ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ НАУЧНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ПОЛЯРНЫЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ПГИ)

На правах рукописи

Маурчев Евгений Александрович

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С СИСТЕМАМИ ДЕТЕКТОРОВ И АТМОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ

01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

Балабин Ю.В.

Москва - 2021

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Глава 1. Основные положения, описание модели и методические вопросы	.15
1.1. Основные положения построения программного комплекса RUSCOSMICS	15
1.2. Модель сцинтилляционного детектора NaI(Tl)	21
1.3. Исследование реакций в стандартном нейтронном мониторе и вычисление функции отклика	27
1.4. Модуль RUSCOSMICS для расчета прохождения протонов КЛ через атмосферу Земли	44
1.5. Основные положения по реализации представленных моделей при помощи языка C++	52
1.6 Краткие выводы	60
Глава 2. Моделирование прохождения протонов ГКЛ через атмосферу	
Земли во время минимума солнечной активности	62
2.1. Особенности параметризации модели RUSCOSMICS для проведения расчетов	62
	02
КЛ	б7
2.3. Верификация полученных результатов по данным шаров-зондов	78
2.4. Ионизация вещества атмосферы Земли протонами ГКЛ	80
2.4.1. Расчет локальной ионизации для фиксированной жесткости геомагнитного обрезания	80
2.4.1. Расчет скорости ионизации в случае использования геометрии глобальной модели атмосферы Земли	80
2.5 Краткие выводы	84
Глава 3. Моделирование прохождения релятивистских солнечных	
протонов через атмосферу Земли	85
3.1. Входные данные для параметризации моделирования СКЛ	85
3.2. Расчет скорости ионизации атмосферы Земли во время событий GLE.	88
3.3. Краткие выводы	91
Заключение	92
Литература	94

Введение

Космические лучи (КЛ) оказывают непрерывное воздействие на атмосферу Земли, а также на находящиеся в ней объекты (люди, электронные устройства, технические сооружения), ионизируя атмосферное вещество в ядерных и электромагнитных взаимодействиях. Источниками ионизирующего излучения являются как галактические космические лучи (ГКЛ), так и солнечные космические лучи (СКЛ), дифференциальные спектры которых заметно различаются друг от друга в области энергий, не превышающей несколько ГэВ.

Вот уже много лет основные методы изучения характеристик вторичной компоненты КЛ заключаются в проведении различного рода экспериментов с реальным детектирующим оборудованием. Но в последнее время, благодаря развитию информационных технологий, возможности этих исследований существенно расширились. Представленная диссертационная работа посвящена дополнению существующей комплексной системы сбора данных, установленной на станции нейтронного монитора (HM) Апатиты Полярного геофизического PAH численными моделями используемого института детектирующего оборудования. Также рассматривается модель прохождения протонов КЛ через атмосферу Земли, созданная для получения количественных характеристик воздействия частиц на окружающее их вещество. В ходе проведенного исследования были получены функции эффективности регистрации для стандартного HM и сцинтилляционных детекторов NaI(Tl), а также произведена оптимальная параметризация нового прототипа узконаправленного нейтронного спектрометра (УНС). Также были получены энергетические и высотные зависимости потоков различных компонент вторичных КЛ, индуцированных протонами первичных КЛ с дифференциальными спектрами, соответствующими как ГКЛ, так и СКЛ во время событий возрастания приземного фона GLE65, GLE67, GLE69 и GLE70 (GLE – ground level enhancement, событие возрастания скорости счета на НМ во время вспышки на Солнце). На основе этих данных

получены профили скорости ионизации атмосферного вещества для различных значений жесткости геомагнитного обрезания.

Актуальность

КЛ оказывают значительное влияние на окружающую среду и технику; примером актуальных задач могут служить расчет эффективной дозы при осуществлении авиаперелетов через полярные области Земли или оценка негативного воздействия вторичного излучения на электронные устройства и даже технические сооружения во время событий возрастания приземного фона (Ground level enhancement – GLE). Также важными являются проблемы радиобиологической безопасности в целом. Чтобы, в конечном счете, уменьшить негативный эффект от взаимодействия КЛ с биологическими и техническими объектами, необходимо представлять механизмы прохождения этих частиц через вещество в зависимости от конкретных начальных условий (энергия и состав, высота расположения объекта в атмосфере Земли и т. д.). Самым распространенным методом на данный момент является экспериментальное исследование (различные комплексные установки, стратосферные измерения), однако такой подход не дает исчерпывающей информации о составе и характеристиках вторичных КЛ. Например, шар-зонд со счетчиком Гейгера не позволяет определить состав излучения, а дает только количественную оценку суммарного вклада преимущественно от заряженной компоненты, при этом возможности их запуска ограничены местом проведения эксперимента и, самое главное, относительно высокой стоимостью оборудования. Численный эксперимент в таком случае позволяет расширить возможности исследований, как посредством моделирования систем регистрации, так и при помощи сбора информации о потоках вторичных частиц в любой точке атмосферы Земли, причем для любых состояний источника первичного излучения. Наряду с этим реальные данные из экспериментальной базы отлично подходят для оценки точности модели, ее верификации.

Цель работы

Основным направлением диссертационной работы является всестороннее исследование при помощи численных методов прохождения ГКЛ и СКЛ через различные системы детекторов, а также их взаимодействия с атмосферой Земли. В соответствии с этой целью были поставлены и решены следующие задачи:

1. Моделирование при помощи GEANT4 (Agostinelli et al, 2003) детекторов нейтронов и гамма-квантов, входящих в состав комплексной системы приборов, установленных на станции нейтронного монитора Апатиты, и получения их функций эффективности регистрации.

2. Изучение особенностей образования каскадов вторичных частиц в случае использования модельного генератора первичного излучения с характеристиками, соответствующими спектрам протонов ГКЛ и СКЛ.

3. Исследование воздействия первичного и вторичного космического излучения на скорость ионизации вещества атмосферы Земли с учетом значения жесткости геомагнитного обрезания.

4. Верификация результатов вычислений посредством доступных на станции нейтронного монитора Апатиты экспериментальных данных.

Научная новизна

- Предложен и испытан метод получения функций эффективности регистрации действующего детектирующего оборудования, установленного на станции нейтронного монитора Апатиты и имеющего уникальную конфигурацию, при помощи параметризации моделей, выполненных на основе GEANT4. Полученные данные являются не только отличным методом калибровки уже существующих детекторов, но и используются при параметризации вновь разрабатываемых устройств.
- Впервые, при помощи численного метода Монте-Карло (Соболь И.М., 1980), получены результаты, доказывающие эффективность использования природного декагидрата тетрабората натрия

(Na₂B₄O₇·10H₂O) в качестве эффективного поглотителя нейтронов с энергией 0.025 эВ < E < 1 МэВ в составе детектирующего оборудования.

- Впервые, при помощи численного метода Монте-Карло, получены данные, позволяющие модельным путем оценить воздействие протонов КЛ на скорость ионизации атмосферы Земли в глобальном масштабе. На основе этих результатов построены соответствующие высотные и пространственные профили (срезы), и произведена их верификация при помощи экспериментальных данных.
- Впервые предложен метод использования данных о спектрах СКЛ, полученных по уникальной методике при помощи сети станций нейтронных мониторов (Vashenyuk E.V. et al., 2011), для оценки характеристик потоков вторичных частиц и скорости ионизации атмосферы во время событий GLE посредством соответствующего модуля RUSCOSMICS (Maurchev E.A. et al., 2016).

Научная и практическая значимость

- Полученные в ходе моделирования оборудования для регистрации космического излучения результаты позволяют лучше понять особенности распространения частиц внутри системы рассматриваемого детектора и, в случае необходимости, производить калибровку или пересчет эффективных параметров.
- 2. Результаты, полученные в ходе ряда модельных экспериментов по расчету прохождения протонов КЛ через атмосферу Земли, позволяют получить количественную оценку потоков вторичного излучения, которая, в свою очередь, находит применение как в фундаментальных исследованиях (например, изучение широких атмосферных ливней), так и в прикладной области (радиационная безопасность).

Положения, выносимые на защиту

- 1. Проектирование и создание на основе пакета для разработки программ GEANT4 набора численных моделей для расчета характеристик детекторов нейтронов и гамма-квантов, входящих в состав комплексной системы сбора нейтронного монитора Апатиты.
- Полученные при помощи этих моделей результаты вычислений в виде функции эффективности регистрации НМ со свинцовым генератором и борными счетчиками, а также функций эффективности регистрации NaI (Tl) сцинтилляционных детекторов разных размеров.
- Разработка и создание нового узконаправленного детектора нейтронов с предварительным проведением расчетов его функции эффективности регистрации.
- 4. Разработка и создание модуля программного комплекса RUSCOSMICS, предназначенного для моделирования взаимодействия протонов КЛ с атмосферой Земли, проведение вычислений потоков вторичных частиц в атмосфере, возникающих при прохождении протонов ГКЛ, а также сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными, полученными в ходе измерений при помощи запуска шаров-зондов на станции Апатиты.
- 5. Результаты вычислений при помощи программного комплекса RUSCOSMICS в виде скорости образования ионов в атмосфере Земли протонами ГКЛ и вторичной компонентой КЛ для периодов минимумов солнечной активности и диапазона значений жесткости геомагнитного обрезания от 0,05 ГВ до 14 ГВ.
- 6. Результаты вычислений при помощи программного комплекса RUSCOSMICS в виде скорости образования ионов в атмосфере Земли протонами СКЛ и вторичной компонентой КЛ во время событий GLE №65, GLE №67, GLE №69 и GLE №70 и для значений жесткости геомагнитного обрезания R_c =0.65 ГВ и R_c =3 ГВ

Достоверность результатов

Достоверность и обоснованность представленных в диссертационной работе результатов следует из их тщательного анализа и верификации при помощи больших массивов экспериментальных данных. Рассчитанные значения потоков вторичных частиц в атмосфере хорошо согласуются с профилями, полученными при помощи шаров-зондов с установленными на них счетчиками Гейгера. Полученные в представленной работе данные используются на нейтронном мониторе Апатиты для расчета скорости ионизации атмосферы Земли протонами первичных КЛ, а также применяются другими группами авторов (Chilingarian A. et al., 2012; Петрашова и др., 2015; Петрашова и др., 2016; Зелинский А.С., 2017; Епифанова И.Э., 2019; Firoz K.A. et al., 2019) для решения широкого спектра задач в области физики космических лучей.

Структура и содержание диссертации

Диссертация состоит из введения, 3-х глав и заключения. Ее объем составляет 104 страницы. В диссертации содержится 51 рисунок и 4 таблицы Список литературы содержит 108 наименований.

Во введении представлено обоснование актуальности выполненной диссертационной работы, обозначена цель исследования, приводится аргументирование научной новизны. Раскрывается научно-практическая значимость и достоверность полученных результатов, приводится их апробация публикаций посредством В рецензируемых журналах И докладов, представленных на всероссийских И международных конференциях, формулируются основные научные положения, выносимые на защиту. В общей форме излагается содержание работы.

В первой главе представлен обзор современного состояния исследований прохождения КЛ через структуру различных детекторов элементарных частиц (нейтроны, гамма-кванты) и атмосферу Земли. Рассматриваются основные методы расчетов характеристик оборудования, включенного в состав комплексной системы сбора данных, установленной на станции НМ ПГИ

Апатиты (раздел 1.2, 1.3), а также особенности построения модуля программного комплекса RUSCOSMICS, предназначенного для моделирования прохождения протонов КЛ через атмосферу Земли, сбора данных о развитии каскадов вторичных частиц и получения профилей ионизации вещества (раздел 1.4).

Во второй главе рассматривается частный случай использования модели прохождения протонов через атмосферу Земли для ГКЛ во время минимума солнечной активности. Приводятся соответствующие энергетические спектры этих частиц, выступающие в роли основной характеристики модельного источника первичных частиц. В ходе расчетов получен массив данных энергетических распределений вторичного излучения (электроны, позитроны, мюоны, протоны, нейтроны, гамма-кванты), представлены типовые графики и описание к ним. Также одним из наиболее важных результатов является набор высотных зависимостей суммарных потоков частиц. Путем сравнения расчетных данных с профилями, полученными в ходе проведения стратосферных измерений (при помощи счетчиков Гейгера, установленных на шарах-зондах) показано хорошее соответствие между моделью и реально протекающими в атмосфере Земли процессами взаимодействия протонов КЛ с окружающим их веществом и последующего рождения каскадов. Это говорит о правильном выборе как начальных условий, так и параметризации используемой модели в целом.

В **третьей главе** представлены результаты моделирования прохождения через атмосферу суммарного потока протонов (ГКЛ + СКЛ) с жесткостью *R* ≥0.65 ГВ и спектрами, соответствующими четырем событиям GLE65, GLE67, GLE69, GLE70.

Апробация работы

Основные результаты и выводы, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих научных мероприятиях:

31-я (г. Москва, Россия, 2010 г.), 32-я (г. Москва, Россия, 2012 г.), 33-я (г. Дубна, Россия, 2014 г.), 34-я (г. Дубна, Россия, 2016 г.), 35-я (г. Барнаул,

Россия, 2018 г.), 36-я (г. Москва, Россия, 2020 г.), Всероссийские конференции по космическим лучам (ВККЛ).

- 22-й (г. Турку, Финляндия, 2010 г.), 23-й (г. Москва, Россия, 2012 г.), 26-й (г. Белокуриха, Россия, 2018 г.) Европейские симпозиумы по космическим лучам (ECRS).
- 38-я (г. Бремен, Германия, 2010 г.), 39-я (г. Майсур, Индия, 2012 г.) и 40-я (г. Москва, Россия, 2014 г.) научные ассамблеи COSPAR.
- 32-я (г. Пекин, КНР, 2011 г.) и 35-я (г. Пусан, Корея, 2017 г.) международная конференция по космическим лучам (ICRC).
- 14-я (г. Иркутск, Россия, 2015 г.) и 16-я (г. Иркутск, Россия, 2019 г.) Байкальская школа по фундаментальной физике и конференция молодых ученых.
- Международный симпозиум по космическим лучам и астрофизике (ISCRA-2017), г. Москва, Россия, 2017 г.
- Международный симпозиум VarSITI (Variability of the Sun and Its Terrestrial Impact), г. Иркутск, Россия, 2017 г.
- 5-я (г. Калининград, Россия, 2016 г.) и 6-я (г. Калининград, Россия, 2018 г.) международные конференции «Атмосфера, Ионосфера, Безопасность» (AIS).
- 9-я (ИКИ, г. Москва, Россия, 2013 г.), 16-я (ИКИ, г. Москва, Россия, 2019 г.), 17-я (ИКИ, г. Москва, Россия, 2020 г.), 18-я (ИКИ, г. Москва, Россия, 2021 г.) конференция молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования».
- 13-я Русско-Китайская конференция по космической погоде, г. Якутск, Россия, 2016 г.
- 33, 34, 35, 36, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44 ежегодные Апатитские семинары «Физика авроральных явлений» (2010 – 2021 гг., Апатиты).
- Конференция "Состояние и перспективы развития геофизических исследований в высоких широтах", г. Апатиты, Россия, 2010 г.

- 2, 3, 4, 5, 6 школы молодых ученых «Высокоширотные геофизические исследования» (г. Апатиты, г. Мурманск, Россия, 2011-2017 гг.)
- Международная научно-техническая конференция «Наука и образование 2012», г. Мурманск, Россия, 2012 г.

Публикации

Соискатель имеет 30 опубликованных научных работ по теме диссертации, 16 из которых проиндексированы базой данных SCOPUS, 6 - Web of Science. Из них 8 статей в научных журналах и изданиях, которые включены в перечень российских рецензируемых научных журналов и изданий для опубликования основных научных результатов диссертаций, а также 3 работы в рецензируемых научных изданиях, входящих в международные реферативные базы данных и системы цитирования, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук. 14 работ опубликовано в материалах всероссийских и международных конференций, и симпозиумов.

Публикации по теме диссертации в рецензируемых журналах

- Балабин Ю.В., Маурчев Е.А., Вашенюк Э.В., Гвоздевский Б.Б. Детальное исследование явления множественности на нейтронных мониторах // Вестник Кольского научного центра РАН. –2010. –№ 2. –С. 50–65.
- Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B., Maurchev E.A., Vashenyuk E.V., Dzhappuev D.D. Fine structure of neutron multiplicity on neutron monitors // Astrophysics and Space Science. –2011 –T.7 –C. 283–286.
- Маурчев Е.А. Численное моделирование в различных задачах физики космических лучей // Труды Кольского научного центра РАН. –2015. –№ 6. –С. 152–156.
- 4. Маурчев Е.А. Программный комплекс RUSCOSMICS в задачах прохождения космических лучей через атмосферу Земли // Труды Кольского научного центра РАН. –2017. –Т. 8. –№ 7–3. –С. 10–16.

- Velinov P. I. Y., Balabin Yu. V., Maurchev E. A., Calculations of enhanced ionization in strato-troposphere during the greatest ground level enhancement on 23 February 1956 (GLE 05) // Compt. rend. Acad. Bulg. Sci. -2017 -Vol. 70. -№ 4, -P. 545-555.
- Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Германенко А.В., Балабин Ю.В.
 Экспериментальные методы для проведения валидации результатов моделирования взаимодействия космических лучей с атмосферой Земли // Труды Кольского научного центра РАН. –2018. –Т. 9. –№ 5–4. –С. 76–81.

Публикации по теме диссертации из списка ВАК

- Балабин Ю.В., Джаппуев Д.Д., Гвоздевский Б.Б., Маурчев Е.А., Куджаев А.У., Михайлова О.И. Множественность на нейтронных мониторах: локальные адронные ливни и ШАЛ // Известия Российской академии наук. Серия физическая. –2011. – Т. 75. –№ 3. –С. 393–395.
- Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. Новая численная модель для исследования космических лучей в атмосфере Земли // Известия Российской академии наук. Серия физическая. –2015. –Т. 79. –№ 5. –С. 711–713.
- Maurchev E.A., Balabin Yu.V. RUSCOSMICS The new software toolbox for detailed analysis of cosmic ray interactions with matter // Solar-Terrestrial Physics. -2016. -T. 2. -№ 4. -C. 3-10.
- Mikhalko E.A., Balabin Yu.V., Maurchev E.A., Germanenko A.V. New narrowbeam neutron spectrometer in complex monitoring system // Solar-Terrestrial Physics. -2018. -Vol. 4. -№ 1. -P. 71-74.
- 5. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В., Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Луковникова А.А., Торопов А.А. Общие свойства возрастаний гамма-фона и их статистические характеристики // Известия Российской академии наук. Серия физическая. –2019. –Т. 83. –№ 5. –С. 659–662.
- 6. Михалко Е.А., Балабин Ю.В., Маурчев Е.А., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б. Исследование энергетических спектров возрастаний

фонового гамма-излучения // Известия Российской академии наук. Серия физическая. -2019. -Т. 83. -№ 5. -С. 663-665.

- Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Германенко А.В., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.В. Программный комплекс RUSCOSMICS как инструмент для оценки скорости ионизации вещества атмосферы Земли протонами космических лучей // Известия Российской академии наук. Серия физическая. –2019. – Т. 83. –№ 5. – С. 712–716.
- Maurchev E.A., Balabin Yu.V., Germanenko A.V., Mikhalko E.A., Gvozdevsky B.B. Calculating the ionization rate induced by GCR and SCR protons in Earth atmosphere // Solar-Terrestrial Physics. –2019. –Vol. 5. –№ 3. –P. 68–74.
- Михалко Е.А., Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В. Направленный детектор нейтронов умеренных энергий // Приборы и техника эксперимента. -2021. -№ 4. -С. 89-94.
- 10. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б. Моделирование прохождения протонов солнечных космических лучей через атмосферу Земли для событий GLE42 И GLE44 // Известия Российской академии наук. Серия физическая. –2021. –Т. 85. –№ 3. С. 383–387.
- 11. Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Михалко Е.А., Гвоздевский Б.Б. Расчет скорости ионизации во время события GLE с использованием глобальной модели атмосферы Земли и оценка вклада в этот процесс частиц галактических космических лучей с Z > 2 // Известия Российской академии наук. Серия физическая. –2021. –Т. 85. –№ 3. – С. 388–392.

Личный вклад автора

В исследовании, изложенном в диссертационной работе, автор принимал непосредственное участие при постановке задачи, разработке методики, написании кода моделей, сборе, обработке и организации хранения данных, проектировании и реализации оборудования, участвовал в обсуждениях, интерпретации полученных результатов, представлении материала в научных статьях и на конференциях. Автором диссертации создан пакет программ, предназначенных для решения прикладных и фундаментальных задач в области физики КЛ и проведены расчеты различных параметров действующего детектирующего оборудования, параметров прототипа нового устройства (УНС) и взаимодействия протонов КЛ с атмосферой Земли. Автор внес значительный вклад в развитие методов исследования, применяемых на станции нейтронного монитора ПГИ Апатиты, объединив уже существующие подходы определения параметров потоков КЛ при помощи экспериментального оборудования с новыми решениями в виде численных моделей. Это позволило в полной мере выполнить диссертационную работу, а также заложить базу для множества будущих исследований.

1.1. Основные положения построения программного комплекса RUSCOSMICS

Одной физики КЛ ИЗ основных задач является исследование распространения элементарных частиц в атмосфере Земли, их влияния на окружающее вещество и различные системы через последовательные процессы взаимодействий. К примеру, на сегодня актуальными остаются задачи, касающиеся расчета скорости ионизации (Bazilevskaya et al., 2008; Velinov et al., 2017; Velinov et al., 1968), поведения приземного фона вторичных частиц во время осадков (Балабин и др., 2013; Балабин и др., 2019; Germanenko et al., 2013), а также вычисления характеристик детекторов корпускулярного излучения с учетом их особенностей (Балабин, 2009; Балабин, 2011; Балабин, 2015). Эти исследования проводятся как экспериментальными методами, так и при помощи расширения моделирования. В рамках возможностей численного уже имеющегося физического оборудования в Полярном геофизическом институте (ПГИ г. Апатиты) был специально разработан программный комплекс RUSCOSMICS на базе пакета для разработки программ GEANT4 (Agostinelli et al., 2003; Maurchev et al., 2015; Maurchev et al., 2016; Маурчев, 2017). Главной задачей в представленной работе является получение функций отклика детектирующего оборудования (нейтронного монитора, различного NaI спектрометров (Maurchev et al., 2016), изучения особенностей взаимодействий частиц с ним, а также исследование развития каскадов вторичных КЛ на заданных высотах в атмосфере Земли (энергетические спектры и суммарные потоки протонов, нейтронов, электронов, позитронов, мюонов и гамма-квантов) при помощи численных методов. Процесс прохождения протонов КЛ через атмосферу Земли и образование каскадов вторичных частиц схематично представлен на рис. 1.1.

На сегодня существует ряд публикаций, в которых описывается состав КЛ и их взаимодействие с веществом атмосферы (Дорман, 1975; Filges et al., 2009).

Отличительной чертой программного комплекса RUSCOSMICS является то, что он позволяет производить детальную оценку всех характеристик, как детектирующего оборудования, так и потоков частиц в атмосфере Земли при заданных начальных условиях. На протяжении всего процесса моделирования промежуточные результаты сопоставляются заведомо С известными экспериментальными данными, позволяя тем самым проводить верификацию. При получению необходимых таком подходе расчеты приводят К количественных значений, содержащих минимальное количество ошибок.



Рис. 1.1. Принципиальная схема, демонстрирующая этапы прохождения элементарных частиц через атмосферу Земли и развития каскада (Filges et al., 2009), положенная в основу выбора геометрии и моделей процессов взаимодействий в программном комплексе RUSCOSMICS.

На высотах 80 км и более от поверхности Земли ГКЛ состоят в основном из протонов (~85 %), а также имеют в своем составе альфа-частицы (~12 %), ядра с атомным номером больше Z>2 (~1%) и электроны с позитронами (~2%). В верхних, разреженных, слоях первичные КЛ теряют свою энергию в основном на процесс ионизации, а при достижении высоты 10-30 км над уровнем моря (большой глубины) превалирующими становятся неупругие соударения с

ядрами атомов воздуха (в основном это реакции протонов с азотом и кислородом) (Дорман, 1975; Широков и др., 1980; Simpson, 1983). В результате этих взаимодействий рождаются каскады частиц разного сорта, состав которых можно условно выразить через формулу генерации частиц:

nucleon + *air*
$$\rightarrow$$
 p + *n* + π^{\pm} + π^{0} + k^{\pm} + k^{0} , (1.1.1)
где *p* – протоны; *n* – нейтроны; π^{\pm} , π^{0} – пионы; k^{\pm} , k^{0} – каоны.

Часть из рожденных частиц способна еще несколько раз взаимодействовать с веществом атмосферы, количество этих реакций будет пропорционально полученной энергии образовавшихся частиц. К примеру, наряду с образованием каскада из ядерно-активных частиц развивается электромагнитная компонента, вклад в которую вносят каоны и пионы, причем последние участвуют в создании адронной компоненты или же распадаются, образуя мюонную компоненту и нейтрино:

$$\pi^{-}(\pi^{+}) \to \mu^{-}(\mu^{+})\eta^{-}(\eta^{+})$$
 (1.1.2)

Разработанный в ПГИ комплекс *RUSCOSMICS* позволяет исследовать именно такие процессы, связанные с генерацией вторичных КЛ в атмосфере Земли и их влиянием на окружающее вещество. Программное обеспечение состоит из трех основных частей: модели сцинтилляционного детектора, моделей детекторов нейтронов и общей модели прохождения галактических и солнечных КЛ через атмосферу Земли. В основе всех вышеперечисленных модулей лежит численный метод Монте-Карло, позволяющий делать выборку случайного числа $x \in (x_1, x_2)$ с заданной функцией распределения плотности вероятности (см., напр., (Соболь, 1985; Butcher et al., 1960)).

Для получения значений необходимой величины, заданной функцией f(x)(это может быть энергетический спектр, сечение реакции и т.д.) в моделях реализованы два основных подхода: метод ступенчатой аппроксимации (MCA) и метод усечения (МУ) (Голенко, 1982). Для первого используется дискретная выборка, при этом следует обозначить F_i как ее вес по оси ординат для каждого значения x_i . С целью перехода от физической характеристики к плотности распределения, необходимо привести каждое F_i к единицам вероятности для всех $x \in (x_i, x_{i+1})$ при помощи операции нормировки:

$$P_i = \frac{F_i}{F_1 + F_2 + \dots + F_i + \dots + F_n},$$
(1.1.3)

причем $\sum_{i=1}^{n} P_i = 1$. После того, как значения P_i и x_i определены, алгоритм выборки будет следующим:

- Генерируется случайное число *g* ∈ (0,1) с равномерной плотностью распределения вероятности.
- 2. Производится сравнение g и P_i для $i \in (1, n)$ до тех пор, пока не наступит условие $g \leq P_i$. В случае отрицательного результата сравнения производится операции $g = g - P_i$ и i = i + 1.
- 3. Выбирается соответствующее значение F_i для $x = x_i$.

При таком подходе качество приближения заданной функции будет обратно пропорционально частоте дискретизации первоначальных значений. Однако положительной стороной является неограниченная возможность реализации выборки из заданной функции плотности вероятности даже при отсутствии аналитического представления. Графическая иллюстрация результата использования МСА с целью генерации значений энергий частиц, распределение плотности вероятности которых соответствует спектру протонов ГКЛ на границе модели атмосферы Земли (80 км) для периода минимума солнечной активности, приведена на рис. 1.2.

В том случае, если необходимая функция задана в явном виде посредством формулы, используется МУ. Алгоритм выборки значений при этом делится на 3 этапа:

- 1. Определяются максимумы и минимумы функции $f_{min}, f_{max}, x_{min}, x_{max}$, после чего функция вписывается в прямоугольник.
- 2. Генератор случайных чисел (ГСЧ) производит пару случайных чисел так, что $g_1 \in (f_{min}, f_{max}), g_2 \in (f_{min}, f_{max}).$

 Проверяется условие, если g₁ ≥ f(g₂) то значение функции f(g₂) принимается, в противном случае, при g₁ < f(g₂) результат отклоняется и расчет начинается с первого пункта.

К основному недостатку метода можно отнести то, что в результате работы ГСЧ с равномерным распределением вероятности появляется множество чисел, которые отклоняются условием выборки, что значительно увеличивает время расчетов.



Рис. 1.2. Спектры протонов ГКЛ, полученные при помощи формулы, взятой из ГОСТ и генератора, использующего МСА для 100000 частиц (*a*) и 1000000 частиц (*б*).

Представленные выше методы реализуют значения некоторой зависимости, описываемой одиночной функцией. Если же допускается наличие нескольких вариантов развития событий (например, при прохождении через вещество заряженная частица может испытывать разные виды взаимодействий), то необходимо использовать сложную нормализованную функции плотности вероятности:

$$f(x) = \sum_{i=1}^{n} a_i f_i(x) g_i(x), \qquad (1.1.4)$$

где $a_i > 0$ – вероятность выборки нормированной функции плотности $f_i(x)$ и $0 \le g_i(x) \le 1$ – случайное число с равномерным распределением. Тогда, произведя выборку случайного целого с вероятностью, пропорциональной a_i и выбрав значение x_0 из распределения $f_i(x)$, можно рассчитать $x = x_0$ с вероятностью

g_i(*x*₀). Принятие или отклонение полученного результата происходит при помощи заданного критерия согласия.

Таким образом, основываясь на информации об используемых методах, а также о прохождение КЛ через атмосферу Земли и их взаимодействии с веществом, можно сказать, что любая модель из представленного программного комплекса описывается обобщенным алгоритмом реализации:

- 1. Выбор начального состояния частицы (первичная энергия, тип частицы, направление движения).
- Определение материала окружающей среды, через которую будет пролетать частица и расчет сечений для всех участвующих взаимодействий.
- Определение геометрии среды и детектирующих объемов, в которых собирается информация о необходимых параметрах первичных и вторичных частиц.
- 4. Запуск события и окончательный расчет прохождения частицы через вещество.

Следовательно, после инициализации параметров геометрии, источника и сорта частиц вся задача сводится к расчету сечений и типа взаимодействий, а также средних длин пробега. Определить вероятность конкретного процесса несложно, используя сечение взаимодействия:

$$\sigma(Z, E) = \sum_{i=1}^{N} \sigma(Z, E)_i, \qquad (1.1.5)$$

где Z – зарядовое число атомного ядра, E – энергия, МэВ, $\sigma(Z,E)_i$ – сечение *i*-го взаимодействия, барн. Тогда вероятность возникновения процесса с *i*-м сечением равна $\sigma(Z,E)_i/\sigma(Z,E)$, где $\sigma(Z,E)$ – полное сечение взаимодействия. Используя формулу (1.1.5), можно вычислить среднюю длину свободного пробега для частицы, проходящей через сложное вещество:

$$\lambda(E) = \left(\sum_{i=1}^{k} [n_i \sigma(Z_i, E)_i]\right)^{-1},$$
(1.1.6)

где n_i – число ядер в единице объема вещества для *i*-го элемента:

$$n_i = \frac{N\rho\omega_i}{A},\tag{1.1.7}$$

где N – число Авогадро, ρ – плотность вещества, г/см³, ω_i – количество атомов *i*го элемента в одной молекуле вещества, A – молярная масса вещества. Вероятность конкретного взаимодействия с *i*-м элементом вычисляется по формуле:

$$P(Z_{i}, E) = \frac{n_{i}\sigma(Z_{i}, E)}{\sum_{i=1}^{N} n_{i}\sigma(Z, E)_{i}}$$
(1.1.8)

Таким образом, далее можно описать работу обобщенной модели с помощью составляющих программного комплекса. Суть реализации самого метода, используемого в данной работе, лучше всего представить на примере создания модели сцинтилляционного детектора (раздел 1.2). Ядерные взаимодействия при высоких и сверхвысоких энергиях реализуются в моделях нейтронных детекторов, которые будут рассмотрены в разделе 1.3 при расчетах соответствующих функций отклика. Обобщенная схема модели прохождения протонов КЛ рассмотрена в разделе 1.4.

1.2. Модель сцинтилляционного детектора NaI(Tl)

Сцинтилляционные детекторы — это устройства, активное вещество которых (в случае рассматриваемой установки NaI(Tl)) способно генерировать фотоны посредством реакций с ионизирующим излучением (электроны, позитроны, протоны) и гамма-квантами. Помимо кристалла такое оборудование также включает в себя фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), необходимый для преобразования вспышки света в электрический импульс, и систему сбора данных (Knoll, 2000). Устройство гамма-спектрометра представлено на рис. 1.3., внешний вид кристаллов NaI(Tl), предназначенных для регистрации гамма-квантов, показан на рис. 1.4. Детекторы такого типа, используемые в задачах гамма-спектроскопии, например, в мониторинге возрастания приземного фона во время осадков (Балабин и др., 2019), имеют большую эффективность

регистрации и находят применение в тех случаях, когда не требуется высокое энергетическое разрешение.

В детекторах подобного типа энергия и интенсивность гамма-квантов определяются с помощью вторичных заряженных частиц (электронов и позитронов), которые возникают в результате взаимодействий самих гамма-квантов с веществом. Здесь рассматриваются три процесса, в ходе которых образуются заряженные частицы: фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар. Как было сказано выше, для вычисления вероятности одного из этих процессов необходимо использовать сложную нормализованную функции плотности вероятности (формула 1.1.4), где в качестве *i*-ых зависимостей используются сечения взаимодействия. Сечение для фотоэффекта определяется по формуле (Biggs et al., 1988):

$$\sigma_{photo}(Z, E) = \frac{a(Z, E)}{E} + \frac{b(Z, E)}{E^2} + \frac{c(Z, E)}{E^3} + \frac{d(Z, E)}{E^4},$$
(1.2.1)

где a, b, c, d – коэффициенты. Полученные из экспериментальных данных для разных интервалов энергии E гамма-кванта, а также отношений Z/A элементов (Biggs et al., 1988).



Рис. 1.3. Устройство гамма-спектрометра со схематичным изображением процесса преобразования первичных γ-квантов в фотоны световой вспышки и последующей регистрации фотоэлектронов при помощи ФЭУ. При попадании в кристалл γ-кванты могут генерировать комптоновские электроны отдачи, создавать фотоэлектроны или электронно-позитронные пары. При прохождении через поглотитель β компоненты образуется тормозное излучение.

Сечение комптоновского рассеяния описывается формулой (Klein, 1929):

$$\sigma_{compt}(Z, E) = P_1(Z) \frac{\log(1+2X)}{X} + \frac{P_2(Z) + P_3(Z) + P_4(Z)}{1 + aX + bX^2 + cX^3},$$
(1.2.2)

где $X = E/mc^2$, m_{e^-} масса электрона и $P_i(Z) = Z(d_i + e_iZ + f_iZ)$. Значения параметров *a*, *b*, *c*, *d*, *e*, *f* могут быть вычислены при помощи метода, описанного в работе (Hubbell et al., 1980) для атомного номера элемента от 1 до 100 при энергии первичного кванта $E \in [10 \text{ кэВ}, 100 \text{ кЭB}]$. Наконец, в соответствии с (Hubbell et al., 1980), полное сечение образования электрон-позитронной пары дается выражением:

$$\sigma_{e^+e^-}(Z,E) = Z(Z+1) \left[F_1(X) + F_2(X)Z + \frac{F_3(X)}{Z} \right], \tag{1.2.3}$$

где *X*=*ln*(*E*/*mc*²) и

$$F_{1}(X) = a_{0} + a_{1}X + a_{2}X^{2} + a_{3}X^{3} + a_{4}X^{4} + a_{5}X^{5}$$

$$F_{2}(X) = b_{0} + b_{1}X + b_{2}X^{2} + b_{3}X^{3} + b_{4}X^{4} + b_{5}X^{5}$$

$$F_{3}(X) = c_{0} + c_{1}X + c_{2}X^{2} + c_{3}X^{3} + c_{4}X^{4} + c_{5}X^{5}$$
(1.2.4)

Величины *a_i*, *b_i*, *c_i* получаются путем аппроксимации экспериментальных данных методом наименьших квадратов (Hubbell J.H. et al., 1980).



Рис. 1.4. Внешний вид кристаллов NaI(Tl), входящих в состав сцинтилляционного детектора и имеющих различные геометрические размеры. Хорошо видно алюминиевый корпус и поглотитель β-излучения в верхней части.

После того как выбрано взаимодействие с *i*-м элементом вещества, по формуле 1.1.5 рассчитывается значение полного сечения взаимодействия. Поскольку ослабление интенсивности пучка фотонов в веществе задается соотношением:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu\chi},$$
 (1.2.5)

где $\mu = \tau + \varepsilon + \chi$ и τ - линейный коэффициент ослабления для фотоэффекта, ε - линейный коэффициент ослабления для Комптон-эффекта и χ - линейный коэффициент ослабления для эффекта образования пар, то вычисление фактической длины пробега производится по формуле 1.1.6.

В случае Комптон-эффекта энергия рассеянного фотона определяется по формуле:

$$E_1 = E_0 \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + E_0 (1 - \cos \theta)},$$
(1.2.6)

где $m_e c^2$ – энергия электрона E_0 - энергия падающего фотона. Диапазон разыгрываемых энергий для рассеянных фотонов задается согласно интервалу ε ϵ [ε_0 :1], где ε_0 – значение, соответствующее минимальной энергии фотона (обратное рассеяние):

$$\varepsilon_0 = \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + 2E_0},$$
(1.2.7)

В случае возникновения электрон-позитронной пары баланс энергий можно представить в виде:

$$E_{\gamma} = 2m_e c^2 + E_{e^-} + E_{e^+}, \qquad (1.2.8)$$

где *E*_{*e*+} - энергии электрона и позитрона, соответственно. Аналогично, для фотоэффекта это соотношение принимает вид:

$$E_{photo} = E_{\gamma} - E_b, \qquad (1.2.9)$$

где E_{γ} – энергия кванта, E_b – энергия связи электрона и E_{photo} – энергия фотоэлектрона. Особенности угловых распределений фотоэлектронов рассматриваются в работе (Gavrila et al., 1959). Следует заметить, что

принципиальным отличием от классического подхода, когда рассматривается начальное и конечное состояние гамма-кванта, и на основе этого принимается решение количестве поглощенной энергии, является максимально 0 приближенная к реальности конфигурация модели. Это выражается в учете сцинтилляционных эффектов, указании значения световыхода, а также задания таблиц коэффициентов преломления на разделе сред для отражающих поверхностей. Таким образом, в конечном счете на выходе из рабочей области модели формируется пучок фотонов, регистрируемых соответствующим чувствительным объемом, при этом их количество прямо пропорционально количеству оставленной в кристалле энергии.

При помощи вышеописанной методики были смоделированы два сцинтилляционных детектора с высотами $h_1 = 2$ см, $h_2 = 10$ см и диаметрами $\mathcal{O}_1 = 6,3$ см, $\mathcal{O}_2 = 15$ см. На рис. 1.5 представлена визуализация модели для нескольких событий, на которых также хорошо видно комптоновское рассеяние. Для удобства представления, в данном случае не учитываются процессы сцинтилляции, которые определяются с помощью таблицы, процессы отражения на границах сред и значения светимости кристалла.

В результате моделирования прохождения моноэнергичных пучков гаммаквантов через сцинтяллиционные детекторы различных геометрических размеров были рассчитаны эффективности регистрации (см. рис. 1.6) в зависимости от первичной энергии частиц. Также проводилась верификация путем сравнения спектра, получаемого в реальном эксперименте при облучении кристалла NaI(Tl) точечным источником ²⁴¹Am, со спектром, рассчитанным посредством моделирования данного эксперимента при помощи соответствующего модуля программного комплекса RUSCOSMICS. Результат представлен на рис. 1.7.



Рис. 1.5. Внешний вид модели сцинтилляционного детектора (А) без учета геометрических размеров, где синим цветом обозначен алюминиевый корпус, желтым – сцинтилляционный кристалл NaI(Tl), красным – окно фотоумножителя, при расчете играющего роль чувствительного объема. Также показан трекинг частиц, проходящих через кристалл (Б) и взаимодействующих с его веществом. Зелеными линиями обозначены траектории движения гамма-квантов от точечного источника, здесь отображение процессов сцинтилляции отключено.



Рис. 1.6. Эффективности детектирования гамма-квантов в виде отношения числа зарегистрированных частиц к числу частиц в первичном потоке, полученные в результате моделирования взаимодействий пучков моноэнергичных частиц с шагом 10 кэВ и 100 кэВ при прохождении через вещество сцинтилляционных детекторов цилиндрической формы размерами $h_1 = 2$ см, $\mathcal{O}_1 = 6,3$ см (A) и $h_2 = 10$, $\mathcal{O}_2 = 15$ см (Б).



Рис. 1.7. Спектр гамма-квантов, полученный в результате моделирования облучения сцинтилляционного детектора с кристаллом NaI(Tl) размером 2x6,3 см точечным источником гамма-квантов с заданной спектральной характеристикой, соответствующей источнику ²⁴¹Am. Также приводится сравнение с реальными данными, показано хорошее соответствие.

1.3. Исследование реакций в стандартном нейтронном мониторе и вычисление функции отклика

Уже более полувека нейтронные мониторы (НМ) остаются неотъемлемым средством исследования КЛ. Стандартный НМ представляет собой устройство, состояшее ИЗ полиэтиленового замедлителя, свинцового генератора, отражателей и пропорциональных счетчиков, чувствительных к нейтронам (рис. 1.8). Эти детекторы занимают ключевую позицию в области радиационной безопасности, космической физики, изучения солнечно-земных связей и космической погоды. Именно ПО этой причине сегодня проводится модернизация систем регистрации НМ и проявляется интерес к процессам, происходящим при взаимодействии частиц с его конструкцией (Балабин и др., 2011).



Рис. 1.8. Внешний вид стандартного НМ, состоящего из полиэтиленового замедлителя, свинцового генератора, полиэтиленового отражателя И пропорциональных ¹⁰BF₃ счетчиков. Если нейтрон имеет энергию менее 1 МэВ, то вероятность упругого соударения с ядрами водорода крайне высока, таким образом, полиэтилен выполняет как функцию модератора, так и рефлектора. При попадании в свинец первичный нейтрон рождает каскад вторичных частиц, и некоторые из них через ряд упругих соударений с ядрами водорода теряют свою тепловой (*E*~=0,025 эВ). После этого они ΜΟΓΥΤ энергию ДО быть зарегистрированы счетчиком, импульс с которого передается на систему сбора данных.

Также существуют некоторые вопросы относительно эффективности регистрации нейтронов. Связано это с тем, что, несмотря на формально установленный нижний энергетический порог стандартного HM (Hatton et al., 1964) в 0.5 ГэВ, он также чувствителен и к частицам, вплоть до тепловых, которые достигают счетчиков с сотыми долями вероятности. На это указывает моделирование функции отклика, в которой наблюдается так называемый «хвост», где существует возможность детектирования нейтронов с энергиями гораздо ниже 500 МэВ. Ранее получение функции эффективности регистрации HM было выполнено и в других работах при помощи программного пакета FLUKA (Clem et al., 2000), сравнение с результатами которых дает хорошее согласие. Заметное отличие проявляется в области низких энергий, что,

вероятно, связано с использованием в комплексе RUSCOSMICS более новых сечений взаимодействий.

Принцип создания модели НМ в целом не отличается от вышеописанной методики для сцинтилляционного детектора, за исключением применяемых в расчетах процессов взаимодействий частиц с веществом. Их выбор производился исходя из уже известных сведений о работе стандартного НМ, которые основаны на том, что нейтрон, имеющий энергию больше 500 МэВ с большой долей вероятности пройдет через верхний слой полиэтилена. После этого он попадает в свинцовый генератор, где испытывает глубоко неупругое взаимодействие с ядрами свинца, образуя каскад вторичных частиц, состоящий из нуклонов. Для описания физических параметров геометрии модели использовались значения, представленные в таблице 1.1.

В зависимости от энергии первичного нейтрона и вещества, через которое он будет пролетать, выбирается соответствующий процесс взаимодействия и программный код для его реализации. Во всех моделях, представленных в этой работе, используется предустановленный набор QGSP_BERT_HP (<u>https://geant4.web.cern.ch/</u>), рекомендованный для комплексных задач, в которых энергия протонов, нейтронов, пионов, каонов и ядер лежит в широком диапазоне. Там, где это необходимо, подключается класс стандартных электромагнитных процессов. В том случае, если энергия налетающего нейтрона свыше 10 ГэВ, то для моделирования образования каскада используется струнная модель (Amelin et al., 1990; Andersson et al., 1987; Capella et al., 1994; Лыкасов и др., 1999)

Данная модель является комплексной и состоит из несколько частей. На стадии инициализации ядро состоит из нуклонов (протонов и нейтронов). Результатом взаимодействия между первичной частицей и ядром являются одна или несколько возбужденных струн и ядро в возбужденном состоянии. Струна состоит из двух точек, определенная кварком и переносит энергию и импульс. Взаимодействие вторичных частиц с возбужденным ядром рассчитывается посредством каскадов. Выход ядра из возбужденного состояния в дальнейшем рассчитывается по модели деления ядра, *precompound* – моделью и по модели выхода ядра из возбужденного состояния (Feynman, 1988; Belitsky et al., 2005; Capella et al., 1978; Irving et al., 1977; Eden et al., 1971; Chang et al., 1972; Kaidalov et al., 1982; Kaidalov et al., 1987). Наиболее доступно реализация струнной модели в GEANT4 описана в работе (Folger et al., 2003).

Таблица 1.1.

Материал и часть детектора	Состав материала с указанием процентного соотношения массы элемента	Плотность, кг/м ³
Полиэтилен, замедлитель и отражатель	(C ₂ H ₄)n	950
Воздух, пространство в полостях	Углерод (С), 0.0124 %; азот (N), 75.53 %; кислород (О), 23.18 %; аргон (Ar), 1.28 %	1.205
Свинец, генератор вторичных частиц	Pb, 100 %	11337
Сталь, оболочка счетчиков	Железо (Fe), 98 %; углерод (C), 2 %	7850
Трехфтористый бор, активное вещество	BF ₃ , бор состоит из двух изотопов ¹⁰ В и ¹¹ В, в процентных	0,742
счетчиков	соотношениях 95 % и 5 %	

Список материалов для создания геометрии модели НМ

Если энергия нейтрона 10 ГэВ > E > 1 ГэВ, то для описания неупругого взаимодействия используется модель внутриядерных каскадов (Heikkinen et al., 2003; Serber et al., 1947; Metropolis et al., 1958; Griffin et al., 1966; Барашенков и др., 1973; Letaw, et al., 1983; Pearlstein et al., 1989; Griffin et al., 1966; Ribansky et al., 1973; Kalbach et al., 1978; Weisskopf et al., 1937; Dostrovsky et al., 1959; Folger et al., 2004). При столкновениях частица-ядро быстрая фаза (~ $10^{-23} - 10^{-22}$ сек) внутриядерного каскада происходит в сильно возбужденном ядре и сопровождается делением и предравновесным излучением. Медленная фаза (10⁻¹⁸ – 10⁻¹⁶ сек) промежуточного ядра сопровождается процессом испарения. Во все перечисленные модели включены взаимодействия нуклонов, пионов и фотонов. Бомбардирующей частицей могут быть протоны, нейтроны или пионы. Основным условием получения корректных результатов является то, чтобы в соударениях частица-ядро длина волны де Бройля бомбардирующей частицы была сопоставима или меньше, чем расстояние между нуклонами. На этапе инициализации устанавливается радиус ядра и импульс в соответствии с моделью Ферми-газа.

Для моделирования взаимодействия нейтронов с энергиями от тепловых до 20 МэВ применяется методика с использованием сечений взаимодействий из библиотеки данных ENDF/B (Chadwick et al., 2011; Kahler et al., 2011; Tuli, 2001; Brown et al., 2018), где наборы представлены в дискретном формате с целью достижения наивысшей скорости и, соответственно, эффективности вычислений. Во время расчетов учитываются процессы радиационного захвата, упругого рассеяния, распад и неупругое рассеяние. Для лучшего представления реализации методики ниже приводится наглядный пример расчета траектории нейтронов при начальных энергиях $E_1 = 0.025$ эВ и $E_2 = 1$ эВ в некотором объеме водородосодержащего вещества (вода).

Вначале по формулам 1.1.5, 1.1.6 вычисляется средняя длина пробега частицы. Вода - сложное вещество. Значения сечений взаимодействий заведомо известны для кислорода (О) и водорода (Н) (рис. 1.9), наборы импортированы из ENDF/B-VII. Используя данные, представленные на рисунке, можно выписать:

$$\begin{cases} \bar{\lambda}(E_1) \approx \left(6,04 \cdot 10^{23} \cdot 1000 \cdot (2,006 \cdot 10^{-23})\right)^{-1} \approx 12 \cdot 10^{-4} (M) \\ \bar{\lambda}(E_2) \approx \left(6,04 \cdot 10^{23} \cdot 1000 \cdot (4,025 \cdot 10^{-24})\right)^{-1} \approx 24 \cdot 10^{-2} (M) \end{cases}$$
(1.3.1)

Угол рассеяния нейтронов определяется из условия равной вероятности любого направления, т.е. косинус $\mu = cos(\varphi)$ равномерно распределен в интервале [-1;1]. Тогда можно получать случайную величину $\mu = a + \gamma(b - a)$, где γ - значение выборки

равномерно распределенной в [0;1]. Если принять a = -1 и b = 1 как минимум и максимум значения косинуса угла, то угол, на который рассеиваются нейтроны равен $\mu = 2\gamma - 1$. Наряду с этим можно выписать формулу для генерации значений длин свободного пробега:



Рис. 1.9. Сечения взаимодействий нейтрона с водородом (А) и кислородом (Б), используемые для моделирования движения частицы в воде. На графике для водорода полное сечение совпадает с сечением рассеяния, поскольку рассеяние для данного диапазона энергий является превалирующей реакцией.

Если движение нейтрона направлено вдоль оси x, то точка следующего взаимодействия вычисляется по формуле:

$$x_{k-1} = x_k + \lambda_k \mu_k \tag{1.3.3}$$

В том случае, когда у объема есть некоторая граница, то проверяется условия пересечение этой границы и выхода частицы за пределы объема. В приведенном примере интерес представляет именно количественная оценка того, на какую глубину внутрь материала проникнет нейтрон. Поэтому единственным условием будет проверка вероятности поглощения:

$$\gamma < \frac{\sigma_{\text{рассеяния}}}{\sigma_{\text{полное}}},\tag{1.3.4}$$

где $\sigma_{noлhoe} = \sigma_{paccentum} + \sigma_{nornougenum} -$ полное сечение взаимодействия.

Используя представленные формулы для расчета всех шагов траекторий движения нейтрона в объеме воды, и отобразив полученный результат на

плоскости *ху*, можно получить наглядное представление о характере взаимодействия частиц такого типа с водородосодержащей средой (рис. 1.10). Достаточно большие вероятности упругого рассеяния в диапазоне $E \in [10^{-9}; 10^{-6}]$ МэВ и, как следствие, потеря при каждом взаимодействии до половины начальной энергии частицы, лежат в основе выбора материалов с высоким содержанием водорода в качестве замедлителей либо отражателей.



Рис. 1.10. Проекции на плоскость *ху* траекторий нейтронов с начальными энергиями E_1 = 0,025 эВ (А) и E_2 = 1 эВ (Б), полученные в результате их прохождения через объем воды. Хорошо видна разница в глубине проникновения, что полностью находится в соответствии с данными сечений взаимодействий, представленных на рис. 1.9.

Как уже было показано выше, нейтрон в конструкции HM, проходя через полиэтиленовый замедлитель, попадает в свинцовый генератор и рождает каскад вторичных нуклонов, часть из которых достигает области полиэтиленового отражателя, где они испытывают ряд упругих соударений, теряя энергию до тепловой. Треки таких частиц представлены на рис. 1.11 – 1.13. При этом пересечение объема счетчика (в модели стандартного HM это CHM-18, наполненный газом ¹⁰BF₃) происходит с вероятностью, близкой к единице, что приводит к взаимодействию с веществом детектора по следующему каналу реакции:

$$n + {}^{10}B \to {}^{10}Li + \alpha \tag{1.3.5}$$

Как видно, конструкция HM не позволяет явно что-либо сказать о состоянии первичного нейтрона, выходным значением является счет устройства, который прямо пропорционален суммарному потоку. При этом, для определения энергетического спектра нейтронов необходимо вычислить эффективность регистрации используемого детектора, после чего произвести обратную математическую свертку с его скоростью счета. На этом принципе, к примеру, основан метод оценки спектра нейтронов у Земли при помощи Боннеровских детекторов (Pioch et al., 2011), где они используются с различной геометрической конфигурацией.

В представленной работе первым шагом исследования реакции НМ на нейтроны является моделирование системы полиэтилен-свинец-полиэтилен с целью более детального понимания процессов, происходящих внутри всего устройства. Иллюстрация некоторых событий, полученных в моделировании, представлена на рис. 1.11-1.13, включая наглядное отображение процессов развития каскада и упругих соударений. В красной рамке на рисунках показана область, спектр которой приводится во врезке. Верхний отражатель – слой полиэтилена толщиной 5 см расположен над листом свинца толщиной 3 см, за ними следует еще один слой полиэтилена толщиной 2 см. На поверхность всей системы по очереди падают моноэнергичные пучки нейтронов с энергиями Е 100 МэВ, 1 ГэВ, 10 ГэВ, при этом для каждого эксперимента количество первичных нейтронов было выбрано по 10000 штук. Детектирующий слой был реализован так, чтобы собирать информацию о каждом пролетающем через него нейтроне, как результат формируются гистограммы с энергетическим спектром вторичных нейтронов при помощи собственного программного кода (EBS – energy binned scorer). В параметрах EBS определяются начальная и конечная энергия для каждого столбца E_{min} и E_{max} . При условии, когда частица имеет энергию $E_{min} < E$ $< E_{max}$, общий счетчик для этого диапазона увеличивается на единицу.



Рис. 1.11. Визуализация взаимодействия нейтрона с энергией 100 МэВ, падающего перпендикулярно, с системой полиэтилен-свинец-полиэтилендетектор (А) и энергетический спектр вторичных нейтронов, попавших в детектор (Б). На врезке показан спектр тепловых нейтронов.



Рис. 1.12. Визуализация взаимодействия нейтрона с энергией 1 ГэВ, падающего перпендикулярно к чему, с системой полиэтилен-свинец-полиэтилен-детектор (А) и энергетический спектр вторичных нейтронов, попавших в детектор (Б). На врезке показан спектр тепловых нейтронов.



Рис. 1.13. Визуализация взаимодействия нейтрона с энергией 10 ГэВ, падающего перпендикулярно, с системой полиэтилен-свинец-полиэтилен-детектор (А) и энергетический спектр вторичных нейтронов, попавших в детектор (Б). На врезке показан спектр тепловых нейтронов.

Такие рисунки проекций треков частиц позволяют оценить на визуальном уровне, какое количество вторичных нейтронов будет образовано при заданной энергии первичной частицы, падающей на поверхность детектора. Также становится доступной информация о их поведении внутри системы при прохождении разных слоев вещества. Графики со спектральными характеристиками вторичных нейтронов дают информацию об энергетическом распределении частиц, образовавшихся во время развития каскада вследствие неупругого взаимодействия со свинцовым генератором.

На втором этапе производится переход от моделирования системы полиэтилен – свинец – полиэтилен к моделированию системы HM с геометрическими и физическими параметрами, максимально приближенными к реальности, а также расчет функции эффективности регистрации (Maurchev et al., 2011). Параметры модели HM совпадают с параметрами реального HM, внешний вид которого представлен на рис. 1.8., на рис. 1.14 показан поток моноэнергичных первичных нейтронов, падающих перпендикулярно на верхнюю плоскость детектора. При этом частицы равномерно распределены по всей площади, количество первичных нейтронов равно 500000.

36


Рис. 1.14. Визуализация модели стандартного нейтронного монитора, состояшего ИЗ полиэтиленового замедлителя, свинцового генератора, полиэтиленового отражателя и пропорциональных ¹⁰ВF₃ счетчиков (все элементы показаны и имеют 50 % прозрачность). Распределение потока первичных нейтронов по поверхности НМ, направление пролета частиц – сверху вниз. На рисунке частицы свободно проходят через вещество системы, поскольку это сделано для наглядности и поэтому не учитываются никакие модели взаимодействий (режим калибровки геометрии).

Детектирующая область HM, состоящая из газонаполненных борных счетчиков CHM-15 моделировалась таким образом, чтобы полностью имитировать реальное устройство (использовались параметры из паспорта и рассчитывались процессы захвата тепловых нейтронов), также были проведены расчеты для гелиевого счетчика LND253124. Внутри объема разыгрывается вероятность захвата теплового нейтрона в соответствии с заданными сечениями взаимодействий ENDF/B (Chadwick M.B. et al., 2011; Tuli, 2001; Brown D.A. et al., 2018). В реакции захвата одним из ее продуктов будет ядро гелия или трития, в

зависимости от типа счетчика. При этом значение ячейки массива, номер которой сопоставлен энергии первичного нейтрона, будет увеличено на единицу, что соответствует регистрации одной частицы. На программном уровне такое взаимодействие сопровождается остановкой трекинга частицы и удалением ее объекта (структурной переменной), что визуально можно наблюдать для случая моделирования прохождения нейтрона с энергией 300 МэВ на рис. 1.15 (А), центральный счетчик (трек частицы остановлен в определенной точке).

Поскольку поток первичных частиц является моноэнергичным, то для покрытия всего диапазона интересующих энергий от 10⁻² до 10¹⁰ эВ необходимо произвести как минимум 30 проходов моделирования, при этом изменения увеличение энергии первичной частицы производится логарифмически. Результатом расчета и накопления массива информации является функция эффективности регистрации стандартного НМ, представленная на рис. 1.16. Показанная зависимость эффективности регистрации от энергии характеризует чувствительность устройства к первичным нейтронам с заданными энергиями и применяется как в задачах калибровки, так и для расчетов удельной функции сбора (реакции НМ на частицы первичных КЛ) путем проведения ее свертки с спектром нейтронов у Земли.

Для измерения потоков медленных, резонансных, промежуточных и быстрых нейтронов у поверхности Земли был разработан и впоследствии создан прототип уникального узконаправленного нейтронного спектрометра (УНС) (Maurchev et al., 2011; Mikhalko et al., 2018), причем расчет его параметров выполнялся при помощи моделирования на GEANT4. Это устройство, помимо счета по трем энергетическим каналам, способно определять максимальную приходящих заданных направлений. Такие интенсивность частиц ИЗ функциональные характеристики позволяют использовать его в широком спектре задач, как для оценки радиационной безопасности, так и в фундаментальных исследованиях. Внешний вид детектора представлен на рис. 1.17.



Рис. 1.15. На этом рисунке представлено отображение фронтальной проекции модели одной секции HM. Сверху на полиэтилен падают нейтроны с энергиями 300 МэВ (А) и 10 ГэВ (Б), соответственно. В результате неупругого столкновения со свинцом рождается каскад нуклонов, здесь показаны только нейтроны. Различными цветами обозначены энергетические диапазоны частиц. Синим цветом – с энергией выше 100 МэВ, зеленым – от 100 кэВ до 100 МэВ и красным – ниже 100 кэВ. На иллюстрациях хорошо видны процессы образования каскада, дрейфа нейтронов, множества упругих столкновений, остановки и поглощения. Цифры на осях позволяют оценить линейные размеры установки, единицы измерения заданы в миллиметрах.



Рис. 1.16. Зависимость эффективности регистрации стандартного HM от энергии нейтронов, полученная в результате моделирования прохождения потоков нейтронов с энергией в интервале от 10⁻² до 10¹⁰ эВ через систему устройства. Приведено сравнение с полученным при помощи пакета FLUKA результатом, работа выполнена ранее другой группой авторов (Clem J.M. et al., 2000; Shibata et al., 2001), наблюдается хорошее совпадение. При низких энергиях наблюдается расхождение из-за различия в используемых сечениях взаимодействий.

Конструктивно УНС представляет собой объемный короб, заполненный парафином, выступающим в качестве замедлителя (см. рис. 1.17). В центральной части организована ниша, свободно вмещающая в себя три пропорциональных счетчика СНМ-18 и пластины полиэтилена необходимой толщины (2 см, 2.5 см, 4 см или 5 см). Стенки этой полости выполнены из доступного декагидрата тетрабората натрия, выступающего в роли поглотителя тепловых нейтронов,

40

падающих на устройство с боковых направлений. Набор материалов для построения модели УНС представлен в таблице 1.3.2, а регистрация события определялась исходя из появления в объеме счетчика трития вследствие протекающей в нем реакции:

$$n + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{3}\text{H} + {}^{1}\text{H} + 0,764 \text{ M} \rightarrow \text{B},$$
 (1.3.6)

при этом физика взаимодействий определялась классом QGSP_BERT_HP, так же, как и при расчете функции эффективности регистрации HM.

Таблица 1.2.

Материал и часть детектора	Состав материала с указанием процентного соотношения массы элемента	Плотность, кг/м ³
Полиэтилен, промежуточные замедляющие пластины	$(C_2H_4)n$	950
Парафин, вещество основного замедлителя	C ₁₈ H ₃₈	900
Бура, поглотитель тепловых нейтронов	Na ₂ B ₄ O ₇ ·10H ₂ O В (18,5 % ¹⁰ B, 81,5 % ¹¹ В (Потапов, 1961))	1700
Сталь, оболочка счетчиков	Железо (Fe), 98 %; углерод (C), 2 %	7850
Изотоп гелия, активное вещество счетчиков	³ He, 100 %	0,134

Описание материалов, используемых при моделировании УНС

Как уже было замечено, основной задачей, поставленной перед УНС, является измерение углов прихода вторичных нейтронов с энергией E < 1 МэВ, вследствие чего процесс моделирования работы детектора разделен на два этапа. На первом этапе на поверхность детектора (рис. 1.17), в область приемного окна, ограниченную размерами счетчика, перпендикулярно падают нейтроны с энергиями в диапазоне 10^{1} - 10^{9} эВ (шаг изменяется логарифмически), положение источника частиц на плоскости выбирается случайным образом в пределах размера приемного окна. В зависимости от толщины промежуточного замедлителя оценивается количество зарегистрированных событий по образованию трития в детектирующем объеме и определяется эффективность

регистрации, результат представлен на рис. 1.18. На втором этапе источник частиц двигался по окружности относительно счетчика таким образом, чтобы можно было установить зависимость влияния полиэтиленовых стенок и слоя буры на длину пробега первичных нейтронов. При этом значение угла изменялось от 0 градусов (перпендикулярное плоскости приемного окна направление падения) до 45 градусов. При каждом значении первичной энергии на детектор падало 1000 частиц. В результате расчётов получена эффективность регистрации УНС в зависимости от угла прихода частицы, представленная на рис. 1.19.



Рис. 1.17. Внешний вид устройства модели нейтронного спектрометра, созданный в GEANT4 при помощи графической среды DAWN. Желтым цветом показана область, соответствующая замедлителю и выполненная из полиэтилена $(C_2H_4)n$. Красным цветом показан поглотитель, активным веществом которого является бура (декагидрат тетрабората натрия Na₂B₄O₇·10H₂O). Счетчик, смоделированый в виде объема с газом ³He, окруженного стальной оболочкой толщиной 1 мм, на рисунке показан серым цветом. Зеленым показаны треки частиц, падающих на детектор, в данном случае это частицы типа geantino (в GEANT4 это калибровочные частицы, не участвующие ни в каких взаимодействиях).

Таким образом, можно полагать, что если нейтрон попадает в приемное окно и при этом имеет энергию в интервале ~0,025 эВ < E < 1 МэВ, то он с высокой вероятностью будет зарегистрирован одним из счетчиков. При условии, если направление отличается от перпендикулярного, эффективность регистрации таких частиц будет значительно меньше (в несколько раз и даже на порядок). Следовательно, УНС подходит для решения тех задач, в которых необходимо измерять направленные потоки тепловых, эпитермальных и медленных нейтронов.



Рис. 1.18. Эффективность регистрации нейтронов, полученная в результате моделирования облучения детектора УНС потоком перпендикулярно падающих частиц в зависимости от энергии при различной толщине промежуточного замедлителя. Красным, зеленым и синим цветами, соответственно, обозначены варианты эксперимента для значений 2 см, 4 см и 8 см.



Рис. 1.19. Эффективность регистрации нейтронов, полученная в результате моделирования облучения детектора потоком наклонно падающих частиц при дополнительном условии отсутствия верхней замедляющей пластины. Красным, зеленым и синим цветами, соответственно, обозначены варианты эксперимента с углами наклона 0 градусов (нейтроны падают в приемное окошко), 15 и 45 градусов (нейтроны проходят через полиэтиленовый замедлитель и поглотитель из буры).

1.4. Модуль RUSCOSMICS для расчета прохождения протонов КЛ через атмосферу Земли

Основным модулем в программном комплексе RUSCOSMICS является модель для расчета прохождения протонов первичных КЛ через атмосферу Земли и исследования образований каскадов и вторичных КЛ. В основе реализации этой модели лежит теория распространения частиц различного типа, описанная в разделе 1.1, а для расчетов процессов взаимодействий используется набор моделей (QGSP_BERT_HP):

- 1. Стандартные электромагнитные процессы.
- Кварк-глюонная струнная модель для энергий выше 10 ГэВ (QGSP (Amelin et al., 1990; Amelin et al., 2001)).
- Модель внутриядерных каскадов Бертини для адронов с энергиями до 10 ГэВ (BERT (Bertini et al., 1969; Bertini et al., 1971; Heikkinen et al., 2003)).
- Модель взаимодействия нейтронов с веществом для энергий ниже 20 МэВ (HP (Garny et al., 2009)).

На начальном этапе моделирования прохождения протонов через атмосферу Земли необходимо определить геометрию, для которой будут производиться расчеты. Делается это при помощи параметризации таким образом, чтобы полученная конфигурация была не только максимально приближена к реальным значениям физических параметров вещества атмосферы Земли (температура, плотность и процентное соотношение кислорода, азота, гелия и аргона), но и оптимизирована для расчетов. В основе используемого метода лежит понятие «плоской» геометрии, когда из общего объема атмосферы Земли выделяется столб воздуха. Его параметры определяются для заданного значения широты и долготы, обычно в пределах 1 градуса, по высоте он делится на N слоев. В ходе множества проведенных расчетов автором этой работы было выявлено, что оптимальным вариантом при моделировании в локальной области является использование прямого параллелепипеда с длиной ребер квадрата 100 км и высотой 80 км. При этом физические параметры, такие как температура, плотности и процентное соотношение кислорода, азота, гелия и аргона определяются при помощи модели NRLMSISE-00 (Picone et al., 2002), и далее усредняются согласно заданному процентному соотношению массы вещества в каждом слое. Пример значений температуры Т, плотности ρ и процентного соотношения O, N, He, Ar для 67 с.ш и 33 в.д., представлен на рис. 1.20 и рис. 1.21.



Рис. 1.20. Значения температуры и плотности атмосферы Земли, полученные путем расчетов при помощи модели NRLMSISE-00. Данные соответствуют географическим координатам 67 с.ш. и 33 в.д., шаг по высоте составляет 0,1 км.



Рис. 1.21. Процентные соотношения элементов, входящих в состав вещества атмосферы Земли, полученные путем расчетов при помощи модели NRLMSISE-00. Значения соответствуют географическим координатам 67 с.ш. и 33 в.д., шаг по высоте составляет 0,1 км.

Также практическим путем автором этой работы было получено, что для удовлетворительного конечного результата, согласующегося с данными для верификации в пределах 15 %, оптимальным количеством слоев, на которые разбивается столб атмосферы, является 20, таких, что в каждом слое содержится 5 % от общей массы (глубины) столба, что также обеспечивает хорошую скорость расчетов. Алгоритм программы, которая производит этот расчет по табличным данным, представлен на рис. 1.22. Этот процесс повторяется N-1 раз, где N – количество слоев атмосферы, а на N-ом этапе расчет производится лосредством простого усреднения оставшихся значений в таблице. На начальном этапе определяется количество слоев:

$$N = 100/5 = 20 \tag{1.4.1}$$

Как уже было сказано выше, высота общего столба атмосферы h составляет 80 км, ширина граней l = 100 км, теперь необходимо вычислить высоту каждого слоя h_n . Для этого определяется масса всего столба:

$$M = \sum_{i=1}^{k} h_i \cdot l^2 \cdot \rho_i \tag{1.4.2}$$

где h_i –высота слоя в данных модели NRLMSISE-00, ρ_i - плотность вещества в этом слое, k -количество слоев в файле данных. Тогда расчетная масса вещества в каждом слое формирующейся модели будет составлять:

$$\mathbf{m} = \mathbf{M}/\mathbf{N} \tag{1.4.3}$$

На завершающей стадии значения масс из набора данных NRLMSISE-00 складываются до тех пор, пока их сумма не будет больше или равной *m*. Тогда количество проходов умножается на h_i, плотности усредняются и получается последний результирующий слой для модели, этот алгоритм, представленный на рис. 1.22, повторяется N-1 раз. Ввиду того, что для последнего, N-го слоя, плотность вещества очень мала, его высота рассчитывается как разница (Σ h_i – Σ h_{in}), а плотности усредняются по оставшимся в файле данных значениям. Следует заметить, что показатели процентного содержания веществ (H, He, O, N и Ar) вычисляются также, как и в случае с плотностью, по уже известным данным.

Как результат получаются наборы значений (рис. 1.23, рис. 1.24), необходимые для задания параметров геометрии. Следует заметить, что для достижения компактности конечных исполнительных файлов вышеописанный алгоритм реализован не как отдельная программа, а интегрирован в общий листинг.



Рис. 1.22. Блок-схема алгоритма расчета значений высоты и плотности для одного слоя атмосферы в модели прохождения протонов КЛ. Этот процесс повторяется N-1 раз, а на N расчет производится посредством простого усреднения оставшихся значений в таблице данных NRLMSISE. Следует заметить, что показатели процентного содержания веществ (водород, гелий, кислород, азот и аргон) вычисляются также, как и в случае с плотностью, по уже известным данным.



Рис. 1.23. Графическое представление параметров модели атмосферы Земли (плотность и температура), используемых для расчета прохождения через нее протонов КЛ и исследования каскадов вторичных частиц. Хорошо видно, что при таком подходе по сравнению с результатами, представленными на рис. 1.20, заметно снижается количество используемых слоев, что положительно сказывается на скорости вычислений.



Рис. 1.24. Значения процентных соотношений элементов, входящих в состав вещества атмосферы Земли, полученные путем расчетов по формулам 1.3.7 – 1.3.9 и алгоритму, представленному на рис. 1.22. Данные соответствуют географическим координатам 67 с.ш. и 33 в.д. и используются как входные параметры при создании геометрии модели.

Для вычислений, результаты которых представлены в этой работе, использовался точечный источник частиц, расположенный по центру на верхней границе моделируемой области. Вход протонов в нижнюю полусферу может производится как в элемент телесного угла, так и простым перпендикулярным падением на плоскость. В первом случае поток определяется как количество частиц, проходящих в единицу времени через элемент площади поверхности, перпендикулярный направлению, в элемент телесного угла, центрированный относительно наблюдения. Выражение 1.4.4, задающее интенсивность частиц в дифференциальном по энергии интервале [E, E + dE]:

$$J(\Theta, \phi, E) = \frac{dN}{dAdtd\Omega dE} [(CM^2 C CP M \Theta B)^{-1}]$$
(1.4.4)

где N - количество частиц в диапазоне энергий [E, E + dE], dt - единица времени, dA - единица площади поверхности, $d\Omega$ - элемент телесного угла. Отображение такой реализации источника первичных частиц представлена на рис. 1.24.

Во втором случае поток первичных частиц имеет перпендикулярное направление падения. Следует заметить, что в ходе проведения множественных расчетов и оценки конечных результатов разницы между использованием этих двух способов задания начальных условий не наблюдается. Однако очевидно, что для первой реализации потребуется большее количество генерируемых событий. Поэтому целесообразно использование именно точечного источника первичных протонов с перпендикулярным направлением.

Для сбора информации об интересующих нас частицах на необходимых высотах используются различные типы детекторов, разработанные автором работы и реализуемые программным кодом в виде отдельных рабочих объемов. При пересечении границ такого объема объявленные параметры (энергия, количество, координаты и т.д.) записываются в массив данных. Визуально принцип работы детектора показан на рис. 1.26., при этом алгоритм можно описать следующим образом:

- В первую очередь определяются геометрические параметры, а именно размеры рабочей области детектора и координаты его расположения на заданных высотах. Толщина регистрирующего частицы объема выбирается относительно малой (на практике 1 мм), поскольку он на программном уровне заполняется вакуумом (остальные объемы воздухом). Такой подход обеспечивает внесение минимальных неоднородностей и позволяет избежать возникновения ошибочных результатов.
- 2. На этапе инициализации детектирующего объема устанавливаются переменные HIST_MAX, HIST_MIN, определяющие диапазон энергий, в котором должен наблюдаться спектр интересующих нас частиц, а также все необходимые инкрементирующие счетчики. Разрешение будущей гистограммы зависит от значения переменной NOBINS, через которую выражается ширина одного столбца:

$$W_{bin} = \frac{HIST_MAX - HIST_MIN}{NOBINS}$$
(1.4.5)

3. После инициирования запуска события, по мере развития вторичных каскадов КЛ, программный код для детектирующих объемов производит подсчет и накопление данных о количестве прошедших через его верхнюю границу частиц. Путем использования стандартных методов происходит доступ к информации об энергии и последующий инкремент соответствующей ячейки, номер которой определяется по формуле:

$$N_{cell} = floor\left(\frac{E_p - HIST_MIN}{W_b}\right)$$
(1.4.6)

В том случае, когда это необходимо, на конечном этапе моделирования проводится нормировка данных гистограммы к первичному потоку при помощи множителя $F_{prim} = \frac{N_{prim}}{J_{down}^{prim}}$, где J_{down}^{prim} - поток первичных протонов, входящих в атмосферу и N_{prim} - количество частиц в одной ячейке, которые были зарегистрированы в течении всех событий.



Рис. 1.25. Иллюстрация модели атмосферы Земли и трекинга от источника первичных частиц, расположенного на верхней границе модели атмосферы и излучающего протоны под углом. В представленном варианте, с целью отладки геометрии и характеристик модельного источника первичных частиц отключены все виды взаимодействий. Следует заметить, что в этом случае модель разбита на 50 слоев (по 2% вещества от общей массы). Такая процедура увеличивает степень реализма модели, но также увеличивается и время расчетов.

1.5. Основные положения по реализации представленных моделей при помощи языка С++

В предыдущих абзацах представлены основные положения по используемым методам при создании соответствующих модулей программного комплекса RUSCOSMICS, используемого для расчета прохождения КЛ и исследования их взаимодействий с веществом. Все они созданы на базе инструментария GEANT4 (Agnostinelli et al., 2003; Allison et al., 2006), который, по сути, является набором классов, реализованных при помощи объектноориентированного программирования на языке C++ (Лаптев В.В., 2001; Либерти Д., 2008). Основная идея заключается в том, что для создания геометрии, моделей физики взаимодействия частиц с веществом, самого материала, получения информации о процессе моделирования и состоянии частиц используются пользовательские классы, полученные путем наследования. Методы при этом, соответственно, применяются как уже существующие, так и создаваемые по необходимости. Используемые во время процесса расчетов классы можно разделить на категории, выполняющие заданные функции:

- Библиотека классов для физики высоких энергий CLHEP включает в себя утилиты для численного моделирования, системы единиц, констант и генераторы псевдослучайных чисел (Lonnblad et al., 1994).
- Материалы набор классов, позволяющих описывать структуру материалов, а также их свойства.
- Частицы классы, каждый из которых соответствует определенному типу элементарной частицы, полностью определяя ее свойства.
- Геометрия инструментарий, состоящий из классов элементарных объемов, при помощи которых задаются сложные конфигурации систем.
- Листы физических процессов данный набор классов содержит в себе инициализацию и модели взаимодействий частиц с веществом (электромагнитные, адронные, оптические, распад и др.)
- Генератор частиц классы, определяющие пространственные и энергетические характеристики первичного источника.
- Трекинг библиотеки, реализующие методы, необходимые для отслеживания треков частиц и получения интересующей информации о частицах в процессе моделирования.
- Событие объекты и методы этого типа необходимы для инициализации запуска первичных частиц и моделирования их движения через всю систему до полной остановки.
- Запуск управление рядом событий при неизменной геометрии системы.



Рис. 1.26. Визуальное представление работы детектирующего объема в модели, предназначенной для расчета прохождения космических лучей через атмосферу. В точке, отмеченной как «Шаг 2» собирается информация о частице (ее энергия, координаты или просто инкремент к общему числу частиц), после чего расчет трекинга частицы продолжается. Не испытывая взаимодействий, частица пересекает детектор и расчет каскада продолжается с точки входа частицы в объем, представляющий слой атмосферы. Точки «Шаг 1» и «Шаг 3» здесь показывают, что в остальном объеме частица испытывает взаимодействия, заданные с помощью физического листа.

Представленный в этой работе программный комплекс позволяет решать не только стандартную задачу, направленную на расчет прохождения элементарных частиц через атмосферу Земли, но и учитывать различные условия. Это может быть наличие электрического поля или дополнительного веществ. При этом RUSCOSMICS также располагает набором модулей, при помощи которых очень хорошей точностью рассчитывать можно с характеристики различного детектирующего оборудования. Выбор в пользу инструментария GEANT4 был сделан, поскольку его встроенные методы позволяют полностью описывать и изменять параметры моделирования: вид частиц, геометрию модели, химический состав материалов, а также процессы физических взаимодействий. На протяжении всего времени проведения расчетов предусмотрена возможность отслеживать состояние модели, потока или

отдельно взятой частицы. Немаловажным преимуществом использования парадигмы объектно-ориентированного программирования и языка C++, является прозрачность при создании различных модулей программы (Booch et al., 2007; Rumbaugh et al., 1990).

Еще одним аргументом при выборе базы для создания RUSCOSMICS является тот факт, что использование GEANT4 существенно уменьшает время, отведенное на разработку листинга. Как пример, можно привести классы чувствительных объемов или геометрии, которые уже оснащены всеми необходимыми методами для быстрого создания конфигурации. Поэтому задача сводится к наследованию от базовых библиотек нужных для модели и переопределения только тех их частей, где это необходимо. Ниже представлены названия классов, которые являются обязательными для создания элементарной системы расчета движения элементарной частицы в веществе:

- *G4VUserDetectorConstruction* содержит методы для создания геометрии системы, материнского объема, расположение модели в заданной системе координат и используемых материалов.
- *G4VUserPhysicsList* включает набор методов для объявления типа используемых частиц и моделей взаимодействий, в которых они будут участвовать.
- *G4VUserPrimaryGeneratorAction* методы данного класса реализуют генератор первичных частиц, определяют их начальное состояние (тип, направление движения, энергия) и инициализируют начало расчета.

На этапах создания детектирующих объемов или вывода информации о состоянии моделирования в данной работе также использовалось переопределение некоторых пользовательских классов:

• *G4UserRunAction* – с помощью этого класса определялись действия в начале и конце группы событий (открытие и закрытие файла для записи гистограммы).

- *G4UserEventAction* данный класс использовался для определения действий в начале и конце отдельного события (создание гистограммы и ее сохранение).
- *G4UserStackingAction* методы этого класса вызываются для получения информации о вторичных частицах.
- *G4UserTrackingAction* методы этого класса использовались при сборе информации в начале и конце движения частицы.
- G4UserStepping Action сбор информации на каждом шаге моделирования.

Итак, модель состоит из классов, каждый из которых отвечает за реализацию определенного функционала модели. В целом, общий принцип заключается в следующем. На первом этапе задаются параметры геометрии интересующей системы, характеристики материалов, из которой она состоит и этой информации, если необходимо, вычисляются сечения основе на взаимодействий для всех видов зарегистрированных частиц. Вторым шагом является определение источника первичных частиц, который имеет особенности как в пространственном, так и в энергетическом распределении, а также производится инициализация и запуск события. В процессе расчета движение каждой частицы обрабатывается последовательно, производится трекинг частицы. При этом траектория разбивается на короткие отрезки (пересечение границы объемов или пробег на заданной длине до возникновения нового процесса). В зависимости от вида частицы, ее энергии и характера окружающего вещества тип взаимодействия определяется в соответствии с формулами 1.1.4 – 1.1.8, при необходимости производится расчет соответствующих сечений. Примером может служить модель, описываемая формулами 1.3.1 – 1.3.4. В том случае, если рождается вторичная частица, к ней применяется такой же алгоритм, после чего вычисления трека первичной частицы продолжаются. При этом на каждом шаге при помощи соответствующих методов доступна

информация, необходимая для построения интересующей зависимости (координаты, вектор направления, энергия, потеря энергии в объеме и т.д.).

С целью инициализации объектов соответствующих классов в модели существует иерархия. На рис. 1.27 представлена блок-схема, показывающая вложенность объектов, выполняющих определенную функцию.

- 1. Класс *RunManager* является ответственным за общий процесс моделирования. Объект этого типа используется в основной части программы и отвечает за инициализацию всех остальных классов (геометрия, генерация первичных частиц, листы физических процессов).
- 2. Класс DetectorConstruction наследуется от G4VUserDetectorConstruction и, соответственно, содержит в своем коде процедуры, методы и процессы создания объектов элементарных объемов, назначения свойств веществ (например, табл. 1.3.1, табл. 1.3.2), установки полей различной конфигурации, а также инициализацию детектирующих объемов. В конечном итоге работы листинга получается полноценная геометрия моделей устройств или атмосферы Земли, а также определяются физические параметры материалов (состав, плотность, температура, процентное соотношение масс).
- 3. Класс *PhysicsLists* наследуется от класса *G4VUserPhysicsList* и фактически определяет виды задействованных частиц, а также доступных для них взаимодействий. Встроенные методы позволяют подключать или отключать влияние различных физических процессов на прохождении частицы через вещество. Следует заметить, что в представленной работе области физики используется рекомендованный для расчетов В космических лучей предустановленный набор QGSP_BERT_HP.
- 4. Модельный источник первичных частиц PrimaryGeneratorAction может быть реализован путем наследования OT класса G4VUserPrimaryGeneratorAction или G4GeneralParticleSource. В первом случае параметризация происходит непосредственно в теле программы, варианта используются файла для второго команды макросов.

Использование того или иного метода определяется исходя из условий поставленной задачи.

Отдельная группа классов является сугубо пользовательской и выполняет функции создания детектирующих объемов, а также сохранения или вывода информации о моделировании.

- 1. Класс *RunAction* является вспомогательным при создании гистограммы, в которой хранятся энергетические спектры вторичных частиц, накопления информации в процессе расчетов и сохранения данных в конце моделирования.
- 2. Классы *EventAction*, *TrackingAction* и *SteppingAction* использовались в данной работе для получения и обработки информации о событии, треке и шаге частицы.
- 3. Методы класса SensitiveDetector вызываются при прохождении частицы через детектирующий объем. В данной работе он используется для подсчета частиц заданного типа, попавших в детектирующий объем и формирования энергетического спектра этих частиц.



Рис. 1.27. Общая для моделей прохождения протонов через атмосферу Земли и детектирующего оборудования блок-схема, показывающая иерархию классов. На представленном рисунке зависимость одних блоков от других обозначена при помощи вложенности, а также цвета. Названия соответствуют элементам, имеющим соответствующее функциональное назначение.

Для всех моделей, представленных в пакете RUSCOSMICS, при создании геометрии применялись методы класса *DetectorConstruction*, наследованного от

класса G4VUserDetectorConstruction. Иерархия вложений объектов организована так, что вначале создается материнский объем, являющийся основной системой отсчета, а в него вкладывается вся геометрия системы с детекторами. Например, при создании модели атмосферы для расчета каскадов вторичных КЛ, вначале рассчитываются геометрические параметры каждого слоя, исходя из значений общей высоты и длины сторон слоев (формулы 1.3.7 – 1.3.9, модель NRLMSISE-00 и алгоритм, представленный на рис. 1.22). После этого создается материнский объем соответствующего размера, в котором размещается вся геометрия, а также создаются элементы, входящие в состав атмосферы. Как только эти процедуры завершены, последовательно создается архитектура слоев с применением к ним вычисленных физических параметров. На данном этапе в слоях также определяются детектирующие слои. Блок-схема принципа вложений представлена на рис. 1.28.



Рис. 1.28. Блок-схема создания геометрии модели с помощью класса *DetectorConstruction*. Для описания объемов используются элементарные геометрические элементы, созданные с помощью соответствующих классов (например, *G4Box*).

Для создания источника первичных частиц для представленного модуля использовался как класс *G4GeneralParticleSource*, так и *G4ParticleGun*. Первый

единичного столба атмосферы, вариант реализован поскольку для характеристики генератора (пространственное распределение, угловое распределение и энергетические спектры) можно изменять без совершения новой компиляции кода. Если же необходимо реализовать расчет глобальной ионизации (2 и более столба), то целесообразнее использовать второй метод, заранее определив в листинге программы все необходимые параметры генератора.

1.6 Краткие выводы

В начале первой главы аргументировано решение в пользу использования набора для разработки программ GEANT4 как основной базы для написания модулей комплекса RUSCOSMICS. Составлены и представлены соответствующие алгоритмы для реализации программного кода при помощи объектно-ориентированного языка C++.

Разработаны численные модели трех детекторов, предназначенных для регистрации потоков нейтронов и гамма-квантов, один из которых (УНС) полностью спроектирован и введен в эксплуатацию коллективом станции нейтронного монитора Апатиты. Получены соответствующие функции эффективности регистрации детекторов нейтронов И гамма-квантов. Особенностью моделей, при помощи которых проводились расчеты, является их максимальное приближение к конструкции и к принципу действия реальных устройств (геометрия, материалы, реакции взаимодействий внутри детектирующих объемов).

С целью верификации модулей RUSCOSMICS произведено сравнение полученных результатов как с экспериментальными данными (гаммаспектрометр), так и с работами, выполненными ранее другими авторами (нейтронный монитор). В первом случае выявлено хорошее согласие, во втором также наблюдается частичное соответствие за исключением области для нейтронов с низкими энергиями, что объясняется использованием автором более современных данных по сечениям взаимодействий. Разработана численная модель прохождения протонов КЛ через атмосферу Земли с функциональной возможностью производить расчеты ионизации на заданных высотах по всем значениям широты и долготы. Дается описание особенностей генерации первичных частиц, обоснование используемых классов и наборов данных для определения первичного состояния.

Созданный в ПГИ уникальный модельный комплекс RUSCOSMICS на базе GEANT4 содержит широкий набор инструментов, позволяющий как всесторонне изучать новые явления в физике космических лучей, так и дополнять существующие результаты с целью их детального исследования. Немаловажной особенностью программного пакета является его постоянная поддержка и возможность валидации при помощи имеющейся экспериментальной базы. Автором диссертации проводится основная часть работы как по техническому сопровождению соответствующих модулей и их валидации, так и по научной интерпретации полученных результатов.

Глава 2. Моделирование прохождения протонов ГКЛ через атмосферу Земли во время минимума солнечной активности

2.1. Особенности параметризации модели RUSCOSMICS для проведения расчетов

Как уже было сказано в разделе 1.1, в результате взаимодействия протонов ГКЛ с веществом атмосферы Земли (прежде всего, с азотом и кислородом), рождаются каскады вторичных частиц (рис. 1.1, рис. 2.2). От высот примерно 80 км до ~ 20-25 км над уровнем моря протоны ГКЛ теряют свою энергию в основном на ионизацию вещества (эти потери незначительны, поэтому от высот 80 км до 35 км потоки первичных протонов практически не меняются). Начиная с плотных слоев атмосферы, протоны с энергиями E > 1 ГэВ способны участвовать в неупругих соударениях, передавая часть своей энергии вторичным частицам. Этот процесс может происходить многократно, в зависимости от энергии первичного протона. Используя детекторы заряженной компоненты или нейтронные мониторы различных конфигураций для регистрации вторичных частиц, можно частично или полностью восстанавливать информацию о протонах первичных КЛ (Perez-Peraza et al., 2006, Perez-Peraza et al., 2008, Vashenyuk et al., 2006; Vashenyuk et al, 2009, Vashenyuk et al, 2011). Однако постоянные измерения параметров потоков вторичных КЛ требуют проведения сложных и дорогостоящих экспериментов. Помимо дороговизны, не всегда есть возможность провести эксперимент в нужном месте и в нужное время. Поэтому для исследования потоков и энергетических спектров вторичных космических лучей в атмосфере Земли, а также для определения скорости ионизации атмосферного вещества, гораздо эффективнее использовать комбинированную методику, включающую в себя данные, полученные как в реальных, так и в модельных экспериментах.

В этой главе представлены результаты расчетов прохождения протонов ГКЛ через атмосферу Земли, полученные с помощью модели RUSCOSMICS. Показаны графики, на которых потоки вторичных частиц на различных глубинах в атмосфере, полученные при моделировании, сравниваются с потоками заряженной компоненты вторичных космических лучей, измеряемыми в реальных зондовых экспериментах (Stozhkov et al., 2009).

При моделировании прохождения космических лучей через атмосферу Земли была использована методика, описанная в разделе 1.4. Источник первичных частиц, расположенный на верхней границе (80 км) столба атмосферы Земли, задавался как генератор, излучающий частицы в одну точку (рис. 1.25), так и как генератор, создающий равномерное пространственное распределение частиц в плоскости *xy* (рис. 2.1). Опытным путем было замечено, что такое различие в параметризации влияет только на скорость вычисления (при равномерном распределении статистика набирается чуть медленнее) и в целом не сказывается на исходном результате. Поэтому для всех последующих расчетов использовалась наиболее оптимальная конфигурация.



Рис. 2.1. Равномерное распределение частиц на верхней границе рабочей области (80 км) в модели, используемой для расчета прохождения протонов КЛ через атмосферу.



Рис. 2.2. Изображение взаимодействия первичного протона ГКЛ с энергией E=100 ГэВ в столбе вещества атмосферы Земли на высотах от 30 км до уровня моря (**A**) и прохождения протона той же энергии через 80 км атмосферы (**b**), а также рождение каскада вторичных частиц. Геометрия модели изображена синим цветом, треки частиц также разделены по цветам: на фигуре **A** синим цветом отображены положительно заряженные, красным – отрицательно заряженные, зеленым – нейтральные. На фигуре **b**, наоборот, красный цвет отображает положительный заряд частицы, синий – отрицательный, белым цветом показаны нейтроны, зеленым - гамма-кванты.

Следует заметить, что в состав КЛ входят частицы различного типа, но большую их часть составляют протоны, которые и являются основным

КЛ. источником генерации вторичных В представленной работе рассматривается случай моделирования только протонов, однако описываемая методика может также применяться для расчета альфа-частиц и ядер с Z>2. Используемый подход позволяет получать профили высотного хода, хорошо совпадающие с экспериментальными данными, при этом в значительной мере увеличивается скорость вычисления. Плотность вероятности распределения энергии протонов ГКЛ В модельном источнике соответствует дифференциальному энергетическому спектру для минимума 11-и летнего цикла солнечной активности, который может быть выражен через формулу 2.1.1 (ГОСТ 25645.122-85):

$$F(E) = \frac{D \cdot E^{\alpha}}{(10^{-2} \cdot E + B)^4} + C \cdot exp^{\left(\frac{-E}{E_0}\right)}, c^{-1} M^2 cp^{-1} M_{\mathcal{B}} B$$
(2.1.1)

где E – кинетическая энергия протона, D, B, C, α – параметры, зависящие от фазы 11-летнего цикла и представленные в таблице 2.1. Пример дифференциального энергетического спектра, полученного по этой формуле, показан на рис. 2.3. Также следует заметить, при моделировании разных участков атмосферы, соответствующих разным географическим координатам, для значений первичной энергии частиц устанавливается определенный интервал $E\epsilon[E_R, 10^5]$ МэВ, где E_R – нижняя граница диапазона энергии протонов, определяемая жесткостью геомагнитного обрезания R. К примеру, в представленной работе вычисления для географических координат 67.57° N, 33.39° E (г. Апатиты) проводились с R = 0.65 ГВ, что соответствует $E_R = 203$ МэВ.

Таблица 2.1.

	D	B	С	α	E ₀
Минимум четного цикла	5,0	6,2	0,6	0,9	10
Минимум нечетного цикла	1,7	4,8	0,7	1,9	20
Максимум цикла	2,9	8,8	0,02	0,95	10

Значения коэффициентов энергетических спектров протонов ГКЛ в

зависимости от цикла солнечной активности



Рис. 2.3. 1 – усредненный за период 06.12.2009 г. – 01.01.2010 г., приведенный для сравнения, спектр протонов ГКЛ, полученный при помощи аппарата PAMELA (Adriani et al., 2011; Adriani et al. 2013). 2 - Дифференциальный энергетический спектр протонов ГКЛ, используемый как входной параметр при моделировании источника первичных частиц в задаче расчета каскадов вторичных частиц в атмосфере Земли (ГОСТ 25645.122-85).

Таким образом, в этой работе при расчете прохождения протонов ГКЛ используются следующие параметры модели RUSCOSMICS:

- Параметризация атмосферы модель NRLMSISE (Picone J.M. et al, 2002) с
 5-и процентным содержанием от общей массы вещества в каждом слое, граничная высота – 80 км.
- 2. Спектр протонов первичных ГКЛ задается соответствующим минимуму солнечной активности. Поскольку для ГКЛ используется как локальная, так и глобальная модели, то вертикальная жесткость геомагнитного

обрезания задается в соответствии с интересующими географическими координатами.

3. Для расчета взаимодействий частиц используется набор моделей, включающий в себя стандартные электромагнитные процессы, каскады Бертини для энергий ниже 9,9 ГэВ (Heikkinen A. et al., 2003), выше 10 ГэВ – кварк-глюонная струнная модель (Amelin N.S. et al., 1990), специальные наборы для расчета взаимодействия нейтронов при низких энергиях 0,025 эВ – 20 МэВ (Garny S. et al., 2009).

2.2. Энергетические характеристики потоков частиц вторичной компоненты КЛ

В результате моделирования прохождения протонов ГКЛ через вещество атмосферы Земли с энергиями, соответствующими минимуму солнечной активности, спектр которых изображен на рис. 2.3, были получены энергетические распределения частиц вторичной компоненты КЛ (протоны, нейтроны, электроны, позитроны, мюоны, фотоны) в виде энергетических спектров на различных высотах атмосферы. Выбор в пользу периода минимума солнечной активности был сделан, поскольку исходные данные, используемые для расчетов, изложенных в главе 3, совпадают именно с ним. Следует заметить, что для сравнения с данными, полученными другими группами ученых, также был промоделирован частный случай для максимума солнечной активности. Для удобства представления и оценки численных характеристик, были выбраны следующие глубины:

- 1. Электроны 10 г/см², 20 г/см², 100 г/см², 150 г/см², 200 г/см², 500 г/см², 750 г/см²;
- Позитроны 10 г/см², 20 г/см², 80 г/см², 90 г/см², 100 г/см², 150 г/см², 200 г/см², 500 г/см², 750 г/см²;
- Мюоны 10 г/см², 20 г/см², 100 г/см², 150 г/см², 200 г/см², 500 г/см², 750 г/см², 900 г/см²;
- 4. Протоны 10 г/см², 20 г/см², 30 г/см², 100 г/см², 150 г/см², 200 г/см², 300 г/см², 500 г/см², 750 г/см², 900 г/см²;

- Нейтроны 10 г/см², 20 г/см², 30 г/см², 40 г/см², 50 г/см², 60 г/см², 70 г/см², 80 г/см², 90 г/см², 100 г/см², 150 г/см², 200 г/см², 250 г/см², 300 г/см², 350 г/см², 400 г/см², 450 г/см², 500 г/см², 550 г/см², 600 г/см², 650 г/см², 700 г/см², 750 г/см², 800 г/см², 850 г/см², 900 г/см², 950 г/см²;
- Гамма-кванты 50 г/см² (20,8 км), 150 г/см² (14 км), 250 г/см²(10,7 км), 700 г/см² (3,3 км), 800 г/см² (2,3 км), 950 г/см² (0,8 км);

Известно, что количество переданной частицей энергии веществу прямо пропорционально зависит от ее типа, заряда, энергии и массы. Нейтроны испытывают как упругие, так и неупругие столкновения с ядрами окружающих атомов, а также участвуют в реакциях захвата. Гамма-кванты взаимодействуют веществом через процессы фотоэффекта, Комптон-эффекта, эффекта С образования электрон-позитронных пар. Заряженные частицы, такие как протоны и альфа-частицы теряют свою энергию на ионизацию, а в релятивистском случае становятся возможны неупругие соударения с ядрами атомов (Широков и др., 1980). На рис. 2.4а показаны дифференциальные по энергии потоки электронов в интервале атмосферного давления 100-200 г/см², где эти потоки имеют наибольшее значение, и при давлении 20 г/см² и 10 г/см², высоты ~24-30 км. На этих высотах определенный вклад в потоки электронов вносят электроны альбедо, а также так называемый "обратный ток" – поток электронов, рассеянных вверх от точки взаимодействия первичного протона. Поток электронов на высоте 30 км составляет примерно 30 % от потока в максимуме. На рис. 2.46 также показаны максимальные потоки электронов и потоки в нижней атмосфере при давлении 500 г/см² и 750 г/см², (высоты 5 км и 2.5 км). Максимум спектра электронов наблюдается в диапазоне энергий 4-6 МэВ. На рис. 2.5а также показаны дифференциальные по энергии потоки позитронов в интервале атмосферного давления 100-200 г/см², где эти потоки имеют наибольшее значение, и при давлении 10 г/см², 20 г/см², 80 г/см², 90 г/см², а для глубин 500 г/см² и 700 г/см² графики результаты представлены на рис 2.5*6*.



Рис. 2.4. Дифференциальные по энергии потоки электронов в интервале атмосферного давления 10 - 200 г/см² в сравнении с высотами больше 25 км (*a*) и ниже 5 км (*б*).



Рис. 2.5. Дифференциальные по энергии потоки позитронов в интервале атмосферного давления 10 - 200 г/см² в сравнении с высотами больше 25 км (*a*) и ниже 5 км (б).

Заряженные частицы с кинетической энергией *E* в атмосфере Земли также теряют свою энергию на ионизацию окружающего их вещества. Величина этих потерь может быть выражены через формулу Бете-Блоха (Мухин К.Н., 1993).

Одними из основных в составе вторичных КЛ являются мюоны – короткоживущие частицы со средним времени жизни $\tau = (2.19703 + 0.00004) \cdot 10^{-6}$ с. В атмосфере Земли генерация μ^{\pm} в основном происходит через реакцию распада пионов (формула 1.1.2). Мюоны распадаются на электроны, позитроны, нейтрино и антинейтрино (Filges D. et al., 2009).

На рис. 2.6 и рис 2.7 представлены спектры мюонов, из которых видно, что интенсивность потока, как и в случае с электронно-позитронной компонентой, имеет максимум на глубинах, соответствующих высоте ~12-15 км. Протоны, энергетические спектры которых показаны на рис. 2.8, в ходе одного взаимодействий с веществом атмосферы Земли могут передавать энергию, составляющую до 50 % от начального значения.

Для гамма-квантов вторичной компоненты КЛ также были получены энергетические спектры в зависимости от высоты, типовые графики представлены на рис. 2.9. Хорошо видно, что профиль достигает максимума интенсивности потока на Е ~ 50-80 кэВ и монотонно убывает до значений в десятки МэВ. При этих энергиях наиболее вероятно возникновение реакций Комптоновского рассеяния, фотоэффекта и эффекта образования электрон-позитронных пар. Эти процессы лежат в основе гамма-спектрометрии с помощью сцинтилляционных детекторов на базе кристалла NaI(TI), модель которых подробно описана в разделе 1.2.



Рис. 2.6. Дифференциальные по энергии потоки отрицательно заряженных мюонов в интервале атмосферного давления 10 - 200 г/см² в сравнении с высотами больше 25 км (*a*) и ниже 5 км (*б*).


Рис. 2.7. Дифференциальные по энергии потоки положительно заряженных мюонов в интервале атмосферного давления 10 - 200 г/см² в сравнении с высотами больше 25 км (*a*) и ниже 5 км (*б*).



Рис. 2.8. Дифференциальные по энергии потоки протонов в интервале атмосферного давления 10 - 200 г/см² в сравнении с высотами больше 25 км (*a*) и ниже 5 км (*б*).



Рис. 2.9. Дифференциальные по энергии потоки гамма-квантов в интервале атмосферного давления 10 - 200 г/см² в сравнении с высотами больше 25 км (*a*) и ниже 5 км (*б*).

Нейтроны, образующиеся в атмосфере Земли вследствие последовательных ядерных взаимодействий первичных частиц КЛ, играют важную роль при исследовании характеристик потоков протонов первичных ГКЛ и СКЛ. Не имея электрического заряда и испытывая взаимодействия только с ядрами атомов вещества, нейтроны способны преодолевать сравнительно большие расстояния в атмосфере и могут быть зарегистрированы наземными станциями НМ, при помощи которых в последствии вычисляется спектр КЛ (например, Балабин и др., 2009). Модель и функция отклика стандартного НМ приведены в разделе 1.3 этой работы. Нейтроны принято разделять на основные классы по энергиям - тепловые (E < 0,025 эВ), медленные и резонансные (0,025 эВ < E < 1 кэВ), промежуточные, быстрые и релятивистские(E > 1 кэВ) (Блан Д., 1989).

Рождение этих частиц в атмосфере Земли происходит главным образом вследствие каскадных процессов, что наглядно видно из их энергетических спектров (рис. 2.10). Пик интенсивности на E = 100 МэВ соответствует каскадным нейтронам, а на E = 1 МэВ – испарительным. Нейтроны таких энергий классифицируются как быстрые и, соответственно, способны испытывать как неупругие, так и упругие соударения с ядрами атомов. При замедлении путем многократного рассеяния они превращаются в медленные, при этом величина сечения упругого рассеяния при E < 1 МэВ возрастает до двух порядков (Chadwick et al., 2011). Следовательно, потери энергии для таких частиц происходят преимущественно через этот процесс, вследствие которого энергия достигает тепловых значений. Реакции захвата тепловых нейтронов, лежащие в основе принципов работы детектирующего оборудования, выражаются через формулу 1.3.5 и формулы 2.2.1 (Клайнкнехт К., 1989):

$$n + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{3}\text{H} + p + 0,76 \text{ M} \Rightarrow B$$

$$n + {}^{6}\text{Li} \rightarrow {}^{3}\text{H} + \alpha + 4,78 \text{ M} \Rightarrow B$$

$$(2.2.1)$$



Рис. 2.10. Дифференциальные по энергии потоки протонов в интервале атмосферного давления 100 - 200 г/см² в сравнении с высотами больше 25 км (*a*) и ниже 5 км (*б*).

2.3. Верификация полученных результатов по данным шаров-зондов

Наиболее удобный метод для проведения проверки результатов расчета прохождения протонов КЛ через атмосферу Земли – это сравнение высотных профилей скорости счета, полученные в результате запуска шаров-зондов с установленными на них счетчиками СТС-6 (Stozhkov Yu I., 2009) и аналогичных профилей, полученных во время моделирования. Одно из местоположений, где регулярно проводятся эксперименты с этим оборудования, находится в г. Апатиты. сравнивая экспериментальные данные с данными Поэтому, моделирования для соответствующих географических координат, можно производить валидацию модели. Оборудование, размещенное на шаре-зонде, включает в себя один или два счетчика СТС-6, работающих на совпадение, барограф и радиопередатчик. Общий вид такого устройства представлен на рис. 2.11. Соответственно, регистрируемый профиль будет состоять из вклада заряженных частиц и ~1 % гамма-квантов, который выражается через формулу 2.3.1:

$$J_{\text{общий}} = J_p + J_{e^+e^-} + J_{\mu^+\mu^-} + 0.01 \cdot J_{\gamma}$$
(2.3.1)

где J_p -суммарный поток протонов, $J_{e^+e^-}$ - суммарный поток электронов и позитронов, $J_{\mu^+\mu^-}$ -суммарный поток мюонов, J_{γ} - суммарный поток гамма-квантов.

Также для дополнительной верификации в рамках этой работы были разработаны специальные компактные детекторы заряженных частиц как для наземных измерений, так и записи профиля во время полета на самолете (Маурчев и др., 2019). Их основной особенностью является то, что в качестве системы сбора используется портативное устройство на базе операционной системы Android. Полученные результаты в сравнении с высотными профилями, записанными во время запуска шаров-зондов и результатами моделирования приведены на рис. 2.12.



Рис. 2.11. Устройство, состоящее из детектирующего объема (один счетчик СТС-6), радиопередатчика и барографа, используемое для полета на шарах-зондах в стратосферу и записи высотного профиля заряженной компоненты вторичных КЛ.



Рис. 2.12. Сравнение высотных профилей скорости счета, полученных во время запуска шаров-зондов для разных периодов времени и проведения измерений на самолете, с результатами моделирования прохождения протонов ГКЛ. Треугольник влево – измерения на зонде (04.01.2010), треугольник вправо - измерения на зонде (11.01.2010), треугольник вниз - измерения на зонде (18.01.2010), треугольник вверх - измерения на зонде (20.01.2010), крестики - измерения на аэробусе 2018(67,95 с.ш., 32,8 в.д., набор высоты), сплошная линия – данные расчетов.

2.4.1. Расчет локальной ионизации для фиксированной жесткости геомагнитного обрезания

Наряду с энергетическими распределениями, при помощи методики, описанной в разделе 1.4, в представленной работе были получены значения скорости ионизации вещества атмосферы Земли для высот от уровня моря до 70 км. Результат для жёсткости геомагнитного обрезания R = 1,5 ГВ показан на рис. 2.13, параметризация модели используется такая же, как и в разделе 2.1., как и методы валидации. Представленные данные имеют хорошее согласие с теми, что были получены другими группами авторов (Mironova et al., 2015).



Рис. 2.13. Профиль скорости ионизации, полученный для значений жесткости геомагнитного обрезания 1,5 ГВ при моделировании прохождения протонов ГКЛ через атмосферу Земли.

2.4.1. Расчет скорости ионизации в случае использования геометрии глобальной модели атмосферы Земли

Особый интерес в модуле RUSCOSMICS для расчета прохождения протонов КЛ через атмосферу Земли представляет возможность использования

геометрии глобальной модели. Основу алгоритма метода можно описать при помощи нескольких этапов:

- Для всей площади атмосферы устанавливается размер сетки (оптимально 5 градусов). Вместо единичного столба воздуха задаются параметры для их необходимого количества при помощи модели NRLMSISE-00.
- 2. Также для каждой точки определяется и устанавливается значение жесткости геомагнитного обрезания, полученное при помощи моделирования (Gvozdevsky et al., 2018). На рис. 2.15 представлена сетка, используемая для получения результатов этой работы.
- Устанавливаются параметры детекторов, способные не только собирать информацию о потоках вторичных частиц, но и рассчитывать скорость ионизации. Используя значения пункта 2 определяются параметры генератора первичных частиц и производится запуск событий.



Сетка жесткости геомагнитного обрезания для ГКЛ

Рис. 2.15. Сетка значений жесткостей геомагнитного обрезания с шагом в 5 градусов, используемая для расчета прохождения протонов первичных КЛ через атмосферу Земли в случае использования геометрии глобальной модели.



Рис. 2.16. Ионограмма, соответствующая высотам 2 км (*a*) и 5 км (*б*) над уровнем моря. Результат получен при помощи глобальной модели и для источника первичных протонов, имеющих энергетический спектр первичных ГКЛ во время минимума солнечной активности.



Рис. 2.17. Ионограмма, соответствующая высотам 12 км (*a*) и 50 км (*б*) над уровнем моря. Результат получен при помощи глобальной модели и для источника первичных протонов, имеющих энергетический спектр первичных ГКЛ во время минимума солнечной активности.

2.5 Краткие выводы

При помощи разработанного модуля проведены множественные расчеты прохождения протонов первичных КЛ через атмосферу Земли. Как результат были получены зависимости частиц вторичной компоненты от энергии и глубины. На основе этих данных рассмотрены особенности развития каскадов, модельные высотные профили сравнивались с реальными, полученными экспериментально, показывая хорошее согласие. Все количественные характеристики указывают на то, что до высот 12-20 км первичные протоны испытывают преимущественно ионизационные потери. В более плотных слоях начинают преобладать неупругие взаимодействия, в результате которых и начинается развитие каскадов. Это полностью соответствует современным представлениям физики КЛ и указывает на то, что модель является состоятельной и может успешно использоваться для решения широкого круга оценкой задач. связанных с потоков частиц В атмосфере Земли, индуцированных протонами первичных КЛ.

На основе полученных количественных характеристик потоков была рассчитана скорость ионизации вещества атмосферы Земли первичными протонами только ГКЛ в случае глобальной модели. В качестве примера в работе приводятся результаты в виде высотных зависимостей для нескольких значений жесткости геомагнитного обрезания и срезы для всех значений широты и долготы (шаг сетки составляет 5 градусов). Верификация вычислений проводилась при помощи данных, полученных путем запуска шаров-зондов с установленными на них счетчиками СТС-6, а также компактными детекторами заряженных частиц собственной разработки.

Глава 3. Моделирование прохождения релятивистских солнечных протонов через атмосферу Земли

3.1. Входные данные для параметризации моделирования СКЛ

До сих пор в представленной работе рассматривались только ГКЛ, источники которых находятся на сравнительно большом расстоянии от Земли. Иногда Солнце генерирует частицы (солнечные космические лучи – СКЛ) с достаточной энергией и интенсивностью, которые приводят к заметному росту уровня радиации на высотах от Земной поверхности до порядка ~10-15 км. Такие события имеют общепринятое название GLE. СКЛ, как и ГКЛ, на 90% состоят из протонов, поэтому говоря о характеристиках спектров первичных частиц во время событий GLE, имеются в виду протоны СКЛ (ПСКЛ) с энергией порядка 1-20 ГэВ. База данных счета НМ для различных станций во время GLE представлена на сайте http://gle.oulu.fi/, разработанном на станции космических лучей университета Оулу, Финляндия. Исследование GLE остается актуальным на протяжении уже более чем 60 лет (Meyer et al., 1956, Вашенюк и др., 2008). Например, событие GLE №5 оказало существенное влияние на развитие всех наук о солнечно-земной физике и физике земной среды: солнечная фотосфера, хромосфера и корона, солнечный ветер, СКЛ, ГКЛ, магнитосфера, ионосфера и т.д. В данной главе подробно рассматриваются последовательные события GLE №65, GLE №67, GLE №69, GLE №70, энергетические спектры ПСКЛ, характеристики каскадов вторичных КЛ и конечный эффект СКЛ – ионизация вещества атмосферы Земли. Следует заметить, что наиболее ранние расчеты ионизации в D-слое ионосферы (50-100 км) проводились только с учетом электромагнитных процессов, в то время как для высот 0 - 20 км, важную роль играют нуклон-ядерные взаимодействия (Velinov et al., 1968). Поэтому учитывая ядерные реакции и используя программу CORSICA с подпрограммами FLUCA 2006 и QSJET II другой группой были проведены расчеты событий GLE №59 (Mishev, 2015a, 2016) и GLE №70 (Mishev, 2015b, 2013). В данной работе для расчета индуцированной ПСКЛ в атмосфере Земли ионизации используются все модели нуклон-нуклонных, нуклон-ядерных и электромагнитных взаимодействий, учитывая, в конечном счете, электромагнитную, мюонную и адронную ионизации.

Дифференциальный спектр СКЛ определяется для быстрой (РС) и медленной (DC) компонент (Vashenyuk E. V. et. al, 2011), которые выражаются через формулы:

$$J_{PC} = J_0 \cdot \exp\left(-E/E_0\right) J_{DC} = J_1 \cdot E^{\gamma}$$

$$(3.1.1)$$

где J_0 , E_0 , J_1 , γ – коэффициенты, различаются в зависимости от номера события GLE. Соответствующие значения для GLE №65, GLE №67, GLE №69, GLE №70 приведены в таблице 3.1. Эти параметры получены методом, основанным на решении обратной задачи – получении спектра ПСКЛ на границе магнитосферы с помощью мировой сети НМ. Методика разработана в Полярном геофизическом институте и подробно описана в (Perez-Peraza J. et al., 2005, Perez-Peraza J. Et al., 2008, Vashenyuk E. V. et. al, 2008, Vashenyuk E. V. et. al, 2011; Balabin et al., 2005; Вашенюк и др., 2007; Вашенюк и др., 2008), в ней используется модель магнитосферы Цыганенко (Tsyganenko et al., 2002a; Tsyganenko et al., 2002b; Tsyganenko et al., 2005) и IGRF (Thébault E et al., 2015). Расчет асимптотических конусов проводится с приращением 0,001 ГВ в диапазоне 1-20 ГэВ, что позволяет проводить точные расчеты для СКЛ. Решение было найдено для 35 событий GLE, результаты верифицированы с помощью прямых стратосферных измерений и данных со спутника (GOES или IMP8). Рассчитанные для данной работы дифференциальные спектры СКЛ для GLE №65, GLE №67, GLE №69, GLE №70 показаны на рис. 3.1 и рис. 3.2, соответственно. На них хорошо видно, что спектр СКЛ превышает спектр ГКЛ в значениях потока на 2-3 порядка для энергий до ~5 ГэВ, однако для области выше ~10 ГэВ, поток СКЛ становится меньше и суммарный спектр становится равным спектру ГКЛ.

Поскольку в составе СКЛ преобладают протоны, то процесс образования вторичных КЛ в атмосфере Земли такой же, как и для ГКЛ. Частицы, проходя через вещество, теряют энергию на его ионизацию, а также испытывают неупругие соударения с атомами (обычно, азота или кислорода), рождая каскад вторичных частиц. Детальное исследование параметров вторичных КЛ в атмосфере Земли позволяет получить точную информацию об их рождении и распространении. В конечном счете, имея эти данные можно оценить скорость ионизации верхней, средней и нижней атмосферы (Maurchev et al., 2015; Maurchev et al., 2016; Маурчев и др., 2021а, Маурчев и др., 2021b). Профили скорости ионизации для этих событий рассчитывались как сумма вкладов от ГКЛ и СКЛ для двух значений жесткости геомагнитного обрезания (0,65 ГВ и 3 ГВ).

Таблица 3.1.

Параметры дифференциальных энергетических спектров солнечных протонов в событиях GLE №65, GLE №67, GLE №69, GLE №70.

		Параметры энергетических спектров			
GLE №	Дата				
		JO	EO	J1	γ
65	28.10.2003	1.2.104	0.60	1.5.104	4.4
67	02.11.2003	4.6.104	0.51	9.7.103	6.3
69	20.01.2005	2.5.106	0.49	7.2.104	5.6
70	13.12.2006	3.5.104	0.59	4.3.104	5.7



Рис. 3.1. Дифференциальные энергетические спектры протонов КЛ в диапазоне энергий от 100 МэВ до 100 ГэВ. Синим цветом представлен спектр протонов ГКЛ, красным и зеленым – суммарный спектр ГКЛ+СКЛ для событий GLE №65 (*a*) и GLE № 67 (*б*).



Рис. 3.2. Дифференциальные энергетические спектры протонов КЛ в диапазоне энергий от 100 МэВ до 100 ГэВ. Синим цветом представлен спектр протонов ГКЛ, красным и зеленым – суммарный спектр ГКЛ+СКЛ для событий GLE №69 (*a*) и GLE № 70 (*б*).

3.2. Расчет скорости ионизации атмосферы Земли во время событий GLE

Для моделирования прохождения ПСКЛ через атмосферу Земли использовалась параметризация геометрии модели, аналогичная той, что была использована при расчете ГКЛ. Входными параметрами выступали энергетические спектры, представленные на рис. 3.1. и рис. 3.2. В результате моделирования были получены высотные профили ионизации для двух значений жесткости геомагнитного обрезания – 0,65 ГВ и 3 ГВ, представленные на рис. 3.3, рис. 3.4, рис. 3.5 и рис. 3.6.

Из графиков хорошо видно, что положение максимума профиля, как и значение скорости ионизации, зависит как от формы первичного спектра, так и от значения жесткости геомагнитного обрезания. Также следует заметить, что для событий GLE № 67 и GLE № 70 результаты получаются практически идентичными, поскольку параметры спектров имеют схожие значения. Выбор событий был обусловлен тем, что это следующие друг за другом события возрастания приземного фона.



Рис. 3.3. Высотные профили скорости ионизации, полученные при помощи моделирования прохождения ПСКЛ через атмосферу Земли во время события GLE \mathbb{N} 65 для значения жесткости геомагнитного обрезания 0,65 ГВ (*a*) и 3 ГВ (*б*). Наряду с этим приводятся данные для чистых ГКЛ, позволяющие количественно оценить порядок возрастания скорости образования пар ионов.



Рис. 3.4. Высотные профили скорости ионизации, полученные при помощи моделирования прохождения ПСКЛ через атмосферу Земли во время события GLE \mathbb{N} 67 для значения жесткости геомагнитного обрезания 0,65 ГВ (*a*) и 3 ГВ (*б*). Наряду с этим приводятся данные для чистых ГКЛ, позволяющие количественно оценить порядок возрастания скорости образования пар ионов.



Рис. 3.5. Высотные профили скорости ионизации, полученные при помощи моделирования прохождения ПСКЛ через атмосферу Земли во время события GLE \mathbb{N} 69 для значения жесткости геомагнитного обрезания 0,65 ГВ (*a*) и 3 ГВ (*б*). Наряду с этим приводятся данные для чистых ГКЛ, позволяющие количественно оценить порядок возрастания скорости образования пар ионов.



Рис. 3.6. Высотные профили скорости ионизации, полученные при помощи моделирования прохождения ПСКЛ через атмосферу Земли во время события GLE \mathbb{N} 70 для значения жесткости геомагнитного обрезания 0,65 ГВ (*a*) и 3 ГВ (*б*). Наряду с этим приводятся данные для чистых ГКЛ, позволяющие количественно оценить порядок возрастания скорости образования пар ионов.

90

3.3. Краткие выводы

При помощи разработанного программного модуля проведено моделирование прохождения протонов КЛ через атмосферу Земли во время событий GLE. Немаловажной особенностью ряда является хорошая статистика данных, т.к. использованные методы позволили производить событий большого числа (1500000расчеты для частиц за одно Пол событием моделирование). здесь подразумевается единичное прохождение частицы через атмосферу Земли. Детально описаны спектры, пиковые значения и зависимости от первичных параметров для событий GLE №65, №67, №69, № 70.

В результате расчетов получены профили ионизации для двух компонент СКЛ. Модельным путем показано, что протоны СКЛ, которые в значительной степени (до нескольких порядков) преобладают над протонами ГКЛ в диапазоне энергий от сотен МэВ до единиц ГэВ, сильно влияют на ионизацию, до трех порядков увеличивая скорость образования пар ионов в области высоких широт. Для больших показателей жесткости геомагнитного обрезания эти значения становятся близкими или идентичными результатам, полученным путем расчета прохождения протонов ГКЛ через атмосферу Земли.

Заключение

Основные результаты и выводы представленной диссертационной работы:

- 1. Посредством интеграции численных расчетов обновлены И усовершенствованы существующие в ПГИ методы по исследованию космических лучей в широком диапазоне. На базе GEANT4 созданы модели актуальных детекторов, а также разработан новый тип устройства с оптимальными параметрами для изучения направленности потока нейтронов с энергией до 1 МэВ. Создана усовершенствованная модель для расчета прохождения протонов КЛ через атмосферу Земли, позволяющая не только собирать информацию о вторичных потоках и производить оценку ионизации, но и решать специфические задачи, требующие дополнительной параметризации.
- 2. При помощи реализованных моделей исследованы особенности взаимодействия частиц КЛ с веществом как популярных детекторов, так и в новой установке. Получены их функции эффективности регистрации, а для УНС также и оптимальные геометрические Произведена NaI(Tl) параметры системы. валидация модели спектрометра при помощи существующих экспериментальных данных. Показано, что рассчитанные в работе значения хорошо совпадают с реальными характеристиками приборов. Это означает, что уже существующие модели могут выступать как базовые и применяться к новому оборудованию путем соответствующей параметризации.
- 3. При помощи разработанного модуля проведены множественные расчеты прохождения протонов первичных КЛ через атмосферу Земли. Как результат были получены зависимости частиц вторичной компоненты от энергии и глубины. На основе этих данных рассмотрены особенности развития каскадов, модельные высотные профили сравнивались с реальными, полученными экспериментально, показывая хорошее согласие. Все количественные характеристики указывают на то, что до высот 12-20 км первичные протоны испытывают

преимущественно ионизационные потери. В более плотных слоях начинают преобладать неупругие взаимодействия, в результате которых и начинается развитие каскадов. Это полностью соответствует современным представлениям физики КЛ и указывает на то, что модель является состоятельной и может успешно использоваться для решения широкого круга задач, связанных с оценкой потоков частиц в атмосфере Земли, индуцированных протонами первичных КЛ.

- 4. На основе полученных количественных характеристик потоков была рассчитана скорость ионизации вещества атмосферы Земли первичными протонами только галактических космических лучей в случае глобальной модели. В качестве примера в работе приводятся результаты в виде высотной зависимости для значения жесткости геомагнитного обрезания 1,5 ГВ и срезы для всех значений широты и долготы (шаг сетки составляет 5 градусов).
- 5. количественные характеристики Получены скорости ионизации вещества атмосферы Земли первичными протонами ГКЛ, модулированными солнечными частицами, для событий GLE № 65, 67, 69, 70. Представлены высотные профили скорости ионизации для двух значений жесткости геомагнитного обрезания (0,65 ГВ и 3 ГВ). Спектры для параметризации первичного источника получены по методике, разработанной уникальной на станции нейтронного монитора г. Апатиты, ПГИ.

Литература

Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A., PAMELA Measurements of Cosmic–Ray Proton and Helium Spectra // Science. –2011. –V. 332. –I. 6025. –P. 69–72.

Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A., Time dependence of the proton flux measured by PAMELA during 2006 July – 2009 December solar minimum // The Astrophysical Journal. –2013. –V. 765. –I. 2. P. 1–8.

Agostinelli S., Allison J., Amako K., Apostolakis J., Araujo H. Geant4 – A Simulation Toolkit // Nuclear Instruments and Methods. –2003. –V. 506. –I. 3. –P. 250–303.

Allison J., Amako K., Apostolakis J., Araujo H., Arce Dubois P. Geant4 Developments and Applications // IEEE Transactions on Nuclear Scince -2006. -V. 53. -N. 1. -P. 270-278.

Amelin N. S., Armesto N. Monte Carlo model for nuclear collisions from SPS to LHC energies // THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C – PARTICLES AND FIELDS –2001. –V. 22. –I. 1. –P. 149–163.

Amelin N.S., Gudima K.K., Toneev V.D. Quark – Gluon String Model and Ultrarelativistic Heavy Ion Interactions // Sov. J. Nucl. Phys. –1990. –V. 51. –P. 327–333.

Andersson B., Gustafson G., Nielsson–Almquist B. A model for low– pT hadronic reactions with generalizations to hadron–nucleus and nucleus–nucleus collisions // Nucl. Phys. –1987b. –V. 281. –I. 1. –P. 289–309.

Balabin Yu. V., Vashenyuk E. V., Mingalev O. V., Podgorny A. I., Podgorny I. M. The spectrum of Solar Cosmic Rays: Data of Observations and Numerical Simulation // Astronomy Reports. -2005. -V. 49. -N. 10. -P. 837-846.

Bazilevskaya, G.A., Usoskin I.G., Flückiger E.O., Harrison R.G., Desorgher L., Bütikofer R., Krainev M.B., Makhmutov V.S., Stozhkov Y.I., Svirzhevskaya A.K., Svirzhevsky N.S., Kovaltsov G.A. Cosmic ray induced ion production in the atmosphere // Space Sci. Rev. –2008. –V. 137. –P. 149–173.

Belitsky A.V., Radyushkin A.V. Unraveling hadron structure with generalized parton distributions // Phys. Rept. –2005. –V. 418. –P. 1–387.

Bertini H.W. Intranuclear–Cascade Calculations of the Secondary Nucleon Spectra from Nucleon–Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparison with Experiment // Phys. Rev. –1969. –V. 188. –N. 3. –P. 1711–1730. Bertini H.W., Guthrie M.P. Results from Medium–Energy Intra–nuclear–Cascade Calculation // Nucl. Phys. –1971. –V. 169. –I. 3. –P. 670–672.

Biggs F., Lighthill R., Analytical approximations for x-ray cross sections III // Sandia Lab. -1988. -P. 141.

Booch G., Maksimchuk R.A., Engle M.W., Young B.J., Connalen J., Houston K.A. Object–Oriented Analysis and Design with Applications. Third Edition. // Addison– Wesley Professional. –2007. –P. 720.

Brown D.A., Chadwick M.B., Capote R., Kahler A.C., Trkov A., Herman M.W. ENDF/B–VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO–project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data // Nuclear Data Sheets. –2018. –V. 148, –P. 1–142.

Butcher J.C., Messel H. Electron number distribution in electron – photon Showers in Air and Aluminum Absorbers // Nuclear Physics. –1960. –V. 20. –P. 15–128.

Capella A., Krzywicki A. Theoretical model of soft hadron–nucleus collisions at high energies // Phys. Rev. D. –1978. –V. 18. –N. 9. –P. 3357–3370.

Capella A., Sukhatme U., Tan C.I., Van. T.T. Dual parton model // Phys. Rep. -1994. -V. 236. -I. 4-5. -P. 225-329.

Chadwick M.B., Herman M., Obložinský P., Dunn M.E., Danon Y., Kahler A.C. ENDF/B–VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data // Nuclear Data Sheets. –2011. –V. 112. –№12. –P. 2887–2996.

Chang L. N., Segre G. Hadronic eiconal model // Phys. Rev. D. –1972. –V. 6. –P. 2231–2243.

Chilingarian A., Bostanjyan N., Vanyan L. Netron bursts associated with thunderstorms // Physical Review D: Particles, Fields, Gravitation and Cosmology. –2012. –T. 85. –№8. –C. 085017.

Clem J.M., Dorman L.I. Neutron Monitor Response Functions // Space Science Reviews. -2000. -V. 93. -I. 1-2. -P. 335-359.

Dostrovsky I., Zraenkel Z., Friedlander G. Monte Carlo Calculations of High– Energy Nuclear Interactions. III. Application to Low–Energy Calculations // Phys. Rev. –1959. –V. 116. –I. 3. –P. 683–702.

Eden R.J. Regge poles and elementary particles // Rep. Prog. Phys. -1971. -V. 34. -N. 3. -P. 995-1053.

Feynman R.P. The behavior of hadron collisions at extreme energies // Special Relativity and Quantum Theory. Fundamental Theories of Physics. –1988. –V. 33. –P. 289–304.

Filges D., Goldenbaum F. Handbook of Spallation Research // Location: WILEY– VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. –2009. –P. 767.

Firoz K.A., Gan W.Q., Li Y.P., Rodríguez–Pacheco J., Kudela K. On the possible mechanism of GLE initiation // The Astrophysical Journal. –2019. –V. 872. –N. 2. –P. 178.

Folger G., Wellisch J.P. String Parton Models in Geant4 // arXiv:nucl-th/0306007. -2003. -P. 1-5.

Folger G., Wellisch J.P. The Binary Cascade // Computing in High Energy Physics and Nuclear Physics. –2004. –P. 331–316.

Garny S., Leuthold G., Mares V., Paretzke H.G., Ruhm W. GEANT4 Transport Calculations for Neutrons and Photons below 15 MeV, IEEE transactions on Nuclear Science. –2009. –V. 56. –N. 4. –P. 2392–2396.

Gavrila M. RelativisticK-shell photoeffect // Phys. Rev. -1959. -V. 113. -I. 2. -P. 514-526.

Germanenko A.V., Balabin Y.V., Maurchev E.A., Gvozdevsky B.B., Vashenyuk E.V. The continuous detection of gamma (X-ray) spectra registered during atmospheric precipitations // Journal of Physics: Conference Series. -2013. -V. 409. -N. 1. -P. 012240.

Griffin J. J., Statistical Model of Intermediate Structure // Phys. Rev. Letters. –1966. –V. 17. –N. 9. –P. 478–481.

Gvozdevsky B.B., Belov A., Eroshenko E., Yanke V., Gushchina R., Ptuskin V. Geomagnetic cutoff rigidities of cosmic rays and their secular changes // Proc. 42nd COSPAR Scientific Assembly. –2018. –ID. D1.2–31–18.

Hatton, C. J. and Carmichael, H., Experimental Investigation of the NM–64 Neutron Monitor // Can. J. Phys. –1964. –V. 42. –N. 12. –P. 2443–2472.

Heikkinen A., Stepanov N., Wellish J.P. Bertini intra–nuclear cascade implementation in Geant4 // Computing in High Energy and Nuclear Physics (ePrint nucl–th/0306008). –2003. –P. 1–7.

Hubbell J. H., Gimm H. A., Overbo I., Pair, Triplet, and Total Atomic Cross Sections (and Mass Attenuation Coefficients) for 1 MeV-100 GeV Photons in Elements Z=1 to 100 // Journal of Physical and Chemical Reference Data. –V. 9. –I. 4. –P. 1023–1148.

Irving A.C., Worden R.P. Regge phenomenology // Phys.Rept. -1977. -V. 34. -I. 3. -P. 117-231.

Kahler A.C., MacFarlane R.E., Mosteller R.D., Kiedrowski B.C., Frankle S.C., Chadwick M.B ENDF/B–VII.1 Neutron Cross Section Data Testing with Critical Assembly Benchmarks and Reactor Experiments // Nuclear Data Sheets. –2011. –V. 112. –I. 12. –P. 2997–3036.

Kaidalov A.B. Quark and diquark fragmentation functions in the model of quark gluon strings // Sov. J. Nucl. Phys. –1987. –V. 45. –P. 902–907.

Kaidalov A.B., Ter–Martirosyan K.A. Pomeron as quark–gluon strings and multiple hadron production at SPS–Collider energies // Phys. Lett. B. –1982. –V. 117. –I. 3–4. –P. 247–251.

Kalbach C. Exciton Number Dependence of the Griffin Model Two–Body Matrix Element // Z. Physik. A. –1987. –V. 287. –I. 3–4. –P. 319–322.

Klein O., Nishina Y. Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac // Z. Phys. –1929. –V. 52. –I. 11–12. –P. 853–868.

Knoll G.F. // Radiation Detection and Measurement, 3rd edition // Location: John Wiley, New York. –2000. –P. 802.

Letaw J.R., Silberberg R., Tsao C.H. Proton–nucleus total inelastic cross sections – an empirical formula for E greater than 10 MeV // Astrophysical Journal Supplement Series. –1983. –V. 51. –P. 271–275.

Lonnblad L. CLHEP: A project for designing a C++ class library for high–energy physics // Computer Physics Communications. –1994. –V.84. –I. 1–3. –P. 307–316. Maurchev E.A., Balabin Yu. V., Vashenyuk E.V., Gvozdevsky B.B. Transport of solar protons through the atmosphere during GLE // J.Phys.: Conf. Ser. –2013. –V. 409. –P. 1–3.

Maurchev E.A., Balabin Yu.V. A New neutron spectrometer with narrow acceptance diagram // Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference. –2011. –P. 173–175.

Maurchev E.A., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. A new numerical model for investigating cosmic rays in the Earth's atmosphere // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. –2015. –V. 79. –I. 5. –P. 657–659.

Maurchev E.A., Balabin Yu.V., RUSCOSMICS – The new software toolbox for detailed analysis of cosmic ray interactions with matter // Solar–Terrestrial Physics. –2016. –V. 2. –N. 4. –P. 3–10.

Maurchev E.A., Gvozdevskij B.B., Balabin J.V., Vashenjuk E.V., Modeling of hadron interactions in the neutron monitor // Physics of Auroral Phenomena. –2011. –V. 33. –I. 1. –P. 83–86.

Metropolis N., Bivins R., Storm M., Turkevich A., Miller J.M., Friedlander G. Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. I. Low–Energy Studies // Phys. Rev. –1958. –V. 110. –N. 1. –P. 185–203.

Meyer P., Parker E.N., Simpson J.A. Solar cosmic rays of February 1956 and their propagation through interplanetary space, // Phys. Rev. –1956. –V. 104. –N. 3. –P. 768–783.

Mikhalko E.A., Balabin Yu.V., Maurchev E.A., Germanenko A.V. New narrow– beam neutron spectrometer in complex monitoring system // Solar–Terrestrial Physics. –2018. –V. 4. –N. 1. –P. 71–74.

Mironova I.A., Aplin K. L., Arnold F., Energetic Particle Influence on the Earth's Atmosphere // Space Sci. Rev. –2015. –V. 194. –P 1–94.

Mishev A., Velinov P.I.Y. Determination of medium time scale ionization effects at various altitudes in the stratosphere and troposphere during ground level enhancement due to solar cosmic rays on 13.12.2006 (GLE 70) // C.R. Acad. Bulg. Sci. –2015b. –V. 68. –I. 11. –P. 1425–1430.

Mishev A., Velinov P.I.Y. Ionzation rate profiles due to solar and galactic cosmic rays during GLE 59 Bastille day 14 July, 2000 // C.R. Acad. Bulg. Sci. –2015a. – V. 68. –I. 3. –P. 359–366.

Mishev A., Velinov P.I.Y., A maverick GLE 70 in solar minimum. Calculations of enhance ionization in the atmosphere due to relativistic SEPs // C.R. Acad. Bulg. Sci. –2013. –V. 66. –I. 10. –P. 1457–1462.

Mishev A., Velinov P.I.Y., Ionization effect due to cosmic rays during Bastille Day Event (GLE 59) on short and mid time scales // C.R. Acad. Bulg. Sci. –2016. –V. 69. –I. 11. –P. 1479–1484.

Pearlstein S., Medium–energy nuclear data libraries: a case study, neutron and proton–induced reactions in 56 Fe // The Astrophysical Journal. –1989. –V. 346. –P. 1049–1060.

Perez–Peraza J., Gallegos–Cruz A., Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V. Relativistic proton production at the Sun in the October 28th, 2003 solar event // Adv. Space Res. –2006. –V. 38. –I. 3. –P. 418–424.

Perez–Peraza J., Vashenyuk E.V., Gallegos–Cruz A., Balabin Yu.V., Miroshnichenko L.I. Relativistic proton at the Sun in the 20 January 2005 solar event // Adv. Space Res. –2008. –V. 41. –P. 947–954.

Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLMSISE–00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // Journal of Geophysical Research: Space Physics. –2002 –V. 107. –N. A12. –P. 1–16.

Pioch C., Mares V., Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Rühm W. Measurement of cosmic ray neutrons with Bonner sphere spectrometer and neutron monitor at 79°N // Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. Section A. –2011. –V. 626. –P. 51–57.

Ribansky I., Oblozinsky P., Betak E. Pre–equilibrium decay and the exciton model // Nuclear Physics A. –1973. –V. 205. –I. 3. –P. 545–560.

Rumbaugh J., Blaha M., Premerlani W., Eddy F., Lornsen W. Object–oriented modeling and design // Location: Prentice–Hall International Editions, Englewood Cliffs. –1990. –P. 512.

Serber R. Nuclear Reactions at High Energies // Phys. Rev. –1948. –V. 72. –N. 11. –P. 1114–1115.

Shibata S., Munakata Y., Tatsuoka R., Muraki Y., Masuda K., Matsubara Y., Koi T., Sako T., Murata T., Tsuchiya H., Hatanaka R., Wakasa T., Sakai H., Ishidae Y. Detection efficiency of a neutron monitor calibrated by an accelerator neutron beam // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. –2001. –V. 463. –I. 1–2. –P. 316–320.

Simpson J. A. Introduction to the Galactic Cosmic Ray Radiation // Composition and origin of cosmic rays. –1983. –P. 1–24.

Stozhkov Yu.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A., Kvashnin A.N., Makhmutov V.S. Long–term (50 years) measurements of cosmic ray fluxes in the atmosphere // Adv. in Space Res. –2009. –V. 44. – I. 10. –P. 1124–1137.

Thébault E., Finlay C.C., Beggan C.D. International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation // Earth Planet Sp. –2015. –V. 67. –I. 79. –P. 1–19.

Tsyganenko N.A. A model of the near magnetosphere with a dawn–dusk asymmetry: 1. Mathematical structure // Journal of Geophysical Research: Space Physics. –2002a –V. 107. –N. A8. –SMP. 12. –P. 1–15.

Tsyganenko N.A. A model of the near magnetosphere with a dawn–dusk asymmetry: 2. Parameterization and fitting to observations // Journal of Geophysical Research: Space Physics. –2002b –V. 107. –N. A8. –SMP. 10. –P. 1–17.

Tsyganenko N.A., Sitnov M.I. Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms // Journal of Geophysical Research. –2005. –V. 110. –N. A03208. –P. 1–16.

Tuli J.K., The Evaluated Nuclear Structure Data File. A Manual for Preparation of Data Sets // BNL–NCS–51655–01/02–Rev. –2001. –P. 1–106.

Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B. Features of relativistic solar proton spectra derived from ground level enhancement events (GLE) modeling // Astrophysics and Space Sciences Transactions. –2011. –V. 7. –I. 4. –P. 459–463.

Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Perez–Peraza J., Gallegos–Cruz A., Miroshnichenko L.I. Some features of the sources of relativistic particles at the Sun in the solar cycles 21–23 // Advances in Space Research. –2006. –V. 38. –I. 3. –P. 411–417.

Vashenyuk, E. V., Balabin, Yu. V., Gvozdevsky, B. B. Relativistic solar cosmic ray dynamics in large ground level events // Proc. 21–st ECRS. –2009. –P. 264–268.

Velinov P.I.Y. On ionization of the ionospheric D–region by galactic and solar cosmic rays // J. Atmos. Terr. Phys. –1968 – V. 30. –I. 11. –P. 1891–1905.

Velinov Peter I. Y., Balabin Yury V., Maurchev Evgeny A., Calculations of enchanced ionization in strato-troposphere during the greatest ground level enhancement on 23 february 1956 (GLE 05) // Compt. rend. Acad. bulg. Sci. –2017. –V. 70. –N. 4. –P. 545–555.

Weisskopf V. Statistics and Nuclear Reactions // Phys. Rev. –1937. –V. 52. –N. 4. –P. 295–303.

Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В., Щур Л.И. Динамика релятивистских СКЛ и регистрация множественных нейтронов в событии 13.12.2006 г. // Известия РАН: серия физическая. –2009. –Т. 73. –№ 3. –С. 321–323.

Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В. Большие и малые множественности на нейтронных мониторах: их различия // Известия РАН. Серия физическая. –2015. –Т. 79. –№5. –С. 708–710.

Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В., Луковникова А.А., Торопов А.А. Суточная и сезонная вариации мягкого гамма–излучения в нижней атмосфере // Известия РАН: Серия физическая. –2019. –Т. 83. –№5. –С. 655–658.

Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Германенко А.В., Маурчев Е.А., Михалко Е.А., Луковникова А.А., Торопов А.А. Общие свойства возрастаний гамма– фона и их статистические характеристики // Известия РАН: Серия физическая. –2019. – Т. 83. –№ 5. – С. 659–662.

Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В. Особенности вариаций гамма–фона в приземном слое атмосферы // Известия РАН. Серия физическая. –2013. –Т. 77. –№ 5. –С. 639–641.

Балабин Ю.В., Джаппуев Д.Д., Гвоздевский Б.Б., Маурчев Е.А., Куджаев А.У., Михайлова О.И. Множественность на нейтронных мониторах: локальные адронные ливни и ШАЛ // Известия РАН. Серия физическая. –2011. – Т. 75. – № 3. –С. 393–395.

Барашенков В.С., Ильинов А.С., Соболевский Н.М., Тонеев В.Д. Взаимодействие частиц и ядер высоких и сверхвысоких энергий с ядрами // УФН. –1973. –Т. 109. –С. 91–136.

Блан Д. Ядра, частицы, ядерные реакторы –М.: Мир. –1989. –С. 249–253.

Вашенюк Э. В., Балабин Ю. В., Гвоздевский Б. Б., Щур Л. И. Характеристики релятивистских СКЛ в событии 13 декабря 2006 г. // Геомагнетизм и аэрономия. –2008. –Т. 48. –№2. –С. 1–6.

Вашенюк Э.В., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Мирошниченко Л.И. Характеристики релятивистских СКЛ в крупных событиях на уровне земли 1956–2005 гг. // Известия РАН: серия физическая. –2007. –Т. 71. –№ 7. –С. 968–971. Голенко Д.И. Моделирование псевдослучайных чисел на ЭВМ // – М.: Наука, –1965. –С. 113–131.

Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей – М.: Наука. – 1975. – 462 с.

Епифанова И.Э., Тертышник Э.Г. Исследование образования радионуклидов в препарате лития под воздействием космических лучей // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. –2019. –№6. –С. 148– 152.

Зелинский А.С., Яковлева В.С. Оценка вклада космической компоненты в суммарный β– и γ– фон приземной атмосферы // Вестник КРАУНЦ. Физико– математические науки. –2017. –Т. 20. –№4. –С. 28–34.

Клайнкнехт К. Детекторы корпускулярных излучений: Пер. с нем. –М.: Мир. –1989. –С. 131–135.

Лаптев В.В. С++. Объектно-ориентированное программирование. – Питер. – 464 с.

Либерти Д. Освой самостоятельно C++ за 21 день: 3-е издание., пер. с англ.: Уч. пос. – М.: Издательский дом "Вильямс". – 2001. – 816 с.

Лыкасов Г.И., Аракелян Г.Г., Сергеенко М.Н. Модель кварк–глюонных струн: мягкие и полужесткие адронные процессы // Физика элементарных частиц и атомного ядра. –1999. –Т. 30. –№. 4. –С. 817–869.

Маурчев Е.А. Программный комплекс RUSCOSMICS в задачах прохождения космических лучей через атмосферу Земли // Труды Кольского научного центра РАН. –2017. –Т. 8. –№ 7–3. –С. 10–16.

Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Гвоздевский Б.Б. Моделирование прохождения протонов солнечных космических лучей через атмосферу Земли для событий GLE42 И GLE44 // Известия Российской академии наук. Серия физическая. –2021а. –Т. 85. –№ 3. –С. 383–387.

Маурчев Е.А., Балабин Ю.В., Германенко А.В., Михалко Е.А., Гвоздевский Б.Б. Расчет скорости ионизации во время события GLE с использованием глобальной модели атмосферы Земли и оценка вклада в этот процесс частиц

галактических космических лучей с Z > 2 // Известия Российской академии наук. Серия физическая. –2021b. –Т. 85. –№ 3. –С. 388–392.

Маурчев Е.А., Германенко А.В., Михалко Е.А., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б. Оценка вклада протонов солнечных космических лучей в скорость ионизации вещества атмосферы Земли и сравнение расчетных высотных профилей с экспериментальными данными для случаев высокой солнечной активности // XVI Конференция молодых учёных : сборник трудов. Сер. "Механика, управление и информатика". –2019. –С. 103–113.

Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика –М.:Энергоатомиздат –1993. –Т. 1. –Ч. 1. –С.305–306.

Петрашова Д.А., Белишева Н.К. Цитогенетические эффекты высокоэнергетической нейтронной компоненты космических лучей в клетках меристемы Aluum CEPA // Труды Кольского научного центра РАН. –2015. – Т. 32. –№6. –С. 41–49.

Петрашова Д.А., Белишева Н.К., Балабин Ю.В., Маурчев Е.А. Оценка биоэффективности высокоэнергетических нейтронов вторичных космических лучей у поверхности Земли // Proceeding of the 39th Annual Seminar. –2016. –С. 55–56.

Соболь И.М. Метод Монте-Карло: 4-е издание. – М.: Наука. –1985. – 80 с.

Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Уч. пос. – М.: Наука. – 1980. – 729 с.