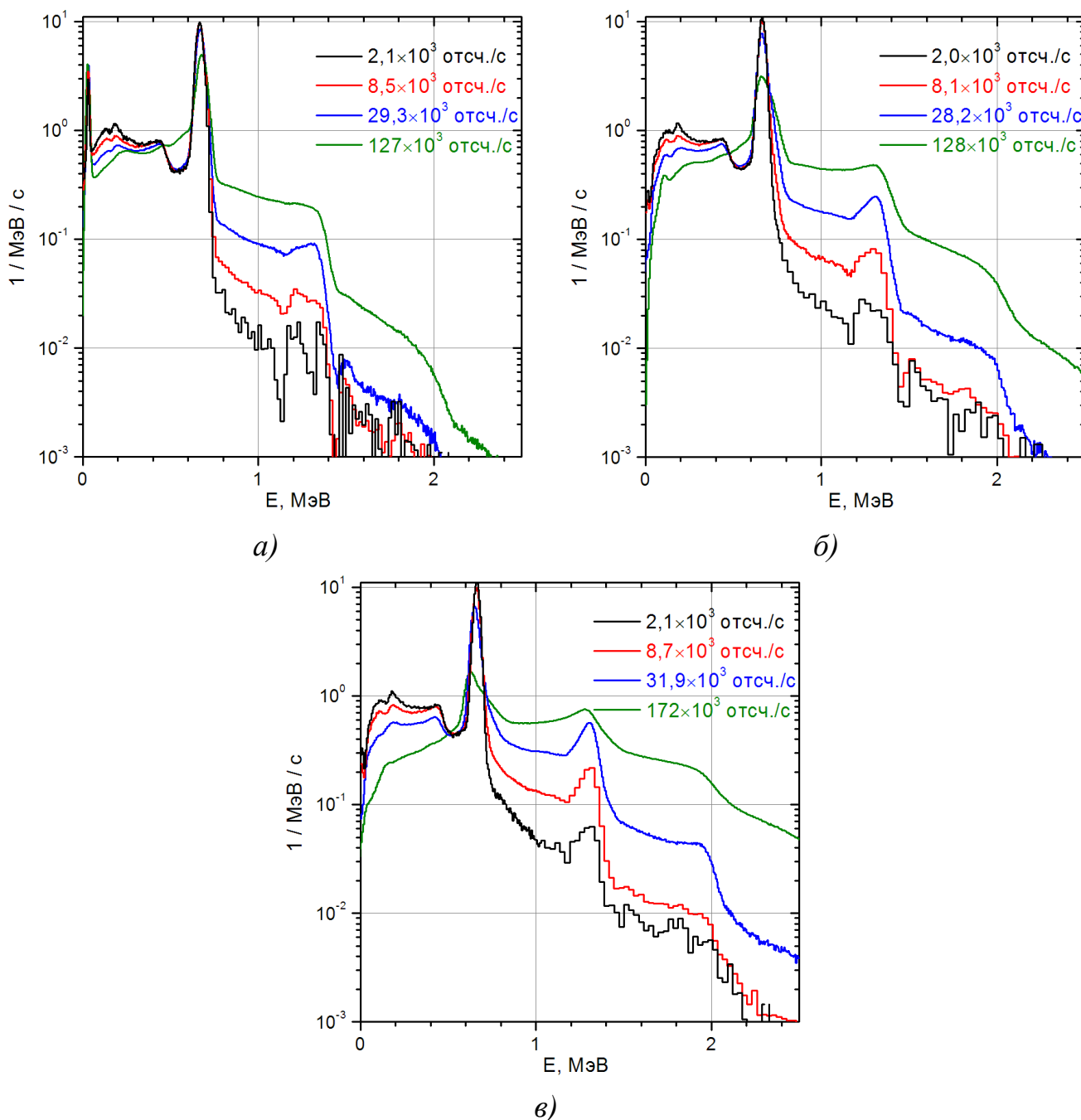


Рисунок 3.19 Спектры энергосигналов от источника ^{137}Cs , полученные с помощью прототипа СКВ при различных нагрузках и временах интегрирования сигнала: а) 5 мкс, б) 8 мкс, в) 17 мкс

Для количественной оценки влияния наложенных сигналов на форму спектров была рассчитана средняя энергия спектров (\bar{E}), приведенная в таблице 3.8. Приняв за эталон спектр, полученный для 5 мкс при нагрузке $2,1 \times 10^3$ отсч./с, так как он, очевидно, менее всего подвержен влиянию наложенных сигналов, по его средней энергии оценивалась “степень искажения” остальных спектров. Сопоставляя спектры,

приведенные на рисунке 3.19, и данные таблицы 3.8, можно заметить, что для 5 мкс уровень 1% от высоты фотопика, который был условно принят как допустимый уровень искажений, соответствует примерно 10% превышению средней энергии спектра над эталоном. Для времени интегрирования 5 мкс данный уровень достигается при загрузке $29,3 \times 10^3$ отсч./с, для 8 мкс примерно при $8,5 \times 10^3$ отсч./с, а для 17 мкс уже при $2,1 \times 10^3$ отсч./с.

Таблица 3.8 Влияние загрузки на спектрометрические характеристики прототипа детектора СКВ

| Загрузка (5 мкс), отсч./с | $2,1 \times 10^3$ | $8,5 \times 10^3$ | $29,3 \times 10^3$ | 127×10^3 |
|-----------------------------------|-------------------|-------------------|--------------------|-------------------|
| \bar{E} (5 мкс), МэВ | 0,506 | 0,530 | 0,568 | 0,629 |
| \bar{E} (8 мкс), МэВ | 0,527 | 0,558 | 0,623 | 0,771 |
| \bar{E} (17 мкс), МэВ | 0,531 | 0,584 | 0,705 | 1,039 |
| Энерговыведение (5 мкс), ГэВ/с | 1,0 | 4,2 | 15,4 | 73,2 |

3.5 Собственный фон кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3

Существенным недостатком $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ является высокий собственный фон. Источниками фона служат радиоактивные изотопы ^{138}La , содержащиеся в естественной смеси изотопов La в концентрации 0,09%, и ^{227}Ac , являющиеся трудноотделимой примесью исходного сырья (подробнее смотри [Юров и др., 2013; Иудин и др., 2009; Quarati et al., 2013]).

Кристаллы CeBr_3 обладают примерно на два порядка меньшим уровнем собственной активности, основным источником фона в них является изотоп ^{227}Ac (смотри рисунок 3.20 б)). Однако его концентрация значительно ниже, чем в кристаллах $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Наиболее чистые образцы CeBr_3 обладают фоном на уровне сопоставимом с кристаллами $\text{NaI}(\text{Tl})$, считающимися образцовыми с точки зрения собственного фона [Quarati et al., 2013].

Приведенные на рисунке 3.20 спектры собственного фона кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 были получены с помощью LaBr прототипа СКН в конфигурации с кристаллом $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ-2012) и ФЭУ R6233-100 и CeBr прототипа СКН в составе CeBr_3 $\varnothing 5.1 \times 1.25$ см и ФЭУ R6231-100-01. Результаты по измерению собственного фона кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 , приведенные в данном разделе, описаны в работах [Юров и др., 2013; Kotov et al., 2016].

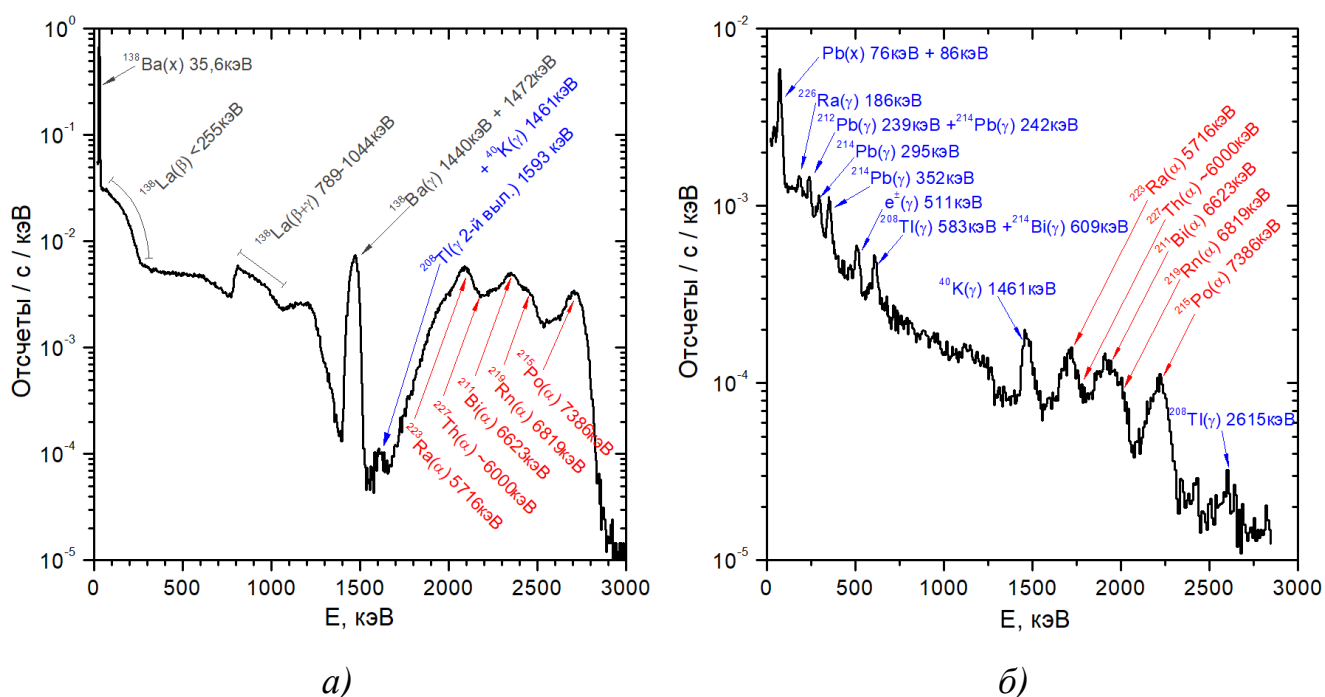


Рисунок 3.20 Собственный фон кристаллов: а) $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ-2012) и б) CeBr_3 $\varnothing 5,1 \times 1,25$ см. Серым отмечены особенности в спектрах, связанные с распадом ^{138}La , красным – α -пики от цепочки распада ^{227}Ac , синим – не связанные с активностью кристаллов, линии.

Измерения проводились в низкофоновой свинцовой камере (смотри рисунок 3.21) с толщиной стенок 10 см. Никаких дополнительных мер по понижению внешнего фона не предпринималось (как, например, ФЭУ из безкалиевого стекла или дополнительный медный слой внутри камеры для поглощения характеристического рентгеновского излучения свинца), поэтому в спектрах можно видеть линии не связанные с собственной активностью кристаллов: двойную характеристическую линию от свинца с компонентами 76 и 86 кэВ, аннигиляционную линию 511 кэВ космогенного происхождения, линию 1461 кэВ

от ^{40}K , основным источником которого является стекло ФЭУ. Множество линий в спектре CeBr_3 связаны с внешним фоном от ^{226}Ra и ^{232}Th рядов распада, наблюдающихся даже в низкофоновой камере, благодаря очень низкому собственному фону кристалла CeBr_3 .



Рисунок 3.21 Низкофоновая свинцовая камера

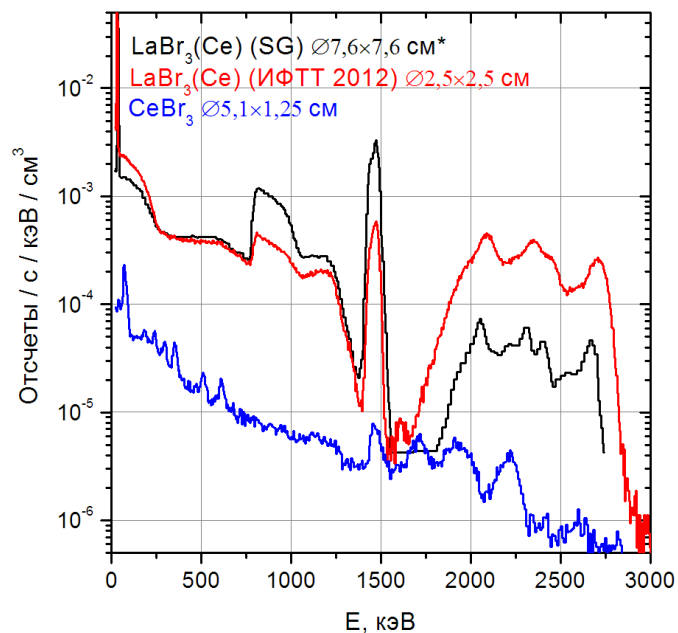


Рисунок 3.22 Собственный фон кристаллов: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см (SG) $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 2,5 \times 2,5$ см (ИФТТ-2012) и CeBr_3 $\varnothing 5,1 \times 1,25$ см.

* – по данным [Quarati et al., 2012].

Спектры собственного фона $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ-2012) и CeBr_3 , нормированные на объем кристаллов, сопоставлены на рисунке 3.22. Там же приведен собственный фон кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см производства фирмы Saint-Gobain. Легко заметить, что данный кристалл обладает на порядок меньшим вкладом от ^{227}Ac по сравнению с кристаллом $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ-2012), что, очевидно, связано с лучшей очисткой сырья. Заметно бóльшая высота особенностей, связанных с распадом ^{138}La в спектре $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см кристалла, является следствием более высокой эффективности поглощения фотонов с энергией 789 и 1436 кэВ по сравнению с кристаллом $\varnothing 2,5 \times 2,5$ см.

В таблице 3.9 представлены результаты измерений собственного фона различных образцов кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 , как полученные в нашем исследовании, так и приведенные в работах [Quarati et al., 2012; Quarati et al., 2013]. Из представленных данных видно, что сокращение примерно на порядок вклада от ^{227}Ac в случае $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ приводит к весьма незначительному сокращению суммарного фона кристалла (смотри $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ-2012) $\varnothing 2,5 \times 2,5 \text{ см}$ и $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (SG) $\varnothing 5,1 \times 5,1 \text{ см}$). То есть ^{138}La принципиально ограничивает минимальный собственный фон на уровне ~ 1 отсч./ $\text{см}^3/\text{с}$. Тогда как для кристаллов CeBr_3 сокращение концентрации ^{227}Ac приводит к практически пропорциональному сокращению суммарного собственного фона, позволяя добиться фоновой скорости счета на уровне кристалла $\text{NaI}(\text{Tl})$.

Таблица 3.9 Собственный фон $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3

| Кристалл | Фон 20- 3000 кэВ, отсч./с/ см^3 | Фон от ^{227}Ac , отсч./с/ см^3 | $\alpha/\text{фон}$, % |
|---|--|--|-------------------------|
| $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (ИФТТ-2012) $\varnothing 2,5 \times 2,5 \text{ см}$ | $1,450 \pm 0,007$ | $0,2333 \pm 0,0005$ | 16 |
| $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (SG) $\varnothing 5,1 \times 5,1 \text{ см}^*$ | $1,242 \pm 0,008$ | $0,027 \pm 0,001$ | 2 |
| $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (SG) $\varnothing 7,6 \times 7,6 \text{ см}^{**}$ | $1,27 \pm 0,06$ | $0,031 \pm 0,002$ | 2 |
| CeBr_3 (Scionix 2014) $\varnothing 5,1 \times 1,25 \text{ см}$ | $0,0347 \pm 0,0001$ | $0,00269 \pm 0,00002$ | 8 |
| CeBr_3 $\varnothing 5,1 \times 5,1 \text{ см}^*$ | $0,019 \pm 0,001$ | $0,001 \pm 0,0005$ | 5 |
| $\text{NaI}(\text{Tl})$ $\varnothing 5,1 \times 5,1 \text{ см}^*$ | $0,012 \pm 0,001$ | — | — |

По данным: * – [Quarati et al., 2013], ** – [Quarati et al., 2012]

3.6 Раздельная регистрация альфа и гамма-излучения с помощью прототипа детектора СКВ

При взаимодействии нейтронов энергией 5-1000 МэВ с ядрами вещества детектора продуцируются протоны и дейтроны со средней энергией около 10 МэВ

и α -частицы с энергией порядка 15 – 20 МэВ. Тогда как при регистрации γ -квантов в веществе детектора продуцируются электроны и позитроны. Отношение медленного к быстрому компонентом световой вспышки в CsI(Tl) (Q_s/Q_f) зависит от плотности ионизации, производимой регистрируемой частицей и отличается для разных сортов частиц: для α -частиц с энергией 10 МэВ $Q_s/Q_f \approx 0,25$, а для электронов и позитронов $Q_s/Q_f \approx 1$ [Богомолов и др., 1996; Kotov et al., 1999].

Для подтверждения возможности отдельной регистрации γ -излучения и нейтронов высокоэнергетичным детектором ГРИС методом разделения по форме импульса были выполнены одновременные измерения α и γ -излучения с помощью прототипа детектора СКВ. Исследования проводились с прототипом СКВ в сборе с ФЭУ R6233-01 (ВА, $\varnothing 76$ мм) и прототип узла обработки сигналов ГРИС (УОС). Напряжение питания ФЭУ составляло -800В. В качестве источников γ -излучения использовались радионуклидные источники ^{137}Cs и ^{60}Co из набора ОСГИ, α -излучателем служил источник АРИА-241-1 (^{241}Am). Измерения проводились в низкофоновой свинцовой камере, описанной в предыдущем разделе.

На рисунке 3.23 приведен двумерный спектр от источников АРИА-241-1, Cs137 и Co60, полученный в результате обработки оцифрованных прототипом УОС профилей импульсов CsI(Tl). По одной из осей отложено отношение интеграла медленного компонента к полному интегралу импульса (Q_s/Q_t), по второй оси – полный интеграл импульса (Q_t). Значения по каждой оси приведены в каналах n-матрицы УОС (подробнее смотри раздел 2.4 «Описание научной аппаратуры ГРИС») На рисунке видно четкое разделение событий от γ -излучения ($Q_s/Q_t \approx 96$) и α -частиц ($Q_s/Q_t \approx 32$).

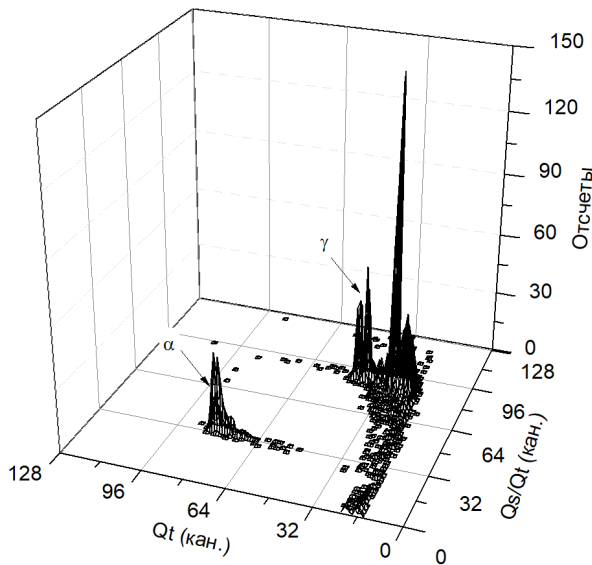


Рисунок 3.23 Двумерный спектр источников ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{60}Co , полученный с помощью прототипа детектора СКВ

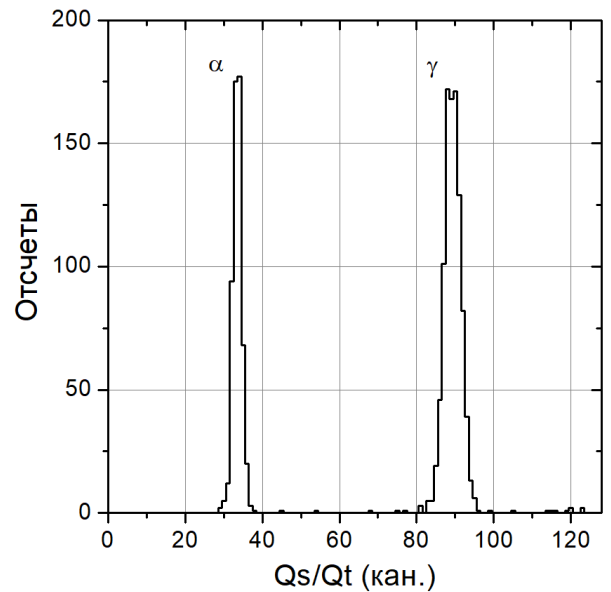


Рисунок 3.24 Одномерное распределение Q_s/Q_t для $Q_t > 32$ и $t_{Q_s} = 2.25$ мкс. Параметр разделения $D = 7.4$.

Чтобы получить численные оценки качества разделения были построены одномерные распределения Q_s/Q_t , подобные показанному на рисунке 3.24, для различных времен начала интегрирования медленного компонента импульса (t_{Q_s}) (н-матрицы суммировались вдоль оси Q_t для энергосвыделений $> 1\text{МэВ}$ или $Q_t > 32$). По полученным распределениям был рассчитан критерий разделения, аналогичный приведенному в работе [Flaska et al., 2013]:

$$D = \frac{E_\gamma - E_\alpha}{w_\gamma + w_\alpha}, \quad (3.16)$$

где E_γ и E_α – положения пиков от γ и α -излучения, w_γ и w_α – ПШПВ пиков от γ и α -излучения. Наибольший параметр разделения (наилучшее разделение) $D = 7.4$ был получен для $t_{Q_s} = 2,25$ мкс [Kotov et al., 2015].

3.7 Заключение к Главе 3

Проведенные исследования показали, что в области энергий до 1-2 МэВ на энергетическое разрешение детекторов всех типов основное влияние оказывает слагаемое, определяемое статистическим вкладом (формула 3.2) и вкладом собственной непропорциональности кристаллов. На статистический вклад, в свою очередь, сильно влияет средняя квантовая эффективность фотокатода ФЭУ и эффективность светосбора. Удастся значительно улучшить энергетическое разрешение детекторов, как за счет подбора ФЭУ с оптимальным типом и размером фотокатода, так и за счет выбора схемы светоотражающей упаковки. Для энергий выше 1-2 МэВ энергетическое разрешение в большой степени определяется константным слагаемым (собственным разрешением детектора), обусловленным различного рода неоднородностями.

Наилучшее энергетическое разрешение для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ детектора (3,2% на линии 662 кэВ) удастся получить при применении ФЭУ R6233-100 фирмы Hamamatsu с бищелочным фотокатодом с повышенной до 35% квантовой эффективностью. CeBr_3 в сборе с ФЭУ R6233-100 показал разрешение 4,3% на линии 662 кэВ. Для $\text{CsI}(\text{Tl})$ наилучшие результаты показало сочетание ФЭУ R6233-100 с комбинированной схемой светоотражающей упаковки: зеркальный отражатель VM-2000 на боковой поверхности кристалла и диффузный (материал Tyvek) на торце (энергетическое разрешение линии 662 кэВ составило 5,9% при времени интегрирования 17 мкс).

Оптимальное соотношение энергетического разрешения к загрузочной способности детектора $\text{CsI}(\text{Tl})$ достигается при времени интегрирования сигнала около 8 мкс: Энергетическое разрешение на линии 662 кэВ составляет 6,4%, что удовлетворяет требованиям для детектора СКВ, а приемлемый уровень искажения формы спектра из-за наложений сигналов сохраняется вплоть до загрузки детектора $8,5 \times 10^3$ отсч./с, что, как будет показано ниже, соответствует предельной ожидаемой загрузке СКВ при регистрации солнечных вспышек.

В результате для прототипов СКН и СКВ были получены следующие зависимости для энергетического разрешения $(\Delta E/E)$, использовавшиеся в дальнейшем как входные параметры для моделирования:

$$(\Delta E/E)^2 = \begin{cases} \frac{0,55 \pm 0,01}{E(\text{кэВ})} + (1,9 \pm 0,1) \times 10^{-4} & \text{LaBr}_3(\text{Ce}) \text{ детектор} \\ \frac{0,87 \pm 0,01}{E(\text{кэВ})} + 1,9 \times 10^{-4} & \text{CeBr}_3 \text{ детектор} \\ \frac{2,51 \pm 0,04}{E(\text{кэВ})} + (2,7 \pm 0,3) \times 10^{-4} & \text{CsI(Tl)} \text{ детектор (8мкс)} \end{cases} \quad (3.17)$$

С точки зрения обеспечения минимальной нелинейности энергетической шкалы детектора СКН хорошие результаты показали клиновидные схемы делителей напряжения, позволяющие уменьшить влияние эффекта объемного заряда на пропорциональность отклика ФЭУ и понизить нелинейность энергетической шкалы детектора СКН до 10-15%.

Кристалл $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ показал заметно лучшее по сравнению с CeBr_3 энергетическое разрешение (3,2 и 4,3% на линии 662 кэВ соответственно), но почти на два порядка больший собственный фон (1,45 и 0,03 отсч./с/см³ соответственно). Причем степень очистки сырья от примеси ²²⁷Ac слабо влияет на уровень собственной активности $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, тогда как применение химически чистого сырья для CeBr_3 позволяет достичь очень низкого уровня фоновой загрузки, сопоставимого с кристаллами NaI(Tl) .

С помощью прототипа детектора СКВ была показана возможность разделения сигналов от различных сортов частиц методом, основанным на зависимости формы световой вспышки CsI(Tl) от удельной ионизации, производимой частицей. Максимальный параметр разделения α и γ -излучений ($D = 7.4$) был достигнут при времени начала интегрирования медленного компонента сигнала 2,25 мкс.

Глава 4

Исследование характеристик детекторов НА ГРИС методами математического моделирования

В данной главе обсуждаются результаты моделирования отклика детекторов НА ГРИС на потоки ионизирующих частиц (гамма-квантов, протонов, электронов, позитронов и нейтронов), проводившегося с помощью программного пакета Geant4. В главе описывается метод расчёта спектров фонового электромагнитного излучения в диапазоне от десятков кэВ до нескольких ГэВ, проводится оценка фоновой загрузки детекторов на различных участках орбиты МКС и обсуждается вопрос целесообразности применения антисовпадательных защитных детекторов. Также оценивается загрузка и чувствительность детекторов ГРИС при регистрации солнечных вспышек.

4.1 Средства моделирования

4.1.1 Программный пакет Geant4

Geant4 – программный пакет, предназначенный для моделирования прохождения частиц через вещество на основе метода Монте-Карло [Agostinelli et al., 2003]. Данный инструментарий представляет собой набор библиотек, реализованных на языке C++, он доступен для бесплатного скачивания на странице URL: <http://www.geant4.org>, там же представлен широкий перечень пользовательской документации. Geant4 широко применяется в ядерной физике и физике высоких энергий, в медицинских и космических исследованиях.

Конфигурация включенных в моделирование сортов частиц, физических процессов, моделей взаимодействия частиц и границ их применения описываются в специальном классе программы на базе Geant4 – PhysicsList. Как правило,

PhysicsList включает в себя набор электромагнитных и адронных взаимодействий, распад ядер и частиц, параметризованных моделей взаимодействия. Однако Geant4 позволяет очень гибко использовать физические модели взаимодействия частиц с веществом, выбирая те или иные процессы и модели взаимодействия в зависимости от требований моделирования.

В данной работе использовалось несколько стандартных PhysicsList, рекомендованных разработчиками Geant4: QGSP_BIC_EMY (на ранних этапах работы) и QBBC (в дальнейшем) для случаев, когда в качестве первичных частиц использовались гамма-кванты и протоны, и QGSP_BIC_HP, когда первичными частицами были нейтроны. QGSP_BIC_EMY был выбран, так как он одновременно использует QGSP модель адронного взаимодействия (Quark-Gluon String Precompound model), которая рекомендуется разработчиками Geant4 для высокоэнергичных частиц (выше нескольких ГэВ), и BIC модель (Binary Cascade model), которая показала хорошее согласие с экспериментальными данными для протонов энергией ~ 100 МэВ [Ersmark, 2006]. QBBC PhysicsList был разработан специально для космических приложений, радиационной физики и моделирования радиационной защиты, он включает в себя множество моделей адронного взаимодействия (в том числе и BIC) и имеет более высокую точность при моделировании адронно-ионных и ион-ионных взаимодействий в широком диапазоне энергий [Ivanchenko et al., 2012]. QGSP_BIC_HP отличается от QGSP_BIC_EMY тем, что в него добавлен пакет NeutronHP, обеспечивающий высокоточную транспортировку нейтронов в широком диапазоне энергий: от тепловых до 20 МэВ.

Электромагнитные взаимодействия во всех использовавшихся PhysicsList описываются стандартной ЭМ-физикой Geant4: G4EmStandardPhysics для QBBC и QGSP_BIC_HP, G4EmStandardPhysics_option3 (повышенная точность при трекинге без магнитного поля) для QGSP_BIC_EMY.

Для моделирования отклика детекторов НА ГРИС использовались пакеты Geant4 версий 4.9.5 и 4.9.6, работавшие на ПК под управлением операционной системы Scientific Linux версий 6.2 i386 и 6.4 x86.

4.1.2 Геометрические модели ГРИС-БД, МКС и КА КОРОНАС-ФОТОН

Программный пакет Geant4 позволяет моделировать прохождение частиц через сложные геометрические модели, состоящие из комбинации относительно простых тел с заданным положением, размерами, плотностью и элементным составом. В данном разделе приводится описание геометрических моделей блока детекторов НА ГРИС (ГРИС-БД) и окружающих его элементов, использовавшихся при моделировании отклика детекторов НА ГРИС. Конструкция ГРИС-БД описана в разделе 2.4 «Описание научной аппаратуры ГРИС».

Для моделирования отклика детекторов НА ГРИС на фоновое космическое излучение и солнечные вспышки была разработана модель GRIS-1.5, по массе и габаритам приближенная к реальному ГРИС-БД (смотри рисунок 4.1). В данной модели детектор СКН представляет собой цилиндр размером $\varnothing 7,62 \times 7,62$ см, состоящий из материала по химическому составу и плотности соответствующего $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$: массовые доли La, Br и Ce – 35, 60 и 5% соответственно, плотность материала $5,07 \text{ г/см}^3$. Детектор СКВ – цилиндр размером $\varnothing 12 \times 15$ см, состоящий из материала G4_CESIUM_IODIDE из базы материалов Geant4 [Geant4 Collaboration, 2007], по химическому составу и плотности соответствующего кристаллу CsI. Tl в веществе детектора не учитывался, так как его массовая доля в сцинтилляторе CsI(Tl) незначительна (в нашем случае $\sim 0,035\%$).

Кристаллы СКН и СКВ окружены кожухами толщиной 2 мм из материала, по химическому составу и плотности приблизительно соответствующего сплаву АМг6 (ГОСТ 4784-97) (94% Al, 6% Mg, плотность $2,64 \text{ г/см}^3$).

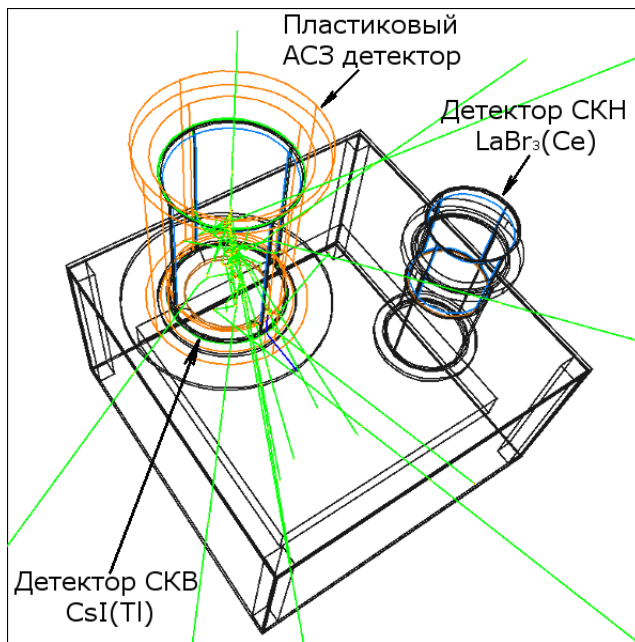


Рисунок 4.1 GRIS-1.5 – модель ГРИС-БД. Зеленые линии – вторичные частицы, образовавшиеся при взаимодействии гамма-кванта энергией 200 МэВ с детектором СКВ

детекторов из материала аналогичного сплаву АМгб и имитаторы входных окон ФЭУ: диски размером $\varnothing 7,6 \times 0,5$ см для СКН и $\varnothing 9 \times 0,5$ см для СКВ, расположенные вплотную к нижним торцам детектора СКН и нижнего АСЗ-детектора СКВ, из материала G4_Pyrex_Glass (по химическому составу и плотности соответствует стеклу ФЭУ). Расстояние между осями кристаллов СКН и СКВ составило 19,8 см, общая масса модели 24 кг, габариты $44,8 \times 40 \times 40$ см.

С целью учета вклада в фоновую загрузку детекторов вторичных частиц, генерируемых при взаимодействии КЛ с веществом МКС, были разработаны геометрические модели СМ «Звезда» (SM-1.1) и Российского сегмента МКС (ISS-1.0), представленные на рисунках 4.2 и 4.3. Масса модели SM-1.1 составила 25,7 т, габаритные размеры $\varnothing 4,1 \times 13,6$ м. Так как алюминиевые конструкции составляют большую часть массы модуля «Звезда», весь объем модели был заполнен материалом по химическому составу соответствующем алюминиевому сплаву

АСЗ-детекторы состоят из материала G4_POLYSTYRENE, соответствующего полистиролу. Кристалл CsI окружен двумя АСЗ-детекторами: первый закрывает кристалл с верхнего (переднего) и бокового направлений и представляет собой полый цилиндр $\varnothing 17 \times 22$ см с толщиной боковой и верхней стенок 1,5 см, второй детектор – усеченный конус высотой 2 см. Большее основание конуса $\varnothing 12$ см вплотную прилегает к нижнему торцу кристалла CsI, меньшее основание имеет $\varnothing 9$ см.

В модель также добавлены элементы конструкции блока

АМг6, но с плотностью $0,23 \text{ г/см}^3$. SM-1.1 также включает в себя упрощенные модели блоков, обеспечивающих крепление ГРИС-БД на корпусе станции. Расстояние от нижней поверхности модели ГРИС-БД до поверхности модуля «Звезда» составляет 275 см.

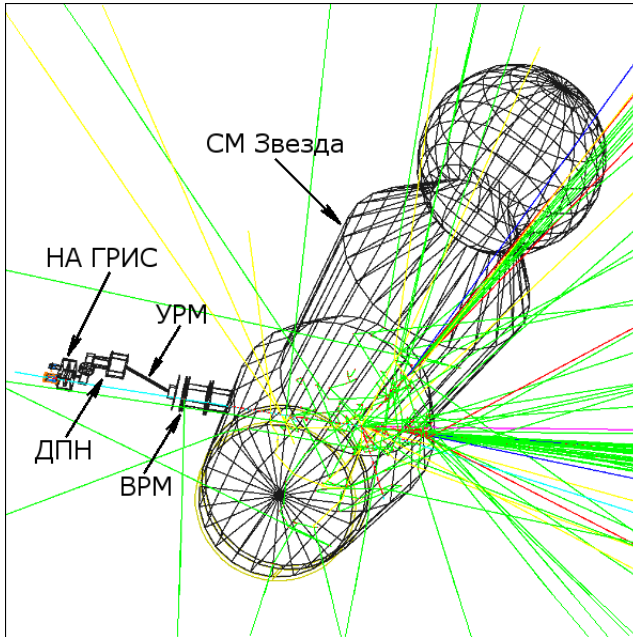


Рисунок 4.2 GRIS-1.5 + SM-1.1 – модель ГРИС-БД в составе с моделью СМ «Звезда». Зеленые линии – вторичные частицы, образовавшиеся при взаимодействии 10 ГэВ протона с веществом модуля.

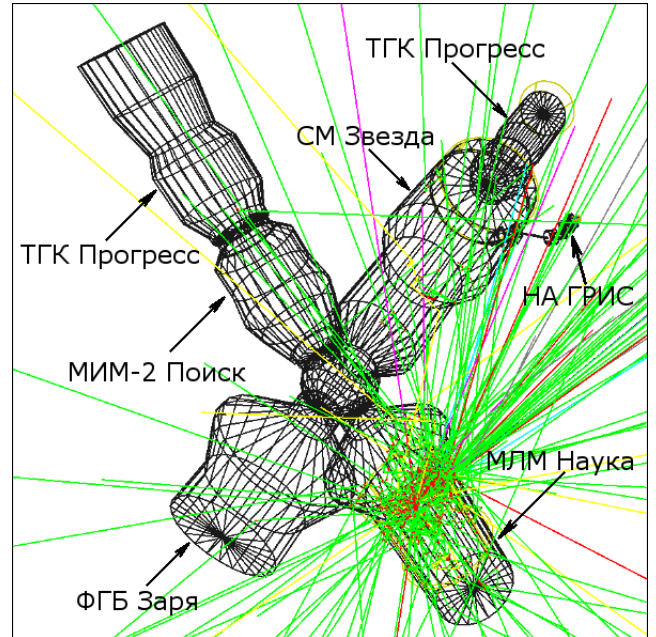


Рисунок 4.3 GRIS-1.5 + ISS-1.0 – модель ГРИС-БД в составе с моделью РС МКС. Зеленые линии – вторичные частицы, образовавшиеся при взаимодействии 10 ГэВ протона с веществом модуля МЛМ «Наука».

Модель ISS-1.0 включила в себя модель SM-1.1 и несколько дополнительных модулей РС МКС. Некоторые модули были “обрезаны”, так как задачей модели ISS-1.0 была имитация распределения вещества в радиусе 10 м от ГРИС-БД. Помимо элементов, содержащихся в модели SM-1.1, данная модель также включает: модуль МИМ-2 «Поиск» (3,3 т), части модулей ФГБ «Заря» (6,9 т), МЛМ «Наука» (16 т), два ТГК «Прогресс»: один частично (3,6 т), другой полностью (5,2 т). Для всех модулей использовался материал, по химическому составу соответствующий АМг6, но с плотностью $0,23 \text{ г/см}^3$. Габаритные размеры модели $22,3 \times 19,3 \times 4,1 \text{ м}$ (не включая УРМ, ВРМ, ДПН и ГРИС-БД).

Для моделирования отклика прибора КОРОНАС-ФОТОН/Наталья-2М [Котов и др., 2011] на фоновое космическое излучение была разработана модель KF-0.1, включившая в себя достаточно подробную модель прибора Наталья-2М и грубую модель КА (смотри рисунок 4.4). Модель прибора содержит 16 модулей CsI

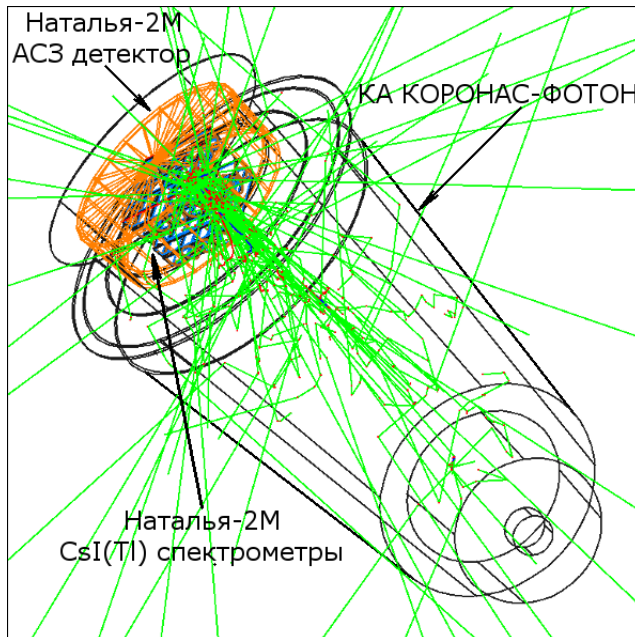


Рисунок 4.4 KF-0.1 – модель прибора Наталья-2М и КА КОРОНАС-ФОТОН. Зеленые линии – вторичные частицы, образовавшиеся при взаимодействии гамма-кванта энергией 1 ГэВ с веществом модели.

размером $8 \times 4,5 \times 38$ см, расположенных в четыре слоя по четыре штуки в каждом. Каждый модуль окружен корпусом из материала, аналогичного АМгб, с толщиной стенок 2 мм. Торцы модулей закрыты имитаторами ФЭУ: дисками $\varnothing 7,6 \times 0,5$ см из G4_Pyrex_Glass. Между вторым и третьим слоями модулей расположен нижний АСЗ детектор из G4_POLYSTYRENE $\varnothing 77,9 \times 1,5$ см. С верхнего и бокового направлений модули защищены верхним АСЗ-детектором $\varnothing 85,7 \times 27$ см с толщиной стенок 1,5 см из того же материала. Над верхним слоем модулей CsI располагается слой свинца толщиной 1,5 мм. Общая масса модели

составила 213,7 кг, что хорошо согласуется с массой реального прибора (~220 кг).

Модель КА КОРОНАС-ФОТОН составлена из двух частей: первая имитирует переднюю часть гермоотсека КА и закрывает модель прибора слоем материала аналогичного АМгб толщиной 2 мм. Вторая часть модели имитирует остальную часть КА и состоит из нескольких соосных цилиндров из материала, соответствующего по составу АМгб, но с плотностью $0,39 \text{ г/см}^3$. Габаритные размеры модели КА: $\varnothing 1,4 \times 3,8$ м, масса (без прибора Наталья-2М) 1,7 т.

Для имитации энергетического разрешения детекторов, данные моделирования, представлявшие собой файлы с энерговыведениями в каждом детекторе от каждого события, “размывались” в соответствии с энергетическим разрешением прототипов СКН и СКВ, приведенным в формуле 3.17.

4.2 Расчетная оценка фоновой загрузки детекторов НА ГРИС

4.2.1 Основные источники фона на орбите МКС

При работе на орбите чувствительность НА ГРИС будет определяться не только эффективными площадями детекторов, но и фоновыми условиями. МКС движется по низкой околоземной орбите высотой 340-430 км и наклоном $51,6^\circ$. Основной вклад в фоновую загрузку детекторов гамма-излучения на данной орбите вносят следующие источники излучения:

- радиационные пояса Земли (РПЗ);
- солнечные космические лучи (СКЛ);
- галактические космические лучи (ГКЛ);
- потоки альбедного излучения от атмосферы Земли (протоны, электроны, позитроны, нейтроны, гамма-кванты);
- диффузное космическое гамма-излучение (ДКГИ).

РПЗ часто разделяют на внешний, содержащий электроны энергией до нескольких МэВ, и внутренний, состоящий из протонов энергией до нескольких сотен МэВ. В обоих поясах наблюдаются значительные потоки частиц, однако они оказывают воздействие на относительно коротких участках орбиты: внешний РПЗ, возможно, на некоторых высокоширотных участках, внутренний РПЗ в области Южно-Атлантической аномалии (ЮАА).

Потоки СКЛ продуцируются энергичными событиями на Солнце, сопровождающимися выбросами ускоренных частиц в межпланетное

пространство. Частицы, входящие в состав СКЛ, главным образом, протоны и легкие ионы, обладают относительно низкой энергией, до нескольких сотен МэВ, и поэтому эффективно экранируются геомагнитным полем, особенно в области экватора. Однако, во время магнитных бурь, они могут проникать достаточно глубоко в магнитосферу Земли.

ГКЛ представляют собой потоки частиц галактического и внегалактического происхождения: протонов (~90%), ионов, электронов, позитронов и т.д. Их энергетический спектр тянется до огромных энергий ($>10^{21}$ эВ), однако быстро убывает с ростом энергии. Относительно низкоэнергичная часть спектра ГКЛ (до 30 ГэВ для протонов) модулируется солнечной активностью: из-за вариации солнечного магнитного поля в течение солнечного цикла поток частиц ГКЛ достигает минимума во время максимума солнечной активности [Adrinani et al., 2013]. Для низких околоземных орбит также наблюдается обрезание потока ГКЛ магнитным полем Земли. Порог обрезания для спектра протонов ГКЛ изменяется от ~10 МэВ в приполярных областях до ~10 ГэВ в районе геомагнитного экватора [Alcaraz et al., 2000].

Альбедные излучения возникают, главным образом, вследствие взаимодействия ГКЛ с атмосферой Земли, и поэтому их потоки в значительной степени зависят от энергии обрезания ГКЛ и уровня солнечной активности, тогда как от высоты орбиты интенсивность альбедного излучения зависит слабо [Mikhailov, 2002].

Диффузное космическое гамма-излучение продуцируется галактическими и внегалактическими источниками и, в первом приближении, имеет изотропное распределение, оно не зависит от солнечной активности или Геомагнитного поля. Данное излучение обладает довольно мягким спектром, уступая по интенсивности альбедному гамма-излучению в диапазоне >100 кэВ (смотри рисунок 4.8).

Для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 источником фона является собственная активность, возникающая из-за распадов радиоактивных изотопов ^{138}La и ^{227}Ac . В работах [Июдин и др., 2009; Quaraty et al., 2013; Kotov et al., 2016] показано, что

кристаллы $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ обладают существенно большим фоном по сравнению с CeBr_3 (~1 отсч./см³/с и 0,02-0,03 отсч./см³/с соответственно).

Таким образом, можно разделить источники фонового космического излучения на короткодействующие и постоянные. К первым относятся РПЗ, которые действуют на отдельных участках орбиты, и СКЛ, действующие в отдельные, относительно непродолжительные промежутки времени. Постоянные источники, варьируясь как в пространстве, так и во времени, воздействуют на детекторы непрерывно, на всех участках орбиты и во многом определяют минимальную фоновую загрузку или “хорошие” условия наблюдения. Помимо ГКЛ, ДКГИ, альбедного излучения, к данным источникам можно также отнести активацию материалов детекторов и окружающих их конструкций, возникающую, главным образом, при прохождении ЮАА и собственный фон кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 .

Минимальный уровень фоновой загрузки детекторов НА ГРИС следует ожидать на экваториальных участках орбиты вдали от ЮАА, где потоки ГКЛ, нейтронного и гамма-альбедо понижаются из-за высокого порога геомагнитного обрезания, а максимальный на среднеширотных участках, не пересекающих внешний РПЗ. Участки орбит, пересекающие ЮАА, будут непригодны для проведения измерений из-за слишком высокой фоновой загрузки детекторов.

4.2.2 Модель фонового космического излучения на околоземной орбите

Для оценки минимальной фоновой загрузки детекторов НА ГРИС при работе на борту РС МКС была разработана модель фонового космического излучения на экваториальном участке орбиты. Для построения модели использовались следующие постоянные источники: протоны ГКЛ (другие компоненты ГКЛ не рассматривались, так как они составляют всего 10% от суммарного потока), протонное, лептонное, нейтронное и гамма-альбедо, ДКГИ и собственный фон кристалла детектора СКН.

Использувавшийся для построения модели спектр протонов КЛ был получен инструментом AMS в 1999 году на орбите высотой 350-390 км и наклоном 52° [Alcaraz et al., 2000a]. Параметры данной орбиты очень близки к параметрам орбиты МКС, а так как в 1999 году наблюдался достаточно высокий уровень солнечной активности, измеренные AMS потоки протонов КЛ должны соответствовать условиям на орбите МКС в период максимума солнечной активности.

На рисунке 4.5 представлено два спектра плотности потока протонов КЛ в окрестности геомагнитного экватора (который грубо можно считать соответствующим географическому экватору): направленных вверх (от Земли) и вниз (к Земле). На спектре протонов, направленных вниз, легко заметить порог геомагнитного обрезания в окрестности 10 ГэВ. Наличие протонов под этим порогом, а также наличие потока протонов, направленного вверх, свидетельствует о том, что данные AMS содержат не только первичные ГКЛ, но и альбедные протоны, атмосферного происхождения. Эти данные далее будем называть “протоны КЛ”.

Для учета вклада нейтронного альбедо в модели фона использовались данные приведенные в работе [Drozdov et al., 2010] (смотри рисунок 4.6). В данной работе спектр нейтронов альбедо на высотах до 450 км был получен с помощью моделирования прохождения нейтронов через атмосферу.

Лептонное альбедо включило в себя два компонента: потоки электронов и позитронов. Для построения модели электронов использовались данные измерений АМС в высокоэнергичной области [Alcaraz et al., 2000b] и прибора Мария-2 в области низких энергий [Koldashov et al., 1995]. Для спектра позитронов использовались данные эксперимента Памела [Adriani et al., 2009] и прибора Мария-2 в низкоэнергичной области [Koldashov et al., 1995] (смотри рисунок 4.7).

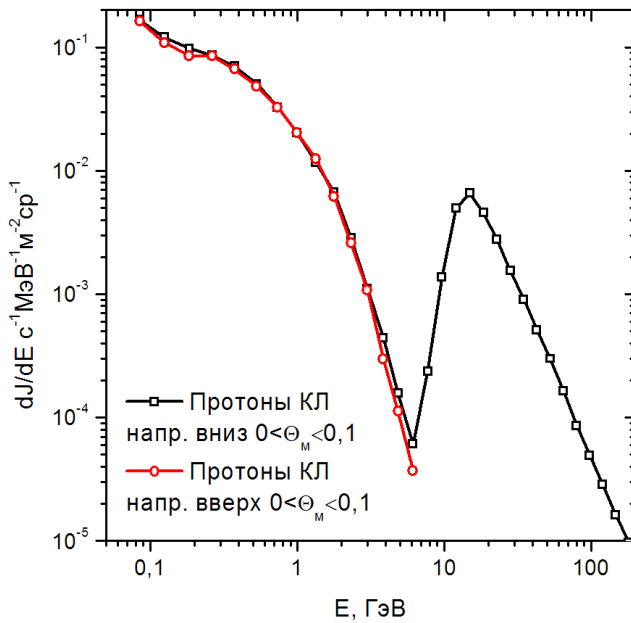


Рисунок 4.5 Спектр протонов КЛ на экваториальном участке орбиты.

Θ_M – геомагнитная широта.

По данным: [Alcaraz et al., 2000a]

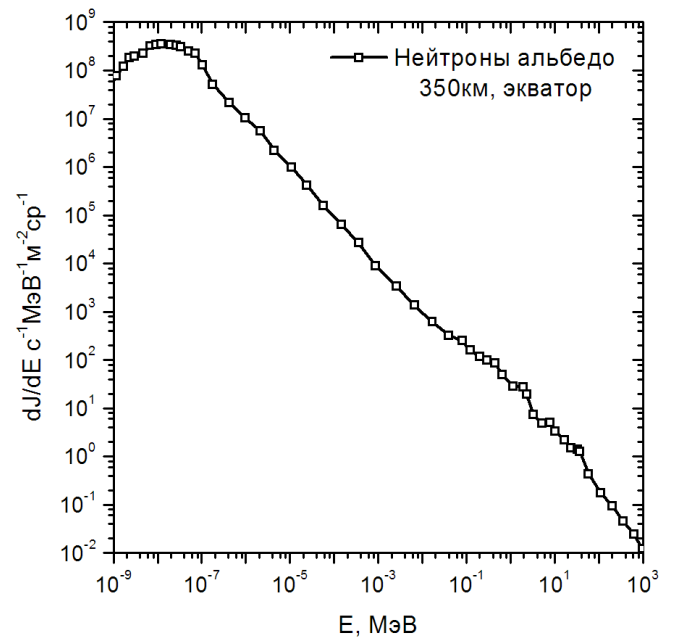


Рисунок 4.6 Спектр нейтронного альbedo на экваториальном участке орбиты.

По данным: [Drozдов et al., 2010]

Спектр ДКГИ, использовавшийся при моделировании, представлен на рисунке 4.8. Данный спектр, заимствованный из работы [Ajello et al., 2008], является результатом измерений нескольких космических инструментов.

На том же рисунке представлены два спектра альбедного гамма-излучения. Первый спектр – «Гамма-альbedo-1» (красная линия) взят из работы [Abdo et al., 2009]. Авторы указывают, что приведенные ими данные не вполне пригодны для совместного использования, так как получены разными инструментами при разных уровнях солнечной активности и усреднены по различным участкам орбиты. Однако, за неимением альтернативы, в настоящей работе данный спектр был принят в качестве модельного спектра гамма-альbedo на экваториальном участке орбиты. Также стоит отметить, что высокоэнергичная часть спектра (в диапазоне от 100 МэВ до 200 ГэВ) получена по данным измерений, проведенных инструментом Fermi/LAT в диапазоне широт от -25° до $+25^\circ$ в 2008-2009 годах, во время глубокого минимума солнечной активности.

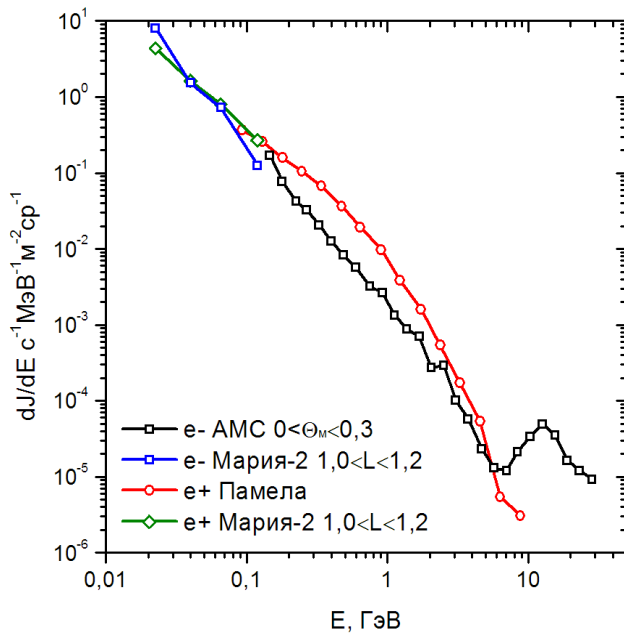


Рисунок 4.7 Спектры электронов и позитронов на экваториальном участке орбиты. По данным [Alcaraz et al., 2000b; Koldashov et al., 1995; Adriani et al., 2009]

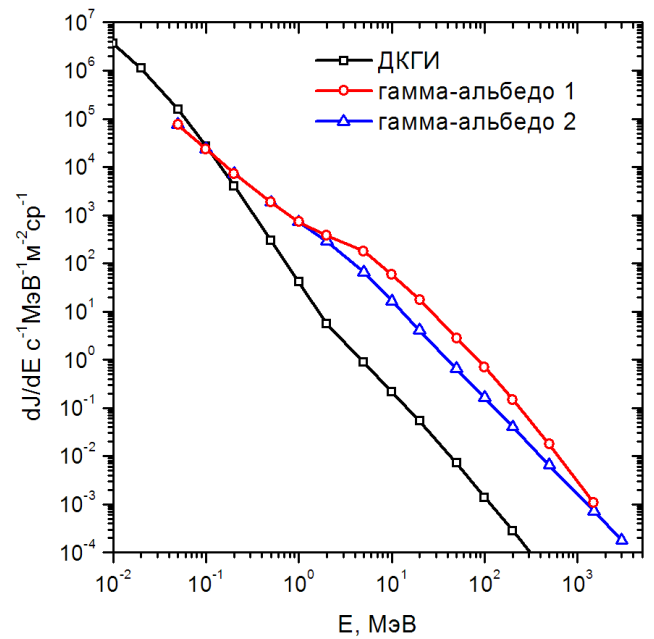


Рисунок 4.8 Спектр ДКГИ [Ajello et al., 2008], и два варианта спектра гамма-альbedo, построенные по данным [Abdo et al., 2009] (красный) и [Perty, 2005] (синий), подробнее смотри текст.

Спектр «Гамма-альbedo-2» (синяя линия) является компиляцией из двух наборов данных: в низкоэнергичной части этот спектр является описанным выше спектром гамма-альbedo из работы [Abdo et al., 2009], а в диапазоне выше 2 МэВ он получен усреднением измерительных данных инструмента CGRO/EGRET [Perty, 2005]. Усреднение потоков альбедного гамма-излучения проводилось по четырем направлениям (Север, Юг, Запад, Восток) для четырех диапазонов энергии (35-100 МэВ, 100-300 МэВ, 300-1000 МэВ, 1-10 ГэВ). Далее, исходя из высказанного в той же работе предположения, что спектр гамма-альbedo подчиняется степенному закону с индексом равным 2.0, был рассчитан спектр, показанный на рисунке 4.8. В работе [Perty, 2005] были использованы данные CGRO/EGRET, измеренные в диапазоне географических широт от -5° до $+5^\circ$ в течение всей длительности миссии (1991-2000), поэтому полученный спектр гамма-альbedo можно считать усреднённым по всему солнечному циклу.

Отклик детекторов на каждый фоновый источник моделировался отдельно. Для имитации изотропного распределения потоков частиц использовалась специальная геометрия пучка: источником частиц служила сфера с косинусоидальным угловым распределением первичных частиц. Для модели GRIS-1.5 радиус сферы составлял 0,4 м, для модели GRIS-1.5 + ISS-1.0 – 13 м, для модели KF-0.1 – 3 м. Расчет интенсивности источника изотропного излучения производился по формуле:

$$N_{ev} = \pi R^2 \Omega \Phi, \quad (4.1)$$

где R – радиус сферы источника, Φ – интеграл по энергии для какого-либо из спектров плотности потока частиц, приведенных на рисунках 4.5 – 4.8, Ω – телесный угол, из которого приходит излучение от соответствующего фонового источника. В таблице 4.1 приведены значения Φ и Ω для каждого фонового источника. Телесный угол для большинства источников был рассчитан исходя из того, что на высоте орбиты МКС Земля затеняет примерно 1/3 от полного телесного угла 4π . Для альбедного гамма-излучения Ω был рассчитан исходя из данных, приведенных в [Perty, 2005; Abdo et al., 2009], согласно которым гамма-альbedo наблюдается при значениях зенитного угла $>100^\circ$.

Таблица 4.1 Интегральные характеристики излучения фоновых источников

| Фоновый источник | Φ , м ⁻² ср ⁻¹ с ⁻¹ | Ω , ср |
|------------------------|---|---------------|
| Протоны КЛ напр. вверх | 66 | 1,33 π |
| Протоны КЛ напр. вниз | 167 | 2,67 π |
| Электроны альbedo | 341 | 4 π |
| Позитроны альbedo | 277 | 4 π |
| Нейтроны альbedo | 153 | 1,33 π |
| ДКГИ | 2,1 $\times 10^4$ | 2,67 π |
| «Гамма-альbedo-1» | 4,8 $\times 10^3$ | 1,65 π |
| «Гамма-альbedo-2» | 3,5 $\times 10^3$ | 1,65 π |

4.2.3 Верификация модели фона по данным прибора Наталья-2М

С целью верификации модели фонового космического излучения было проведено моделирование отклика модели KF-0.1 на различные источники фонового космического излучения и его результаты были сопоставлены с измерительными данными гамма-спектрометра КОРОНАС-ФОТОН/Наталья-2М.

Описание миссии КОРОНАС-ФОТОН и прибора Наталья-2М приведено в разделе 1.2.1 «Завершившиеся эксперименты, их описание и основные результаты». Здесь следует добавить, что высота орбиты КА КОРОНАС-ФОТОН составляла 550 км, а наклонение $82,5^\circ$. Измерения проводились в 2009 году в период минимальной солнечной активности. В качестве измеренных данных был взят спектр фонового излучения, набранный 26 ноября 2009 года на экваториальных участках нескольких витков орбиты, суммарное время набора спектра составило 50 мин. Привязка к энергетической шкале была проведена по данным полетных калибровок прибора, коррекция спектров на мёртвое время не производилась.

Было рассмотрено два варианта модели фонового излучения: в обоих учитывались все фоновые источники, описанные в предыдущем разделе, однако в первом случае в качестве альбедного гамма-излучения использовался спектр «Гамма-альбедо-1», а во втором «Гамма-альбедо-2». Пороги обоих АСЗ-детекторов при моделировании, так же как и во время измерений, были установлены на 2 МэВ. Сопоставление результатов моделирования с измерительными данными приведено на рисунке 4.9 и в таблице 4.2.

Различные каналы прибора Наталья-2М используют разное число детекторов и поэтому обладают существенно отличающимися эффективными площадями. Сшивка спектров по интенсивности на рисунке 4.9 проводилась умножением как модельных, так и измерительных спектров, на одну и ту же константу: 2 для L-канала и 12,7 для R3-канала. Для каналов L, M и H было получено достаточно хорошее совпадение, однако измеренный спектр канала R3 находится на 20-25%

ниже ожидаемого уровня. Это может быть вызвано как переоценкой времени набора спектра в R3-канале из-за влияния неучтенного мертвого времени, так и неверной оценкой ширины энергетического диапазона канала R3 из-за недостаточно точной калибровки.

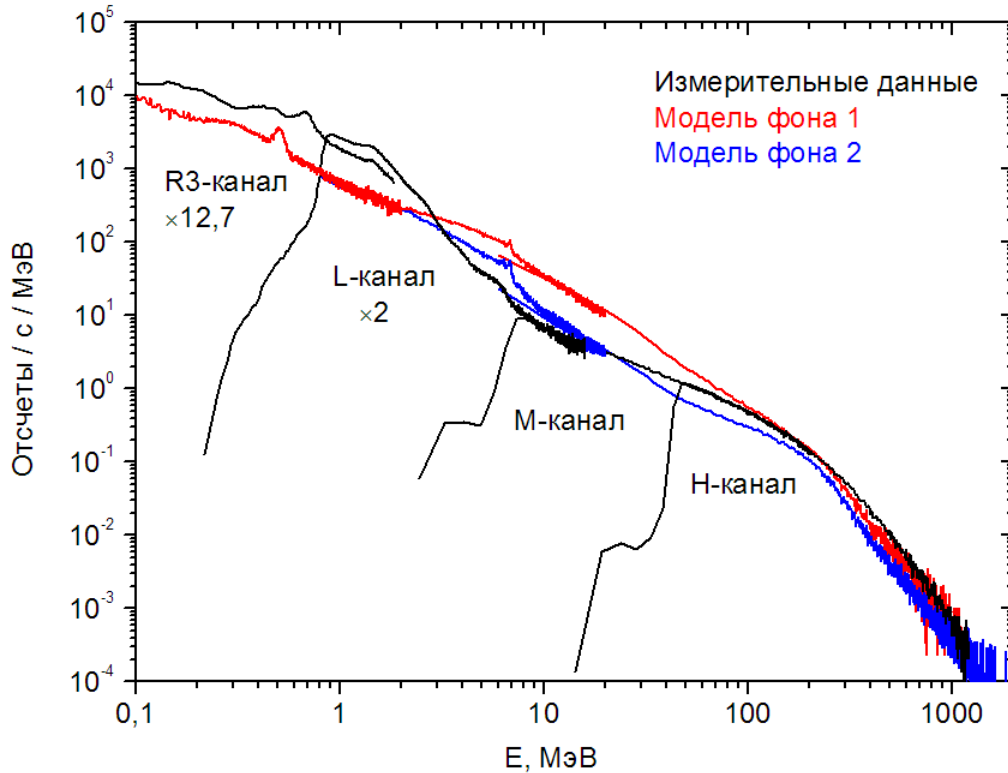


Рисунок 4.9 Сопоставление фонового спектра прибора Наталья-2М, полученного в экваториальной области орбиты с результатами моделирования. Описание вариантов моделей фона смотри в тексте.

В области энергий выше 50 МэВ обе модели фона показали неплохое согласие с экспериментальными данными, различаясь по интенсивности не более чем на 25%. В менее энергичной области (М-канал) «Модель фона-2» показала лучшее согласие с экспериментальными данными. Худшие результаты «Модели фона-1», скорее всего, связаны с недостатком данных в диапазоне 10 – 100 МэВ, приведенных в [Abdo et al., 2009] (всего две точки эксперимента 1977 года, подробные данные Fermi/LAT начинаются от 100 МэВ). В области энергий ниже 2 МэВ измеренный спектр примерно в 2-4 раза превышает модельный, что, вероятно, вызвано недоучетом в модельных данных активации материалов

прибора и КА. Дополнительную ошибку может вносить недооценка повышенной интенсивности альбедного гамма-излучения в низкоэнергичной области в период солнечного минимума.

Таблица 4.2 Фоновые скорости счета в каналах прибора Наталья-2М на экваториальном участке орбиты

| Канал | Измерительные данные, отсч./с | «Модель фона-1», отсч./с | «Модель фона-2», отсч./с |
|------------------|-------------------------------|--------------------------|--------------------------|
| R3 (0,1-1,8 МэВ) | $535,9 \pm 0,4$ | 215,3 | 215,3 |
| L (0,8-16 МэВ) | $1465,7 \pm 0,7$ | 837,5 | 596,4 |
| M (8-200 МэВ) | $183,2 \pm 0,2$ | 479,6 | 177,2 |
| H (50-1000 МэВ) | $81,7 \pm 0,2$ | 62,9 | 50,4 |

В целом, предложенная модель фона неплохо согласуется с результатами измерений прибора Наталья-2М. Значительная разница в скоростях счета наблюдается лишь на отдельных участках спектра, прежде всего в низкоэнергичной области (<2 МэВ). Второй вариант модели фона, использующий спектр «Гамма-альbedo-2», лучше согласуется с данными измерений в области средних энергий (8-200 МэВ), соответствующих диапазону измерений СКВ, и поэтому он был выбран для дальнейшего моделирования фоновой загрузки детекторов НА ГРИС.

4.2.4 Фоновая загрузка НА ГРИС на экваториальном участке орбиты

В данном разделе приведены результаты моделирования отклика детекторов НА ГРИС на каждый из источников фонового космического излучения, описанных в разделе 4.2.2 «Модель фонового космического излучения на околоземной орбите». В качестве альбедного гамма-излучения использовался спектр «Гамма-альbedo-2». Моделирование отклика детекторов на протоны КЛ и лептонное альbedo проводилось с помощью геометрической модели GRIS-1.5 +

ISS-1.0, а для всех остальных фоновых источников использовалась модель GRIS-1.5 + SM-1.1. Пороги срабатывания АСЗ-детекторов – 1 МэВ.

Также был рассмотрен вклад собственной активности кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 в фоновую загрузку детектора СКН. В качестве собственного фона $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ использовался спектр кристалла $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см, приведенный в работе [Quarati et al., 2012], фон кристалла CeBr_3 $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см был рассчитан по данным работы [Kotov et Al., 2016].

Результаты моделирования представлены на рисунке 4.10 и в таблице 4.3 (приведенные в таблице погрешности отражают статистическую обеспеченность расчетных данных).

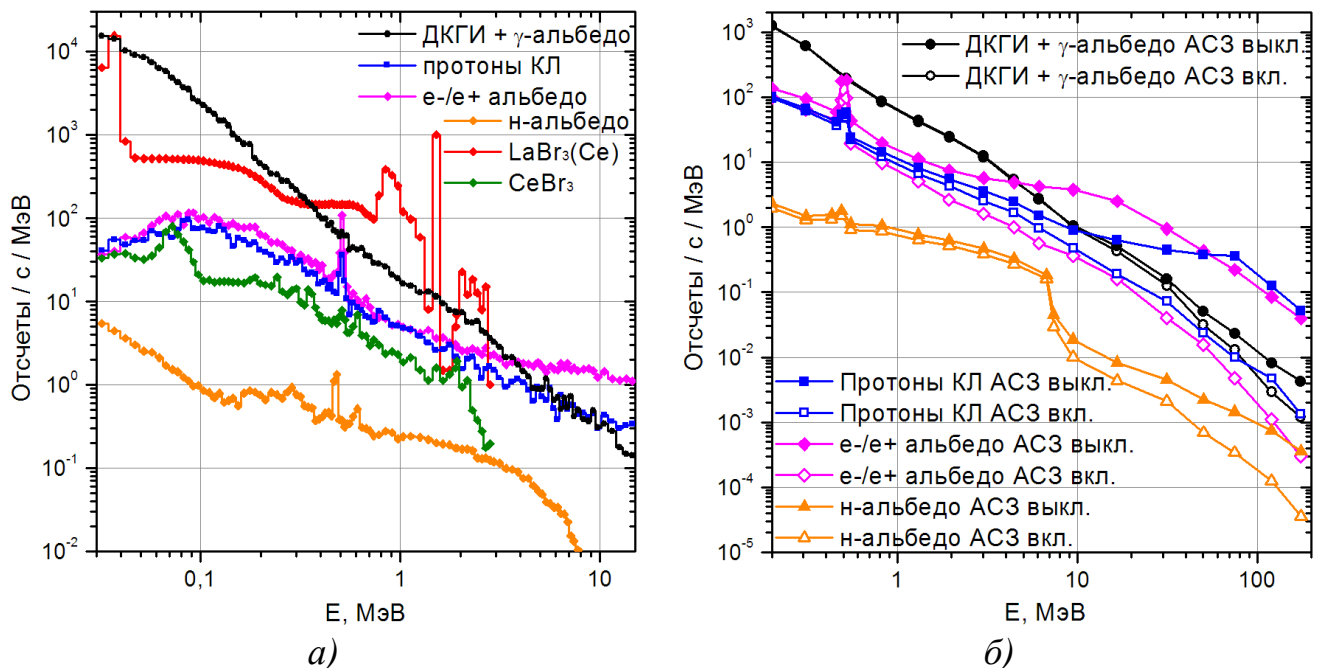


Рисунок 4.10 Результаты моделирования отклика а) СКН и б) СКВ на источники фонового излучения.

Моделирование показало, что среди источников фонового космического излучения основной вклад в загрузку детекторов СКН и СКВ в диапазоне энергий до 3-5 МэВ вносит диффузное и альбедное гамма-излучения (далее гамма-фон). Для детектора СКН собственный фон $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ превышает гамма-фон в области энергий 0,3-2 МэВ, особенно сильно сказываясь на скорости счета в поддиапазоне СКН-2 (0,4-15 МэВ), увеличивая его фоновую загрузку в три раза. Собственный

фон кристалла CeBr_3 пренебрежимо мал по сравнению с внешними источниками, по крайней мере, на порядок уступая по интенсивности гамма-фону во всем диапазоне энергетической шкалы СКН.

Так как конверсионная эффективность большинства кристаллических сцинтилляторов сильно зависит от плотности ионизации [Moses et al., 2012], их световыход различается в зависимости от сорта регистрируемых частиц. В рассматриваемой модели не учитывается различие отклика детекторов на частицы разных сортов. Однако это не должно оказать значительного влияния на результаты, представленные в данном и последующих разделах, так как ожидаемое смешение компонентов спектра энерговыделений от протонов будет составлять менее 15% [Богомолов и др., 1996].

4.2.5 Оценка эффективности применения АСЗ-детекторов для СКН и СКВ

На ранних этапах разработки НА ГРИС для уменьшения фоновой загрузки от потоков заряженных частиц для детекторов СКН и СКВ предполагалось использование полистирольных антисовпадательных защитных детекторов (АСЗ-детекторов). Однако представленные выше данные моделирования показали, что при работе на орбите фоновая загрузка детекторов определяется не только потоками заряженных частиц, но и, в значительной мере, нейтральными частицами – рентгеновскими и гамма квантами, эффективность регистрации которых полистирольными детекторами невелика.

Помимо космического гамма-фона, доминирующего в области энергий ниже 3-5 МэВ, свой вклад в фон вносят вторичные фотоны, рождающиеся при взаимодействии протонов КЛ и альбедного излучения с веществом станции. Вклад вторичных частиц наибольший в данных, полученных для протонов КЛ, для которых применение АСЗ-детектора приводит к снижению фоновой скорости счета в области энергий ниже 10 МэВ всего на 20% (смотри таблицу 4.3 поддиапазон СКВ-1 и рисунок 4.10).

Суммарный эффект снижения загрузки от всех компонентов космического фона при применении АСЗ в поддиапазоне СКВ-1 (0,2-10МэВ) составляет 16%, причем из данных рисунка 4.10 видно, что эффективность применения АСЗ снижается с уменьшением энергии. Достаточно высокую эффективность полистирольные детекторы показывают в окрестности 10 МэВ, где применение АСЗ позволяет добиться снижения фона в 3,3 раза. В окрестности 6 МэВ данный показатель составляет уже 1,9 раза, а для 2 МэВ всего 1,2 раза.

Результатов аналогичных полученным для поддиапазона СКВ-1 следовало бы ожидать в случае применения АСЗ для CeBr_3 варианта СКН и еще меньший относительный вклад заряженных частиц в фоновую загрузку для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ варианта СКН, где дополнительным источником фона является собственная активность кристалла. Однако, так как для НА ГРИС требования по спектрометрии с высоким энергическим разрешением фактически ограничиваются энергией 6,1 МэВ (линией ^{16}O в спектре вспышки), целесообразность применения АСЗ-детекторов для СКН выглядит не убедительной. Поэтому было принято решение отказаться от его применения. Дополнительными аргументами в пользу отказа от одного из детекторов АСЗ также послужили: упрощение конструкции ГРИС-БД, уменьшение массы НА и сокращение количества каналов регистрации.

АСЗ-детекторы СКВ, в свою очередь, показали высокую эффективность подавления фона в высокоэнергичной области, где основной вклад вносят заряженные частицы. Так в окрестности 100 МэВ фоновая скорость счета при применении АСЗ падает примерно в 17 раз (смотри рисунок 4.10 б)). Также важную роль подавление фона заряженных частиц с помощью АСЗ-детекторов СКВ должно играть при регистрации солнечных нейтронов: разделение нейтронного и гамма-излучения будет производиться по форме сцинтилляционного импульса $\text{CsI}(\text{Tl})$, тогда как выделение нейтронного сигнала на фоне космических протонов и α -частиц возможно только при дискриминации последних с помощью полистирольных АСЗ-детекторов.

Таблица 4.3 Фоновые скорости счета детекторов НА ГРИС на экваториальном участке орбиты (отсчеты/с)

| | СКН-1 0,03-2 МэВ | СКН-2 0,4-15 МэВ | СКВ-1 0,2-10 МэВ АСЗ выкл. | СКВ-1 0,2-10 МэВ АСЗ вкл. | СКВ-2 1-200 МэВ АСЗ выкл. | СКВ-2 1-200 МэВ АСЗ вкл. |
|---|---------------------|------------------------|----------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|
| ДКГИ + γ-альbedo-2* | 688 ± 6 | 48,3 ± 0,5 | 295 ± 1 | 287 ± 1 | 92,0 ± 0,8 | 86,2 ± 0,8 |
| Протоны КЛ** | 24,8 ± 0,3 | 16,7 ± 0,3 | 52,4 ± 0,5 | 41,8 ± 0,4 | 68,6 ± 0,5 | 21,6 ± 0,3 |
| Электроны альbedo** | 13,5 ± 0,2 | 15,6 ± 0,3 | 39,5 ± 0,4 | 12,8 ± 0,2 | 58,6 ± 0,5 | 5,3 ± 0,1 |
| Позитроны альbedo** | 20,7 ± 0,2 | 16,8 ± 0,2 | 53,1 ± 0,4 | 26,1 ± 0,3 | 59,1 ± 0,4 | 9,1 ± 0,1 |
| Нейтроны альbedo* | 0,96 ± 0,03 | 0,92 ± 0,03 | 3,79 ± 0,06 | 3,18 ± 0,05 | 2,94 ± 0,05 | 2,34 ± 0,04 |
| Собств. фон LaBr ₃ (Ce)/CeBr ₃ | 427*** / 11,3 | 221*** / 4,4 | - | - | - | - |
| Суммарный фон | 1175 / 759 ± 6 | 319,3 / 102,7 ± 0,7 | 444 ± 1 | 371 ± 1 | 281 ± 1 | 125 ± 1 |

* – модель GRIS-1.5+ISS-1.0, ** – модель GRIS-1.5+SM-1.1, *** – по данным [Quarati et al., 2012]

Необходимо также отметить, что приведенные в данном разделе выводы никак не умаляют эффективности применения толстых АСЗ-детекторов из неорганических сцинтилляторов, использующихся для подавления фона рентгеновского и гамма-излучения, как, например, в инструментах OSO-7/GRS [Chupp et al., 1973] и SMM/GRE [Forrest et al., 1980] (смотри раздел 1.2.1 «Завершившиеся эксперименты, их описание и основные результаты»).

4.2.6 Широтная вариация фоновой загрузки детекторов НА ГРИС

Как уже отмечалось выше, поток ГКЛ, достигающий низкой околоземной орбиты, а, следовательно, и продуцируемое им альбедное нейтронное и гамма-излучения, сильно изменяются при движении КА по орбите из-за эффекта геомагнитного обрезания. Минимальная загрузка детекторов гамма-излучения наблюдается в области экватора, тогда как на высокоширотных участках орбиты (в окрестности 50° для МКС) происходит значительное повышение фоновой скорости счета.

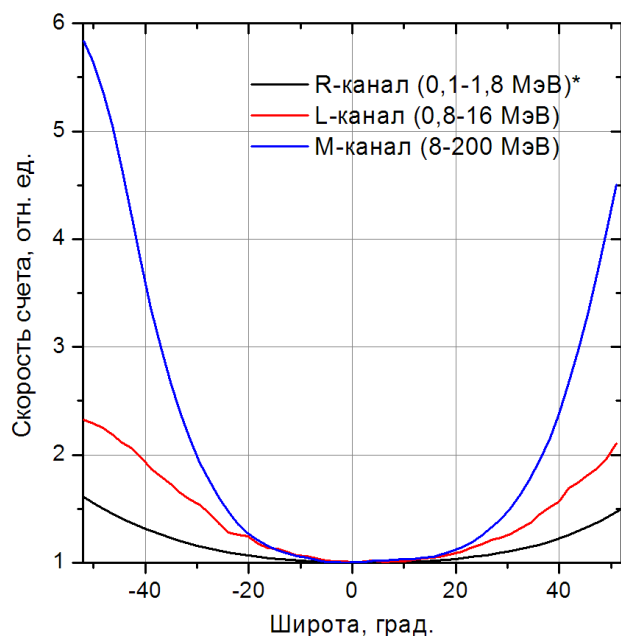


Рисунок 4.11 Широтные вариации скоростей счета в каналах прибора Наталья-2М.

* — по данным: [Кириченко, 2010]

Для оценки вариации фоновой загрузки детекторов НА ГРИС при движении МКС по орбите снова были рассмотрены данные прибора КОРОНАС-ФОТОН/Наталья-2М. На этот раз по данным прибора были построены усреднённые за сутки зависимости скоростей счета в каналах R (0,1-1,8 МэВ), L (0,8-16 МэВ) и M (8-200 МэВ) от географической широты (смотри рисунок 4.11). Для L и M-каналов использовались данные, полученные прибором 26 ноября 2009 года, при этом витки с прохождением

ЮАА из анализа исключались. Широтная вариация для R-канала (0,1-1,8 МэВ) получена усреднением широтных зависимостей, рассчитанных [Кириченко, 2010]. Заметное различие южных и северных половинок приведенных кривых обусловлено асимметричным положением оси геомагнитного поля относительно оси вращения Земли.

Наибольшее возрастание скорости счета наблюдается в высокоэнергетичном М-канале (в 4,5-5,8 раз), тогда как менее энергетичные R и L-каналы демонстрируют заметно меньшую вариацию: 1,5-1,6 и 2,1-2,3 раза, соответственно. Вероятно, значительный вклад в загрузку R и L-каналов вносит долговременная активация, уровень которой не зависит от широты, а определяется, в первую очередь, интенсивностью радиации внутреннего РПЗ. Тогда как фоновая загрузка М-канала, практически не захватывающего активационное излучение, определяется потоками вторичных гамма-квантов от ГКЛ и альбедного гамма-излучения, варьирующимися геомагнитным полем. Прямые протоны и α -частицы ГКЛ исключены из регистрации в каналах прибора Наталья-2М, благодаря работе АСЗ-детекторов.

Фоновые скорости счета R и L-каналов прибора Наталья-2М можно разделить на два компонента, обусловленные долговременной активацией и космическим фоном. Здесь и далее будем называть космическим фоном суммарный вклад всех источников фонового космического излучения, рассмотренных в разделе 4.2.2 «Модель фонового космического излучения на околоземной орбите». Тогда, учитывая, что долговременная активация не подвержена широтной вариации, и предполагая, что наблюдаемый избыток скоростей счета в измерительных данных каналов R3 и L по сравнению с результатами моделирования (смотри таблицу 4.2) обусловлен исключительно вкладом не учитываемой при моделировании долговременной активации, можно рассчитать вариацию скорости счета от космического фона (v_c):

$$v_c = \frac{vC_m - C_a}{C_c} = \frac{C_m(v-1)}{C_c} + 1, \quad (4.2)$$

где C_m – скорость счета в канале на экваторе по измерительным данным, приведённым в таблице 4.2, C_c – скорость счета в канале согласно «Модели фона-2» в той же таблице, $C_a = C_m - C_c$ – вклад долговременной активации, ν – широтная вариация, приведенная на рисунке 4.11. Тогда значения ν_c на широте 50° для R3-канала равняется 2,2 а для L-канала – 4.

К сожалению, из-за значительного расхождения энергетических диапазонов каналов прибора Наталья-2М с поддиапазонами детекторов НА ГРИС, невозможно напрямую сопоставить полученные широтные вариации скоростей счета в каналах R, L и M с результатами моделирования, приведенными в разделе 4.2.4 «Фоновая загрузка детекторов НА ГРИС на экваториальном участке орбиты». Однако можно попытаться провести грубую оценку вариаций. Минимальную вариацию космического фона ($\nu_c \leq 2$) следует ожидать в поддиапазоне СКН-1 (0,05-2 МэВ), где основной вклад вносит не подверженное вариациям ДКГИ. Поддиапазоны СКН-2 (0,4-15 МэВ) и СКВ-1 (0,2-10 МэВ), вероятнее всего, будут вести себя подобно R и L-каналам прибора Наталья-2М, то есть ν_{ext} для них будет лежать в диапазоне 2-4. Высокоэнергичная часть поддиапазона СКВ-2 (10-200 МэВ) должна вести себя похожим с M-каналом образом и иметь широтную вариацию в диапазоне 4-6.

В таблице 4.4 приведена грубая оценка загрузки детекторов НА ГРИС на экваториальном и высокоширотном участках орбиты. Оценка была проведена, исходя из трех факторов: космического фонового излучения, его широтной вариации и долговременной активации. Вклад активации был рассчитан в предположении, что в области энергий до 2 МэВ активация может служить причиной повышения суммарной фоновой загрузки в 2-4 раза. На основании этих данных, с учетом полученных оценок широтных вариаций рассчитаны оценочные интервалы скоростей счета в поддиапазонах детекторов СКН и СКВ. Там же, для сравнения, приведен вклад в загрузку детектора СКН собственного фона кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce}) \varnothing 7,6 \times 7,6$ см.

Таблица 4.4 Вклады различных факторов в фоновую загрузку детекторов НА ГРИС на экваториальном и высокоширотном участках орбиты (отсч./с)

| | Косм. фон | Активация | Сумм. фон экватор | Широтная вариация косм. фона | Сумм. фон выс. широты | Собств. фон LaBr ₃ (Ce) |
|---------------------------------|-------------------|---------------------------|--------------------------|------------------------------|--------------------------|------------------------------------|
| СКН-1 0,03-2 МэВ | $7,5 \times 10^2$ | (7,5-22) $\times 10^2$ | (15-30) $\times 10^2$ | 2 | (22-37) $\times 10^2$ | 4×10^2 |
| СКН-2 0,4-15 МэВ | 1×10^2 | (1-3) $\times 10^2$ | (2-4) $\times 10^2$ | 2-4 | (3-7) $\times 10^2$ | 2×10^2 |
| СКВ-1 0,2-10 МэВ АСЗ вкл. | $3,7 \times 10^2$ | (3,7-11) $\times 10^2$ | (7-15) $\times 10^2$ | 2-4 | (11-26) $\times 10^2$ | - |
| СКВ-2 10-200 МэВ АСЗ вкл. | 17 | 0 | 17 | 4-6 | (0,7-1) $\times 10^2$ | - |

4.3 Расчетная оценка отклика детекторов НА ГРИС на солнечные вспышки различной мощности и спектрального состава

4.3.1 Солнечная вспышка средней мощности SOL1989-12-10(M1.8)

Спектры солнечных вспышек малой и средней мощности чаще всего включают в себя только два компонента: тепловой и нетепловой. (подробнее смотри раздел 1.1.1 «Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек»). В целом, по мере увеличения рентгеновского класса вспышки, определяющегося по мощности излучения в диапазоне 1-8 Å (1,55-12,4 кэВ), происходит рост интенсивности и уплощение (уменьшение показателя) спектра нетеплового компонента, постепенно появляется излучение, индуцируемое ускоренными

ионами: ядерные гамма-линии, нейтроны и пионный компонент. Однако нет прямого соответствия между классом вспышки и характеристиками жёсткого компонента ее спектра. Поэтому, в строгом смысле, нельзя сопоставить порог чувствительности детекторов НА ГРИС с тем или иным уровнем рентгеновской мощности.

Для оценки порога чувствительности НА ГРИС было проведено моделирование отклика СКН и СКВ на “типичную” солнечную вспышку средней мощности. Для выбора параметров “типичной” вспышки был проанализирован каталог событий, зарегистрированных инструментом SMM/GRS с 1981 по 1989 годы [Vestrand et al., 1999]. По приведенным в каталоге данным о 92 событиях класса М были рассчитаны медианные значения следующих параметров: флюенс в диапазоне 0,3-8,5 МэВ – 18 фотон/см², показатель спектра – -2.7, и длительность события – 98 с. Далее из каталога было выбрано событие SOL1989-12-10(M1.8) по своим параметрам (22,2 фотон/см², -2.66, 114 с) наиболее близкое к медианной вспышке.

Моделировался отклик геометрической модели GRIS-1.5 на параллельный поток рентгеновского и гамма-излучения, падавший параллельно оси блока детекторов, и имевший параметры спектра аналогичные событию SOL1989-12-10(M1.8), но пересчитанные на энергический диапазон 0,03-15 МэВ (смотри таблицу 4.5).

Таблица 4.5 Параметры модельного спектра вспышки SOL1989-12-10(M1.8)

| Нетепловой спектр | | | |
|-------------------|------------------|----------|-------------------------------|
| E_{\min} , МэВ | E_{\max} , МэВ | δ | Флюенс, фотон/см ² |
| 0,03 | 15 | -2,66 | 1019 |

На рисунке 4.12 приведен отклик детекторов СКН и СКВ на вспышку SOL1989-12-10(M1.8). Для сравнения также приведены отклики детекторов СКН и СКВ на космический фон на экваториальном участке орбиты и собственный фон кристалла LaBr₃(Ce) $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см. Видно, что усреднённая по времени

скорость счета от вспышки значительно уступает фоновой загрузке во всем диапазоне энергий и спектр “типичной” вспышки спадает с ростом энергии быстрее фонового. Следовательно, снижение порога регистрации СКН до 20-30 кэВ, а СКВ до 100 кэВ может привести к заметному росту чувствительности детекторов НА ГРИС к солнечным вспышкам средней и малой мощности.

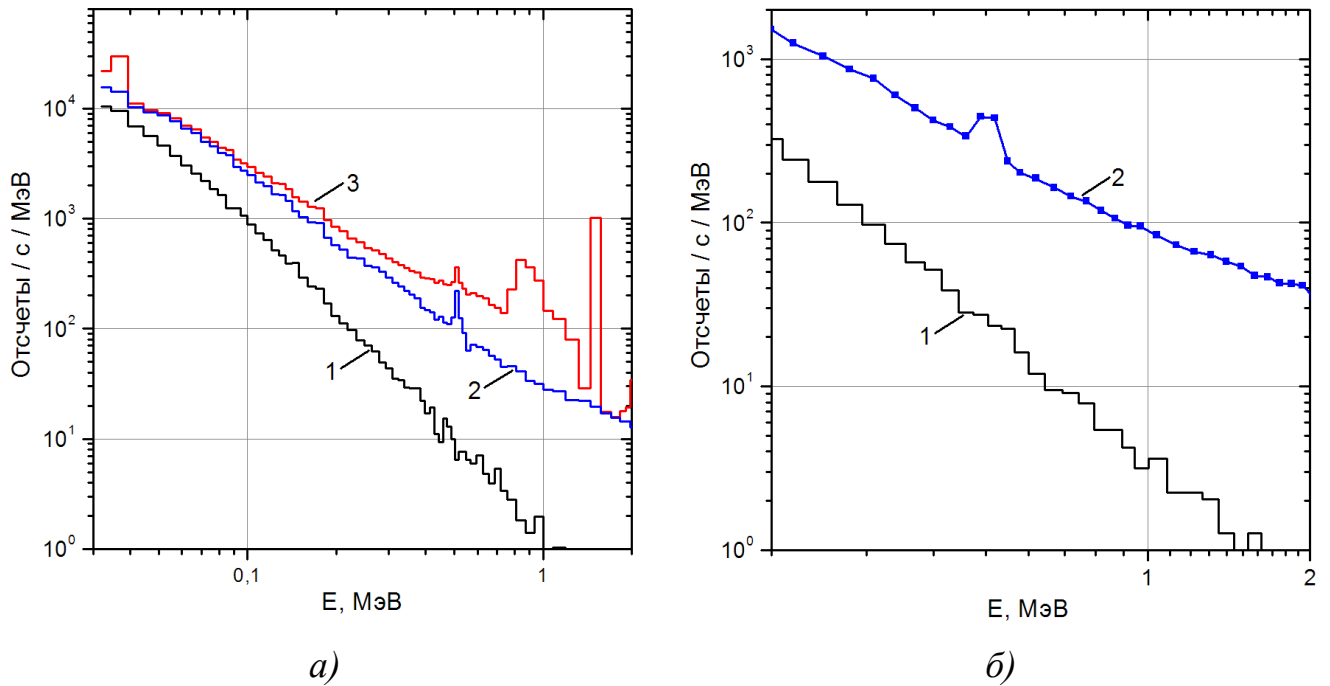


Рисунок 4.12 Результаты моделирования отклика детекторов а) СКН и б) СКВ на солнечную вспышку SOL1989-12-10(M1.8). 1 – спектр вспышки, 2 – косм. фон на экваторе, 3 – косм. фон + собственный фон $\text{LaBr}_3(\text{Ce}) \varnothing 7,6 \times 7,6$ см.

Интенсивность события SOL1989-12-10(M1.8), как и любой другой солнечной вспышки, неравномерно распределена во времени. По данным приведенным в каталоге [Vestrand et al., 1999] был построен представленный на рисунке 4.13 временной профиль события, как если бы оно было зарегистрировано детекторами НА ГРИС. Там же точечным пунктиром обозначено среднеквадратичное отклонение (СКО) минимально возможной фоновой скорости счета детекторов (σ_{min}): учтен только космический фон на экваториальном участке орбиты. Штриховым пунктиром обозначено СКО максимальной ожидаемой фоновой загрузки (σ_{max}): с учетом космического фона на высокоширотном участке орбиты, долговременной активации и собственного

фона $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (подробнее смотри раздел 4.2.6 «Широтная вариация фоновой загрузки детекторов НА ГРИС»). Цифры слева соответствуют значениям минимальной СКО, цифры справа – максимальной. По приведённым временным профилям видно, что для наихудших условий наблюдения уровень 3σ превзойдён только в диапазоне 0,03-0,1 МэВ детектора СКН. В диапазоне СКН 0,1-0,2 МэВ уровень 3σ превышает только для минимально возможной фоновой загрузки. В диапазоне 0,2-0,75 МэВ статистически значимое превышение над фоном достигается только детектором СКВ при минимальной загрузке.

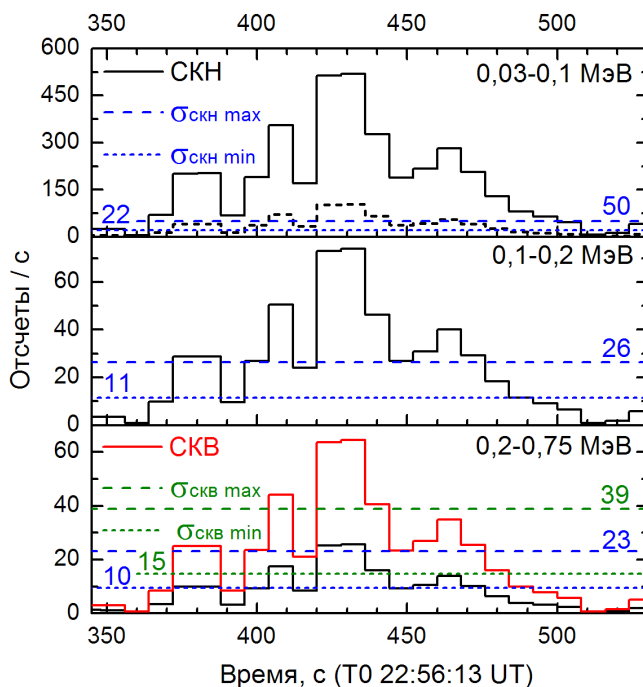


Рисунок 4.13 Результаты моделирования отклика детекторов СКН и СКВ на вспышку SOL1989-12-10(M1.8).

Сплошные линии – временные профили скоростей счета детекторов, пунктирные линии: СКО фона (подробнее смотри текст).

составляет около 100 отсч./с, что достаточно для превышения уровня 3σ только для наилучших условий наблюдения.

Так как данные для события SOL1989-12-10(M1.8) в каталоге [Vestrand et al., 1999] приведены для энергии >300 кэВ, экстраполяция спектра вспышки до 30 кэВ проводилась, исходя из предположения о простом степенном законе спектра: без излома в области низких энергий, что не является верным для большинства вспышек. Поэтому, на рисунке 4.13 в диапазоне 0,03-0,1 МэВ приведена черная пунктирная линия, соответствующая предположению, что из-за излома в спектре поток излучения от вспышки в области низких энергий в 5 раз ниже ожидаемого из простой экстраполяции. В этом случае пиковая скорость счета в детекторе СКН

Из представленных результатов моделирования можно заключить, что вспышка SOL1989-12-10(M1.8), являясь медианной для инструмента SMM/GRS, лежит близко к порогу чувствительности детекторов НА ГРИС. В случае если бы вспышка произошла в момент прохождения экваториального участка орбиты, событие, скорее всего, удалось бы выделить в измерительных данных прибора. Тогда как на высокоширотном участке или при очень высоком уровне долговременной активации, статистической значимости полученных данных явно было бы недостаточно для надежного выделения события.

4.3.2 Солнечная вспышка SOL2002-07-23(X4.8) с выраженными гамма-линиями в спектре

Обычно, гамма-линии наблюдаются в спектрах достаточно мощных солнечных вспышек, чаще всего обладающих рентгеновским классом X. Для оценки чувствительности детекторов СКН и СКВ к излучению вспышечных гамма-линий, а также для оценки ожидаемой загрузки детекторов была выбрана мощная вспышка SOL2002-07-23(X4.8). Энергетический спектр данного события измерен RHESSI [*Lin et al., 2002*] с высоким энергетическим разрешением, а характеристики различных компонентов спектра вспышки были подробно описаны в целом ряде публикаций.

Моделировался отклик геометрической модели GRIS-1.5 на параллельный поток излучения, падавший параллельно оси блока детекторов. Параметры модельного спектра вспышки SOL2002-07-23(X4.8), усреднённые по временному интервалу 00:24:20-00:43:20 UT, представлены в таблице 4.6.

Тепловой компонент спектра описывался формулой:

$$N_t(E) = A \times \frac{e^{-\frac{E}{kT}}}{E\sqrt{T}}, \quad (4.3)$$

где T – температура плазмы, A – коэффициент пропорциональности, E – энергия излучения. Параметры T и A были рассчитаны по данным, приведенным в работе [Caspi and Lin, 2010].

Спектр нетеплового компонента задавался кусочно-степенной функцией с двумя изломами. Показатель и интенсивность спектра в диапазоне 20-100 кэВ были определены по данным работы [Caspi and Lin, 2010], а в диапазонах 0,1-0,55 и 0,55-15 МэВ по данным [Share et al., 2003b]. Ширина и интенсивность узких гамма-линий взяты из работ: [Smith et al., 2003] – узкие ядерные линии, [Murphy et al., 2003] – линия n-захвата и [Share et al., 2003b] – аннигиляционная линия. Флюенс широких гамма-линий вычислен как разность суммарного флюенса ядерных линий, приведенного в работе [Share et al., 2003b] и флюенса узких ядерных линий, рассчитанного по данным [Smith et al., 2003]. Энергия, ПШПВ и относительная интенсивность широких ядерных линий были получены из данных работы [Murphy et al., 1990].

На рисунке 4.14 представлены результаты моделирования отклика детекторов СКН и СКВ на вспышку SOL2002-07-23(X4.8), а также фоновые спектры на экваториальном участке орбиты, описанные в разделе 4.2.4 «Фоновая загрузка детекторов НА ГРИС на экваториальном участке орбиты». Видно, что в диапазоне энергий <2 МэВ вспышечный спектр превосходит по интенсивности космический фон. Собственный фон $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ значительно повышает загрузку детектора СКН в диапазоне 0,7-3 МэВ, ухудшая условия измерений.

Временные профили события SOL2002-07-23(X4.8), построенные по данным работы [Lin et al., 2003], представлены на рисунке 4.15. Пунктирными линиями обозначены СКО минимально и максимально возможной фоновой загрузки детекторов (подробнее смотри раздел 4.3.1 «Гамма-вспышка средней мощности SOL1989-12-10(M1.8)»). На графиках без пунктирных линий СКО фона значительно уступает скорости счета от солнечной вспышки. На приведенных профилях видно, что для детектора СКН до энергии 6 МэВ, а для детектора СКВ до 10 МэВ скорость счета от вспышки превышает

Таблица 4.6 Параметры модельного спектра вспышки SOL2002-07-23(X4.8)
для временного интервала 00:24:20-00:43:20 UT

| Тепловой спектр | | | | |
|--------------------------------|------------------|-----------|-------------------------------|-------------------------------|
| E_{\min} , кэВ | E_{\max} , кэВ | T, МК | A | Флюенс, фотон/см ² |
| 20 | 100 | 35,6 | 2.1×10^{14} | $4,68 \times 10^6$ |
| Нетепловой спектр | | | | |
| E_{\min} , кэВ | E_{\max} , кэВ | δ | Флюенс, фотон/см ² | |
| 20 | 100 | -2,81 | $4,85 \times 10^5$ | |
| 100 | 550 | -2,92 | $2,53 \times 10^4$ | |
| 550 | 15000 | -2,11 | $1,68 \times 10^3$ | |
| Узкие гамма-линии | | | | |
| | Энергия, кэВ | ПШПВ, кэВ | Флюенс, фотон/см ² | |
| ⁵⁶ Fe | 847 | 1,2 | 8,91 | |
| ²⁴ Mg | 1369 | 21 | 33,6 | |
| ²⁰ Ne | 1634 | 17,6 | 25,4 | |
| ²⁸ Si | 1779 | 16,7 | 20,3 | |
| ¹² C | 4438 | 92 | 34,0 | |
| ¹⁶ O | 6129 | 122 | 40,3 | |
| e ⁺ /e ⁻ | 511 | 8,1 | 85,5 | |
| n-захват | 2223 | 5 | 170 | |
| Широкие гамма-линии | | | | |
| | Энергия, кэВ | ПШПВ, кэВ | Флюенс, фотон/см ² | |
| | 811 | 218 | 85 | |
| | 1515 | 759 | 25 | |
| | 1673 | 2749 | 253 | |
| | 4267 | 1350 | 23 | |
| | 5931 | 3357 | 47 | |

(или, по крайней мере, не уступает) уровню 3σ для наихудших условий наблюдения. В интервале энергий 6-15 МэВ статистической обеспеченности события в детекторе СКН явно недостаточно, даже максимум интенсивности вспышки не достигает уровня 3σ для минимального фона.

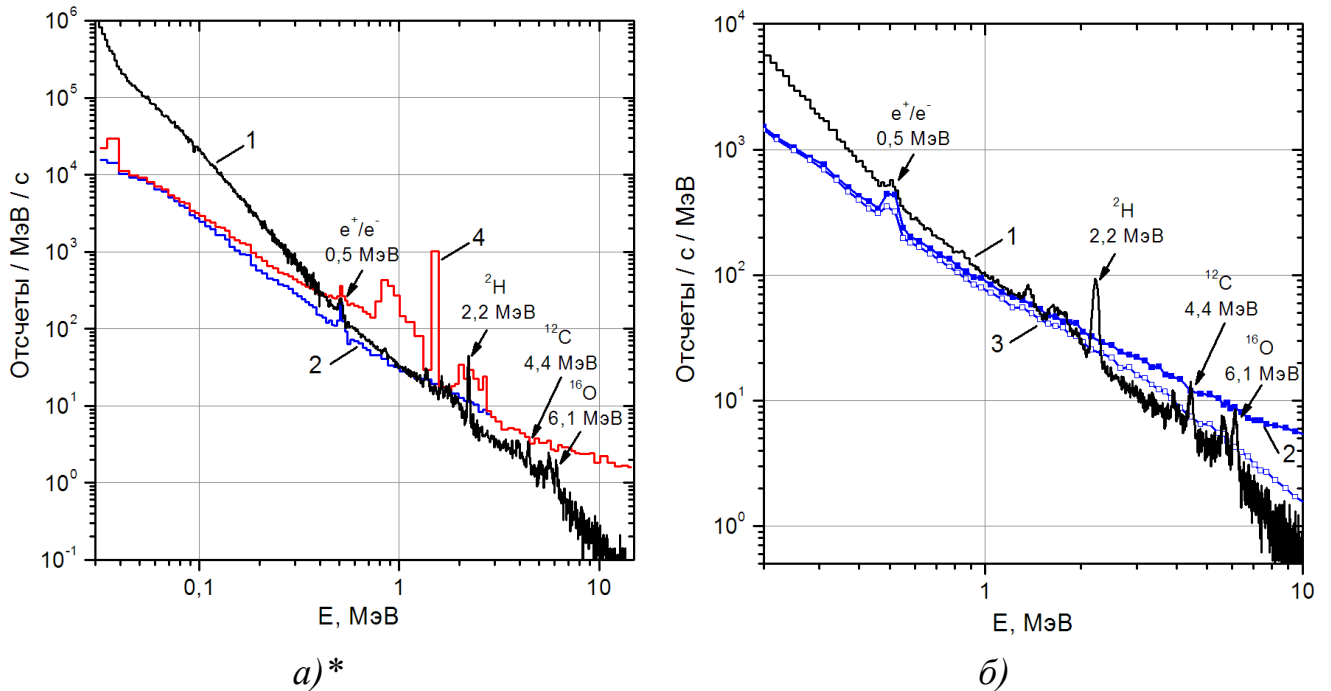


Рисунок 4.14 Результаты моделирования отклика детекторов а) СКН и б) СКВ на солнечную вспышку SOL2002-07-23(X4.8). 1 – спектр вспышки, 2 – косм. фон на экваторе, АСЗ выкл. 3 – косм. фон на экваторе, АСЗ вкл., 4 – косм. фон + собственный фон $\text{LaBr}_3(\text{Ce}) \varnothing 7,6 \times 7,6$ см. * – источник: [Kotov et al., 2015]

По данным приведенным на рисунке 4.15 также можно оценить пиковую загрузку детекторов НА ГРИС во время регистрации вспышки SOL2002-07-23(X4.8). Максимальная скорость счета детектора СКН составляет 2×10^4 отсч./с, в случае если нижняя граница энергетического диапазона СКН равняется 30 кэВ, и $\sim 10^5$ отсч./с для порога 20 кэВ. Примем время, затрачиваемое электроникой на обработку одного импульса от детектора равным времени интегрирования сигнала. Если оно равняется 1 мкс для детектора СКН, то доля метрового времени в случае порога 30 кэВ составит 2%, а для порога 20 кэВ – $\sim 10\%$.

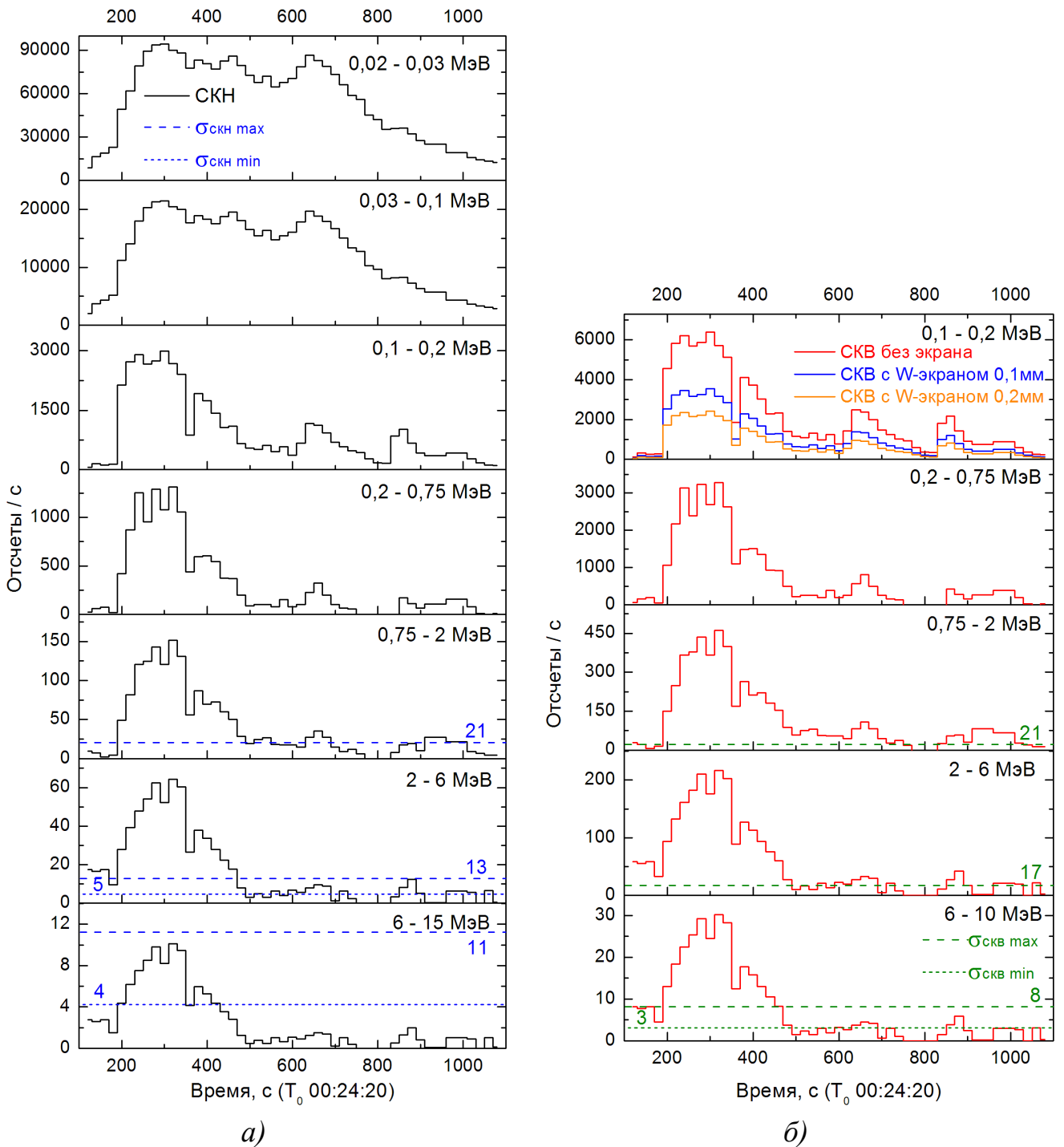


Рисунок 4.15 Результаты моделирования отклика детекторов а) СКН и б) СКВ на вспышку SOL2002-07-23(X4.8). Сплошные линии – временные профили скоростей счета детекторов, пунктирные линии: СКО фона (подробнее смотри текст).

Для детектора СКВ пиковая нагрузка и мёртвое время при нижнем пороге 200 кэВ равняются 4×10^3 отсч./с и 4% (при 10 мкс времени интегрирования). В случае

снижения энергетического порога до 100 кэВ загрузка детектора зависит от типа упаковки кристалла CsI(Tl): 6×10^3 отсч./с если применяется вольфрамовый экран толщиной 0,2 мм и 10^4 отсч./с если никаких дополнительных защитных мер не применяется. Доля мертвого времени изменяется в диапазоне от 6% до 10%.

Событие SOL2002-07-23(X4.8) можно рассматривать как типичный пример мощной солнечной вспышки, так как вспышки значительно большей рентгеновской мощности происходят крайне редко. Так, по данным, приведенным на web-странице¹, с 1978 года было зарегистрировано всего 17 солнечных вспышек рентгеновского класса выше X10. Поэтому проведенный в данном разделе анализ можно рассматривать как грубую оценку пиковых загрузок детекторов СКН и СКВ во время регистрации “типичной” мощной солнечной вспышки.

4.3.3 Солнечная вспышка SOL2003-10-28(X17) с пионным компонентом в спектре

Вспышка SOL2003-10-28(X17) является одним из самых мощных солнечных событий произошедших в эпоху космических инструментальных наблюдений: четвертое по рентгеновской мощности согласно данным, приведенным на web-странице¹. Примечательная особенность данной вспышки – наличие в спектре ярко выраженного пионного компонента спектра.

Энергетические спектры и временные профили SOL2003-10-28(X17), полученные инструментом КОРОНАС-Ф/СОНГ взяты из работы [Kuznetsov et al., 2011]. В нашем исследовании были рассмотрены две фазы вспышки: фаза 1 (с 11:02:11 по 11:03:40 UT), во время которой доминировал непрерывный компонент спектра, состоявший главным образом из тормозного излучения энергичных электронов, и фаза 2 (с 11:03:40 по 11:05:03 UT), когда в спектре появился выраженный пионный компонент. Как и в предыдущий раз, для моделирования

¹ URL: <http://www.spaceweather.com/solarflares/topflares.html>

использовалась геометрическая модель GRIS-1.5 и параллельная геометрия потока гамма-квантов, направленного параллельно оси блока детекторов.

Результаты моделирования отклика детектора СКВ на вспышку SOL2003-10-28(X17) представлены на рисунке 4.16. Видно, что детектор СКВ обеспечивает хорошее выделение пионного компонента спектра на фоне монотонно убывающего непрерывного компонента (пунктирная линия). Очевидно, высокая выраженность пионного компонента в аппаратном спектре обусловлена достаточно большой высотой кристалла CsI(Tl), обеспечивающей поглощение большей доли энергии гамма-квантов.

На рисунке также приведены фоновые спектры от космического излучения на экваториальном участке орбиты, описанные в разделе 4.2.4 «Фоновая загрузка детекторов НА ГРИС на экваториальном участке орбиты». Легко заметить, что АСЗ-детекторы эффективно подавляют фон, значительно повышая чувствительность прибора в области высоких энергий. При потоке в максимуме SOL2003-10-28(X17) 1,3 фотон/см²/с в диапазоне >90 МэВ, отклик СКВ составляет около 42 отсч./с в том же диапазоне. Из чего можно оценить чувствительность ГРИС в диапазоне 90 -200 МэВ: 10⁻³ – 10⁻⁴ фотон/см²/с при измерениях на экваториальном участке орбиты длительностью до 800 с.

Хотя вспышка SOL2003-10-28(X17) была событием экстраординарной мощности, полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности регистрации детектором СКВ высокоэнергичного пионного компонента в спектрах куда менее мощных вспышек, а также о возможности наблюдения начальных фаз длительного излучения достаточно мощных вспышек, подобных описанной [Ajello M., 2014].

Загрузку детектора СКВ при регистрации события SOL2003-10-28(X17) можно оценить по временному профилю в диапазоне 0,23-0,75 МэВ, приведенному на рисунке 4.17. Данный профиль рассчитан по данным работы [Kuznetsov et al., 2011] с учетом эффективной площади детектора СКВ. Пиковая загрузка детектора составляет около 2×10⁴ отсч./с, что соответствует доле

мертвого времени 20% (при 10 мкс на обработку одного импульса). В случае снижения порога регистрации до 100 кэВ можно ожидать повышения загрузки до $\sim 5 \times 10^4$ отсчетов/с, что, при 10 мкс времени интегрирования, приведет к значительному (и трудно учитываемому) количеству просчетов из-за роста доли мертвого времени. Время интегрирования сигнала 5 мкс, в свою очередь, могло бы обеспечить регистрацию подобного события без значительных искажений с долей мертвого времени $\sim 25\%$.

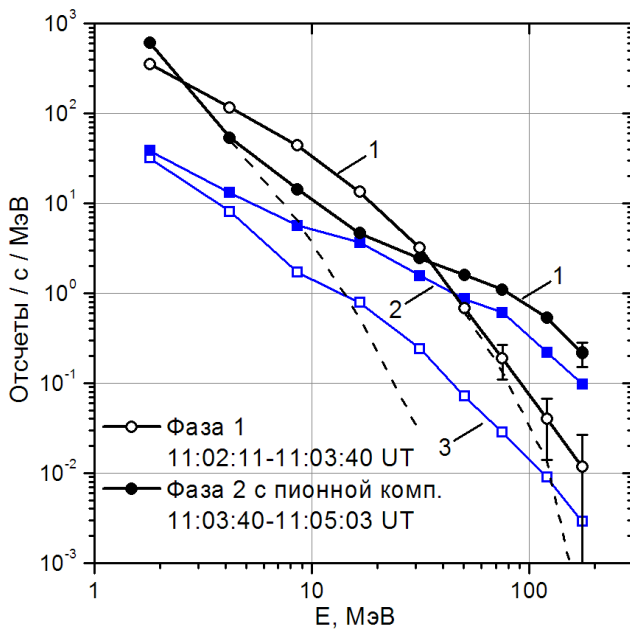


Рисунок 4.16 Результаты моделирования отклика детектора СКВ на вспышку SOL2003-10-28(X17): 1 – спектр вспышки, 2 – косм. фон на экваторе, АСЗ выкл. 3 – косм. фон на экваторе, АСЗ вкл., пунктир – непрерывный компонент спектра.

Источник: [Kotov et al., 2015]

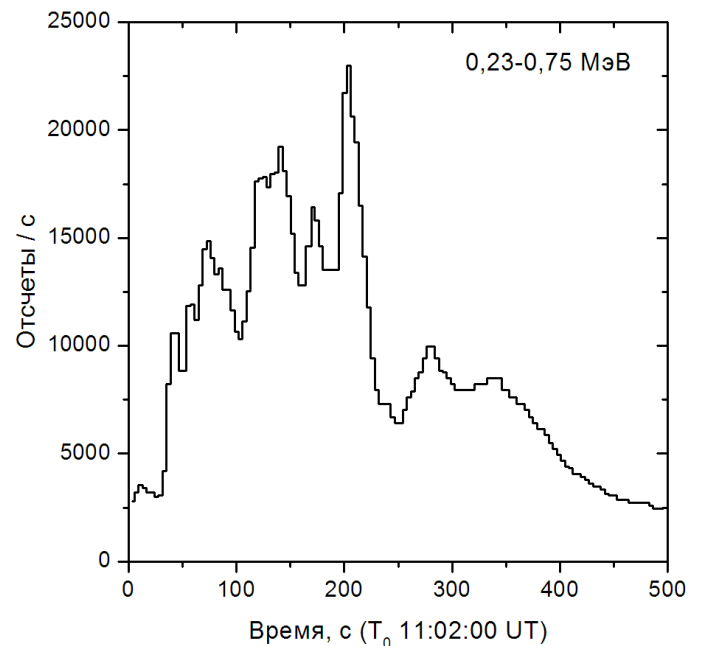


Рисунок 4.17 Временной профиль отклика детектора СКВ на вспышку SOL2003-10-28(X17) в диапазоне 0,23-0,75 МэВ.

4.3.4 Отклик спектрометра ГРИС на солнечные нейтроны

Как уже отмечалось выше, профиль световой вспышки CsI(Tl) можно описать как сумму двух экспонент [Benrachi et al., 1989]:

$$L = \frac{I_{fast}}{\tau_{fast}} e^{-t/\tau_{fast}} + \frac{I_{slow}}{\tau_{slow}} e^{-t/\tau_{slow}}, \quad (4.4)$$

где $\tau_{fast} \approx 0,7$ мкс – постоянная спада быстрого компонента сигнала, $\tau_{slow} \approx 7$ мкс – медленного компонента. Согласно [Богомолов и др., 1996] отношение полного числа фотонов быстрого компонента к медленному (I_{fast}/I_{slow}) можно представить в виде:

$$\frac{I_{slow}}{I_{fast}} = -(0.11 \pm 0.01)\ln(x) + (0.96 \pm 0.03), \quad (4.5)$$

где x – плотность ионизации частицы (МэВ см²/г).

Данное соотношение было использовано для вычисления энерговыделения в медленном компоненте сигнала при моделировании отклика СКВ на поток солнечных нейтронов:

$$E_{slow} = 0.725 \sum E_i \left(1 - \frac{1}{1.96 - 0.11 \ln(x_i)}\right). \quad (4.6)$$

Суммирование производится по всем шагам моделирования прохождения каждой частицы, включая дочерние, через вещество детектора. Где E_i – полное энерговыделение на i -ом шаге, x_i – плотность ионизации на i -ом шаге, 0,725 – доля энергии, содержащейся в интеграле медленной компоненты после 2,25 мкс (по данным измерений с прототипом СКВ при $t_{Qs} = 2.25$ мкс достигается максимальный параметр разделения). Полное энерговыделение (E_{tot}) рассчитывалось как сумма всех энерговыделений в веществе детектора от первичной и вторичных частиц.

Для подтверждения корректности предложенного метода моделирования разделения нейтронного и гамма-излучения результаты моделирования отклика детектора СКВ на α и γ -излучение были сопоставлены с результатами измерений, приведенными в разделе 3.6 «Раздельная регистрация альфа и гамма-излучения с

помощью прототипа детектора СКВ». При моделировании использовалась измененная геометрическая модель GRIS-1.5 (без кожуха кристалла СКВ) и точечная геометрия источников γ -излучения энергией 662, 1173 и 1332 кэВ и α -излучения энергией 5486 кэВ, расположенных в 6мм над центром кристалла СКВ.

Результаты моделирования приведены на рисунке 4.19, измерений с прототипом СКВ – на рисунке 4.18. Видно, что моделирование показало худшее разделение α и γ -излучения по сравнению с экспериментальными данными (расстояние по вертикальной оси между областями α и γ -излучения меньше, а ширина областей больше по сравнению с данными измерений). Параметр разделения для модельных данных (формула 3.16) $D = 4,8$, для экспериментальных $D = 7,4$. Полученное различие было признано приемлемым, так как, благодаря худшему разделению, результаты моделирования покажут оценку снизу по чувствительности спектрометра ГРИС к потокам солнечных нейтронов.

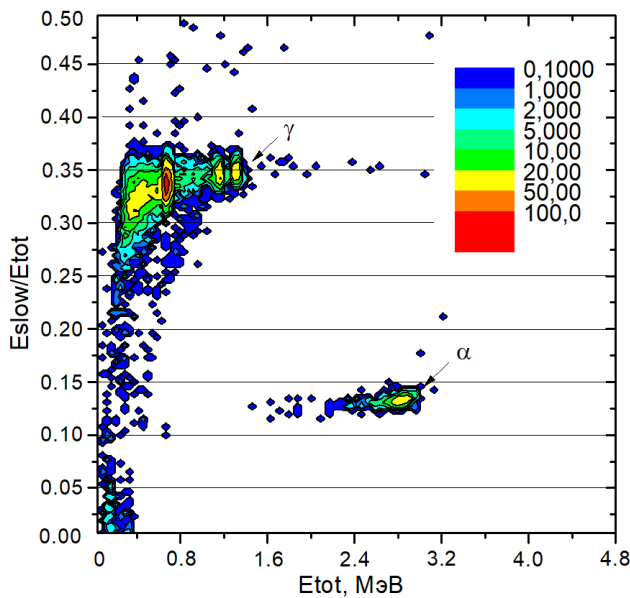


Рисунок 4.18 Измеренный отклик прототипа СКВ на α и γ -излучение источников ^{241}Am , ^{137}Cs и ^{60}Co .

$$D(E_{tot} > 1\text{MeV}) = 7.4$$

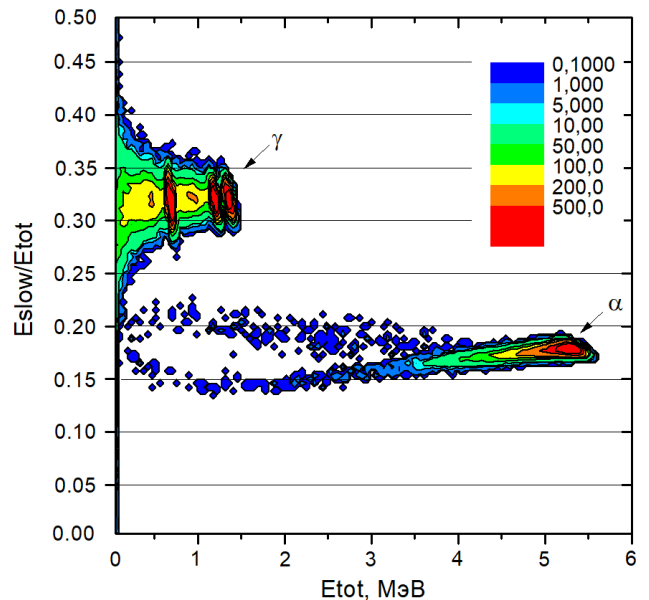


Рисунок 4.19 Результаты моделирования отклика СКВ на α -излучение энергией 5486 кэВ и γ -излучение энергией 662, 1173 и 1332 кэВ. $D(E_{tot} > 1\text{MeV}) = 4.8$

Также стоит отметить разницу в положении пиков от α -частиц вдоль оси E_{tot} в экспериментальном и модельном спектрах (примерно 2,8 и 5,3 МэВ на рисунках 4.18 и 4.19 соответственно). Наблюдаемая разница обусловлена двумя факторами. Во-первых, при регистрации тяжелых заряженных частиц в кристалле CsI(Tl) наблюдается меньший световыход по сравнению с γ -квантами (или электронами): согласно [Богомолу и др., 1996] отношение световыходов от α -частиц и электронов составляет $0,68 \pm 0,05$. Во вторых, α -частицы теряют часть своей энергии до достижения чувствительного объема детектора на упаковке закрытого α -источника и в поверхностном, слабочувствительном из-за дефектов, слое сцинтиллятора. Оба этих фактора не учитывались при моделировании.

Принцип выделения нейтронов на фоне преобладающего гамма-излучения поясняется приведенными на рисунке 4.20 результатами моделирования отклика детектора СКВ на нейтроны энергией 50 МэВ. При моделировании использовалась геометрическая модель GRIS-1.5 и параллельная геометрия пучка нейтронов, направленного параллельно оси блока детекторов. На рисунке видно разделение между областями, соответствующими поглощению в детекторе вторичных электронов и гамма-квантов, протонов и α -частиц. События над красной линией неотличимы от событий регистрации гамма-излучения, тогда как события под линией являются характерным сигналом от нейтронов (при условии подавления фона заряженных частиц АСЗ-детекторами).

На рисунке 4.21 приведены энергетические зависимости эффективной площади детектора СКВ при выделении сигналов от нейтронов, полученные описанным выше методом моделирования. Видно, что АСЗ значительно подавляют эффективность регистрации высокоэнергичных нейтронов (в два раза для 100 МэВ нейтронов). Это связано с тем, что используемые в АСЗ-детекторах полистирольные сцинтилляторы являются достаточно эффективными детекторами быстрых нейтронов, регистрация которых происходит по протонам отдачи.

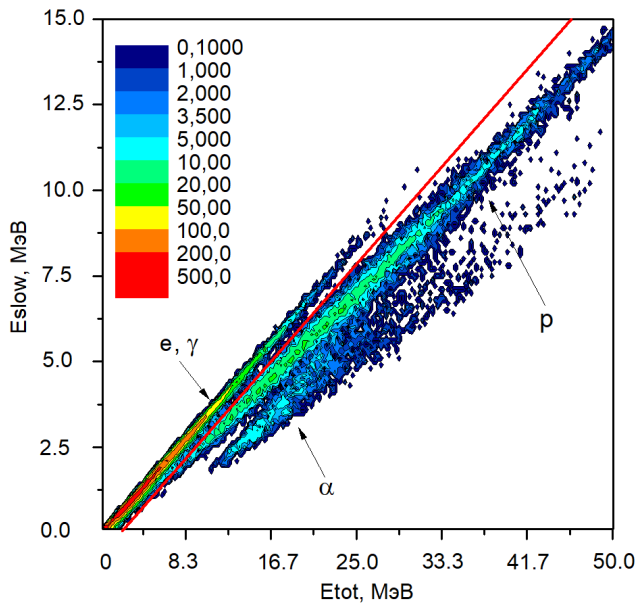


Рисунок 4.20 Отклик СКВ на нейтроны энергией 50 МэВ. Красная линия разделяет события неотличимые от регистрации γ -квантов (над линией) и характерные только для нейтронов (при подавлении фона заряженных частиц АСЗ-детекторами).

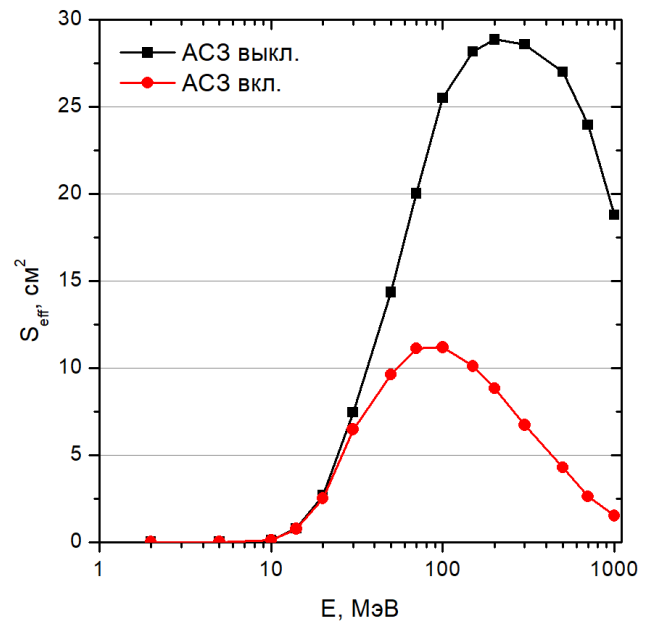


Рисунок 4.21 Эффективность регистрации нейтронов детектором СКВ с включенной и выключенной АСЗ.

Для оценки чувствительности спектрометра ГРИС к солнечным нейтронам было проведено моделирование отклика СКВ на поток нейтронов от вспышки, по числу ускоренных протонов подобной SOL2002-07-23 (X4.8). При моделировании использовалась геометрическая модель GRIS-1.5 и параллельная геометрия пучка нейтронов, направленного параллельно оси блока детекторов. Вклад от фонового космического излучения моделировался также как и в разделе 4.2.4 «Фоновая загрузка НА ГРИС на экваториальном участке орбиты».

Для получения спектра вспышечных нейтронов была использована модель убегающих нейтронов, описанная в работе [Murphy et al., 2007] для угла наблюдения (θ) 90° (рисунок 15b) и флюенса протонов с энергией больше 30 МэВ (N_p) равным 2×10^{32} . Спектр нейтронов достигших орбиты земли был рассчитан из

спектра убегающих нейтронов с учетом распада нейтронов за время транспортировки и изменения потока за счет фактора r^2 (рисунок 4.22).

Согласно данным предыдущих экспериментов, ожидается небольшая статистика зарегистрированных нейтронов от солнечных вспышек, поэтому для НА ГРИС наиболее предпочтительным видится метод восстановления энергетического спектра нейтронов по времени их прихода (регистрации), в предположении одномоментной (кратковременной) генерации нейтронов во время вспышки [Murphy et al., 2007]. Полученный в результате моделирования энергетический спектр зарегистрированных СКВ нейтронов был преобразован во временной профиль, приведенный на рисунке 4.23.

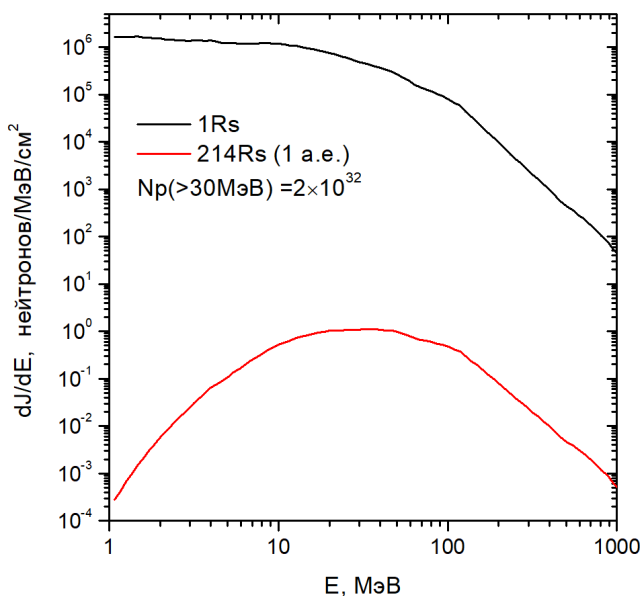


Рисунок 4.22 Спектр солнечных нейтронов согласно модели [Murphy et al., 2007] для вспышки подобной SOL2002-07-23 (X4.8) ($N_p = 2 \times 10^{32}$) при угле наблюдения 90° на расстоянии в 1 солнечный радиус (черная кривая) и 1 а.е. (красная кривая)

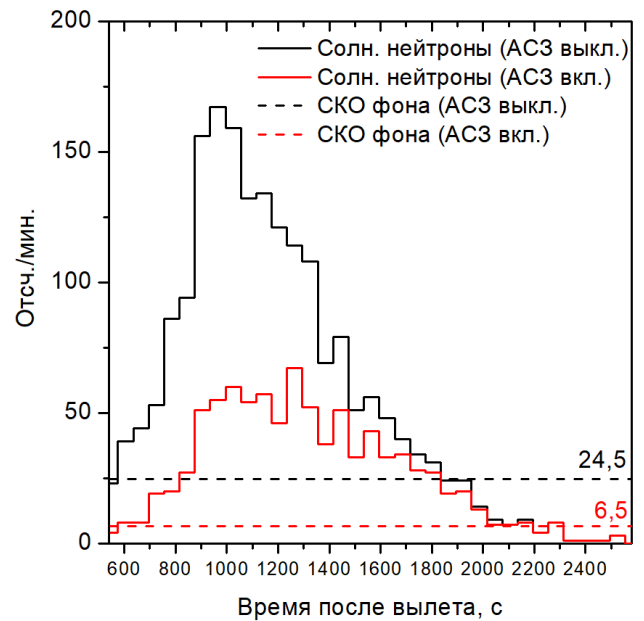


Рисунок 4.23 Временной профиль отклика СКВ на солнечные нейтроны: АСЗ выкл. – черная кривая и АСЗ вкл. – красная кривая. Пунктирные линии – СКО фона. $T = 0$ – момент генерации нейтронов на Солнце.

Из рисунка видно, что максимальная скорость счета от солнечных нейтронов значительно превосходит СКО фона как в случае использования АСЗ, так и без неё (примерно в 7,7 и 6,5 раз, соответственно). АСЗ-детекторы в значительной мере подавляют как вклад космического фона (СКО фона падает в 3,8 раза), так и скорость счета от солнечных нейтронов на интервале времени 500-1400 с, когда регистрируются наиболее энергичные нейтроны (1000 – 66 МэВ). Наибольшую эффективность АСЗ демонстрирует при регистрации наименее энергичных нейтронов (после 1600с, $E_n < 47$ МэВ), когда эффект от подавления фона сохраняется, а режекции полезных событий практически не происходит. Поэтому для НА ГРИС наиболее продуктивным видится подход с одновременным измерением двух н-матриц: с режекцией событий с помощью АСЗ и без нее с интервалом 100 с в течение 2000 с после срабатывания триггера начала вспышки.

4.4 Заключение к Главе 4

Приведенные в данной главе результаты моделирования отклика детекторов НА ГРИС на потоки ионизирующих частиц, позволили оценить ряд характеристик СКН и СКВ, оптимизировать конструкцию и некоторые параметры детекторов НА ГРИС.

Для оценки фоновых условий во время работы НА ГРИС на борту РС МКС был разработан метод расчета фонового космического излучения, включивший в себя следующие источники: протоны КЛ, альбедное нейтронное, электронное, позитронное и гамма-излучения и диффузное космическое гамма-излучение. Верификация метода расчета фона по данным прибора КОРОНАС-ФОТОН/Наталья-2М показала хорошее согласие с экспериментальными данными.

Минимальная фоновая нагрузка детекторов будет наблюдаться на близких к экватору участках орбиты. Тогда как, согласно данным прибора «Наталья-2М», в средних широтах (в окрестности 50° для МКС) возрастание скорости счета от космического фона оценивается на уровне 2-6 раз (в зависимости от энергии

регистрируемого излучения). Исходя из трех факторов: космического фонового излучения, его широтной вариации и долговременной активации был выполнен оценочный расчет фоновой загрузки детекторов НА ГРИС на экваториальном и высокоширотном участках орбиты. Результаты приведены в Таблице 4.4.

Проведенные расчеты показали высокую эффективность пластических АСЗ-детекторов в области энергий в десятки и сотни МэВ: их применение приводит к снижению фоновой загрузки детектора СКВ в окрестности 100 МэВ в 17 раз. При регистрации менее энергичного излучения эффективность АСЗ-детекторов резко снижается: в окрестности 6 МэВ подавление фона происходит только в 1,6 раза. По этой причине было принято решение отказаться от их применения для детектора СКН.

Моделирование отклика детекторов ГРИС на вспышку SOL2002-07-23(X4.8) с ярко выраженными гамма-линиями в спектре показало, что в диапазоне энергий < 2 МэВ интенсивность вспышечного спектра превосходит фон от космического излучения. Собственный фон $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, ухудшает условия измерений в области вспышечных гамма-линий, значительно повышая фоновую загрузку детектора в диапазоне 0,7 – 3 МэВ.

Результаты моделирования отклика детектора СКВ на очень мощную вспышку SOL2003-10-28(X17) показали, что СКВ обеспечивает хорошее выделение в спектре вспышки высокоэнергичного компонента, связанного с распадами пионов. Использование АСЗ эффективно подавляет фон, обеспечивая чувствительность спектрометра ГРИС к высокоэнергичному гамма-излучению на уровне $10^{-3} - 10^{-4}$ фотон/см²/с.

Результаты численного моделирования также позволили определить оптимальные величины энергетических порогов для каналов НА ГРИС: для СКН – 20 кэВ, а СКВ – 100 кэВ. Данные пороги обеспечивают приемлемую долю мертвого времени детекторов при регистрации типичной мощной солнечной вспышки, подобной SOL2002-07-23(X4.8). Максимальная скорость счета детектора СКН в этом случае составит $\sim 10^5$ отсч./с, что соответствует доле

мертвого времени 10% при времени регистрации единичного сигнала (τ) равном 1 мкс. Для детектора СКВ с порогом 100 кэВ загрузка составит $\sim 10^4$ отсч./с, а доля мертвого времени также $\sim 10\%$ при $\tau = 10$ мкс.

Измерения, проведенные с прототипами СКН и СКВ показали, что энергетическое разрешение детекторов при данных τ находится на достаточно высоком уровне: 3,2-4,3% для СКН и 6,4% для СКВ на линии 662 кэВ. Для детектора СКВ искажения формы спектра из-за наложений импульсов при загрузке $\sim 10^4$ отсч./с и $\tau = 10$ мкс находятся на приемлемом уровне (см. раздел 3.4 «Влияние загрузки на форму спектра прототипа детектора СКВ»).

Моделирование отклика СКВ на потоки нейтронов показало чёткое разделение между событиями, связанными с регистрацией гамма-квантов и электронов, протонов и α -частиц (рисунок 4.20). На примере солнечного нейтронного события подобного по числу ускоренных протонов вспышке SOL2002-07-23(X4.8) детектор СКВ показал высокую чувствительность ГРИС к потокам солнечных нейтронов: максимальная скорость счета нейтронов превысила примерно в семь раз СКО фона (рисунок 4.23).

Глава 5

Анализ результатов исследования

В данной главе обобщаются результаты, полученные экспериментальными и расчетными методами. Рассматривается вопрос выбора типа кристалла для детектора СКН. На основе анализа полученных в работе результатов показывается преимущество CeBr_3 в качестве детектора низкоэнергетического канала гамма-спектрометра солнечных вспышек. Проводится обзор результатов исследования и предлагаются оптимальные значения некоторых параметров НА ГРИС.

5.1 Выбор типа сцинтиллятора для детектора СКН

С самого начала разработки НА ГРИС предполагалось использование в детекторе СКН быстрого неорганического сцинтиллятора с высоким энергетическим разрешением. Однако вопрос о выборе типа кристалла между $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 оказался нетривиальным. С одной стороны, литературные данные (например, [Quarati et al., 2013]) и результаты измерений, приведенные в данной работе, показывали для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ заметно лучшее энергетическое разрешение (смотри рисунок 3.8), а с другой, почти на два порядка больший собственный фон по сравнению с кристаллом CeBr_3 (смотри таблицу 3.9). Для обоснованного выбора типа сцинтиллятора для детектора СКН был разработан метод, позволяющий сравнить характеристики различных вариантов детектора и учитывающий различные факторы: внешний фон, собственная активность кристалла, энергетическое разрешение детектора и т.д. Данный метод описан в разделе 2.2 «Метод выбора типа детектора для низкоэнергетического канала гамма-спектрометра солнечных вспышек». Основные результаты данного раздела изложены в публикации [Trofimov et al., 2017].

5.1.1 Оценка погрешности измерения энергии вспышечных гамма-линий детекторами НА ГРИС

Первым критерием метода является оценка погрешности измерения энергии вспышечных гамма-линий с использованием формулы 2.3. Статистика отчетов в пиках полного поглощения гамма-линий рассчитывалась по данным моделирования описанным в разделе 4.3.2 «Солнечная вспышка SOL2002-07-23(X4.8) с выраженными гамма-линиями в спектре». В качестве подложки под каждым из пиков брался спектр, полученный суммированием спектров энерговыделений от вспышки (без вклада соответствующего пика), от всех компонентов космического фонового излучения, описанного в разделе 4.2.4 «Фоновая загрузка НА ГРИС на экваториальном участке орбиты». Для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, дополнительно суммировался собственный фон кристалла $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см из работы [Quarati et al., 2012]. Суммирование производилось в диапазоне энергий $[\bar{E} - 0.5w; \bar{E} + 0.5w]$, где \bar{E} – энергия соответствующего пика, w – энергетическое разрешение детектора для энергии \bar{E} (формула 3.17), собственная ширина вспышечных гамма-линий не учитывалась.

Результаты расчёта погрешности измерения гамма-линий представлены на рисунке 5.1. Видно, что для всех линий оба варианта детектора СКН показывают примерно одинаковую погрешность: некоторое преимущество CeBr_3 над $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ на линии 0,85 МэВ (^{56}Fe) объясняется влиянием собственного фона $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ в окрестности данной линии, для более энергичных линий $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ показывает на 1-2 кэВ меньшую погрешность измерения. Однако относительное преимущество $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ по сравнению с CeBr_3 снижается с ростом энергии, достигая уровня 4-5% для наиболее энергичных гамма-линий 4,4 МэВ (^{12}C) и 6,1 МэВ (^{16}O), что можно объяснить уменьшением вклада статистического слагаемого в энергетическое разрешение детекторов (смотри раздел 3.6 «Заключение к Главе 3»).

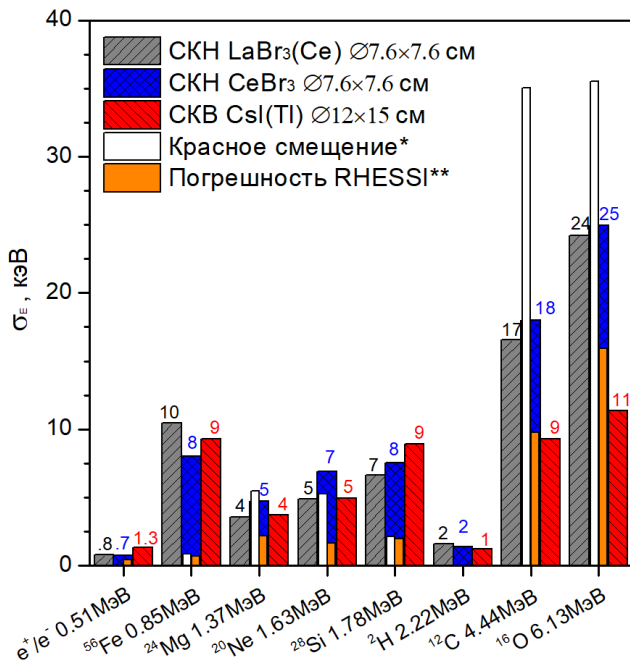


Рисунок 5.1 Погрешности измерения энергии гамма-линий (σ_E) в спектре SOL2002-07-23(X4.8) для детекторов НА ГРИС и RHESSI, а также красное смещение гамма-линий.

* – по данным [Smith et al., 2003]

в спектре вспышки SOL2002-07-23(X4.8), измеренные RHESSI (подробнее про причины возникновения смещения линий смотри раздел 1.1.1.2 «Ядерные линии в спектрах солнечных вспышек»), а также погрешности соответствующих измерений, данные взяты из работы [Smith et al., 2003]. Легко заметить, что для наиболее энергичных линий 4,4 МэВ (¹²C) и 6,1 МэВ (¹⁶O) наблюдаются наибольшие смещения, значительно превышающие погрешности измерений детекторов СКН и СКВ. Достоверное измерение красных смещений менее энергичных гамма-линий едва ли возможно с помощью НА ГРИС, так как смещения близки к погрешностям измерений или же значительно меньше их. Благодаря примерно на порядок более высокому энергетическому разрешению Ge-детекторов, RHESSI имеет значительно меньшую погрешность измерений для

В области низкоэнергичных гамма-линий детектор СКВ не уступает по точности измерений обоим вариантам СКН, а для высокоэнергичных линий 4,4 МэВ (¹²C) и 6,1 МэВ (¹⁶O) демонстрирует примерно в два раза меньшую погрешность. Преимущество СКВ достигается за счет большей эффективной площади детектора и достаточно высокого энергетического разрешения прототипа детектора СКВ, которое использовалось при анализе результатов моделирования (формула 3.13).

На том же рисунке (5.1) для сравнения приведены доплеровские смещения ядерных гамма-линий в

большинства линий. Однако для линий 4,4 МэВ (^{12}C) и 6,1 МэВ (^{16}O) погрешность детектора СКВ даже ниже, чем у RHESSI.

Рост фоновой загрузки детекторов на высокоширотных участках орбиты и из-за долговременной активации (смотри раздел 4.2.6 «Широтная вариация фоновой загрузки детекторов НА ГРИС») должен заметно сказаться на точности измерений высокоэнергичных линий, для которых именно космический фон определяет уровень подложки под пиками (смотри рисунок 4.14). Здесь σ_E будет возрастать пропорционально корню от фона, для менее энергичных линий космический фон будет оказывать заметно меньшее влияние на точность измерения энергии линий, так как подложка под пиками в этом случае определяется нетепловым компонентом спектра вспышки.

5.1.2 Спектральное разделение близкорасположенных гамма-линий

Вторым критерием предложенного метода является условие спектрального разделения (η) комплекса из трех близкорасположенных пиков: гамма-линий 1,63 МэВ (^{20}Ne), 1,78 МэВ (^{28}Si) и, лежащего между ними пика однократного вылета линии n-захвата 1,71 МэВ, согласно формуле 2.4. Результаты расчета η приведены в таблице 5.1. ПШПВ линий (w) рассчитывались согласно энергетическому разрешению детекторов (формула 3.17).

Таблица 5.1 Спектральное разделение пиков 1,63 МэВ, 1,71 МэВ и 1,78 МэВ детекторами СКН и СКВ

| Детектор | η |
|--|--------|
| СКН $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см | 1,82 |
| СКН CeBr_3 $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см | 1,56 |
| СКВ $\text{CsI}(\text{Tl})$ $\varnothing 12 \times 15$ см | 0,99 |

Из приведенных результатов видно, что $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 варианты СКН разделяют близкорасположенные пики, тогда как энергетического разрешения детектора СКВ не достаточно для надежного разделения линий: $\eta = 0,99$ показывает, что суммарная ширина пиков в интервале

энергий 1,63 – 1,78 МэВ примерно равняется расстоянию между ними.

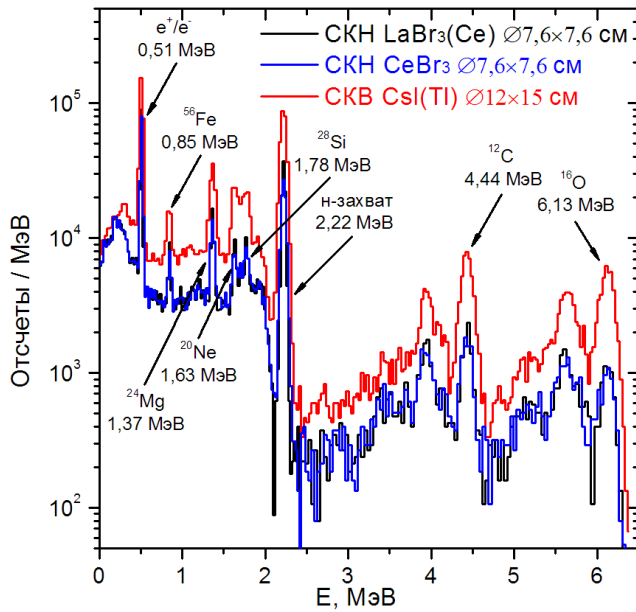


Рисунок 5.2 Суммарный спектр узких гамма-линий вспышки SOL2002-07-23(X4.8) для двух вариантов детектора СКН (с $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3) и СКВ

на рисунке не виден), тогда как в спектре СКВ линии практически не разделены.

Для иллюстрации возможности разделения пиков детекторами НА ГРИС на рисунке 5.2 представлен суммарный спектр узких гамма-линий вспышки SOL2002-07-23(X4.8) для обоих вариантов детектора СКН и детектора СКВ. Спектральные данные размыты в соответствии с энергетическим разрешением, полученным для прототипов детекторов СКН и СКВ (формула 3.17). Видно, что оба варианта детектора СКН разрешают комплекс линий 1,63 МэВ (^{20}Ne), 1,78 МэВ (^{28}Si) (пик 1,71 МэВ имеет малую высоту и

5.1.3 Оценка чувствительности детекторов НА ГРИС к солнечным вспышкам малой и средней мощности

Третьим критерием предложенного метода является оценка с использованием формулы 2.5 чувствительности детекторов к солнечным вспышкам малой и средней мощности (FOM). Энергетическая зависимость эффективной площади регистрации в фотопике (S_{phot}) рассчитывалась с помощью программного пакета Geant4, фоновая нагрузка детектора (B) включала в себя вклады от всех компонентов космического фонового излучения, описанных в разделе 4.2.4 «Фоновая нагрузка НА ГРИС на экваториальном участке орбиты» и, для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ вклада от собственного фона кристалла $\varnothing 7,6 \times 7,6$ см [Quarati et al.,

2012]. Энергетическое разрешение детектора (w) рассчитывалось с использованием формулы 3.17.

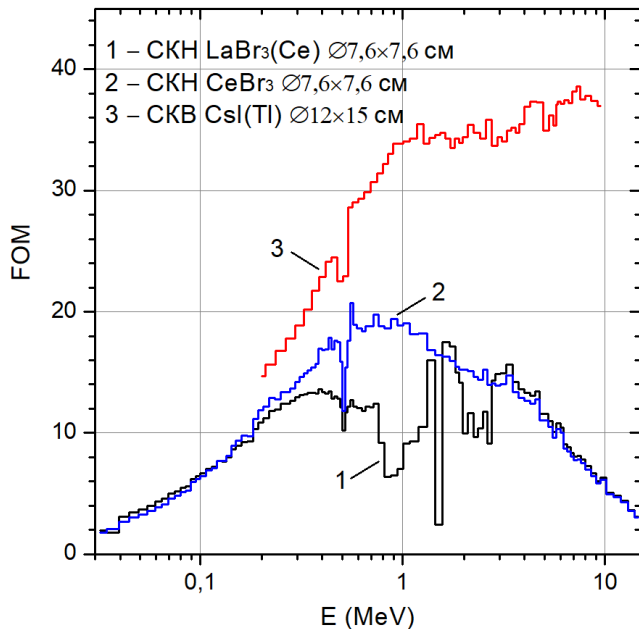


Рисунок 5.3 Статистическая значимость данных детекторов СКН (с кристаллами $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3) и СКВ (подробнее смотри текст).

>3МэВ чувствительность обоих вариантов СКН опять совпадает благодаря одинаковому собственному разрешению детекторов (смотри раздел 3.6 «Заключение к Главе 3»). За счет большей площади и высоты кристалла $\text{CsI}(\text{Tl})$ детектор СКВ показывает более высокую чувствительность во всем измеряемом диапазоне энергий.

В соответствии с предложенным методом CeBr_3 был выбран для низкоэнергетического детектора СКН CeBr_3 , с одной стороны, обеспечивает более высокую чувствительность к излучению вспышек средней и малой мощности, а с другой, обладает сопоставимой с $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ точностью измерения энергии гамма-линий 4,4 МэВ (^{12}C) и 6,1 МэВ (^{16}O) и возможностью разделения комплекса близкорасположенных гамма-линий в области 1,63 – 1,78 МэВ.

На рисунке 5.1 представлены FOM , рассчитанные для обоих вариантов детектора СКН и детектора СКВ при регистрации излучения единичной интенсивности в течение 1 с. Видно, что до энергии 300 кэВ оба варианта детектора СКН показывают практически одинаковую чувствительность. В диапазоне 0,3-3 МэВ, благодаря превалированию собственного фона $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ над вкладом от внешних фоновых источников (рисунок 4.10 а)), CeBr_3 имеет в 1,5-3 раза большую чувствительность. В области энергий

Детектор СКВ превосходит (по крайней мере, не уступает) по чувствительности и точности измерений оба варианта СКН (рисунки 5.1 и 5.3). Преимущество СКВ достигается за счет большей эффективной площади детектора. Но кристалл CsI(Tl) не обладает достаточным энергетическим разрешением для разделения комплекса линий в области 1,63 – 1,78 МэВ (рисунок 5.2). Стоит отметить примерно на порядок меньшее быстродействие спектрометра на основе CsI(Tl), что также ограничивает его применение в качестве низкоэнергетического детектора солнечных вспышек (10 мкс, против 1 мкс для детектора СКН). Однако проведенный анализ показал, что в низкоэнергетической части своего диапазона (0,1 – 10 МэВ) детектор СКВ, может быть высокоэффективным спектрометром вспышечных гамма-линий.

5.2 Обзор основных результатов работы

Проведенные исследования показали, что одну из ключевых характеристик научной аппаратуры – энергетическое разрешение детекторов, можно значительно улучшить, благодаря применению ФЭУ с высокой квантовой эффективностью фотокатодов и подбору схемы светоотражающей упаковки (таблицы 3.2 и 3.4). Для детектора СКН оптимальным решением является использование ФЭУ R6233-100 с SBA фотокатодом $\varnothing 76$ мм. Для детектора СКВ ВА и SBA фотокатоды показали похожие результаты, и поэтому в данном случае был рекомендован ФЭУ R10233-01 с ВА фотокатодом $\varnothing 90$ мм [Hamamatsu, 2012]. С точки зрения светоотражающей упаковки кристалла CsI(Tl) предпочтительней выглядит комбинированная схема с зеркальной пленкой на боковой поверхности кристалла и диффузным отражателем на торце.

Зависимость разрешения от энергии в широком диапазоне удается описать с помощью двух членов: статистического слагаемого, зависящего от световыхода кристалла, эффективности светосбора и квантовой эффективности фотокатода ФЭУ, и константного слагаемого (или собственного разрешения детектора),

определяемого разного рода неоднородностями. Если вклад статистического слагаемого доминирует в области энергий ниже 1-2 МэВ, то собственное разрешение детектора играет важную роль при регистрации более энергичного излучения.

Чувствительной к энергетическому разрешению аппаратуры целью эксперимента ГРИС является измерение доплеровского смещения гамма-линий в спектрах солнечных вспышек. Необходимая точность измерения энергии линий должна быть по крайней мере на уровне 0,1-0,5% [Smith et al., 2003]. Требуемой точности, с учетом энергетического разрешения прототипов СКН и СКВ и оценки фоновой загрузки детекторов на экваторе, удастся достичь только для наиболее энергичных линий 4,4 МэВ (^{12}C) и 6,1 МэВ (^{16}O) (рисунок 4.18), в этом случае погрешность измерений детектора СКВ даже ниже, чем у Ge-детекторов RHESSEI.

Одним из параметров, сильно влияющих на энергетическое разрешение детектора, является время интегрирования токового сигнала (τ): для прототипа СКВ изменение данного параметра с 8 мкс до 17 мкс приводит к уменьшению относительной ПШПВ линии 662 кэВ с 6,4% до 5,9% (таблица 3.5). Однако увеличение времени интегрирования негативно сказывается на стабильности спектрометрических характеристик при возрастании загрузки детектора. Заметные искажения формы спектра, вызванные наложением сигналов при времени интегрирования 5 мкс наблюдаются при загрузке $29,3 \times 10^3$ отсч./с, для 8 мкс примерно при $8,5 \times 10^3$ отсч./с, а для 17 мкс уже при $2,1 \times 10^3$ отсч./с.

Как уже отмечалось выше, основной массив вспышечных данных для НА ГРИС будут составлять вспышки средней и малой мощности. Моделирование показало, что для увеличения чувствительности детекторов к подобным событиям необходимо задание минимально возможных энергетических порогов: для СКН – 20 кэВ, а СКВ – 100 кэВ. Тогда временные параметры детекторов НА ГРИС стоит выбирать с учетом возможности регистрации при данных порогах мощных, но в тоже время достаточно вероятных, солнечных вспышек. Событие SOL2002-07-23(X4.8), описанное в разделе 4.3.2 «Солнечная вспышка SOL2002-07-23(X4.8) с

выраженными гамма-линиями в спектре», можно рассматривать как типичный пример такой вспышки. Для приведенных выше порогов пиковая нагрузка детектора СКВ при регистрации подобной вспышки составит $\sim 10^4$ отсч./с, а детектора СКН $\sim 10^5$ отсч./с. Если $\tau = 10$ мкс, доля мертвого времени для СКВ при этом будет составлять около 10%. Для детектора СКН при $\tau = 1$ мкс доля мертвого времени также составит $\sim 10\%$, что можно считать приемлемым уровнем с точки зрения учета доли просчитанных сигналов. Измерения показали, что энергетическое разрешение детекторов при данных временах интегрирования находится на уровне достаточно высоком для измерения доплеровского смещения наиболее энергичных вспыхивающих линий: 3,2-4,3% для СКН и 6,4% для СКВ (на линии 662 кэВ). Для детектора СКВ искажения формы спектра из-за наложений импульсов при нагрузке $\sim 10^4$ отсч./с и $\tau = 10$ мкс находятся на приемлемом уровне (см. раздел 3.4 «Влияние загрузки на форму спектра прототипа детектора СКВ»).

Хотя события значительно большей мощности крайне маловероятны, они могут представлять особый интерес для изучения вспыхивающих процессов на Солнце. Поэтому видится целесообразным предусмотреть специальный режим регистрации событий сверхвысокой мощности, подобных рассмотренному в разделе 4.3.3 «Солнечная вспышка SOL2003-10-28(X17) с пионным компонентом в спектре». В этом случае следует ожидать 3-5 кратного роста пиковой нагрузки детекторов НА ГРИС по сравнению с SOL2002-07-23(X4.8), что потребует для сохранения на приемлемом уровне мертвого времени и недопущения значительного искажения формы измерительных спектров изменения на время регистрации сверхмощного события τ на 5 мкс для детектора СКВ и на 0,5 мкс для детектора СКН.

Представленные в работе результаты измерения линейности энергетической шкалы $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ прототипа СКН, показали значительную зависимость пропорциональности отклика детектора в области энергий >4 МэВ от распределения потенциалов в схеме делителя напряжения ФЭУ. Что свидетельствует о существенном влиянии эффекта объемного заряда,

возникающего из-за высокой плотности тока электронов на последних динодах ФЭУ при регистрации импульсов с большой амплитудой. Предложенная клиновидная схема делителя напряжения позволила снизить отклонение от линейности на линии 10,8 МэВ с 22% до 5%.

Прототип детектора СКВ показал высокую способность разделения сигналов от α и γ -излучения по форме импульсов. Наибольшее разделение было достигнуто при времени начала интегрирования медленного компонента сигнала $t_0 = 2,25$ мкс, параметр разделения при этом составил $D = 7.4$ (смотри формулу 3.16). Проведенное для того же t_0 моделирование показало высокую чувствительность спектрометра ГРИС к солнечным нейтронным событиям: для вспышки подобной по числу ускоренных протонов SOL2002-07-23(X4.8) ($N_p = 2 \times 10^{32}$) максимальная скорость счета нейтронов примерно в семь раз превысила СКО фона.

Для оценки фоновых условий во время работы НА ГРИС на борту РС МКС был разработан метод расчета фонового космического излучения, включивший в себя следующие источники: протоны КЛ, альбедное нейтронное и гамма-излучения, а также диффузное космическое гамма-излучение. Верификация метода расчета фона по данным прибора КОРОНАС-ФОТОН/Наталья-2М [Котов и др., 2011] показала хорошее согласие с экспериментальными данными.

Минимальная фоновая загрузка детекторов НА ГРИС ожидается на близких к экватору участках орбиты, в высоких широтах будет наблюдаться значительное возрастание скоростей счета: в 2-6 раз в зависимости от энергетического диапазона. Здесь будет затруднена регистрация солнечных вспышек малой и средней мощности (рисунок 4.13), однако загрузка от вспышек класса X будет многократно превосходить необходимый уровень статистической значимости (рисунок 4.15). Грубая оценка фоновой загрузки детекторов НА ГРИС на экваториальном и высокоширотном участках орбиты приведена в таблице 4.4.

Моделирование отклика детекторов НА ГРИС на различные компоненты фонового космического излучения показало низкую эффективность применения полистирольных АСЗ-детекторов для подавления фона в области энергий

<10 МэВ. Это связано с наличием значительных потоков рентгеновского и гамма-излучения, как первичного, так и вторичного, возникающего при взаимодействии КЛ и альбедного излучения с окружающим детекторы веществом. В результате было принято решение отказаться от применения АСЗ детектора для СКН, упростив и облегчив, таким образом, конструкцию блока детекторов.

В области высоких энергий, напротив, АСЗ-детекторы значительно повышают чувствительность СКВ, обеспечивая 17-кратное снижение фона в окрестности 100 МэВ (рисунок 4.10). Высокая эффективность подавления фона в области высоких энергий совместно с достаточно большой высотой кристалла CsI(Tl) (8 радиационных длин) обеспечивает хорошее выделение пионного компонента спектра вспышки (рисунок 4.19), несущего информацию о самых высокоэнергичных частицах солнечных вспышек.

В соответствии с предложенным методом в качестве детектора для СКН был выбран CeBr_3 . Он обеспечивает в 1,5 – 3 раза большую чувствительность к излучению вспышек средней и малой мощности в диапазоне 0,3 – 3 МэВ и обладает сопоставимой с $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ точностью измерения энергии гамма-линий 4,4 МэВ (^{12}C) и 6,1 МэВ (^{16}O) и возможностью разделения комплекса близкорасположенных гамма-линий в области 1,63 – 1,78 МэВ.

Детектор СКВ превосходит (или, по крайней мере, не уступает) по чувствительности и точности измерений оба варианта СКН (рисунки 5.1 и 5.3). Преимущество СКВ достигается за счет большей эффективной площади детектора. Однако кристалл CsI(Tl) не обладает достаточным энергетическим разрешением для разделения комплекса линий в области 1,63 – 1,78 МэВ (рисунок 5.2). На порядок меньшее быстродействие спектрометра на основе CsI(Tl), также ограничивает его применение в качестве низкоэнергетического детектора солнечных вспышек.

Заключение

Проведенное исследование подтвердило возможность достижения целей научного эксперимента ГРИС-ФКИ-1 с помощью разработанного спектрометра. Было показано, что применение детекторов двух типов позволяет обеспечить регистрацию различных компонентов спектров солнечных вспышек в широком диапазоне энергий: интенсивных потоков тормозного рентгеновского излучения, благодаря высокому быстродействию детектора СКН, высокоэнергичного гамма-излучения от распада пионов и солнечных нейтронов, благодаря достаточно большому размеру детектора СКВ, вспышечных гамма-линий с помощью обоих детекторов спектрометра ГРИС.

Подтвержденными экспериментальными и расчётными методами характеристиками спектрометра ГРИС являются:

- энергетические диапазоны детекторов СКН – 0,02-15 МэВ, СКВ – 0,1-200 МэВ, и их быстродействие ≤ 1 мкс/фотон для СКН, ≤ 10 мкс/фотон для СКВ, обеспечивающие оптимальный динамический диапазон регистрации вспышек от M1 до X10 по шкале GOES;
- рекордное для детекторов на основе неорганических сцинтилляторов, использовавшихся для измерения спектров солнечных вспышек, энергетическое разрешение в диапазоне вспышечных гамма-линий ($\leq 4,5\%$ на линии 662 кэВ);
- возможность регистрации красных смещений вспышечных линий 4,4 МэВ (^{12}C) и 6,1 МэВ (^{16}O) для исследования геометрии пучков ускоренных протонов и ионов.
- высокая чувствительность ГРИС к высокоэнергичному гамма-излучению солнечных вспышек (в диапазоне 90 -200 МэВ: $10^{-3} - 10^{-4}$ фотон/см²/с) и солнечным нейтронам.

Для регистрации излучения солнечных вспышек в диапазоне 0,02-15 МэВ был разработан метод выбора типа детектора. В соответствии с предложенным

методом впервые проведен сравнительный анализ детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 по следующим параметрам: погрешность измерения энергии вспыхивающих гамма-линий, спектральное разделение близкорасположенных гамма-линий и чувствительность детектора к солнечным вспышкам малой и средней мощности с учетом собственного фона детекторов и вклада фона космического излучения. Для анализа использовались данные измерений тестовой вспышки SOL2002.07.23(X4.8) и результаты собственных экспериментальных работ. В диапазоне до 0,3 МэВ и свыше 3 МэВ метод не выявил значимого различия детекторов, а в диапазоне 0,3-3 МэВ детектор CeBr_3 показал 1,5-3 раза лучшую чувствительность при сопоставимой точности измерения энергии гамма-линий, что позволило обосновать выбор CeBr_3 в качестве детектора для СКН.

Благодарности

Автор хотел бы выразить благодарность своему научному руководителю, а также научному руководителю эксперимента ГРИС, Котову Юрию Дмитриевичу, и.о. директора Института астрофизики НИЯУ МИФИ Юрову Виталию Николаевичу, сотрудникам Института астрофизики: Фараджаеву Р.М., Лупарю Е.Э., Кочемасову А.В., Рубцову И.В. Захарову М.С. за неоценимую помощь при проведении данного исследования, а также Дарье Трофимовой за вдохновение и помощь в подготовке рукописи диссертации.

Список литературы

Богомолов А.В., Бритвич Г.И., Мягкова И.Н. и Рюмин С.П. “Идентификация нейтронов на фоне гамма-квантов при регистрации их детекторами на основе CsI(Tl)” // 1996. ПТЭ. №1. С. 13-19.

Глобус М.Е. и Гринев Б.В. “Неорганические сцинтилляторы. Новые и традиционные материалы” // 2000. Изд. Акта. Харьков.

Гляненько А.С., Лупарь Е.Э., Трофимов Ю.А. и др. “Система контроля, управления и регулировки параметров научной аппаратуры для космического эксперимента ГРИС-ФКИ-1 на борту Международной космической станции” // 2018. ПТЭ. №5. С. 60-66. DOI: 10.1134/S0032816218050063

Дергачев В.А., Матвеев Г.А., Круглов Е.М. и др. “Прибор «Пингвин-М», предназначенный для исследования поляризации жесткого рентгеновского излучения солнца в космическом проекте «КОРОНАС-ФОТОН»” // 2010. Серия Механика, управление и информатика. ISSN 2075-6836. С. 83-106.

Июдин А.Ф., Богомолов В.В., Свертилов С.И. и др. “Особенности собственного фона сцинтилляционных кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 ” // 2009. ПТЭ. №6 С.16-24.

Кириченко А.С. “Пояснительная записка к дипломному проекту на тему: Построение модели фона прибора «Наталья-2М», установленного на ИСЗ «КОРОНАС-ФОТОН»” // 2010. Москва.

Котов Ю.Д. “Высокоэнергичные вспышечные процессы на Солнце и их исследование на российских спутниках КОРОНАС” // 2010. УФН. Том 180. №6. С. 647 – 661. DOI: 10.3367/UFNr.0180.201006h.0647

Котов Ю.Д., Юров В.Н., Лупарь Е.Э. и др. “Спектрометр высокоэнергичных излучений Наталья-2М спутникового эксперимента КОРОНАС-ФОТОН” // 2011. Астр. Вестник. Т. 45. №2. С. 103-127.

Котов Ю.Д., Юров В.Н., Гляненько А.С. и др. “Рентгеновский и гамма-спектрометр ГРИС на Российском сегменте Международной Космической Станции” // 2012. Вест. НИЯУ «МИФИ». Том 1. № 2. С. 139-145.

Курт В.Г., Свертилов С.И., Юшков Б.Ю. “Динамика и энергетика теплового и нетеплового компонентов солнечной вспышки 20 января 2005 г. по данным детекторов жесткого электромагнитного излучения на спутнике “КОРОНАС-Ф” // 2010. Письма в Астр. Ж. Том 36. №4. С. 292-303.

Лучков Б.И. “Гамма-диагностика солнечных вспышек” // 2000. Соросовский образовательный журнал. Том 6. №9. С. 73-79.

Рао А.Р., Малкар Д.П., Хингар М.К. и др. “Эксперимент с прибором RT-2 на борту КА КОРОНАС-ФОТОН” // 2011. Астр. Вестник. Т. 45. №2. С. 128-138.

Трофимов Ю.А., Юров В.Н. Котов Ю.Д. и Жучкова Е.А. “Эксперимент с прибором Быстрый Рентгеновский Монитор (БРМ) на борту КА КОРОНАС-ФОТОН” // 2011. Астр. Вестник. Т. 45. №2. С. 150-156.

Трофимов Ю.А., Лупарь Е.Э., Юров В.Н. “Линейность энергетической шкалы детектора на основе сцинтиллятора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ ” // 2013. ПТЭ. №2. С. 34-38. DOI: 10.7868/S0032816213010357

Уланов М.В., Аптекарь Р.Л., Голенецкий С.В. и др. “Эксперимент «Конус-РФ» по исследованию жесткого рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек и космических гамма-всплесков: первые научные результаты” // 2010. Серия Механика, управление и информатика. ISSN 2075-6836. С. 128-142.

Юров В.Н., Трофимов Ю.А., Лупарь Е.Э. и др. “Метрологические характеристики спектрометра гамма-излучения на основе $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ для использования в наземных измерениях и в космических экспериментах” // 2013. Яд. Физ. И Инж. Т.4. №1. С. 91-96. DOI: 10.1134/S2079562913010119

Abdo A.A., Ackermann M, Ajello M. et al. “Fermi large area telescope observations of the cosmic-ray induced γ -ray emission of the Earth’s atmosphere” // 2009. Phys. Rev. D Vol. 80(12). DOI: 10.1103/PhysRevD.80.122004

Ackermann M., Ajello M., Albert A. et al. “High-energy gamma-ray emission from solar flares: summary of Fermi Large Area Telescope detections and analysis of two M-class flares” // 2014. ApJ. Vol. 787. P.15-28 DOI: 10.1088/0004-637X/787/1/15

Adriani O., Barbarino G., Bazilevskaya G.A. et al. "Measurements of quasi-trapped electron and positron fluxes with PAMELA" //2009. *J. Geophys. Res.* Vol. 114. A12218 DOI: 10.1029/2009JA014660

Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. "Geant4 – a simulation toolkit" // 2003. *NIM-A* Vol. 506. P. 250-303. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.

Ajello M., Greiner J., Sato G. et al. "Cosmic x-ray background and earth albedo spectra with Swift BAT" // 2008. *ApJ.* Vol. 689. P. 666-677. DOI: 10.1086/592595

Ajello M., Albert A., Allafort A. et al. "Impulsive and long duration high-energy gamma-ray emission from the very bright 2012 March 7 solar flares" // 2014. *ApJ.* Vol. 789. P. 20-35. DOI: 10.1088/0004-637X/789/1/20

Akimov V.V., Balebanov V.M., Belousov A.S. et al. "Determination of the characteristics of the gamma-ray telescope Gamma-1" // 1988. *Space Sci. Rev.* Vol. 49. P. 125-138.

Akimov V.V., Ambroz P., Belov A.V. et al. "Evidence for prolonged acceleration based on a detailed analysis of the long-duration solar gamma-ray flare of June 15, 1991" // 1996. *Sol. Phys.* Vol. 166. P. 107-134.

Alcaraz J., Alvisi D., Alpat B. et al. "Protons in near earth orbit"// 2000a. *Phys. Letters. B* Vol. 402. P. 215-226. DOI: 10.1016/S0370-2693(99)01427-6

Alcaraz J., Alpat B., Ambrosi G. et al. "Leptons in near earth orbit"// 2000b. *Phys. Letters. B* Vol. 484. P. 10-22. DOI: 10.1016/S0370-2693(00)00588-8

Alekhin M.S., Haas J.T.M., Khodyuk I.V. et al. "Improvement of γ -ray energy resolution of $\text{LaBr}_3:\text{Ce}^{3+}$ scintillation detectors by Sr^{2+} and Ca^{2+} co-doping" // 2013. *Applied Physics Letters* Vol 102. DOI: 10.1063/1.4803440

Atwood W.B., Abdo A.A., Ackermann M. "The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope mission" // 2009. *ApJ.* Vol. 697. P. 1071-1102. DOI: 10.1088/0004-637X/697/2/1071

Bernach F., Chambon B., Cheynis B. et al. "Investigation of the performance of CsI(Tl) for charged particle identification by pulse-shape analysis" // 1989. *NIM-A.* Vol/ 281. P. 137-142. DOI: 10.1016/0168-9002(89)91225-4

Bogovalov S.V., Kotov Yu.D. and Ustinov P.L. "Dependence of the spectral characteristics of X-ray emission from solar flares on the anisotropy of accelerated electrons" // 1997. *Astronomy Letters* Vol. 23 N.2 P.263-268.

Brown J.C. "The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamic spectra of hard X-ray bursts" // 1971. *Sol. Phys.* Vol. 18(3). P. 489-502. DOI: 10.1007/BF00149070

Caspi A. and Lin R. "RHESSI line and continuum observations of super-hot flare plasma" // 2010. *ApJ Letters*. Vol. 725 P. 161-166. DOI: 10.1088/2041-8205/725/2/L161.

Chupp E.L., Forrest D.J., Higbie P.R. et al. "Solar gamma ray lines observed during the solar activity of August 2 to August 11, 1972" // 1973. *Nature*. Vol. 241. P. 333-335.

Chupp. E.L., Forrest D.J., Ryan J.M. et al. "A direct observation of solar neutrons following the 0118 UT flare on 1980 June 21" // *ApJ*. Vol. 263. P. 95-99.

Crannell C.J. Joyce G. and Ramaty R. "Formation of the 0.511 MeV line in solar flares" // 1976. *ApJ*. Vol. 210. P. 582-592. DOI: 10.1086/154863

Dmitriev P.B., Kudryavtsev I.V., Lazutkov V.P. et al. "Peculiarities of X-ray emission of the solar flare on 29 October 2002" // 2007, *Int. Journal of Geomagnetism and Aeronomy*, Vol. 7, GI2001. DOI: 10.1029/2006GI000139

Drozdov A., Grigoriev A., and Malyshev Yu. "Modeling of albedo neutrons at low orbiting satellites altitudes" // 2010. In: *WDS'10 Proceeding of Contributed Papers, Part III*. P. 133–138. ISBN 978-80-7378-141-5

Elwert G. and Hang E. "Anisotropy of solar hard X-radiation during flares" // 1971. *Sol. Phys.* Vol. 20. P. 413-421. DOI: 10.1007/BF00159773

Ersmark T. "Geant4 Monte Carlo simulations of the International Space Station radiation environment" // 2006. *Doctoral Thesis*. Stockholm. Sweden.

Faradzhaev R.M., Trofimov Yu.A., Lupar E.E. and Yurov V.N. "Performances investigation and material selection of PMT magnetic shields for the space experiments with GRIS and PING-M instruments" // 2016. *J. of Phys.: Conf. series*. Vol. 675. DOI: 10.1088/1742-6596/675/4/042008

Ferguson C., Barlow E.J., Bird A.J. et al. "The INTEGRAL mass model - TIMM" // 2003. *A&A*. Vol. 411. P. 19-23. DOI: 10.1051/0004-6361:20031403

Flaska M., Faisal M., Wentzloff D. and Pozzi S. "Influence of sampling properties of fast-waveform digitizers on neutron – gamma-ray, pulse-shape discrimination for organic scintillation detectors" // 2013. *NIM-A*. Vol. 729. P. 456-462. DOI: 10.1016/j.nima.2013.07.008

Flyckt S-O. and Marmonier C. "Photomultiplier tubes principles & applications" // September 2002. *Photonis*. Brive. France. URL: <http://www2.pv.infn.it>

Forrest D.J., Chupp E.L., Ryan J.M. et al. "The gamma ray spectrometer for the solar maximum mission" // 1980. *Sol. Phys.* Vol. 65 P. 15-23

Forrest D.J., Vestrand W.T., Chupp E.L. et al. "Neutral pion production in solar flares" // 1985. *Int. Cosmic Ray Conf.* Vol. 4. ed. by F.C. Jones. P. 146

Friend M, Franklin G.B., Quinn B. "An LED pulser for measuring photomultiplier linearity" // 2012. *NIM-A*. Vol. 676. P. 66-69.

Geant4 Collaboration "Geant4 user's guide for application developers" // 14 December 2007. Ver.: geant4.9.1. <<http://www.geant4.org>>

Glyanenko A.S. "The service telemetry and control device for space experiment "GRIS" // 2016. *J. of Phys.: Conf. series*. Vol. 675. DOI: 10.1088/1742-6596/675/4/042041

Glyanenko A.S., Lupar E.E., Trofimov Yu. A. et al. "Service data acquisition and onboard control for "GRIS-BD" unit in "GRIS" space experiment" // 2017. *J. of Phys.: Conf. series*. Vol. 798. DOI: 10.1088/1742-6596/798/1/012198

Glyanenko A.S., Lupar E.E., Trofimov Yu. A. et al. "Extension of the space experiment GRIS onboard the ISS capabilities: registration of short gamma-ray bursts and TGF" in *The 3rd International Conference on Particle Physics and Astrophysics* // 2018. *KnE Energy & Physics* P. 142–148. DOI: 10.18502/ken.v3i1.1736

Hamamatsu Photonics K.K. "Photomultiplier tubes Basics and Applications" // August 2007. *TOTH9001E03a*. URL: <http://www.hamamatsu.com>

Hamamatsu Photonics K.K. "Photomultiplier tubes and assemblies for scintillation counting & high energy physics" // September 2012. *TPMO0007E03*. URL: <http://www.hamamatsu.com>

Ivanchenko A.V., Ivanchenko V.N., Molina J.M.Q. and Incerti S.L. "Geant4 hadronic physics for space radiation environment" // 2012. Int. J. of Rad. Biology. Vol. 88(1-2) P. 171-175. DOI: 10.3109/09553002.2011.610865

Janecek M. "Reflectivity spectra for commonly used reflectors" // 2012. IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol. 59(3). P. 490-497. DOI: 10.1109/TNS.2012.2183385

Jeffrey N.L.S. and Kontar E.P. "Spatially resolved hard X-ray polarization in solar flares: effects of Compton scattering and bremsstrahlung" // 2011. A&A. Vol. 536. A93. DOI: 10.1051/0004-6361/201117987

Kane S.R., Hurley K., McTiernan J.M. et al. "Stereoscopic observations of solar hard X-ray flares made by ULYSSES and YOHKOH" // 1998. ApJ. Vol. 500. P. 1003-1008.

Kasparova J., Kontar E.P. Brown J.C. "Hard X-ray spectra and positions of solar flares observed by RHESSI: photospheric albedo, directivity and electron spectra" // 2007 Astron. & Astrophys. Vol. 466.No. 2. P.705-712. DOI: 10.1051/0004-6361:20066689

Koldashov S.V. Mikhailov V.V. and Voronov S.A. "Electron and positron albedo spectra with energy more than 10 MeV" // 1995 Int. Cosmic Ray Conf. 24th, Rome, 4 993-996

Kontar E.P. and Brown J.C. "Stereoscopic electron spectroscopy of solar hard X-ray flares with a single spacecraft" // 2006. ApJ. Vol. 653. P. 149-152. DOI: 10.1086/510586

Kotov Yu.D., Arkhangelsky A.I., Yurov V.N. et al. "Characteristics of the Natal'ya-2M satellite device for the detection of neutrons with energies above 5 MeV" 1999. Nuc. Exp. Tech. No. 5. P. 590-595.

Kotov Yu.D., Yurov V.N., Trofimov Yu.A. et al. "Solar gamma-ray spectrometer GRIS onboard the International Space Station" // 2015. Adv. Space Res. Vol. 56. P. 1797-1804. DOI: 10.1016/j.asr.2015.07.027

Kotov Yu.D., Yurov V.N., Glyanenko A.S. et al. "Solar X-ray polarimetry and spectrometry instrument PING-M for the Interhelioprobe mission" // 2016. Adv. Space Res. Vol. 58. P. 635-643. DOI: 10.1016/j.asr.2016.05.024

Kozlovsky B., Murphy R.J. and Ramaty R. "Nuclear de-excitation lines from accelerated particle interactions" // 2002. ApJ Sup. Series. Vol. 141. P. 523-541. DOI: 10.1086/340545

Kozyrev A., Mitrofanov A., Owens A. et al. "A comparative study of $\text{LaBr}_3(\text{Ce}^{3+})$ and CeBr_3 based gamma-ray spectrometers for planetary remote sensing applications" // 2016 Rev. Sci. Instr. **87** 085112. DOI: 10.1063/1.4958897

Krucker S., Benz A.O., Hurford G.J. et al. "The spectrometer/telescope for imaging X-rays on board the ESA Solar Orbiter spacecraft" // 2013. NIM-A. Vol. 732. P. 295-298. DOI: 10.1016/j.nima.2013.05.050

Kuznetsov S.N., Kurt V.G., Yushkov B.Y. et al. "Gamma-Ray and High-Energy-Neutron Measurements on CORONAS-F during the Solar Flare of 28 October 2003" // 2011. Solar Phys. Vol. 268. P. 175.

Kuznetsov V.D. "Solar and heliospheric space missions" // 2015. Adv. Space Res. Vol. 55. P. 879-885. DOI: 10.1016/j.asr.2014.07.034

Kuznetsov V.D., Zelenyi L.M., Zimovets I.V. et al. "The Sun and Heliosphere explorer – the Interhelioprobe mission" // 2016. Geomagnetism and Aeronomy. Vol. 56(7) P. 781-841. DOI: 10.1134/S0016793216070124

Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J. et al. "The Reuven Ramaty high-energy solar spectroscopic imager (RHESSI) // 2002. Solar Phys. Vol. 210. P. 3-32 DOI: 10.1023/A:1022428818870

Livshits M.A., Chernetskii V.A., Bogomolov A.V. et al. "Stereoscopic Observations of solar flares made onboard the 2001 Mars Odyssey spacecraft and CORONAS-F satellite" // 2006/ Sol. Sys. Res. Vol. 40. No. 2. P. 153-162. DOI: 10.1134/S0038094606020092

Machol J., Viereck R. "GOES X-ray Sensor (XRS) Measurements" // 4 March 2015. Version 1.4. <http://ngdc.noaa.gov>

Mandzhavidze N., Ramaty R. and Kozlovsky B. "Determination of the abundances of subcoronal ^4He and of solar flare-accelerated ^3He and ^4He from gamma-ray spectroscopy" // 1999. ApJ. Vol. 518. P. 918-925. DOI: 10.1086/307321

Massone A.M., Emslie A.G. Kontar E.P. et al. "Anisotropic bremsstrahlung emission and the form of regularized electron flux spectra in solar flares" // 2004. ApJ. Vol. 613. P. 1233-1240. DOI: 10.1086/423127

Meegan C., Lichti G., Bhat P.N. et al. "The Fermi Gamma-ray Burst monitor" // 2009. ApJ. Vol. 702. P. 791-804. DOI: 10.1088/0004-637X/702/1/791

- Moses W.W., Bizarri G.A., Williams R.T. "The origins of scintillator non-proportionality" // 2012. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* Vol. 59(5). P. 2038-2044. DOI: 10.1109/TNS.2012.2186463
- Moszyński M., Syntfeld-Każuch A., Swiderski L. et al. "Energy resolution of scintillation detectors" // 2016. *NIM-A*. Vol. 805. P. 25-35. DOI: 10.1016/j.nima.2015.07.059
- Muraki Y., Lopez D., Koga K. "Simultaneous observation of solar neutrons from the International Space Station and high mountain observatories in association with flare on July 8, 2014" // 2016. *Sol. Phys.* Vol. 291. P. 1241-1265. DOI: 10.1007/s11207-016-0887-0
- Murphy R.J., Dermer C.D. and Ramaty R. "High-energy processes in solar flares" // 1987. *ApJ Sup. Series*. Vol. 63. P. 721-748.
- Murphy R.J., Share G.H., Letaw J.R. and Forrest D.J. "Nuclear line spectroscopy of the 1981 April 27 solar flare" // 1990. *ApJ*. Vol. 358. P. 298-312.
- Murphy R.J., Share G.H. Hua X.-M. et al. "Physical implications of RHESSI neutron-capture line measurements" // 2003. *ApJ*. Vol. 595. P. 93-96. DOI: 10.1086/378175
- Murphy R.J., Kozlovsky B., Share G.H. et al. "Using gamma-ray and neutron emission to determine solar flare acceleration particle spectra and composition and the conditions within the flare magnetic loop" // 2007. *ApJ. Supp. Series*. Vol. 168. P. 167-194. DOI: 10.1086/509637
- Omodei N. "Observation of impulsive Solar Flares with the Fermi Large Area Telescope" // 2012. *Fermi Solar Data Analysis Workshop*. URL: http://fermi.gsfc.nasa.gov/science/mtgs/workshops/da2012_solar/agenda.html
- Perty D. "The Earth's Gamma-ray Albedo as observed by EGRET" // 2005. *AIP Conf. Proc.* Vol. 745. P. 709-714.
- Pesce-Rollins M., Omodei N., Petrosian V. et al. "Fermi Large Area Telescope observations of high-energy gamma-ray emission from behind-the limb solar flares" // 2015. *arXiv:1507.04303*
- Peterson L.E. and Winckler J.R. "Gamma-ray burst from a solar flare" // 1959. *J. Geophys. Res.* Vol. 64(7). P. 697-707.
- Quarati F.G.A., Owens A., Dorenbos P. et al. "High energy gamma-ray spectroscopy with LaBr₃ scintillation detectors" // 2011. *NIM-A*. Vol. 629. P. 157-169. DOI: 10.1016/j.nima.2010.11.035

Quarati F.G.A., Khodyuk I.V., Eijk C.W.E. et al. "Study of ^{138}La radioactive decays using LaBr_3 scintillators" // 2012. NIM-A. Vol. 683. P. 46-52 DOI: 10.1016/j.nima.2012.04.066

Quarati F.G.A., Dorenbos P., Biezen J. et al. "Scintillation and detection characteristics of high-sensitivity CeBr_3 gamma-ray spectrometers" // 2013. NIM-A. Vol. 729. P. 596-604. DOI: 10.1016/j.nima.2013.08.005

Quarati F.G.A., Alekhin M.S., Krämer K.W. and Dorenbos P. "Co-doping of CeBr_3 scintillator detectors for energy resolution enhancement" // 2014. NIM-A. Vol. 735. P. 655-658. DOI: 10.1016/j.nima.2013.10.004

Ramaty R., Mandzhavidze N. and Kozlovsky B. "Solar atmospheric abundances from gamma ray spectroscopy" // 1996. AIP Conf. Proc. Vol. 374. P. 172. DOI: 10.1063/1.50953

Rao A.R., Malkar J.P., Hingar M.K. et al. "RT-2 detection of quasi-periodic pulsations in the 2009 July 5 solar hard x-ray flare" // 2010, ApJ, Vol. 714, P. 1142-1148. DOI: 10.1088/0004-637X/714/2/1142

Rogers J.G., Andreaco M.S., Moisauc C. "A 7-9 MeV isotopic gamma ray source for detector testing" // 1998. NIM-A. Vol. 413. P.249-254. DOI: 10.1016/S0168-9002(98)00097-7

Saint-Gobain Crystals "BrilLanCeTM scintillators performance summary" // Jan. 2009. URL: <http://www.crystals.saint-gobain.com>

Sarkar R., Mandal S., Debnath D. et al. "Instruments of RT-2 experiment onboard CORONAS-PHOTON and their test and evaluation IV: background simulations using GEANT-4 toolkit" // 2011. Exp. Astron. Vol. 29. P. 85-107. DOI: 10.1007/s10686-010-9208-z

Schönfelder V., Aarts H., Bennett K. et al. "Instrument description and performance of the imaging gamma-ray telescope Comptel aboard the Compton Gamma-Ray Observation" // 1993. ApJ Supp. Series. Vol. 86. P. 657-692.

Seabury E.H., Wharton J.C. and Caffrey A.J. "Response of a $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ detector to 2-11 MeV gamma rays" // 2006. Preprint Idaho National Laboratory INL/CON-06-11300.

Seetha S. "Proposed Aditya-L1 Mission" // 2014. Conf. on "Coupling and Dynamics of the Solar Atmosphere", IUCAA. 10-14 Nov. 2014.

- Share G.H., Murphy R.J. and Skibo J.G. "Gamma-ray line measurements and ambient solar abundances" // 1996. *AIP conf. proceed.* Vol. 374. P. 162. DOI: 10.1063/1.50952
- Share G.H., Murphy R.J., Kiener J. and Sereville N. "Directionality of solar flare-accelerated protons and α -particles from γ -ray line measurements" // 2002. *ApJ.* Vol. 573. P. 464-470.
- Share G.H., Murphy R.J., Smith D.M. et al. "Detection of flare-accelerated α -particles at the Sun" // 2003a. *ApJ.* Vol. 595. P. 89-92. DOI: 10.1086/378176
- Share G.H., Murphy R.J., Skibo J.G. et al. "High-resolution observation of the solar positron-electron annihilation line" // 2003b. *ApJ.* Vol. 595 P. 85-88. DOI: 10.1086/378174
- Share G.H. and Murphy R.J. "Gamma radiation from Flare-accelerated particles impacting the Sun" // 2006. *Geophys. Monogr.* Vol. 165. P. 177-188. DOI: 10.1029/165GM17
- Shih A.Y., Lin R.P., Hurford G.J. et al. "The Gamma-Ray Imager/Polarimeter for Solar flares (GRIPS)" // 2012. *Proc. SPIE.* 8443. DOI: 10.1117/12.926450
- Smith D.M., Share G.H., Murphy R.J. "High-resolution spectroscopy of gamma-ray lines from the X-class solar flare of 2002 July 23" // 2003. *ApJ.* Vol. 55. P. 81-84. DOI: 10.1086/378173
- Suri A.N. Chupp E.L., Forrest D.J. and Reppin C. "Observations of solar gamma ray continuum between 360 keV and 7 MeV on August 4, 1972" // 1975. *Sol. Phys.* Vol. 43. P. 415-429.
- Vestrand W.T., Forrest D.J., Rieger E. et al. "The Solar Maximum Mission atlas of gamma-ray flares" // 1999. *ApJ. Sup. Series.* Vol. 120. P. 409-467.
- Vilmer N., MacKinnon A.L. and Hurford G.J. "Properties of energetic ions in the solar atmosphere from γ -ray and neutron observations" // 2011. *Space Sci. Rev.* Vol. 159. P. 167-224. DOI: 10.1007/s11214-010-9728-x
- Yurov V.N., Glyanenko A.S., Tyshkevich V.G. "The analysis of links between the characteristics of active regions on the Sun and X-flares classes M and X on the GOES scale" // 2015 *Phys. Procedia* Vol. 74. P. 357-362. DOI: 10.1016/j.phpro.2015.09.193