

**Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В.Скобельцына
Московского государственного университета
имени М.В.Ломоносова**

На правах рукописи

МОРОЗЕНКО ВИОЛЕТТА СЕРГЕЕВНА

**ФОНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НОЧНОЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ПРИ
ИЗМЕРЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРЕДЕЛЬНО
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ПОМОЩЬЮ ОРБИТАЛЬНОГО
ДЕТЕКТОРА**

Специальность 01.04.23 – физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель –
доктор физико-математических наук Хренов Б. А.

Москва – 2014

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Орбитальный детектор ТУС (Трековая Установка).....	23
1.1. Научная аппаратура детектора ТУС.....	24
1.1.1. Зеркало-концентратор.....	25
1.1.2. Блок фотодетектора	27
1.2. Сигнал от ШАЛ в детекторе ТУС.....	31
1.3. Длительность трека ШАЛ в детекторе ТУС.....	36
Глава 2. Метод исследования свечения ночной атмосферы с помощью орбитальных детекторов.....	38
2.1. Научная аппаратура ИСЗ «Университетский-Татьяна»	38
2.1.1. Детектор ультрафиолетового излучения.....	39
2.1.2. Метод измерения интенсивности УФ излучения.....	42
2.1.3. Отбор вспышек УФ.....	44
2.2. Научная аппаратура ИСЗ «Университетский-Татьяна-2».....	45
2.2.1. Метод измерения интенсивности УФ	46
2.2.2. Метод отбора и измерения вспышек	47
2.3. Оценка энергии, выделенной в УФ и ИК излучение во время вспышки в атмосфере...48	
2.4. Уточнённый алгоритм перехода от числа фотонов Q_a во вспышке к числу фотоэлектронов в детекторе УФ.....	50
Глава 3. Результаты измерения средней интенсивности УФ и ИК в различных регионах Земли. Глобальная карта яркости свечения атмосферы в УФ и ИК диапазонах	55
3.1. Ожидаемые источники УФ излучения в атмосфере	55
3.2. Регистрация полярных сияний.....	57
3.3. Деятельность человека.....	60
3.4. Рассеянный свет Луны.....	61
3.5. Собственное свечение атмосферы.....	66
Глава 4. Результаты измерения вспышек в ультрафиолете и в красном–инфракрасном диапазонах излучения.....	72
4.1. Измерение вспышек УФ на спутнике Татьяна-1	72
4.2. Отбор и измерение вспышек УФ и красного-инфракрасногоизлучения на спутнике Татьяна – 2	77
4.2. Серии вспышек.....	88
4.3. Отношение числа фотонов в К-ИК диапазоне длин волн к числу фотонов в УФ диапазоне.	91
4.4. Корреляция вспышек с облачностью, наблюдение вспышек в безоблачных районах...95	

4.5. Обсуждение результатов по наблюдению вспышек	98
Глава 5. Применение полученных результатов в измерениях КЛ ПВЭ с помощью орбитальных детекторов.....	111
5.1. Использование данных о свечении ночной атмосферы при подготовке детектора ТУС к работе на борту спутника Ломоносов.	111
5.1.1. Оценка фонового свечения атмосферы в детекторе ТУС	112
5.1.2. Оценка сигнала ШАЛ в детекторе ТУС.....	113
5.1.3. Оценка порогового значения энергии при регистрации КЛ ПВЭ детектором ТУС.....	115
5.1.4. Оценка числа ожидаемых событий	117
5.2. Оценка сигнала от вспышек типа «эльф» в ячейках детектора ТУС	120
Заключение	130
Слова благодарности	132
Список литературы	133

Введение

Одной из наиболее актуальных и интересных проблем астрофизики является происхождение космических лучей ультра высоких энергий (КЛ УВЭ) – с энергией $E > 10^{19}$ эВ [1,2].

Источниками, способными обеспечить ускорение космических лучей до столь высоких энергий, являются внегалактические объекты такие, как: ударные волны в струях, генерируемых активными ядрами галактик; сталкивающиеся галактики; гамма всплески, образующиеся при слиянии нейтронных звезд или черных дыр [3].

Происхождение космических лучей ультра высоких энергий может быть также связано с распадом топологических дефектов, возникших в первые мгновения расширения Вселенной. При взаимодействии частиц столь высоких энергий с веществом межзвездной среды рождаются высокоэнергичные фотоны и нейтрино, которые в силу своей нейтральности распространяются по прямым линиям, сохраняя направление на источник. Заряженные частицы КЛ ПВЭ, в отличие от нейтральных частиц, испытывают незначительные отклонения магнитными полями от направления на источник [4].

Таким образом, исследование таких высокоэнергичных объектов позволяет получать сведения, как о природе источников, так и о магнитных полях, встречающихся на пути частиц космического излучения к земле. Хотя за последние десятилетия в области высоких энергий были достигнуты большие результаты в связи с постройкой гигантских ускорителей и огромных установок регистрации космических лучей, однако осталось много нерешенных вопросов в области самых высоких энергий. Максимально достигнутая на современных ускорителях область энергии взаимодействия заканчивается при энергиях $E \sim 10^{16}$ эВ, т.е. на области сверхвысоких энергий. Поэтому проверка справедливости математических моделей связанных с частицами предельно высоких энергий и взаимодействия при таких энергиях возможна лишь в космических лучах. Регистрация

космических лучей таких высоких энергий усложняется из-за снижения их интенсивности с ростом энергии частиц. При $E > 10^{15}$ эВ на участок площадь 1 м^2 в год в среднем падает порядка 100 частиц, при энергии $> 10^{19}$ эВ интенсивность резко снижается: ожидается лишь 1 частица в год на 1 км^2 . Малая интенсивность потока частиц при таких высоких энергиях не позволяет рассчитывать на их исследование при помощи прямых методов, когда частица непосредственно попадает в детектор. Возможность получать информацию о КЛ УВЭ дает земная атмосфера, в которой первичная частица при таких высоких энергиях развивает ядерный электро-магнитный каскад из огромного числа частиц вторичного происхождения, называемый широким атмосферным ливнем (ШАЛ). По мере развития каскада образуются и другие компоненты ШАЛ, в том числе и оптическое излучение (черенковское [5-8] и флуоресцентное [9-11]), возникающее в результате прохождения заряженных частиц через атмосферу Земли (рисунок 1).

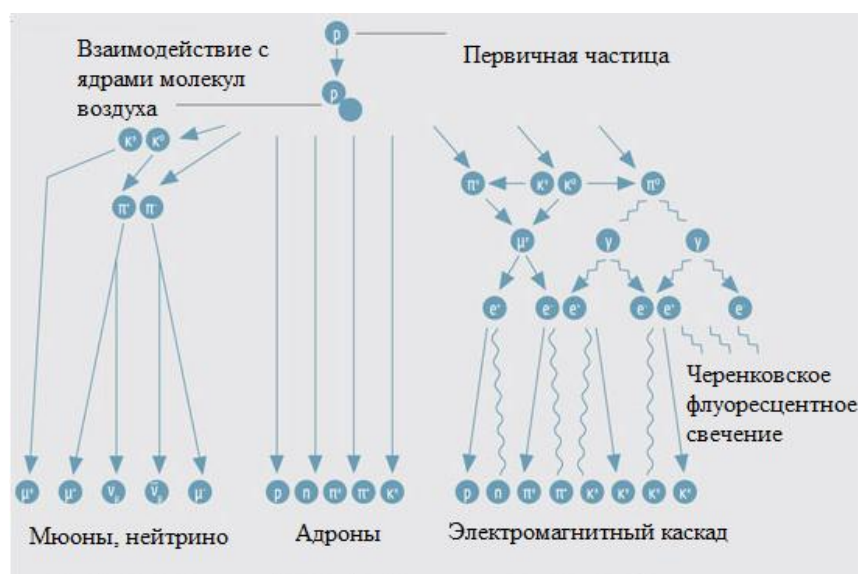


Рисунок 1. Каскадный процесс взаимодействия первичных космических лучей с атмосферой

Возникающие частицы могут быть зарегистрированы на больших расстояниях от оси ливня (ось – это линия, совпадающая с направлением движения первичной частицы). Таким образом, можно изучать ШАЛ при

помощи системы изолированных детекторов, раздвинутых на большие расстояния, тем самым увеличивая обозреваемую площадь, а, следовательно, и число зарегистрированных событий.

Начало работ по изучению ШАЛ УВЭ было положено в работах Скобельцына и Зацепина по изучению кривой раздвижения [12,13].

Установки для изучения ШАЛ, размещаемые на поверхности Земли, позволили показать, что энергетический спектр КЛ простирается вплоть до энергий 10^{20} эВ. Первое событие столь высокой энергии было зарегистрировано на установке Volcano Ranch (США), в 1963 г. [14]. Интенсивность таких событий очень мала – события с энергией выше 10^{20} эВ регистрируются 1 раз в сто лет на площади 1 кв.км, рисунок 2).

Несмотря на создание в 20 и 21-м веках ряда установок ШАЛ на поверхности Земли (таблица 1) с эффективной площадью от 15 до 3000 км², за 30 лет было зарегистрировано лишь несколько событий с энергией выше 10^{20} эВ. В 90-е годы статистика зарегистрированных частиц КЛ ПВЭ была увеличена в измерениях с помощью установки AGASA, обладавшей площадью 100 кв. км и проработавшей в период 1991-2004 гг. с экспозицией ~3000 кв. км ср год.

Таблица 1. Установки для изучения ШАЛ

Название установки	Период работы	Площадь регистрации	Особенности установки
Volcano Ranch [15] (США)	1959 – 1978	12 км ²	Регистрация заряженной компоненты ШАЛ на высоте 1,8 км над уровнем моря
Haverah Park [16] (Англия)	1964 – 1987	12 км ²	Регистрация черенковского света от ШАЛ в водном объёме

SUGAR [17] (Австралия)	1965 – 1979	55 км ²	Регистрация мюонной компоненты ШАЛ на уровне моря
AGASA [18] (Япония)	1991- 2004	100 км ²	Регистрация заряженной и мюонной компоненты ШАЛ
Fly's Eye Observatory [19] (США)	1981-1993	Площадь зависит от E	Регистрация флуоресценции ШАЛ
HiRes [20,21] (США)	1997 – 2006	Площадь зависит от E	Регистрация флуоресценции ШАЛ
Telescope Array [22] (USA)	2007	750 км ²	Регистрация заряженной компоненты ШАЛ. Наблюдение ультрафиолетового трека ШАЛ в атмосфере.
ЯКУТСК [23] (Россия)	1973 в работе	18 км ²	Регистрация заряженной и мюонной компоненты ШАЛ. Регистрация черенковского света от ШАЛ
Pierre Auger Observatory [24] (Аргентина)	2004 в работе	3000 км ²	Регистрация черенковского света от ШАЛ в водном объёме. Наблюдение ультрафиолетового трека ШАЛ в атмосфере.

Главным результатом работы этих установок было открытие излома энергетического спектра частиц КЛ при энергии около $3 \cdot 10^{18}$ эВ: от «мягкого» спектра с показателем степени дифференциального спектра $-(3,1 \div 3,2)$ к «жесткому» спектру с показателем $-(2,7-2,8)$. Это изменение вида

спектра было интерпретировано как изменение роли источников, принадлежащих к Галактике Млечный путь (взрывы галактических сверхновых звезд, играющих главную роль при энергиях менее $3 \cdot 10^{18}$ эВ), к внегалактическим источникам, среди которых могут быть источники со значительно большей максимальной энергией ускоренных частиц.

Главной проблемой астрофизики ультравысоких энергий стало экспериментальное изучение космических лучей в области энергетического предела, предсказанного в работах Грейзена, Зацепина и Кузьмина [25-27].

В 1966 г., после открытия фонового «реликтового» излучения, образовавшегося в момент рождения Вселенной, Зацепин и Кузьмин и, независимо, Грейзен обратили внимание на то, что частицы с энергией выше 50 ЭэВ при прохождении больших расстояний (более 50 Мпк) должны взаимодействовать с реликтовыми фотонами:

- протоны в этих взаимодействиях рождают пионы и другие частицы и теряют в каждом взаимодействии около 30% энергии,
- ядра дезинтегрируют с сечением гигантского резонанса.

Для источников, равномерно распределенных во Вселенной, энергетический спектр частиц КЛ должен испытать резкий обрыв при энергии $E \approx 50$ ЭэВ (1 ЭэВ = 10^{18} эВ). Этот энергетический предел был назван пределом Грейзена–Зацепина–Кузьмина, или пределом ГЗК. Частицы с энергией выше этого предела часто называют частицами космических лучей предельно высоких энергий (КЛ ПВЭ). Пробег для поглощения протонов на реликтовых фотонах составляет десятки Мпк и, следовательно, источники частиц КЛ ПВЭ, наблюдаемых на Земле, должны находиться на расстояниях не более 50–100 Мпк – сравнительно небольшом расстоянии в космологическом масштабе. Оказывается весьма трудным найти в Галактике или в локальном скоплении галактик – Super-Galaxy (расстояния до объектов в Супер-Галактике меньше 50 Мпк) астрофизические объекты, способные ускорить частицы до энергий выше 50-100 ЭэВ. Загадочными были отдельные случаи регистрации частиц с энергией более 100 ЭэВ,

пришедших из областей на небесной сфере, не содержащих известные энергетически выделенные астрофизические объекты (несколько событий по данным AGASA, одно событие в данных Fly'sEye [28]).

Для объяснения этих событий были сделаны предположения, существенно изменяющие обычные представления о структуре и величине межгалактических полей [29] или даже о совершенно другом происхождении частиц: в результате распада сверхмассивных частиц – реликтов Большого Взрыва [30,31] (обзор экспериментальных данных [32]).

Главным препятствием на пути экспериментального решения проблемы происхождения КЛ ПВЭ остается недостаточная экспозиция измерений на существующих установках. Для развития этих работ необходимо создание детекторов с огромным геометрическим фактором, экспозицией G , которая есть произведение площади S , на которой возможна регистрация частиц, на телесный угол обзора небесной сферы Ω и на время измерений T : $G = S\Omega T$. Значит, для увеличения статистики регистрации частиц первичного космического излучения требуются установки все больших площадей. Однако увеличение площади не даст желаемого результата пока детектор находится на земле, так как с его помощью невозможно просматривать всю небесную сферу, кроме того наземные детекторы не обеспечивают равномерную экспозицию. На самой большой из ныне существующих наземных установок космического излучения в Аргентине Pierre Auger Observatory, общей площадью 3000 км^2 за 4 года (с 2008 года) было зарегистрировано всего несколько частицы с $E > 10^{20} \text{ эВ}$.

Более целесообразным методом регистрации КЛПВЭ является метод регистрации их с борта искусственного спутника Земли по флуоресцентному свечению широкого атмосферного ливня, создаваемого первичной частицей в атмосфере. Этот новый метод был предложен в работах Чудакова, Суга и Грейзена. В этом случае, в качестве мишени для частиц КЛПВЭ используется земная атмосфера, в которой частицы ПКИ создают светящиеся треки, параметры которых напрямую связаны с параметрами первичной частицы.

Поток фотонов флуоресценции пропорционален первичной энергии частицы, а его зависимость от глубины (высоты) в атмосфере повторяет каскадную кривую: зависимость числа вторичных электронов от глубины в атмосфере. Благодаря почти изотропному излучению флуоресценции этот метод позволяет наблюдать ШАЛ издалека на большой площади атмосферы и решить главную проблему экспериментального изучения КЛ УВЭ – накопление достаточно большой статистики полезных событий. Этот метод мог быть реализован лишь в области ультравысоких энергий при применении большого количества фотоэлектронных умножителей в фокусе нескольких зеркал - концентраторов, обзоревающих окружающую атмосферу. Первой установкой нового типа была установка Fly's Eye [33]. На ней были продемонстрированы преимущества метода измерения флуоресценции: возможность измерения каскадной кривой ШАЛ, в том числе измерение абсолютного числа электронов в максимуме ШАЛ как меры первичной энергии; измерение средней глубины максимума ШАЛ в атмосфере и ее флуктуаций, как меры массы первичной частицы.

Следующей, более совершенной установкой для измерения КЛ УВЭ методом измерения флуоресценции атмосферы стала установка HiRes [34]. Более высокое угловое разрешение каждого из «телескопов» установки, позволило измерять события КЛ УВЭ на площади порядка 1000 кв. км и, несмотря на более короткие временные интервалы рабочего времени (установка работала только в ночное время в отсутствии луны, то-есть примерно в 10% календарного времени) по сравнению с традиционными установками ШАЛ (~100% календарного времени), в 2004 г., полная экспозиция установки HiRes достигла того же уровня, что и в установке AGASA.

Следующим шагом в истории КЛ ПВЭ стало создание гибридных установок, использующих два метода регистрации ШАЛ: регистрация частиц ШАЛ и наблюдение трека ШАЛ в атмосфере. Одновременное использование обоих методов позволяет существенно повысить точность определения

направления прихода первичной частицы.

Кроме того, в данном случае метод флуоресценции [35] является особенно полезным, поскольку он позволяет установить энергию первичной частицы модельно независимым образом, наблюдая продольное развитие каждого ливня и получая энергию первичной частицы путём интегрирования выделенной в атмосфере энергии. Однако, в данном случае результат сильно зависит от поглощения света в атмосфера и апертуры детектора.

В 2004 году была запущена гибридная установка Pierre Auger Observatory, в которой в качестве детекторов заряженных частиц ШАЛ были использованы водные баки. Двигаясь со скоростью большей скорости света в воде частицы вызывают поток черенковского света, который регистрируется с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). По количеству черенковского света можно восстановить общее количество вторичных частиц в ливне, а следовательно и энергию первичной частицы. По запаздыванию времен срабатывания различных детекторов определяется направление прихода частицы. Пространство над сетью детекторов просматривается четырьмя флуоресцентными станциями, каждая из которых состоит из 6-ти детекторов. Обзор по азимуту одной установки составляет около 180° и по высоте над горизонтом до 30° . Каждый из флуоресцентных детекторов представляет собой фотоприёмник (матрица ФЭУ) и зеркало, собирающее свет на фотоприёмник.

Гибридная установка Telescope Array (ТА) в отличие от установки Auger для регистрации заряженной компоненты ШАЛ использует не черенковские водные баки, а сцинтилляционные детекторы.

Результат измерения энергетического спектра на установках ШАЛ представлен на рисунке 2. Дифференциальный энергетический спектр умножен на $E^{2,6}$ для большей наглядности особенностей спектра, а именно укрупнения в области 10^{15} и 10^{16} эВ (так называемая область «колена») и в области $10^{18,5}$ («лодыжка»).

Результаты всех установок хорошо согласуются друг с другом, однако отличаются по интенсивности первичных частиц. Существует ряд работ [36] в которых рассмотрена возможность внесения поправки по энергии в области $(1-40)10^{18}$ эВ в каждом из экспериментов для согласования спектров.

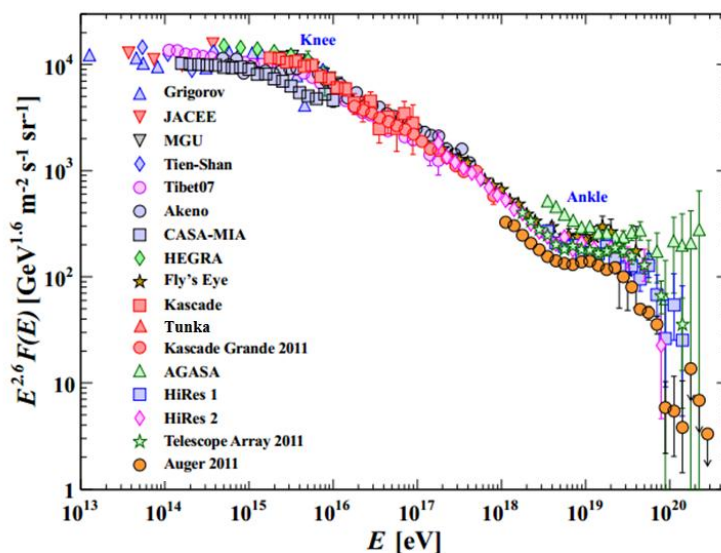


Рисунок 2. Энергетический спектр космических лучей (интенсивность как функция энергии первичной частицы).

Интересно отметить, что в эксперименте AGASA [37] не наблюдалось ожидаемое ГЗК обрезание и было зарегистрировано 8 частиц с энергиями более 10^{20} эВ, в то время как эксперименты HiRes [38], Auger [39,40] и Telescope Array [41] свидетельствуют об «обрыве» спектра КЛ в ГЗК области (рисунок 3).

Ещё одним преимуществом метода изучения ШАЛ по флуоресцентному излучению атмосферы является возможность измерения положения максимума ШАЛ, прямо связанного с массой первичной частицы. Теоретическая зависимость глубины максимума от энергии и массы первичной частицы представлена на рисунке 4.

Видно, что глубина максимума при заданной первичной энергии уменьшается с массой частицы и растет с ее энергией. Экспериментальные

данные установки HiRes при энергиях 1-30 ЭэВ указывают на преобладание протонов в массовом составе космических лучей, то-есть там, где происходит переход от галактических к внегалактическим источникам КЛ УВЭ.

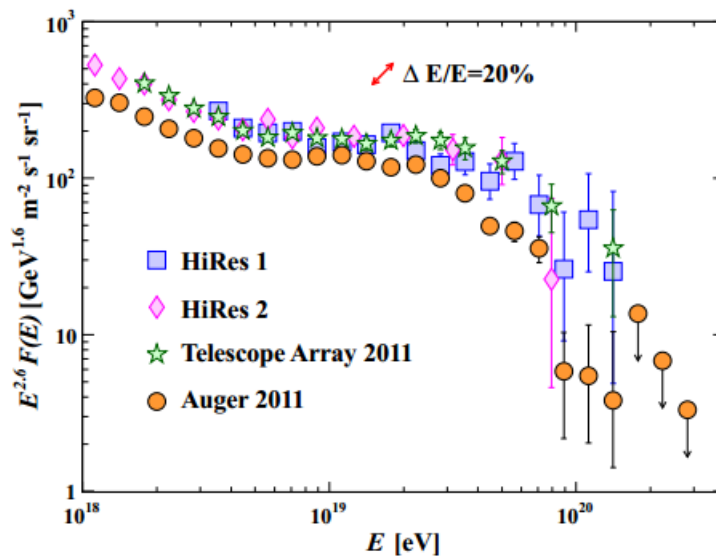


Рисунок 3. Дифференциальный спектр КЛ в области предельно высоких энергий.

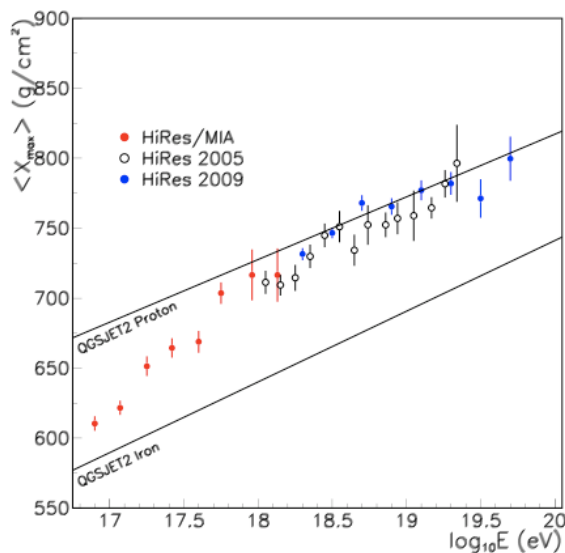


Рисунок 4. Зависимость глубины максимума каскадной кривой ШАЛ от энергии и массы первичной частицы. Кривые – расчет для протонов (верхняя линия) и ядер железа (нижняя линия). Точки – данные HiRes.

Еще один аспект изучения КЛ ПВЭ представляет интерес. Установки

для изучения ШАЛ позволяют определять направление прихода первичных частиц. Несмотря на то, что заряженные частицы испытывают отклонение в магнитных полях Галактики можно пытаться найти анизотропию прихода частиц от источника. Экспериментально такая анизотропия по отношению к направлению к центру Галактики была найдена при энергиях $\sim 10^{14}$ эВ благодаря огромной статистике измеренных частиц. Значение анизотропии (отношение числа частиц приходящих из центра Галактики к числу частиц из «антицентра») мало $\sim 10^{-3}$, но статистически достоверно. С ростом энергии частиц анизотропия должна увеличиваться, однако быстрое уменьшение статистики событий с ростом энергии частиц, свойственное измерениям на существующих экспериментальных установках, до сих пор не позволило найти значения анизотропии при более высоких энергиях. В настоящее время поставлены лишь верхние пределы анизотропии по направлению к центру Галактики [42], рисунок 5.

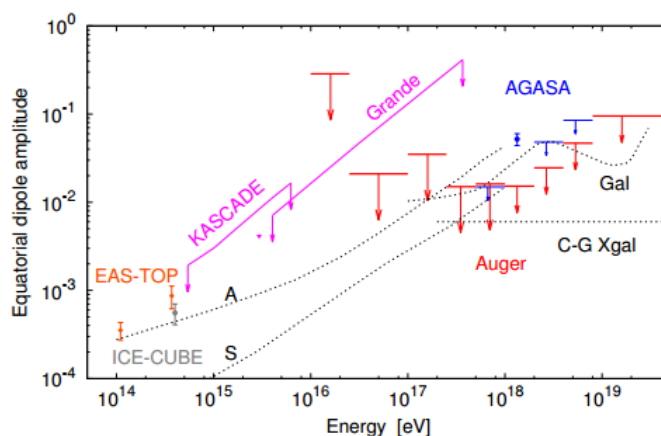


Рисунок 5. Отношение числа частиц в направлении центра Галактики к числу частиц в противоположном направлении. Предсказания по данным различных моделей представлены в виде пунктирных линий A, S, Gal, C-G Xgal[43-45].

Магнитные поля в галактическом пространстве имеют порядок величины $B \approx 1-2 \cdot 10^{-6}$ Гс, так что при увеличении энергии протонов до 10^{14} эВ их гиро-радиус оказывается порядка размера Галактики (10 Кпк), и протоны таких энергий выходят из Галактики. Принято считать, что

магнитные поля в межгалактическом пространстве в тысячу раз меньше и протоны с энергией более 10 ЭэВ не могут быть удержаны и в местном скоплении галактик (расстояния между галактиками R порядка 10 Мпк). Оценки отклонения частиц при прохождении межгалактических и галактических магнитных полей позволяют утверждать, что направление протонов с достаточно высокой энергией ($E > 50$ ЭэВ) с точностью в несколько градусов должно указывать на источник этих частиц.

При достаточной статистике событий и высокой точности измерения направления ШАЛ, вызванных частицами с энергией $E > 50$ ЭэВ, данные об их направлении позволили бы составить карту внегалактических источников («протонная астрономия»).

При малой статистике частиц КЛ ПВЭ эффективным способом поиска источников оказывается сопоставление направления прихода частиц и направления на известные астрофизические объекты, способные ускорять заряженные частицы до ультравысоких энергий. Примером такого сопоставления является изучение корреляции направления частиц с энергией выше 50 ЭэВ, измеренных на установке Pierre Auger Observatory, с распределением на небе активных ядер галактик (AGN), рисунок 6.

Методы регистрации космических лучей по ШАЛ, позволяющие восстанавливать энергию первичной частицы по параметрам ШАЛ, и соответствующие модели хорошо проработаны на наземных установках, доказана высокая точность восстановления параметров первичной частицы, проведены измерения на больших площадях атмосферы – 10^3 км². Именно на этих установках были открыты частицы с энергией порядка десятков 10^{19} эВ и получены сведения о направлении их прихода. Тем не менее, остается масса открытых вопросов, нерешенных на наземных установках: массовый состав и энергетический спектр в области ультравысоких энергий, анизотропия ПКИ, проблема ГЗК обрезания, степенная форма энергетического спектра, вопросы происхождения частиц ультравысоких энергий. Поэтому создание орбитальных детекторов космического излучения

на сегодняшний день является актуальной задачей физики космоса. Развитие техники подобного рода, способной обозревать огромные площади в атмосфере, важно и для мониторинга состояния атмосферы в различных районах Земли, а также для наблюдения фоновых явлений при регистрации КЛПВЭ, таких, как транзитные явления в верхней атмосфере.

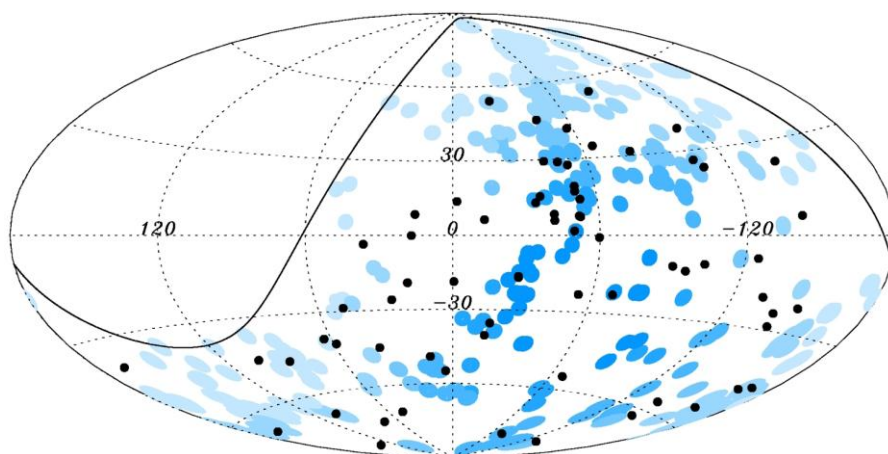


Рисунок 6. Распределение направлений прихода частиц с энергией $>57\text{ЭэВ}$ (точки, данные установки Pierre Auger Observatory) и карта AGN (кружки) в галактических координатах. Направление 28 частиц из 84 совпадает в пределах $3,1^\circ$ с координатами AGN.

Цель диссертационной работы состоит в оценке фоновых явлений при измерении космических лучей предельно высоких энергий (КЛ ПВЭ) с помощью орбитальных детекторов флуоресценции атмосферы.

Актуальность темы

Детекторы космического базирования имеют преимущество в сравнении с наземными детекторами по своей возможности наблюдения широких атмосферных ливней (ШАЛ) от КЛ ПВЭ на огромной площади в атмосфере. Однако, орбитальным детекторам предстоит работать в более сложных условиях свечения ночной атмосферы (ионосферы) по сравнению с наземными детекторами, создаваемыми в низкофоновых районах Земли.

Развитие орбитальной техники подобного рода, способной обзирать огромные площади в атмосфере, важно также для мониторинга состояния атмосферы в различных районах Земли и наблюдения фоновых явлений при регистрации КЛ ПВЭ таких, как транзиентные явления в верхней атмосфере.

Изучение фона свечения ночной атмосферы, проведенное в настоящем исследовании, имеет первостепенное значение для разработки первых детекторов космического базирования таких, как «Трековая Установка» (ТУС), детектор КЛПВЭ, детектор JEM-EUSO (международная коллаборация). Для исследования фона свечения ночной атмосферы в детекторах космического базирования были использованы специально созданные детекторы УФ, на микроспутниках «Университетский – Татьяна» и «Университетский–Татьяна-2». Детекторы УФ на этих спутниках наблюдали свечение атмосферы в диапазоне используемом для регистрации флуоресцентного трека космической частицы в атмосфере (длины волн 240-400 нм). Помимо средней интенсивности свечения атмосферы детекторы позволили измерять вспышки УФ длительностью от долей миллисекунд до сотен миллисекунд. Их изучение позволило оценить ожидаемый сигнал от атмосферных вспышек в детекторах ТУС и КЛПВЭ и его роль в наблюдении космических частиц предельно высокой энергии.

Также актуальны результаты наблюдения атмосферных вспышек на спутниках «Университетский – Татьяна» и «Университетский – Татьяна-2» в связи с исследованием их физической природы. Детекторы вспышек на спутниках «Университетский – Татьяна» и «Университетский – Татьяна-2» позволили продвинуть измерения в область ранее не изученных малых вспышек, с числом фотонов на два-три порядка менее, чем в известных из других измерений транзиентных атмосферных явлений (transient luminous events, TLE, в английской литературе).

Личный вклад автора

Автор разработала и создала математическое обеспечение обработки данных научной аппаратуры спутников «Университетский-Татьяна» и

«Университетский-Татьяна-2», с помощью которого была построена карта свечения ночной атмосферы при наблюдении с борта спутника в надир.

По программам, разработанным и созданным автором, воспроизводились осциллограммы сигнала атмосферных вспышек в детекторе УФ и детекторе К-ИК, которые отбирались электроникой детектора УФ вспышек по условию «самая большая вспышка УФ за минуту полета спутника». Данные осциллограмм позволили определить отношение числа фотонов в К-ИК диапазоне к числу фотонов в УФ диапазоне, как в целом по осциллограмме длительностью 128 мс, так и для коротких (1-5 мс) импульсов.

Автор провела сравнение распределения вспышек по числу фотонов с учетом разных условий работы детекторов при разных фазах луны.

Автор получила карты вспышек по атмосфере Земли для разных по числу фотонов вспышек, показала различие в их распределении.

Автор провела оценку роли вспышек при отборе событий ШАЛ, генерированных первичными частицами КЛ ПВЭ.

Автор провела оценку пороговой энергии и ожидаемой статистики КЛ ПВЭ для детектора ТУС.

Научная новизна работы

Впервые измерена глобальная карта свечения ночной атмосферы в диапазоне УФ с длинами волн 240-400 нм, используемом для наблюдения флуоресценции атмосферы, генерируемой частицами КЛ ПВЭ. Впервые в том же диапазоне длин волн в глобальном масштабе изучены вспышки в атмосфере длительностью 1-100 мс, которые являются фоном в изучении частиц космических лучей предельно высоких энергий методом измерения флуоресценции атмосферы. Впервые проведён анализ временных характеристик и географического распределения атмосферных вспышек с «малым» числом фотонов в диапазоне УФ, на два-три порядка меньше, чем число фотонов в транзиентных атмосферных явлениях – TLE (число фотонов в атмосфере порядка 10^{23}). Именно эти, сравнительно неяркие вспышки,

могут быть помехой в измерениях частиц КЛ ПВЭ, с числом фотонов флуоресценции порядка 10^{16} .

Впервые выполнено моделирование сигнала малых атмосферных вспышек в первом орбитальном детекторе КЛ ПВЭ и показана возможность выделения истинных событий флуоресцентного трека ШАЛ на фоне событий от атмосферных вспышек.

Научная и практическая значимость работы

Достигнута основная цель исследования: получены экспериментальные сведения о свечении ночной атмосферы и об атмосферных вспышках в диапазоне длин волн, используемых при регистрации флуоресценции атмосферы под воздействием КЛ ПВЭ. Экспериментальные измерения выполнены на спутниках с полярной орбитой, что позволило наблюдать свечение атмосферы по всему земному шару. Полученные экспериментальные данные непосредственно используются при подготовке первого орбитального детектора КЛ ПВЭ ТУС. В частности, данные о средней интенсивности УФ свечения ночной атмосферы используются для выбора первоначальных значений порога в системе управления и числа ячеек детектора, участвующих в отборе полезных событий. Оптимальный выбор этих значений позволяет ускорить процесс выхода детектора ТУС в рабочий режим автоматического управления от событий КЛ ПВЭ.

Важным результатом настоящей работы является получение экспериментальных данных об атмосферных вспышках (их длительности и частоты) в УФ диапазоне длин волн. Наблюдаемая высокая частота этих вспышек указывает на их большую роль в срабатывании триггера детектора ТУС. Вместе с тем, подобные вспышки при регистрации детектором ТУС не закрывают возможности отбора полезных событий от частиц КЛ ПВЭ. Последние отличаются от атмосферных вспышек своей малой длительностью и пространственно-временным распределением сигнала в фотодетекторе ТУС.

Полученные в настоящей работе экспериментальные данные о транзиентных атмосферных вспышках представляют значительный интерес для понимания физической природы этого явления. Вспышки с малым числом фотонов ранее не изучались с достаточной статистикой событий. Изучение вспышек с малым числом фотонов будет продолжено с помощью детектора ТУС, который позволит наблюдать не только временной профиль события, но и пространственное распределение фотонов в каждом из них.

Апробация работы

Автор лично представила свои результаты на международных конференциях ТЕРА 2010 (Армения, Ереван), AGU 2011 (США, Сан-Франциско), ТЕА-IS 2011 (Испания, Терремолинос), AGU 2012 (США, Сан-Франциско), ТЕРА 2012 (Россия, Москва), ECRS 2012 (Россия, Москва), ТЕРА 2013 (Армения, Ереван).

Основные материалы диссертации опубликованы в следующих работах:

1) Н. Н. Веденькин, А. В. Дмитриев, Г. К. Гарипов, П. А. Климов, **В.С. Морозенко**, И. Н. Мягкова, М. И. Панасюк, С.Н. Петрова, И. А. Рубинштейн, У. Салазар, С. И. Свертилов, В. И. Тулупов, Б. А. Хренов, В. М. Шахпаронов, А.В. Широков, И.В. Яшин. УФ-излучение атмосферы и сопоставление вариаций его интенсивности с вариациями потоков электронов с энергиями > 70 кэВ на орбите спутника (по данным ИСЗ «Университетский-Татьяна») Вестник МГУ, сер. 3 Физика Астрономия 2009 №4 с.89-93

2) В. А. Садовничий, М. И. Панасюк, В.О. Барина, С. Ю. Бобровников, Н. Н. Веденькин, Н. А. Власова, Г. К. Гарипов, О.Р. Григорян, Т.А. Иванова, В. В. Калегаев, **В.С. Морозенко**, П. А. Климов, А. С. Ковтюх, С. А. Красоткин, Н. В. Кузнецов, С.Н. Кузнецов, Е. А. Муравьева, И. Н. Мягкова, Р. А. Ныммик, Н. Н. Павлов, Д.А. Парунакян, А.Н. Петров, В. Л. Петров, М. В. Подзолко, В. В. Радченко, С. Я. Рейзман, И. А. Рубинштейн, М. О. Рязанцева, Е. А. Сигаева, Э.Н.

Сосновец, Л. И. Старостин, В. И. Тулупов, Б. А. Хренов, В. М. Шахпаронов, А. В. Широков, И. В. Яшин, В. В. Маркелов, Н. Н. Иванов, В. Н. Блинов, О. Ю. Седых, В. П. Пинигин, А. П. Папков, Е. С. Левин, В. М. Самков, Н. Н. Игнатъев, В. С. Ямников. Исследования космической среды на микроспутниках «Университетский-Татьяна» и «Университетский-Татьяна-2» // *Астрономический Вестник*. 2011. №1. с.5 – 31.

3) Гарипов Г.К., П.А. Климов, **В.С. Морозенко**, Панасюк М.И., Хренов Б.А. Временные и энергетические характеристики УФ вспышек в атмосфере по данным спутника «Университетский-Татьяна» // *Космические исследования*. 2011. том. 49. №. 5. с. 391-398.

4) Атмосферные вспышки в ультрафиолетовом и красно-инфракрасном диапазонах по данным спутника «Университетский – Татьяна - 2 ». Н. Н. Веденькин, Г. К. Гарипов, П. А. Климов, В.В. Клименко, Е.А. Мареев, О. Мартинес, **В.С. Морозенко**, И. Пак, М. И. Панасюк, Е. Понсе, У. Салазар, В. И. Тулупов, Б. А. Хренов, И.В. Яшин // *ЖЭТФ*. 2011. том. 113. №. 5. с. 782-791.

5) G.K. Garipov, B.A. Khrenov, P.A. Klimov, **V.S. Morozenko**, M. I. Panasyuk, S.N. Petrova, V.I. Tulupov, V.M. Shahparonov, N.N. Vedenkin, I.V. Yashin, J.A. Jeon, S.M. Jeong, A. Jung, J.E. Kim, W.S. Kim, J. Lee, H.Y. Lee, G.W. Na, S.W. Nam, S.J. Oh, I.H. Park, J.H. Park, J.Y. Jin, M. Kim, Y.K. Kim, B.W. Yoo, Y.-S. Park, H.J. Yoo, C.H. Lee, H. Salazar, O.B. Martinez, E.L. Ponce, J.P. Cotsoni. Program of transient UV event research at Tatiana-2 satellite // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. doi:10.1029/2009JA014765.

6) P. Klimov, G. Garipov, N. Kalmykov, **V. Morozenko**, M. Panasyuk, S. Sharakin, A. Shirokov, I. Yashin. Status of UHECR orbital fluorescence detector TUS. Proc. 12th ICATTP Conf. Italy. V.6, 2011.

7) B.A. Khrenov, M.I. Panasyuk, G.K. Garipov, N.N. Kalmykov, P.A. Klimov, **V.S. Morozenko**, S.A. Sharakin, A.V. Shirokov, I.V. Yashin, S.V. Biktemerova, A.A. Grinyuk, D.V. Naumov, L.G. Tkachev, A.V. Tkachenko, O.A. Saprykin, A.A. Botvinko, I. Park, J. Lee, G. Na,

O. Martinez, H. Salazar, E. Ponce. Pioneering space based detector for study of cosmic rays beyond GZK Limit. UHECR 2012 – International symposium of future direction in UHECR physics, EPJ Web of Conferences, 2013. V. 53.

8) G. K. Garipov, B.A. Khrenov, P.A. Klimov, V.V. Klimenko, E.A. Mareev, O. Martines, E.Mendoza, **V.S. Morozenko**, M.I. Panasyuk, I.H. Park, E. Ponce, L.Rivera, H.Salazar, V.I. Tulupov, N.N. Vedenkin, I.V. Yashin. Global transients in ultraviolet and red-infrared ranges from data of Universitetsky-Tatiana-2 satellite // //J. Geophys. Res. 2013. V. 118. № 2. p. 370-379

Глава 1. Орбитальный детектор ТУС (Трековая Установка)

Как видно из предыдущего раздела, для решения задачи о происхождении частиц КЛ ПВЭ необходимо найти способ наблюдения частиц предельно высокой энергии с экспозицией на два порядка большей, чем имеют (или накопят в течение 10 ближайших лет) существующие наземные детекторы. Создавать наземные установки всё большей площади неэффективно и нерентабельно. Орбитальные детекторы обладают рядом существенных преимуществ по сравнению с наземными детекторами: равномерностью экспозиции и большая площадь обзора. Метод регистрации КЛПВЭ с искусственных спутников Земли способен продвинуть исследование космических лучей в области энергий более 10^{19} эВ на площади атмосферы 10^5 - 10^6 км².

Впервые идею регистрации КЛПВЭ с борта спутника предложил в 1980 году Дж. Линсли [46]. В настоящее время этот метод получил развитие в международном проекте «JEM-EUSO»[47], в российских проектах «КЛПВЭ» и «Ломоносов» с детектором ТУС на борту [48,49].

НИИЯФ МГУ, благодаря большому опыту работ как с наземными установками ШАЛ (ШАЛ МГУ, Тунка), так и с разнообразными орбитальными детекторами («Университетский-Татьяна», «Университетский – Татьяна - 2»), оказался готов к созданию детектора ШАЛ космического базирования. В кооперации с Объединенным институтом ядерных исследований (Дубна) был подготовлен первый орбитальный детектор космического базирования для регистрации КЛПВЭ - детектор ТУС (прототип детектора КЛПВЭ), установленный на борту ИСЗ «Ломоносов».

Основная задача детектора ТУС, установленного на борту ИСЗ «Ломоносов» [50], готовящегося к запуску в 2015 году - регистрация космического излучения в области предельно высоких энергий, выше предела ГЗК. Однако, электроника детектора разработана таким образом, что помимо основной задачи будет возможным решение сопутствующих

задач, представляющих интерес для современной науки таких как - изучение быстрых всплесков УФ излучения в атмосфере (Транзиентные Атмосферные Явления, ТАЯ), изучение треков суб-релятивистских пылинок, а так же свечение от микро-метеоров с длительностью порядка десятой доли секунды.

В состав научной аппаратуры детектора ТУС входит зеркало-концентратор френелевского типа и расположенный в его фокальной плоскости блок фотоприёмника, состоящий из 256 фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Внешний вид ИСЗ «Ломоносов» с размещенным на нём детектором ТУС показан на рисунке 1.1.

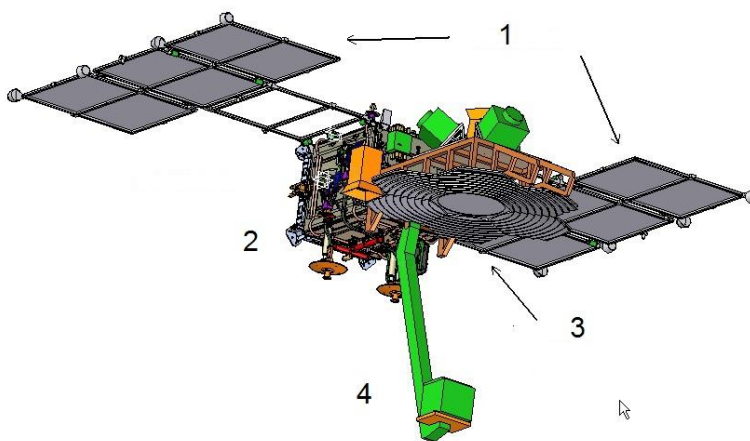


Рисунок 1.1. Детектор ТУС на борту спутника «Ломоносов». 1- солнечные батареи, 2- служебные модули спутника, 3- зеркало-концентратор, 4- фотодетектор.

Сигнал флуоресценции атмосферы, вызываемый частицами ШАЛ, приходит на зеркало-концентратор детектора и фокусируется на мозаику ячеек фотоприемника, которые находятся на фокальной поверхности зеркала. В фотоприемнике этот световой сигнал преобразуется в электрический и регистрируется во времени на многоканальном осциллографе.

1.1. Научная аппаратура детектора ТУС

Основные параметры детектора ТУС представлены в таблице 1.1

Таблица 1.1. Параметры детектора ТУС

Параметр	Значение
Масса полезной нагрузки	60 кг
Мощность потребления:	
Ночная сторона	60 Вт
Дневная сторона	15 Вт
Поле зрения	9°
Количество ячеек	256
Поле зрения ячейки	0,01 рад, (5×5) км
Эффективная площадь зеркала	1,8 м ²
Фокальное расстояние	1,5 м
Объем передаваемых на Землю данных	60 Мбайт/сутки
Эффективное время работы	30%

1.1.1. Зеркало-концентратор

Наблюдение ШАЛ с высоты нескольких сотен километров (высота орбиты эксперимента на ИСЗ «Ломоносов» на начальном этапе ~ 500 км) производится на фоне собственного излучения ночной атмосферы Земли (10^7 – 10^8 фотон/см² с стер [51]). Это затрудняет выделение истинного события типа ШАЛ из-за малого отношения полезного сигнала от ШАЛ к шуму. Увеличение отношения полезного сигнала к шуму достигается увеличением поверхности сбора света. При высоте орбиты 500 км достаточное

соотношение сигнал-шум достигается при площади светосбора порядка нескольких м².

В детекторе ТУС в качестве сборщика оптического сигнала флуоресценции в атмосфере используется «плоское» зеркало-концентратор типа зеркала Френеля. Оно представляет собой параболическое зеркало, составленное из 7 гексагональных сегментов с диагональю 66 см закреплённых на металлическом основании (рисунок 1.2), изготовленных из углепластика, дополненного алюминиевой пластиной сотовой структуры. Таким образом, конструкция составного зеркала-концентратора термостабильна в широком диапазоне температур.

Общая площадь зеркала $\sim 2 \text{ м}^2$, фокусное расстояние – 1.5 м.

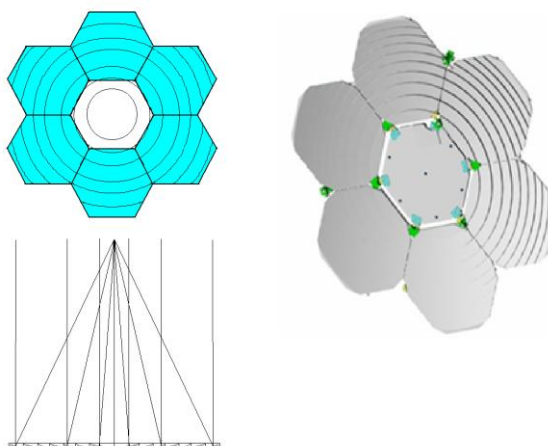


Рисунок 1.2. Составное зеркало-концентратор детектора ТУС

Следует пояснить важную роль качества изготовления зеркала-концентратора ТУС, которое отличается от «идеального» параболического зеркала. Качество фокусирования зеркалом параллельного пучка света можно оценить, сравнивая реальную «функцию рассеяния точки» (ФРТ) с ФРТ «идеального» зеркала.

На рисунке 1.3 представлено изображение параллельного пучка света при различных углах его падения относительно оптической оси зеркала. В идеальном зеркале (левый рисунок) при нулевом угле пучка относительно оптической оси зеркала, изображение пучка фокусируется в точку (радиус

ФРТ равен нулю), но с ростом угла падения пучка света точка «рассеивается» и на краю поля зрения детектора ТУС, принятого равным $0,16 \text{ рад} = 8,5^\circ$, даже в идеальном зеркале при фокусном расстоянии зеркала 150 см диаметр ФРТ порядка размера ячейки 1,5 см. В реальном зеркале диаметр ФРТ даже для нулевого угла между пучком и осью зеркала составляет 1 см. На краю поля зрения детектора диаметр ФРТ «идеального» зеркала сравнивается с реальным.

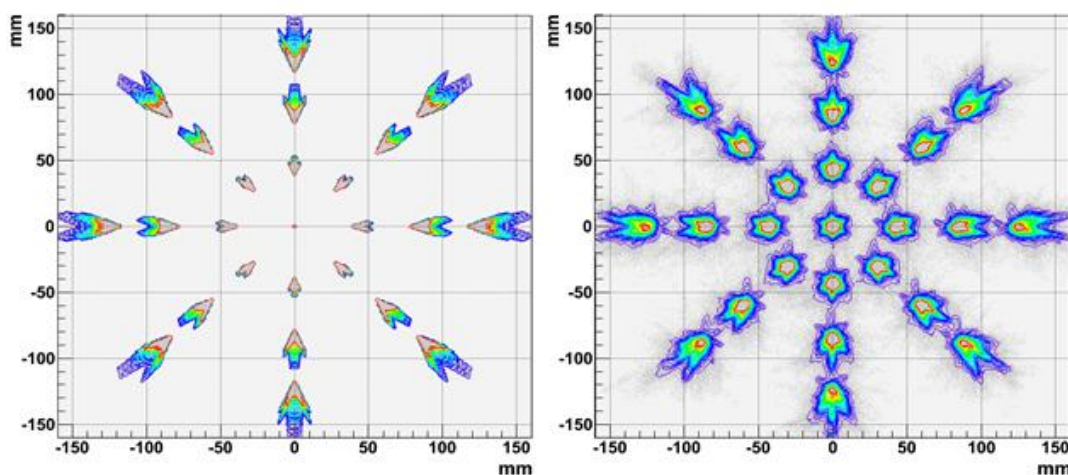


Рисунок 1.3. Изображение параллельного пучка света при разных углах его падения относительно оптической оси зеркала. Слева – «идеальное» параболическое зеркало. Справа реальное зеркало, подготовленное для работы на орбите. [52,53] .

1.1.2. Блок фотодетектора

Электронный блок фотоприёмника (ЭБФ) расположен в фокусе зеркала-концентратора.

В состав ЭБФ входит фотоприёмник и блок обработки данных (БОД), обеспечивающий первичную обработку, временное хранение научных данных и осуществляющий связь с бортом космического аппарата.

Фотоприёмник состоит из 16 кластеров, каждый из которых включает в себя 16 ФЭУ R1463 фирмы Hamamatsu (Япония) с мультищелочным катодом, с помощью которых происходит преобразование светового сигнала

в электрический (ФЭУ такого же типа были использованы в экспериментах «Университетский-Татьяна», «Университетский–Татьяна-2» и показали стабильную работу в условиях космоса). На входе каждого ФЭУ расположен световод и коллиматор для сбора света на фотокатод и исключения «бокового» света, приходящего не от зеркала, а также фильтр UFS – 1, пропускающий излучение в диапазоне длин волн 240-400 нм. Все 16 кластеров ФЭУ имеют общую систему питания и одинаковую электронику – система отбора и первичного анализа событий.

Фотоприёмник ТУСа и один из кластеров приведены на рисунке 1.4.

Блок фотоприёмника состоит из 256 ячеек . Одна ячейка – один ФЭУ (диаметр трубки 13 мм). Поле зрения каждой из ячеек равно 0.01 рад, что соответствует в атмосфере с высоты орбиты 500 км площадке размером 5×5 км.

Сигналы с каждого ФЭУ поступает на мультиплексор, а затем в 10-битный аналого-цифровой преобразователь (АЦП).

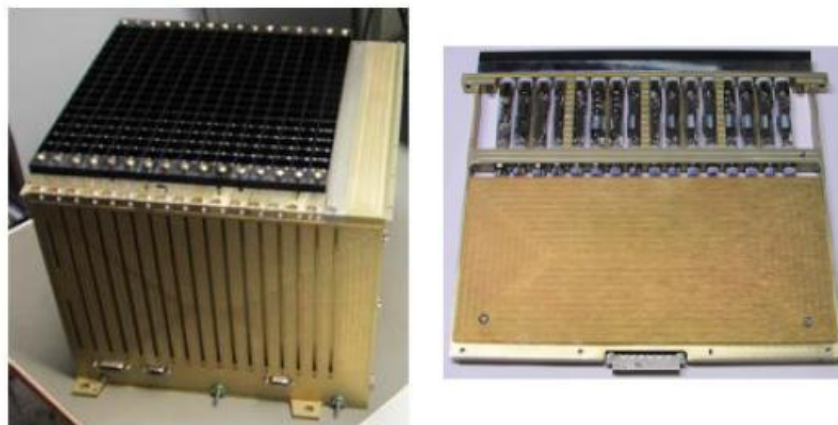


Рисунок 1.4. Электронный блок фотоприёмника и отдельный кластер детектора ТУС.

Важной особенностью электроники ТУС является применение системы автоматического регулирования усиления (АРУ) ФЭУ, а так же цифровое интегрирование сигнала для отбора событий и записи осциллограмм различной длительности в зависимости от решаемой задачи.

Временные параметры сигнала и длительность осциллограммы в детекторе ТУС для различных задач представлены в таблице 1.2.

Таблица 1.2. Временные параметры сигнала в детекторе ТУС

Явление	Временной шаг	Время интегрирования сигнала	Длительность осциллограммы
ШАЛ	0,8 мкс	12,8 мкс	205 мкс
суб-релятивистские пылинки	25,6 мкс	0,2 мс	6,6 мс
ТАЯ	0,4 мс	0,4 мс	102 мс
микрометеоры	6,6 мс	105 мс	1,7 с

Поле зрения детектора ТУС ориентировано в надир – на Землю (рисунок 1.5). Таким образом, световой сигнал от ШАЛ проходит через атмосферу по вертикали. В этом направлении поглощение света флуоресценции в атмосфере на порядок меньше, чем в наземных установках в горизонтальном направлении.

Если происходит событие типа ШАЛ, то каждая ячейка фотоприемника в заданный момент времени «видит» часть ливня на определенной высоте в атмосфере, так что в фотоприемнике можно наблюдать движение диска ШАЛ – трек ШАЛ. Таким образом, фактически регистрируется каскадная кривая ливня. По числу частиц в максимуме можно определить энергию первичной частицы. Характерное время движения горизонтального трека ШАЛ (зенитный угол $\sim 90^\circ$) в поле зрения одной ячейки фотоприёмника ~ 12 мкс. По мере уменьшения зенитного угла время движения увеличивается и становится максимальным для вертикальных ливней, уходящих в детектор. Измерение времени пролёта изображения диска ШАЛ в фотоприёмнике

детектора позволяет оценить зенитный угол всего ливня, то есть направление прихода первичной частицы.

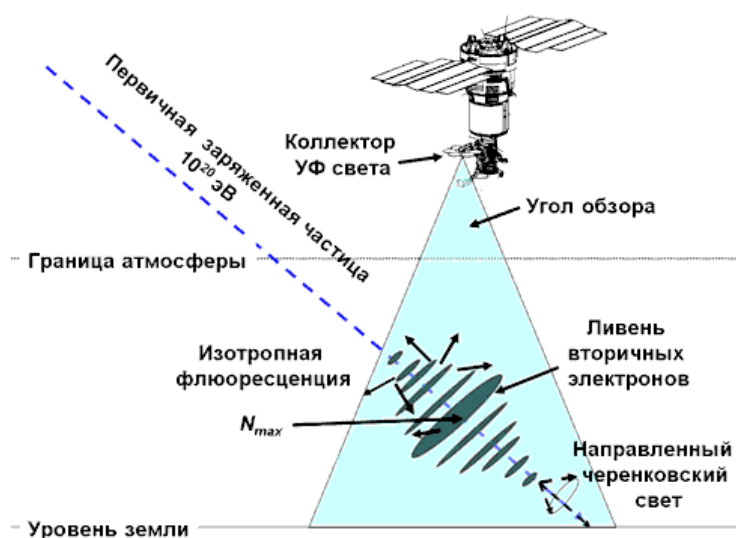


Рисунок 1.5. Принцип работы детектора ТУС

Для отбора событий типа ШАЛ в детекторе ТУС реализована система двухуровневого триггера. На первом уровне происходит оценка сигнала в каждом из отдельных пикселей. Если превышение выше 5 стандартных отклонений от среднего фона при времени интегрирования 12 мкс, то информация в данных ячейках записывается в оперативную память логической микросхемы. На втором уровне триггера происходит анализ карты событий триггера первого уровня. Событие ШАЛ засчитывается в двух случаях:

- по крайней мере в трёх соседних ячейках сработал триггер первого уровня в течении последовательных интервалов времени по 12 мкс
- сигнал в одной ячейке на трёх последовательных временных интервалах превышает пороговый сигнал триггера первого уровня.

Кроме того, независимо от триггера ШАЛ, есть и другие триггеры для более медленных событий: суб-релятивистские частицы пыли, ТАЯ и микрометеоры. Для таких событий время интегрирования выше (таблица 1.2) [54].

1.2. Сигнал от ШАЛ в детекторе ТУС

Расчеты флуоресцентного излучения, генерированного частицами диска ШАЛ, инициированного первичной частицей КЛПВЭ, базируются на результатах расчета развития ШАЛ при взаимодействии адронов сверхвысоких энергий по модели кварк-глюонных струн с учетом рождения струй частиц (QGSJet модель), развитой Н.Н. Калмыковым [55, 56]. Результаты расчета каскадной кривой ШАЛ по этой модели были представлены Н.П. Ильиной, Н.Н. Калмыковым В.В. Просиным [57] для первичного протона в виде аппроксимационной формулы:

$$N(E_p, x, \theta) = \frac{E_p}{1,3} \exp(t(x, \theta) - T(E_p) - 2t(x, \theta) \ln(s(E_p, x, \theta))) \quad (1.1)$$

где E_p – энергия протона в ГэВ, x – глубина атмосферы в $\text{г}/\text{см}^2$, θ – зенитный угол направления ШАЛ. Компоненты формулы имеют вид:

$$T(E_p) = 0,8 \cdot \ln(E_p/0,81) \quad (1.2)$$

$$t(x, \theta) = \frac{x}{36 \cos \theta} - 1,842 \quad (1.3)$$

$$s(E_p, x, \theta) = \frac{2}{1+T(E_p)/t(x,\theta)} \quad (1.4)$$

Для первичного ядра железа расчёт проводится по модели «суперпозиции» как:

$$N(E_p, A, x, \theta) = \frac{E_a(E_p, A)A}{1,3} \exp(t(x, \theta) - T(E_p, A) - 2t(x, \theta) \ln(s(E_p, x, \theta))) \quad (1.5)$$

где E_p – полная энергия первичного ядра, E_a – энергия на нуклон. ШАЛ рассчитывается как сумма ливней от A нуклонов с энергией E_p/A .

На рисунке 4.1а,б приведены результаты расчёта каскадных кривых

ШАЛ от первичного ядра и от ядра железа при первичной энергии $E_p=10^{19}$ эВ и зенитном угле $\theta = 60^\circ$, для ШАЛ развивающегося по глубине в атмосфере X , выраженной в единицах $\text{г}/\text{см}^2$ (рисунок 4.1а) и для ШАЛ, развивающегося по высоте в атмосфере H , выраженной в км (рисунок 4.1 б).

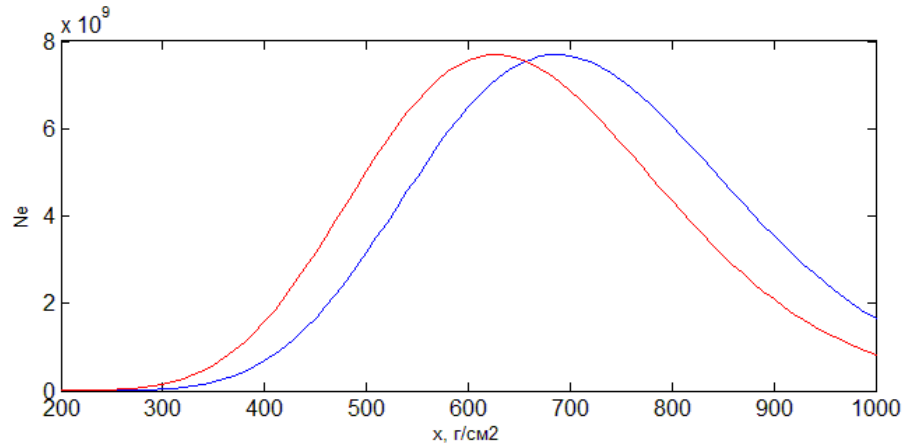


Рисунок 1.1а. Каскадные кривые ШАЛ (число электронов как функция глубины атмосферы) для первичного протона (красная кривая) и для ядра железа (синяя кривая). Энергия первичной частицы $E = 10^{19}$ эВ, зенитный угол $\theta = 60^\circ$

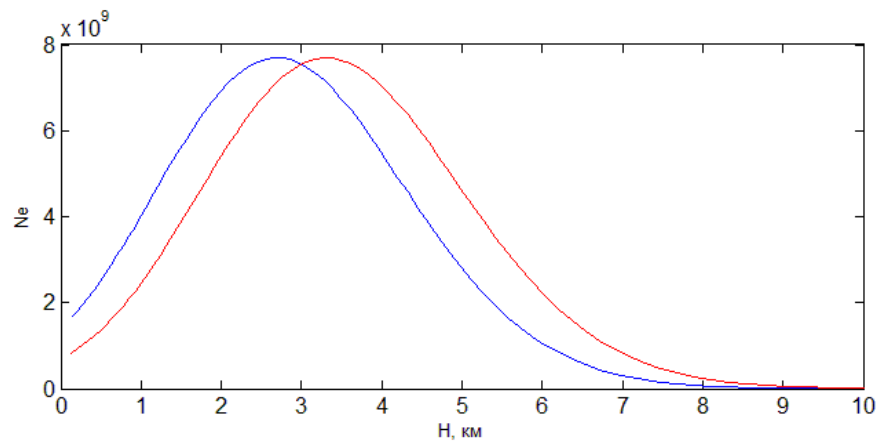


Рисунок 1.1б. Каскадные кривые ШАЛ (число электронов как функция высоты H атмосферы) для первичного протона (красная кривая) и для ядра железа $A = 56$ (синяя кривая). Энергия первичной частицы $E = 10^{19}$ эВ, зенитный угол $\theta = 60^\circ$.

На рисунке 1.1б каскадные кривые ШАЛ преобразованы в метрическую форму при использовании связи между глубиной X и высотой

H для «стандартной» экспоненциальной атмосферы:

$$x(H) = 1020/\exp(H/6.8) \quad (1.6)$$

где H в км, а X – в г/см^2 .

Видно, что максимум ШАЛ от протона находится глубже в атмосфере ($H_{\text{макс}} = 2,5$ км), чем в ливне от первичного ядра железа (3,5 км). Измерение глубины максимума ШАЛ орбитальным детектором – трудная задача и она не ставится в варианте первого орбитального детектора.

Как известно, в метрическом представлении каскадной кривой ШАЛ выход флуоресценции на единицу пути электрона ШАЛ слабо зависит от высоты и составляет $\sim 4,7$ фотонов с длиной волны 300 – 400 нм на метре пути электрона.

В метрическом представлении каскадной кривой сравнительно просто перевести число электронов в каскадной кривой в число фотонов флуоресценции и затем найти, сколько фотонов флуоресценции дойдёт до детектора ТУС на орбите. Зная число фотонов, падающих на зеркало-концентратор детектора в поле зрения одной ячейки фотоприёмника можно вычислить число фотоэлектронов, возникающих в ячейке во временных интервалах, заданных устройством электроники детектора и, фактически, провести «симуляцию» работы детектора от ШАЛ, генерированного частицей КЛ ПВЭ.

Ниже представлена простейшая оценка сигнала ШАЛ в максимуме каскадной кривой. Число заряженных частиц (в основном, электронов и позитронов) в максимуме ШАЛ прямо пропорционально энергии первичной частиц, как следует из формулы (1.1). Таким образом, количество фотонов (электрон производит 4,7 флуоресцентных фотонов на метре пути), через одну ячейку фотоприёмника в максимуме ливня равно:

$$N_{\text{max}}^Y = N_{\text{max}}^e Y \quad (1.8)$$

где $Y=4.7$ выход света флуоресценции на единицу пути электрона.

Поскольку фотоны излучаются изотропно, то в детектор попадёт всего только небольшая часть фотонов флуоресценции N :

$$N = N_{max}^Y \cdot S_{mirr} / 4\pi R^2 \quad (1.9)$$

где $S_{mirr} = 1,86\text{м}^2$ – площадь зеркала, R – высота орбиты спутника.

Здесь расстояние от места максимума ШАЛ до детектора принято равным высоте орбиты, так как высота максимума ШАЛ – H_{max} в атмосфере не превышает 30 км даже для экстремально высоких положений максимума в горизонтальных ливнях, так что расстояние от максимума ШАЛ до детектора $R-H_{max} \sim R$ при $R > 300$ км.

Так же следует учесть прозрачность атмосферы над максимумом ШАЛ $\zeta(H_{max})$ и коэффициент отражения зеркала ε . Значение $\zeta(H_{max})$ для вертикальных ливней, когда глубина максимума около 700-800 г/см², составляет 0,6, а для наклонных ливней (зенитный угол 60-85°) не менее 0,8. Коэффициент отражения алюминия – для УФ диапазона $\sim 0,8$.

Учитывая приведённые выше потери фотонов флуоресценции, а так же, приняв во внимание тот факт что фотоны, излученные на расстоянии R попадают в детектор с задержкой, зависящей от зенитного угла направления ШАЛ получим число фотонов от флуоресценции ШАЛ в районе максимума каскадной кривой,

$$I_s = N\zeta \frac{c\varepsilon}{1+\cos\theta} = N_{max}^e Y\zeta \frac{c}{1+\cos\theta} \frac{\varepsilon S_{mirr}}{4\pi R^2} \quad (1.10)$$

где ζ - прозрачность атмосферы Земли.

Чтобы вычислить число ф.э., в интервале времени, необходимо умножить число фотонов, принимаемых детектором, на квантовую эффективность фотокатода p ,

$$S = I_s \rho \tau \quad (1.11)$$

Для энергии $E_0 = 10^{11}$ ГэВ=100 ЭэВ, зенитного угла 75° , $R=400$ км, $\varepsilon=0,7$, $\zeta=0,8$, $p=0,2$ и $\tau=12$ мкс получим число фотоэлектронов (ф.э.) в одной ячейке, регистрирующей флуоресценцию ШАЛ в районе максимума ~ 124 ф.э.

Более подробная симуляция сигнала ШАЛ была проведена не только для детектора ТУС, но и для следующего детектора JEM-EUSO, подготавливаемого международной коллаборацией. Соответствующий, достаточно сложный, расчёт перехода от числа фотонов флуоресценции, генерируемых непосредственно частицами каскада ШАЛ, к числу фотонов падающих на ячейку детектора, выполнен по программе ESAF, подготовленной коллаборацией JEM-EUSO [58], в которой могут быть заданы как параметры детектора JEM-EUSO так и детектора ТУС. В случае детектора ТУС программа ESAF даёт распределение фотонов, регистрируемых в ячейках детектора для различных первичных энергий, различных зенитных углов и положений максимума ШАЛ в поле зрения детектора ТУС.

На рисунке 1.2 представлен пример симуляции сигнала ШАЛ в детекторе ТУС в отсутствии фона свечения ночной атмосферы для первичной энергии 100ЭэВ и зенитного угла 75° .

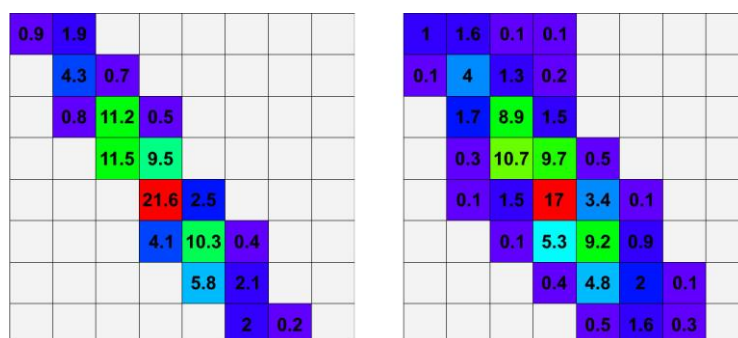


Рисунок 1.2. Результат расчёта сигнала ШАЛ в ячейках фотоприёмника ТУС (представлен процент числа фотонов в ячейках от полного числа фотонов флуоресценции ШАЛ, пришедших к зеркалу ТУС). Слева – идеальное зеркало ТУС, справа – реальное зеркало ТУС.

Здесь представлена доля числа фотонов в ячейках от полного числа фотонов флуоресценции ШАЛ, пришедших к зеркалу ТУС (2500 фотонов). Слева – идеальное зеркало ТУС, справа – реальное зеркало ТУС ($E_0 = 100 \text{ ЭэВ}$, $\theta = 75^\circ$).

1.3. Длительность трека ШАЛ в детекторе ТУС

Важными характеристика сигнала ШАЛ в орбитальном детекторе, является длительность ливня в отдельных ячейках фотодетектора, а также длительность всего события типа ШАЛ в целом.

Длительность сигнала ШАЛ в детекторе ТУС зависит от зенитного угла диска ливня θ . Для горизонтальных ливней ($\theta=90^\circ$) флуоресцирующий диск частиц ШАЛ движется в поле зрения ячейки в течение времени $t = d/c$ (d – размер ячейки в атмосфере, c – скорость света). Для расстояния между детектором и диском частиц ШАЛ, принятым равным высоте орбиты, $H \sim 500$ км длительность этого сигнала составляет около $t = 12$ мкс, а временной профиль трека ШАЛ повторяет каскадную кривую с максимумом (рисунок 1.1а,б). Результаты расчета каскадной кривой для заданной энергии первичной частицы и для различных зенитных углов представлен в таблице 1.3. Там же представлена длина каскада на уровне половины числа частиц в максимуме $L_{1/2}$. Чтобы получить длительность сигнала $T_{1,2}$ надо разделить ее на скорость света.

Особенностью сигнала, регистрируемого орбитальным детектором, является увеличение его длительности по сравнению с его реальной длительностью, представленной в таблице 1.3, в случае возникновения компоненты скорости движения источника сигнала «от детектора». В случае движения источника сигнала полностью против направления на детектор сигнал в детекторе в два раза длиннее истинного. Из таблицы 1.3 видно, что длительности сигнала ШАЛ (на половине величины сигнала в максимуме) ожидаемые в орбитальном детекторе составляют 20-100 мкс.

Таблица 1.3. Значения высоты максимума ШАЛ H_m , его длины $L_{1/2}$ и длительности $T_{1/2}$ на половине сигнала в максимуме для различных зенитных углов θ . Первичная частица протон с энергией 10 ЭэВ.

θ град	80	75	70	65	60	30
H_m , км	15	12	10,5	9	8	4,5
$L_{1/2}$, км	28	19,3	15,5	13	10	7
$T_{1/2}$, мксек	93	64	50	40	29	13

Другой особенностью сигнала ШАЛ, при разных зенитных углах, является увеличение числа «срабатывающих» ячеек детектора с увеличением угла и скорость перехода сигнала из ячейки в ячейку, которая определяется скоростью света и зенитным углом. Данные детектора о величине и времени прихода сигнала в ячейки позволяют восстановить параметры первичной частицы, генерирующей ШАЛ. Вместе с тем перечисленные выше особенности сигнала ШАЛ позволяют выделить его на фоне других явлений ночной атмосферы, что является предметом настоящего исследования.

В главе 1 приведено описание научной аппаратуры первого орбитального детектора ТУС на борту ИСЗ «Ломоносов», описание особенностей работы зеркала-концентратора и фотоприёмника ТУС, а также параметры сигнала от ШАЛ в детекторе, а именно: длительность сигнала, количество фотонов в ячейках детектора.

Глава 2. Метод исследования свечения ночной атмосферы с помощью орбитальных детекторов

2.1. Научная аппаратура ИСЗ «Университетский-Татьяна»

ИСЗ «Университетский – Татьяна» (кратко Татьяна – 1) был запущен 20 января 2005 года с космодрома «Плесецк» на круговую полярную орбиту с высотой ~ 950 км и наклоном $\sim 83^\circ$ (угол между нормалью к плоскости орбиты и осью вращения Земли). Ось ИСЗ ориентирована по радиусу - вектору “спутник-Земля”. При движении по такой орбите, спутник пересекает внешний и внутренний радиационные пояса, полярные шапки, авроральные области. ИСЗ «Татьяна – 1» функционировал до 7 марта 2007 года [59].

Аппаратура спутника Татьяна – 1 включает в себя детектор ультрафиолетового излучения атмосферы (ДУФ), а также детекторы потока заряженных частиц на орбите. Последние объединены в 5 блоков детектирования, предназначенных для регистрации потоков протонов с $E > 2$ МэВ и электронов радиационных поясов земли и солнечных космических лучей с $E > 40$ КэВ. Все данные поступают на информационный блок (БИ), обеспечивающий передачу данных со спутника в наземный центр управления экспериментом.

Автор диссертации не принимал участие в создании описываемой научной аппаратуры, а занимался анализом полученных данных. Детекторы спутника описаны в работах [60,61].

Данные, полученные за ~ 2 летний период работы ИСЗ «Университетский – Татьяна – 1», показали устойчивую работу электроники и ФЭУ детектора УФ в условиях космического эксперимента. Важно подчеркнуть, что именно этот тип ФЭУ будет использован в сложном детекторе космических лучей предельно высоких энергий ТУС на борту космической станции «Ломоносов».

2.1.1. Детектор ультрафиолетового излучения

Детектор УФ излучения для спутников МГУ разработан и изготовлен ст. научным сотрудником НИИЯФ МГУ Г.К. Гариповым. Автор диссертации приносит глубокую благодарность Гарипову Г.К.

В качестве детектора ультрафиолетового излучения (ДУФ) на борту ИСЗ Татьяна – 1 служат два фотоэлектронных умножителя (ФЭУ). Выбраны ФЭУ типа R1463 фирмы Hamamatsu с мультищелочным катодом на увиолевом стекле. Этот тип ФЭУ стабильно работает при различных температурах и удовлетворяет требованиям космического эксперимента. Коллиматор на входе основного ФЭУ, выполненный в виде набора отверстий диаметром 0,5 мм в пластине толщиной 2 мм, ограничивает поле зрения прибора до 14° и соответствует телесному углу обзора $\Omega=0.05$ стер (диаметр обзора атмосферы с высоты орбиты спутника ~ 250 км). Эффективная площадь фотокатода $S=0.4$ см², геометрический фактор прибора $S\Omega=0,02$ см² стер. На входном отверстии ФЭУ установлен фильтр УФС – 1 (толщиной 2 мм), обрезающий излучение с длиной волны $\lambda > 400$ нм. Квантовая эффективность катода (число фотоэлектронов на один фотон с заданной длиной волны) $p=0,19$. Ось поля зрения ДУФ ориентирована в надир (на Землю). Схема прибора показана на рисунке 2.1.

Второй ФЭУ, идентичный первому и расположенный параллельно ему, служит для измерения фона от заряженных космических частиц, которые создают черенковский свет и флуоресценцию в стеклянных элементах детектора. Этот контрольный ФЭУ, полностью закрытый от света атмосферы крышкой, использовался для определения уровня шума от заряженных частиц, пересекающих элементы детектора. Поток частиц сильно изменяется вдоль трассы полёта спутника, и такой фон может стать существенным дополнением к фоновому свечению атмосферы. Реальный световой фон есть разность показаний первого и второго ФЭУ.

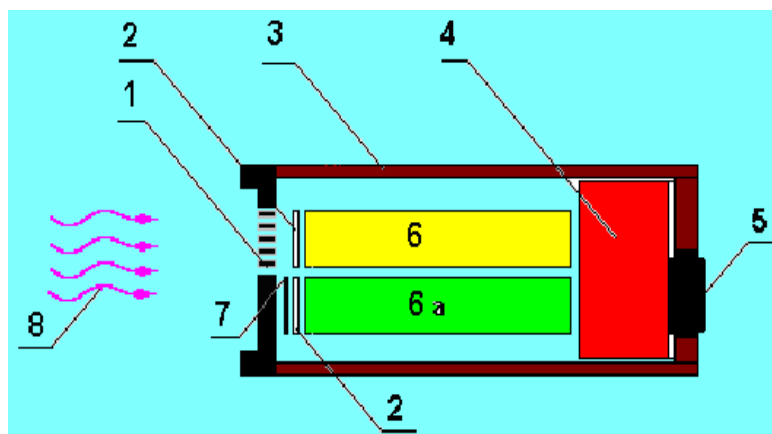


Рисунок 2.1. Детектор УФ излучения. 1- коллиматор, 2 - УФ фильтры на входных окнах ФЭУ, 3 - бокс детектора, 4 - блок электроники, 5 - разъем силового и информационного кабеля, 6 - ФЭУ с открытым окном, 6а - ФЭУ с закрытым окном, 7 - крышка, 8 - УФ излучение.

Сигналы с ФЭУ поступают на два входа четырехканального аналогового мультиплексора, а затем - на 10- битовый аналого-цифровой преобразователь (АЦП), динамический диапазон которого составляет $\sim 10^3$. Тактовая частота мультиплексора равна 2 МГц, а время суммирования цифровых данных в каждом канале может изменяться от 16 мкс до 64 мс. Цифровой код с АЦП поступает в логический блок, содержащий программируемые элементы, на которых организована система отбора событий, и в оперативную память. Там же находится система управления работой детектора и система связи с бортовым компьютером. Два других входа используются для служебной информации, контроля высокого напряжения и предельного тока ФЭУ. Коэффициент усиления ФЭУ определяется высоким напряжением на его делителях, которое управляется сигналом, отвечающим средней величине (за 1 с) анодного тока открытого ФЭУ: при повышении среднего уровня освещённости напряжение на ФЭУ и усиление автоматически снижаются. При этом в каждый 1- секундный интервал средний анодный ток ФЭУ привязан к середине диапазона АЦП. Благодаря такому режиму работы, достигается расширение динамического диапазона до $\sim 10^6$ и прибор может измерять интенсивность УФ от

минимального уровня на ночной стороне Земли в безлунные ночи ($\sim 3 \cdot 10^7$ фотонов/см²с ср) до максимальных значений интенсивности УФ на дневном участке витка ($\sim 10^{13}$ фотонов/см²с ср). В районе терминатора, когда интенсивность УФ быстро изменяется, такая система дает сбой, но в наших исследованиях этот район не представляет особого интереса.

Принципиальная схема работы электроники ДУФ показана на рисунке 2.2.

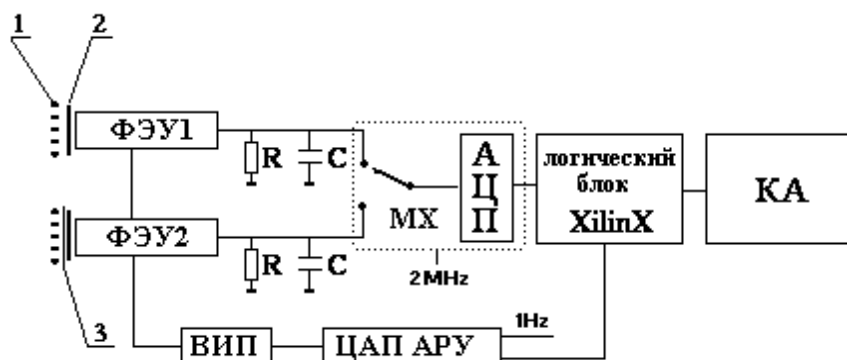


Рисунок 2.2. Блок схема детектора ультрафиолетового излучения. 1.- многоканальный коллиматор, 2-ультрафиолетовый фильтр типа УФС-1, 3- светозащитный экран, МХ-аналоговый мультиплексор, ВИП – высоковольтный источник питания ФЭУ, КА- борт космического аппарата.

Электроника прибора позволяет регистрировать поток излучения в двух типах измерений. В первом типе измерений проводится мониторинг УФ фонового свечения атмосферы. Во втором типе измерений проводится отбор и анализ вспышек УФ излучения. Для этого запись показаний ФЭУ начинается по команде управляющей системы, отбирающей сигналы выше заданного порогового значения за заданное время интегрирования. Запись сигналов вспышек проводится с высоким временным разрешением (16 мкс, 256 мкс). Такой тип измерений позволяет получить подробный временной профиль отобранных вспышек.

2.1.2. Метод измерения интенсивности УФ излучения

Мониторинг УФ фонового свечения атмосферы проводится через каждые 4 секунды при времени интегрирования 64 мс.

В каждой точке параллельно регистрируются два числа (кода) M и N , по которым определяется интенсивность УФ. Код M определяет высокое напряжения питания ФЭУ, а N – результат измерения сигнала с помощью АЦП. Уровень значений кода N , к которому приводит автоматическая регулировка усиления (АРУ) составляет $N=128$. По значению кода M вычисляется усиление ФЭУ (отношение заряда сигнала q на аноде к числу фотоэлектронов на катоде ФЭУ):

$$G(M) = K_1(M/255)^\alpha \quad (2.1)$$

где 255- максимальное значение кода M при котором усиление равно K_1 , а значение α характеризует работу индивидуального ФЭУ (α и K_1 - измеряются до полета).

Число фотоэлектронов, образованных на фотокатоде ФЭУ за шаг измерения $t_{ш}$ вычисляется по формуле:

$$n_e(N, M) = \frac{(N \cdot K_2) \cdot C \cdot t_{ш}}{G(M) \cdot \tau \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}} \quad (2.2)$$

Где C – эффективная емкость анода ФЭУ (10 пФ), $\tau=RC$ временная постоянная анодной цепи (30 мкс), $1.6 \cdot 10^{-19}$ -заряд электрона (в кулонах), K_2 –единица измерения потенциала в одном шаге АЦП (в вольтах), измеряется для каждого ФЭУ индивидуально.

Число фотонов, проходящих через фотокатод ФЭУ за тот же интервал времени, равно:

$$i(N, M) = \frac{n_e(N, M)}{p} \quad (2.3)$$

где p - квантовая эффективность катода ФЭУ в области изучаемых длин волн.

На спутнике «Университетский–Татьяна» интенсивность УФ излучения атмосферы измерялась каждые 4 с, как

$$I(N, M) = \frac{i(N, M)}{\omega S} \quad (2.4)$$

где ωS – апертура детектора. Значения кодов N усредняются по значениям каждого шага измерения за время 64 мс.

Минимальному значению M соответствует максимальное значение интенсивности УФ свечения атмосферы на дневной стороне, максимальное значение M соответствует минимальной интенсивности излучения на ночной стороне орбиты. Регистрация фона УФ начиналась, когда спутник входил в тень Земли и продолжалась в среднем около 2 мин после выхода спутника на дневную сторону орбиты, до тех пор, пока код M не опустится до порогового значения $M=40$. Это позволило оценить интенсивность УФ на дневной стороне, когда Солнце находится ниже местного горизонта (измерение в области терминатора). Максимальная зарегистрированная интенсивность УФ на дневной стороне равна 10^{13} фот/см²с ср.

Таблица 2.1. Значения основных параметров детектора УФ на борту спутника Татьяна – 1.

K_1	K_2	α	p (300-400 нм)	ωS , см ² ср
$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{-3}$	6,45	0,2	0,024

2.1.3. Отбор вспышек УФ

Отбор и запись вспышек УФ осуществлялась двумя цифровыми осциллографами, отличающимися длиной развертки и шагом измерения во времени. Длина развертки первого осциллографа - 4 мс, шаг деление осциллограммы -16 мкс, длина развёртки второго осциллографа - 64 мс, шаг-256 мкс.

Число точек в обеих развёртках одинаковое - 256. Время интегрирования при отборе вспышки равно 16 делениям на шкале осциллограммы. Значение кода АЦП в каждой точке осциллограммы пропорционально величине заряда за время интегрирования. Максимальное значение кода АЦП=1024.

Алгоритм отбора вспышек состоит в вычислении приращения суммарного цифрового сигнала в первых 16 точках осциллограммы относительно значения в предыдущих 16 точках. Если текущее приращение сигнала больше предыдущего, то происходит запись сигнала в память цифрового осциллографа, а выполнение алгоритма на это время прерывается.

Ограниченные возможности телеметрии спутника не позволили посылать в наземный центр приема информацию обо всех зарегистрированных вспышках, так что окончательно записывались и передавались в наземный пункт данные о самой яркой вспышке на каждом витке спутника.

Изменение коэффициента усиления не искажает осциллограммы вспышек, т.к. длительность измерения средней интенсивности фотонов или их числа во время вспышки не более 64 мс, в то время как изменение кода M , необходимое для сохранения среднего тока ФЭУ, производится 1 раз в секунду.

2.2. Научная аппаратура ИСЗ «Университетский-Татьяна-2»

17 сентября 2009 года на солнечно- синхронную полярную орбиту с высотой ~ 850 км, наклоном $98,8^\circ$ (витки близки по направлению к магнитным меридианам) был выведен второй научно- образовательный спутник МГУ «Университетский - Татьяна-2» (кратко Татьяна – 2) [62]. Спутник предназначался для исследования транзиентных разрядов в ультрафиолетовом (УФ) и красном - инфракрасном (К-ИК) оптических диапазонах длин волн и поиска корреляции этих разрядов с потоками заряженных частиц [63]. Спутник активно проработал до 20 января 2010 года.

Научная аппаратура спутника состоит из детектора, регистрирующего потоки заряженных частиц (ФЗК), детекторов ультрафиолетового и красного-инфракрасного излучения (ДУФиК), позволяющих регистрировать медленные и быстрые вариации свечения атмосферы в двух диапазонах длин волн УФ (240-400нм) и К-ИК (610-800 нм).

В детекторах ДУФиК использовались те же фотоэлектронные умножители (ФЭУ) типа Hamamatsu R1463, что и в детекторе УФ спутника Татьяна – 1. Полоса пропускания окон ФЭУ ограничены светофильтрами УФС1 (240-400 нм) и КС11(610-800 нм) толщиной 2,5 мм. Поле зрения каждого из детекторов ограничено коллиматором и ориентировано в надир, диаметр обозреваемой площади атмосферы 300 км. Схема построения детектора показана на рисунке 2.3.

Так же, как на предыдущем спутнике, детекторы предназначены для измерений в широком диапазоне фона свечения атмосферы: от малого фона свечения на ночной, неосвещенной лунной стороне Земли до высокого фона при освещении атмосферы полной луной, а также в районах овала полярных сияний и при выходе спутника на дневную сторону Земли. В отличие от спутника «Университетский – Татьяна – 1» на спутнике «Университетский - Татьяна - 2» мониторинг атмосферы на дневной стороне орбиты происходит

в постоянном режиме раз в минуту и не прерывается при выходе спутника на дневную сторону орбиты.

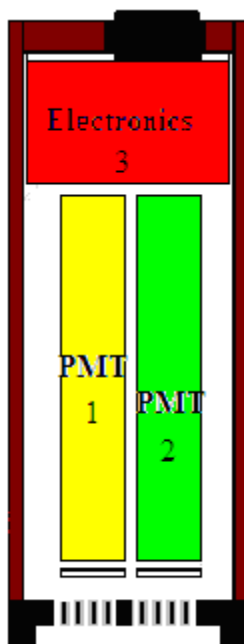


Рисунок 2.3. Детектор УФ и К – ИК излучения., 1 – ФЭУ, закрытый фильтром УФС1, 2 – ФЭУ, закрытый фильтром КС11, 3 - блок электроники.

2.2.1. Метод измерения интенсивности УФ

Измерение интенсивности излучения в обоих диапазонах длин волн УФ и К-ИК производилось по такому же алгоритму как и на спутнике Татьяна-1, но со значениями K_1 , K_2 , α , ρ и ωS , соответствующими каждому из выбранных ФЭУ. В таблице 2.2 приведены значения коэффициентов для ФЭУ, выбранных в эксперименте на спутнике Татьяна -2.

Таблица 2.2. Значения основных коэффициентов ФЭУ на борту спутника Татьяна – 2.

Детектор	K_1	K_2	α	ρ	ωS , см ² ср
УФ	$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{-3}$	8,5	0,2	0,024
К-ИК	$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{-3}$	8,5	0,017	0,011

В каналах детектора ДУФиК сигнал анода удерживается в 16 канале АЦП во всем диапазоне свечения атмосферы. Это достигается благодаря использованию автоматической системы управления (АРУ) усилением ФЭУ. Значение кода М, установившееся в результате действия АРУ, записывается раз минуту.

2.2.2. Метод отбора и измерения вспышек

Для регистрации быстрых вспышек излучения в атмосфере в детекторах (ДУФиК, ФЗК) временной профиль сигналов от ФЭУ регистрируется идентичными каналами цифрового осциллографа с помощью 10 битового АЦП, измеряющего потенциалы анодов.

Система отбора быстрых вспышек анализирует значение максимальной амплитуды цифрового сигнала за период одна минута при времени интегрирования сигнала 1 мс. Если текущее приращение сигнала больше предыдущего, то происходит запись сигнала в память цифрового осциллографа. В течение минуты производится $6 \cdot 10^4$ измерений и, если не произошло физически значимого явления, условие отбора выполняется за счет статистических флуктуаций числа фотоэлектронов на катоде.

Длительность развертки осциллографа равна 128 мс, шаг развертки - 1 мс. Первые 8 точек осциллограммы соответствуют предыдущим 8 мс до момента срабатывания триггера. Таким образом, максимальное значение цифрового сигнала АЦП, как правило, находится в восьмом канале осциллографа. Запись временного профиля сигналов от ФЭУ, работающего в диапазоне длин волн К-ИК, и ФЭУ, работающего в детекторе ФЗК, запускается по сигналу УФ детектора.

Система управления детектором УФ отбирает каждую минуту вспышку с максимальной амплитудой сигнала. По сигналу системы управления (триггеру) данные о временном профиле события во всех ФЭУ (в УФ и КИ диапазонах излучения и в сцинтилляционной пластине ФЗК) записываются

для передачи на Землю. Длина развёртки каждого из трёх временных профилей 128 мс.

Постоянная времени АРУ ~ 1 с превышает длительность ожидаемых вспышек (транзиентных событий), так что в течение регистрации события ФЭУ работает с постоянным усилением, в линейном режиме в пределах диапазона работы АЦП ($N_{\text{макс}}=1023$).

Синхронное измерение сигнала вспышек в двух диапазонах длин волн, с одной стороны, позволяет изучать отношение интенсивности УФ и ИК излучений для каждого события, а, с другой стороны, помогает производить достоверный отбор событий, так как одновременное случайное срабатывание двух каналов детектора, маловероятно.

В электронике детектора УФ Татьяны-2 установлен низкий уровень среднего сигнала (код $N=16$) и в каждом шаге развертки в 1 мс диапазон сигнала от уровня среднего до максимального (1023) шире, чем в детекторе первого спутника. Это позволило расширить диапазон линейного измерения числа фотонов во вспышках.

2.3. Оценка энергии, выделенной в УФ и ИК излучение во время вспышки в атмосфере

В случае, когда сигнал вспышки не превышает предельно допустимое значение АЦП (1023), т.е. насыщение не наблюдается, полное число фотонов во вспышке в атмосфере, зарегистрированное детектором на орбите высотой R , вычисляется как интеграл временного профиля сигнала в детекторе [64]:

$$Q(t) = \int i(t)dt \quad (2.5)$$

Зная расстояния R от детектора до места развития вспышки в атмосфере и площади детектора S можно оценить полное число фотонов, выделенное в УФ излучение во вспышке в атмосфере с длинами волн 300-400 нм (средняя длина волны 350 нм)

$$Q_a = Q \times (4\pi R^2 / S) \quad (2.6)$$

Иногда важно знать энергию $E_{уф}$, выделенную в УФ излучение во время вспышки в атмосфере. Эта энергия пропорциональна числу фотонов Q_a :

$$E_{уф} = \varepsilon \times Q_a \quad (2.7)$$

где ε - средняя энергия фотонов, для УФ диапазона $\varepsilon = 3,5 \text{ эВ} = 5,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$.

Когда наблюдается насыщение сигнала, т.е. когда сигнал вспышки превышает предельно допустимое значение АЦП (1023), для оценки полного числа фотонов УФ излучения в атмосфере, использовалась аппроксимация сигнала в виде двух экспонент с измеряемыми коэффициентами экспоненциального роста и спада сигнала $T_{рост}$, $T_{спад}$.

Этот способ оценки полного количества фотонов УФ, выделенных в атмосфере, успешно применялся при анализе данных детектора ДУФ первого спутника «Университетский-Татьяна», в которых измерения производились с малым временным шагом. Он иллюстрируется на рисунке 2.5.

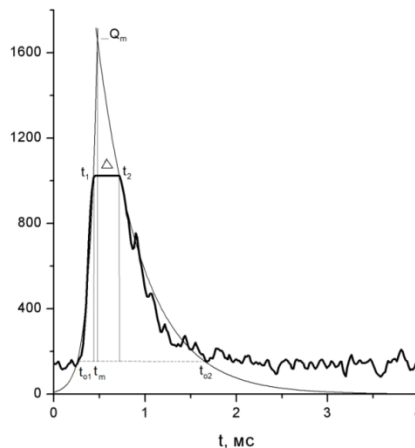


Рисунок 2.5. Оценка энергии по времени Δ , в течение которого сигнал находится в насыщении. По оси У отложено значение кода N.

Экспериментально измеряются значения времени в точках t_1 и t_2 ($\Delta = t_2 - t_1$), когда сигнал достигает насыщения и имеет предельно возможное для измерения значение $i_{пред}$, и в моменты времени t_{o1} и t_{o2} , когда сигнал выходит на уровень шума.

Эти значения позволяют определить коэффициенты выражений $i(t)$, аппроксимирующих рост до значения $i_{пред}$ и спад сигнала после этого значения до уровня шума.

$$i(t) = a \exp((t - t_{o1}) / T_{рост}) \quad (2.7)$$

$$i(t) = b \exp((t_{o2} - t) / T_{спад}) \quad (2.8)$$

В такой аппроксимации максимальное значение сигнала достигается при пересечении экспонент в момент времени t_m :

$$t_m = \ln(b/a) T_{рост} \times T_{спад} / (T_{рост} + T_{спад}) \quad (2.9)$$

Интеграл $Q = \int i(t) dt$ в пределах времени t_{o1} и t_{o2} дает полное число измеренных фотонов.

Для событий, когда эффект насыщения сигнала не наблюдается, можно оценить, насколько отличаются истинные значения количества фотонов во вспышке, полученные как сумма значений $i(t)$, и значения полученные в результате интегрирования формы профиля сигнала.

Разница в значениях полного числа фотонов, полученных двумя методами (суммирование и аппроксимация), оказалась не более 10%.

2.4. Уточнённый алгоритм перехода от числа фотонов Q_a во вспышке к числу фотоэлектронов в детекторе УФ

Рассмотрим алгоритм перехода от числа фотонов Q_a в «точечной» вспышке, на расстоянии R от детектора, к числу фотонов от вспышки,

попадающих на фотокатод ФЭУ.

На входе детектора установлен коллиматор с входным и выходным круговым отверстиями с диаметром d , сделанными в «черной» пластине толщиной l .

В случае точечного источника, находящегося на оси коллиматора, изотропно излучающего во все стороны, число фотонов, попадающих на входное отверстие коллиматора Q , прямо пропорционально площади отверстия S и обратно пропорционально площади сферы радиусом R :

$$Q = \frac{Q_a S}{4\pi R^2} \quad (2.10)$$

В случае детектора ДУФ, на борту Татьяна – 2 ($S = 0,4 \text{ см}^2$, $R = 850 \text{ км}$) отношение числа фотонов во вспышке к числу фотонов попавших в детектор равно $\frac{Q_a}{Q} = 2,2 \cdot 10^{17}$, при условии возникновения вспышки на оси коллиматора. При таком положении источника количество фотонов проходящих через входное отверстие коллиматора равно количеству фотонов, выходящих из коллиматора и попадающих на фотокатод ФЭУ. Приходящие на фотокатод ФЭУ фотоны конвертируются в число фотоэлектронов (квантовая эффективность 20%). На выходе ФЭУ получаем усиленный по числу фотоэлектронов сигнал, который регистрируется электроникой детектора.

Если положение источника отклоняется от оси коллиматора на зенитный угол θ , то изменяется и число фотонов, падающих на площадь входного отверстия:

$$Q = \frac{Q_a S \cdot \cos^2 \theta}{4\pi R^2} \quad (2.11)$$

Таким образом, для Татьяна – 2, на краю поля зрения ($\theta \sim 10^\circ$) число фотонов, падающих на площадь входного отверстия, уменьшается всего на \sim

3% . Следовательно, число фотонов на входном отверстии коллиматора Q , может быть мерой числа фотонов в источнике Q_a , при любом положении источника в пределах поля зрения детектора.

Следует отметить, что наша оптическая система симметрична относительно оси коллиматора и поэтому нет зависимости от азимутального угла. После интегрирования по азимутальному углу общее число фотонов пропорционально 2π .

Число фотонов на выходе коллиматора сильно зависит от положения источника, и быстро падает при увеличении зенитного угла.

Зависимость доли числа фотонов, проходящих через оба отверстия коллиматора от угла θ , вычисляется как зависимость площади пересечения кругов, образованных двумя отверстиями коллиматора от угла θ , рисунок 2.6.

Сильная зависимость количества фотонов прошедших через оба отверстия коллиматора от положения источника, не означает, что мы не можем получить достаточно точно распределение источников с заданным Q_a на карте атмосферы.

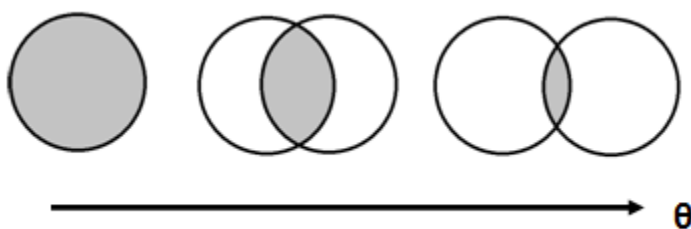


Рисунок 2.6. Эффективная площадь для двух входных отверстий коллиматора при различных углах θ .

Рассмотрим распределение источников по измеряемому числу фотонов в пределах поля зрения детектора ($\sim 18^\circ$, рисунок 2.7).

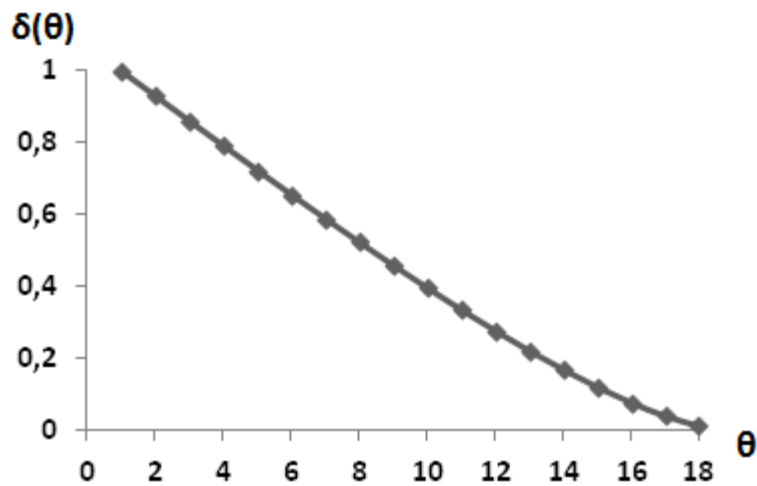


Рисунок 2.7. Зависимость доли $\delta(\theta)$ фотонов проходящих через оба отверстия коллиматора в зависимости от зенитного угла.

Число событий для заданного угла θ пропорционально телесному углу ($\omega = 2\pi \cdot \sin\theta d\theta$). Умножив этот телесный угол на долю $\delta(\theta)$ фотонов, прошедших через оба отверстия получаем распределение событий по углу θ в пределах поля зрения детектора, рисунок 2.8.

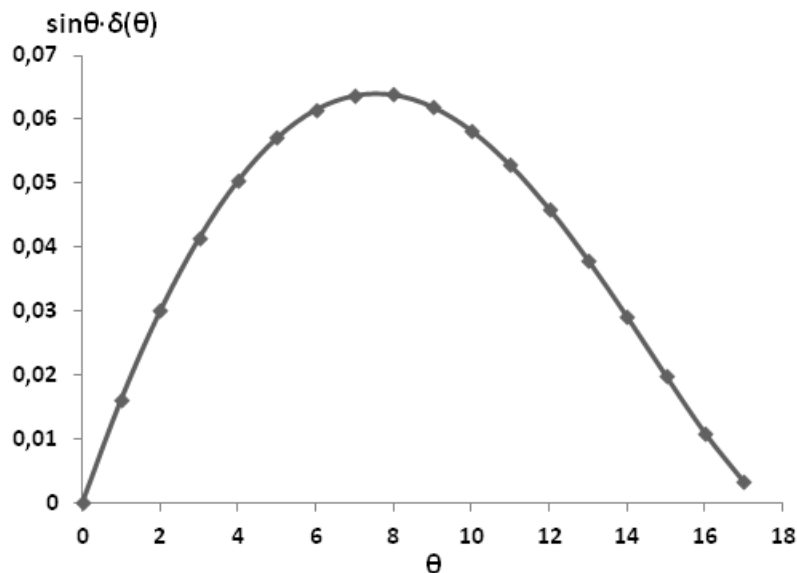


Рисунок 2.8. Вклад вспышек с углом θ и долей числа фотонов $\delta(\theta)$ в число событий с исходным числом фотонов Q_a .

Видно, что среди регистрируемых событий преобладают события с углами $6^\circ - 12^\circ$ градусов, для которых доля фотонов, проходящих через оба

отверстия коллиматора $\delta(\theta) = 0,3 - 0,6$. Отсюда следует, что распределение по числу фотонов Q_a можно изучать по экспериментальным значениям числа фотонов (числа фотоэлектронов на катоде ФЭУ), но использовать значения в 1,5 – 3 раза больше, чем при оценке числа фотонов на входном отверстии. Следует отметить, что в статьях, опубликованных по материалам измерений на спутниках Татьяна – 1, 2 использовались оценки Q_a без учета разницы в значениях числа фотонов на входном и выходном отверстии коллиматора. Полученные при обработке материалов эксперимента Татьяна – 2 данные не претендуют на получение абсолютных значений числа фотонов в атмосферных вспышках, тем более, что в данных эксперимента нет информации о размерах источника. Ниже в главах диссертации, посвящённых результатам о числе фотонов во вспышках, также используются значения Q_a , полученные по оценке в первом приближении – при пересчёте от числа регистрируемых фотонов (фотоэлектронов на катоде ФЭУ) к числу фотонов в источнике без учёта доли фотонов, проходящих через оба отверстия коллиматора.

В главе 2 описан состав научной аппаратуры на спутниках «Университетский – Татьяна – 1» и «Университетский – Татьяна – 2». Подробно рассмотрен принцип и режимы работы детектора ультрафиолетового (диапазон 300-400 нм) и красного излучения (600-700 нм): измерение медленных вариаций фона ночной атмосферы, регистрация быстрых (от нескольких мс до сотен мс) всплесков УФ. Приведены алгоритмы расчёта интенсивности УФ свечения атмосферы, а также полного количества фотонов выделенных во вспышке в УФ и К-ИК диапазонах длин волн. Приведена оценка полного числа фотонов в событиях с насыщением сигнала.

Глава 3. Результаты измерения средней интенсивности УФ и ИК в различных регионах Земли. Глобальная карта яркости свечения атмосферы в УФ и ИК диапазонах

Свечение ночной атмосферы и, в частности, ультрафиолетовое (УФ) – свечение атмосферы достаточно давно обнаружено экспериментально, однако полной интерпретации данного явления нет и оно требует дальнейшего детального изучения.

Данные о свечении атмосферы можно разделить на три группы. К первой группе относятся данные, полученные наземными наблюдениями в безлунные ночи. Ко второй группе – исследование свечения высоких слоёв атмосферы по данным вертикальных запусков ракет и на высотных баллонах. К третьей группе относятся измерения с орбит искусственных спутников Земли (например, на ИСЗ Татьяна-1, Татьяна -2), которые представляют наибольшую ценность, поскольку дают возможность получить глобальную картину свечения атмосферы.

3.1. Ожидаемые источники УФ излучения в атмосфере

При наблюдении свечения атмосферы в заданном фильтром интервале длин волн измеряется суммарное значение интенсивности, как непрерывного спектра, так и отдельных эмиссионных линий. Вклад отдельных составляющих свечения зависит от высоты в атмосфере, приборы ДУФ и ДУФик «суммируют» свечение по всем высотам, так что по полученным данным трудно судить, какая доля излучения генерирована на разных высотах.

Одним из важных источников УФ излучения могут быть заряженные частицы космических лучей и заряженные частицы, накопленные в магнитосфере Земли. Заряженные частицы, попадая в атмосферу, ионизируют атомы и молекулы атмосферы, возбуждают в них метастабильные состояния электронов. Последующее излучение (флуоресценцию) таких молекул и атомов наши приборы способны измерять на ночной стороне Земли, где мала

интенсивность рассеянного света Солнца. Наблюдая флуоресценцию атмосферы можно получить сведения о потоках быстрых заряженных частиц (в основном - электронов), проникающих в атмосферу. Одним из основных источников свечения атмосферы земли также является и энергия солнечного излучения, вызывающего процессы диссоциации, ионизации в верхних слоях атмосферы земли. Последующая рекомбинация ионов приводит к свечению атмосферы.

На рисунке 3.1. показан пример спектра излучения молекул азота N_2^+ , основного источника флуоресцентного света на высотах менее 100 км [65]. Спектр излучения молекул азота N_2^+ попадает в диапазон чувствительности детектора ультрафиолетового излучения.

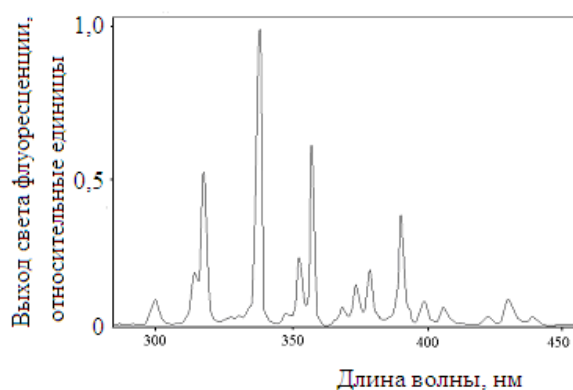


Рисунок 3.1. Спектр флуоресценции атмосферы, вызываемый прохождением через неё быстрых заряженных частиц.

Отдельные частицы вызывают очень слабую флуоресценцию атмосферы, и регистрация этого излучения на орбите спутника (на расстоянии 1000 км от источника излучения) возможна только тогда, когда поток заряженных частиц, проходящих через атмосферу в поле зрения прибора, достаточно велик. Такому условию удовлетворяет явление полярных сияний.

Свечение атмосферы в рассматриваемом диапазоне электромагнитных волн вызывается также грозowymi электрическими разрядами в атмосфере -

молниями, которые сопровождаются огромными потоками быстрых электронов.

Ожидаемыми источниками УФ излучения ночной атмосферы являются:

- 1) Рассеянный свет Луны.
- 2) Собственное свечение атмосферы, связанное с рекомбинацией ионов в верхних слоях атмосферы.
- 3) УФ излучение, связанное с деятельностью человека (свет от городов).
- 4) УФ излучение от природных явлений, происходящих в атмосфере (полярные сияния).
- 5) УФ излучение при электрических разрядах в атмосфере (молнии, и разряды нового типа в верхней атмосфере), которое имеет короткую длительность (транзиентные явления в атмосфере).

Большинство из перечисленных выше источников УФ излучения обладают малой средней интенсивностью, поэтому их наблюдение возможно только на ночной стороне Земли при малых фазах луны.

3.2. Регистрация полярных сияний

Бомбардировка верхней атмосферы высоких широт заряженными частицами (в основном электронов с энергиями $< 10 - 20$ кэВ) вызывает сильные ионосферные возмущения, известные как полярные сияния. Принято считать, что быстрые заряженные частицы возбуждают атомы или молекулы до более высоких энергетических уровней, отдавая при столкновении часть своей энергии не только на возбуждение, но и на ионизацию и диссоциацию молекул. Эти свечения обычно наблюдаются на геомагнитных широтах $67^\circ - 70^\circ$.

Во время сильных магнитных бурь полярные сияния могут наблюдаться на средних ш, во время экстремальных событий, даже на низких

широтах.

При наблюдении с ИСЗ в спокойных геомагнитных условиях овал полярных сияний представляет тонкое светящееся кольцо вокруг южного или северного геомагнитных полюсов (немного сдвинутых на ночную сторону) шириной около 2° (~220км). С ростом уровня геомагнитной активности размеры овала увеличиваются.

Наблюдается также изменение полярного овала полярных сияний в зависимости от наклона геомагнитной оси к плоскости эклиптики (суточные вариации, связанные с несовпадением оси вращения Земли с магнитным диполем). Эти результаты могут служить хорошей иллюстрацией связи овала полярных сияний с крупномасштабной структурой магнитосферы.

Наблюдения показали, что кроме чёткого овала полярных сияний существует широкая полоса более слабого свечения, которая окаймляет овал с экваториальной стороны. Это свечение называется диффузионным полярным сиянием. Его ширина в среднем составляет 3° - 5° по широте и может превышать 10° во время сильных геомагнитных возмущений. Высота диффузионного свечения ~200 км. Оно вызывается высыпанием в атмосферу электронов с более мягким спектром, а также высыпаниями протонов и других ионов радиационных поясов.

Полярная орбита спутника «Университетский - Татьяна» позволила проводить изучение полярных сияний во время самых длинных безлунных ночей, в течение двух недель декабря - января в северных широтах и двух недель в июне - июле в южных широтах, когда спутник находился в тени Земли на высоких широтах.

На рисунке 3.2. представлен пример профиля полярных сияний, построенный по значениям наблюдаемых интенсивностей УФ свечения (левый рисунок) и по значениям кодов M (плавная линия, показывающая изменение высокого напряжения на ФЭУ) и N (код АЦП удерживается в 128 канале – показывает средний уровень шума) (правый рисунок), полученных прибором ДУФ, установленным на ИСЗ «Университетский – Татьяна».

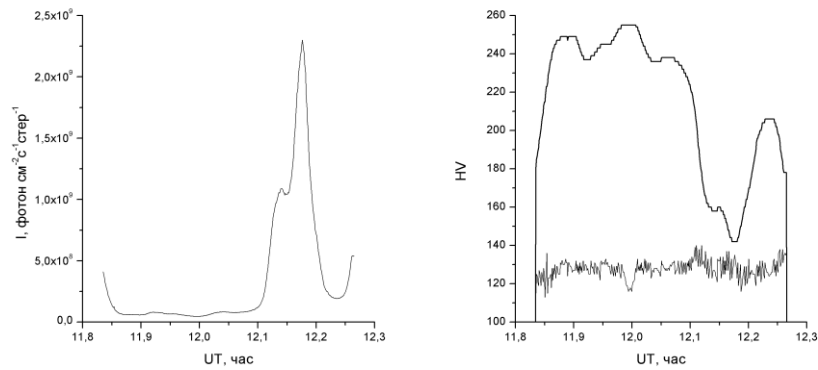


Рисунок 3.2. Пример профиля полярного сияния.

Интенсивность УФ свечения в области овала полярных сияний повышается до $I \sim 10^9$ фотон/см²с стер (широты 60°-70°). При дальнейшем повышении широты интенсивность свечения понижается, а затем спутник выходит на дневную сторону Земли.

Следует заметить, что достаточно широкое поле зрения прибора ДУФ не позволяет разрешить более тонкую структуру широтных профилей сияний.

В дни, когда аппаратура спутника «Университетский - Татьяна» позволяла наблюдать полярные сияния, оказалось возможным сравнить эти данные с данными спутника TIMED [66], где исследование свечения земной атмосферы проводилось в дальнем ультрафиолетовом диапазоне, длины волн ~ 130 нм. Сравнение показало хорошее совпадение в полярных областях (пример на рисунке 3.3).

Это позволяет, с одной стороны, сделать вывод о корректной работе детектора УФ излучения атмосферы на борту ИСЗ «Университетский - Татьяна», а, с другой стороны, показывает, что полярные сияния светятся в широком диапазоне УФ.

На спутнике «Университетский - Татьяна- 2» оказалось невозможным регистрировать полярные сияния, так как на широтах характерных для их высвечивания, спутник Татьяна – 2 выходил на дневную сторону орбиты.

В этот период времени спутник находился в тени Земли на широтах от 60° СШ до 30° ЮШ.

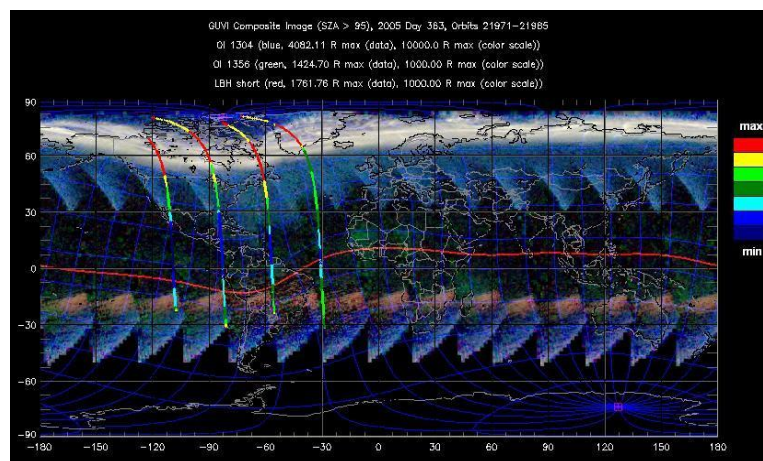


Рисунок 3.3. Наблюдение полярных сияний в южных широтах 29 декабря 2005 г. Сопоставление данных ИСЗ «Университетский - Татьяна» (линии), с данными эксперимента GUVI (фоновая карта).

3.3. Деятельность человека

На отдельных участках полёта спутника «Университетский – Татьяна» и «Университетский - Татьяна-2» наблюдается заметное увеличение интенсивности УФ при пролёте над большими городами. Однако уровень свечения над наиболее крупными городами превышает общий уровень свечения атмосферы в безлунную ночь не более чем в два раза. На рисунке 3.4 приведены примеры регистрации пролётов спутника по данным ИСЗ Татьяна 1 и 2 над городом Осака (Япония) 13 февраля 2005 года и Лос-Анжелесом (США).

Более гладкий профиль витка для профиля Татьяна – 1 связан с более частыми сеансами измерения фона ночной атмосферы земли на Татьяне-1 (1 раз в 4 с), в то время как запись значения фона УФ на Татьяне - 2 проводилась раз в минуту. Значение интенсивности свечения атмосферы над обоими индустриальными центрами одного порядка $\sim 2 \cdot 10^8$ фотон/см²с ср.

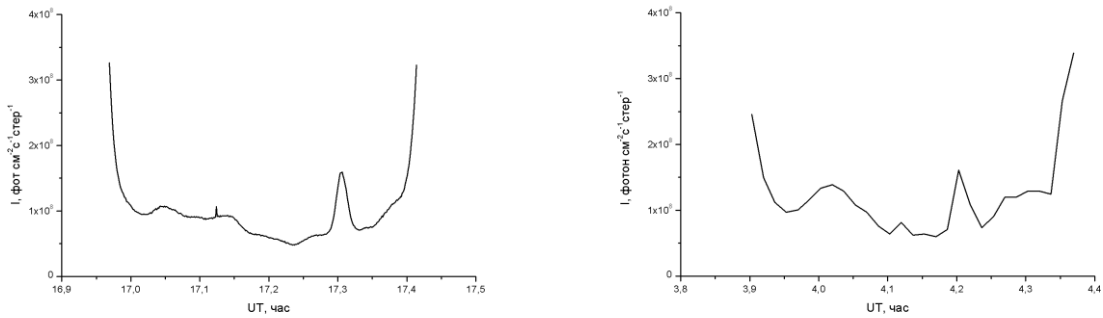


Рисунок 3.4. Пролет спутника Татьяна-1 над г. Осака (Япония) (левый рисунок пик справа) 13 февраля 2005 г. Правый рисунок - пролет спутника Татьяна-2 над г. Лос-Анжелес (США) (пик справа). По оси X отложено мировое время в часах и долях часа.

3.4. Рассеянный свет Луны

В лунные дни интенсивность УФ излучения атмосферы в основном обусловлена рассеянным светом. В течение лунного месяца среднее значение интенсивности УФ на витке спутника изменяется от 10^8 фотон/см²с ср и при полной Луне составляет $\sim 2,5 \cdot 10^9$ фотон/см²с ср.

На рисунках 3.5 и 3.6 приведены примеры профилей ночных витков в полнолуние и новолуние по данным ИСЗ Татьяна-2. В новолуние интенсивность свечения атмосферы определяется собственным свечением. В начале и конце ночной части витка интенсивность УФ резко увеличивается, это увеличение соответствует выходу спутника на дневную сторону орбиты. На ночном участке интенсивность УФ колеблется относительно некоторой средней величины.

При больших фазах луны средняя величина интенсивности свечения определяются в основном рассеянным светом. Под фазой луны следует понимать долю в % освещенности поверхности луны солнцем. Колебания интенсивности УФ излучения регистрируемого на орбите спутника существенно зависят от коэффициента рассеяния (альбедо) света Луны на облаках, на суше и море. В зависимости от лунной фазы, азимутальной

высоты луны и состояния облачного покрова интенсивность свечения атмосферы может увеличиваться в 100-200 раз.

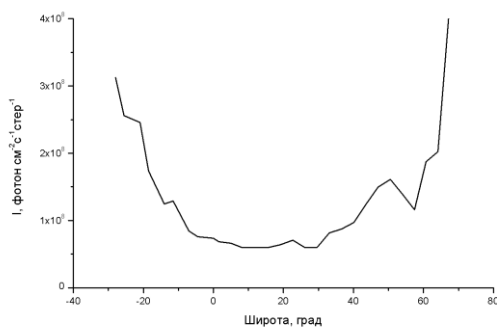


Рисунок 3.5. Интенсивность УФ на трассе полёта спутника (новолуние).

В районе с облачным покровом суммарная интенсивность рассеянного УФ может в два раза превышать интенсивность УФ, рассеянного в безоблачном районе. Величина средней интенсивности УФ рассеянного над облаками $\sim 3 \cdot 10^9$ фотон/см²с стер, в безоблачных районах $\sim (1,5-2) \cdot 10^9$ фотон/см²с стер.

Для тех участков ночных траекторий спутника, где наблюдались колебания уровня УФ излучения, было произведено сопоставление времени этих колебаний с географическим положением спутника, а также со снимками облачности, наиболее близкими ко времени конкретного витка (рисунок 3.16).

Для приведенного на рисунке 3.6 примера фон увеличился с $\sim 10^9$ в безоблачном районе до интенсивности свечения $2,5 \cdot 10^9$ фотонов см⁻² с⁻¹ ср⁻¹ над облаками.

Средняя интенсивность УФ на ночной стороне в зависимости от фазы Луны по данным ИСЗ Татьяна - 2 приведена на рисунке 3.7.

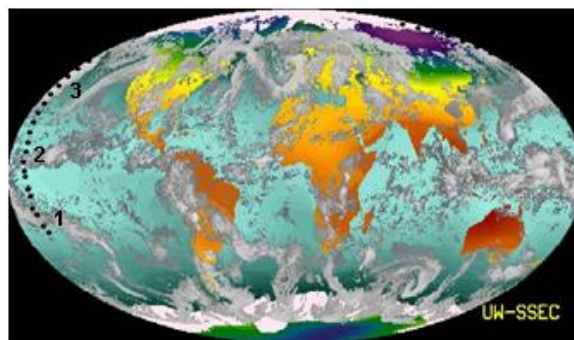
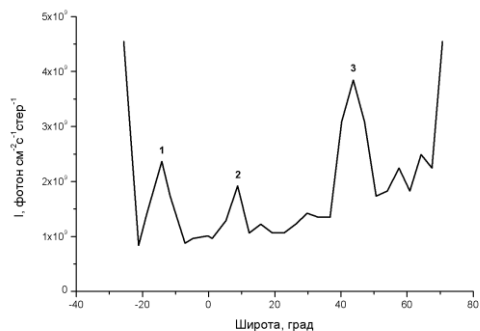


Рисунок 3.6. Интенсивность УФ на трассе полёта (полнолуние). Сопоставление графика измерения УФ фона на витке, траектории полета спутника (точки на правом Рисунок) и снимков облачности (правый рисунок).

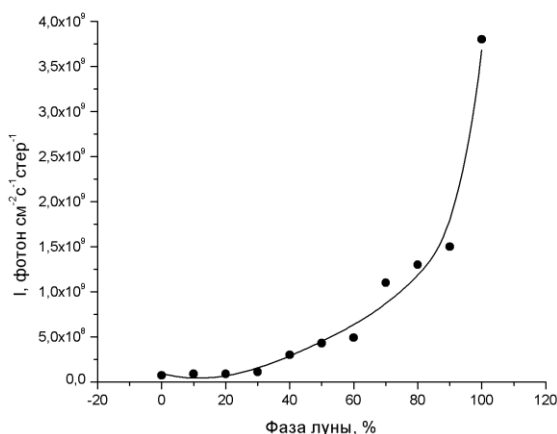


Рисунок 3.7. Зависимость средней интенсивности УФ излучения от фазы Луны.

Интенсивность УФ свечение ночной атмосферы не прямо пропорционально фазе Луны. Это связано с тем, что при заданной фазе интенсивность УФ зависит от угловой высоты Луны над горизонтом, которая меняется $\delta=90^\circ - \theta$ (θ -зенитный угол Луны).

Для нахождения зависимости УФ излучения от высоты Луны необходимо рассмотреть простую модель рассеяния света в атмосфере

Земли:

- учитывается только рэлеевское молекулярное рассеяние (рассеяние на аэрозолях атмосферы не учитывается)

- спектр излучения Луны идентичен спектру излучения Солнца и может быть описан формулой Планка для излучения абсолютно черного тела.

Поток энергии света полной Луны на орбите Земли равен $0,32 \text{ мкВт/см}^2$ (меньше солнечного в $4 \cdot 10^5$ раз, $0,13 \text{ Вт/см}^2$). В этом потоке на интервал ближнего УФ ($\lambda = 300 \div 400 \text{ нм}$) приходится лишь 9% энергии: поток лунного света с ($\lambda = 300 \div 400 \text{ нм}$) равен $F_n(\lambda) = 5 \div 10^{10} \text{ фотонов/см}^2 \text{ с}$.

На рисунке 3.8 представлена схема приёма рассеянного света Луны детектором. Площадь сечения потока фотонов от Луны на участок атмосферы, обозреваемый детектором, уменьшается с уменьшением высоты Луны над горизонтом как $\cos\theta$.

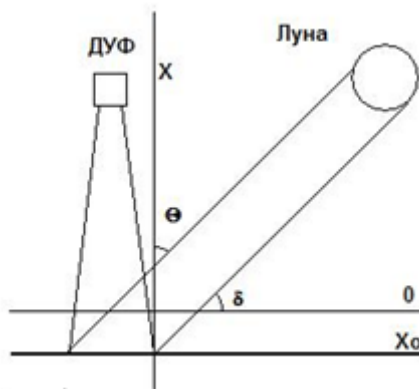


Рисунок 3.8. Схема приёма рассеянного света Луны детектором.

Согласно закону Рэля, на пути от границы атмосферы (уровень 2) к поверхности Земли (уровень 1) в слое dX свет рассеивается на угол θ с вероятностью $(1 + \cos^2\theta) dX/X_R(\lambda)$ и на пути к детектору он затухает как $\exp[-X/X_R(\lambda)]$, т.е. доля регистрируемого света на расстоянии X от места излучения, по отношению к излучённому свету даётся формулой:

$$\eta(\lambda) = \exp\left(-\frac{X}{X_R(\lambda)}\right) \quad (3.1)$$

Интегрируя этот свет по X от 0 до X_0 (X_0 - глубина атмосферы, открытая для наблюдения из космоса), находим интенсивность излучения с длиной волны λ , рассеянного вертикально вверх (в направлении детектора):

$$I(\lambda, X_0) = F_n(\lambda) \frac{(1 + \cos^2\theta)\cos\theta}{5.13\pi(1 + \cos\theta)} \left[1 - \exp\left(-\frac{X_0(1 + \cos\theta)}{X_R(\lambda)\cos\theta}\right) \right] \quad (3.2)$$

где $X_R(\lambda) = 2974 (\lambda(\text{нм})/400)^4$ г/см² и $X_0 = 1000$ г/см² (для безоблачного района)

Проинтегрировав формулу (3.2) по λ в диапазоне длин волн 300-400 нм, получим интенсивность рассеянного атмосферой земли вертикально вверх УФ света при разной угловой высоте Луны над горизонтом (рисунок 3.9).

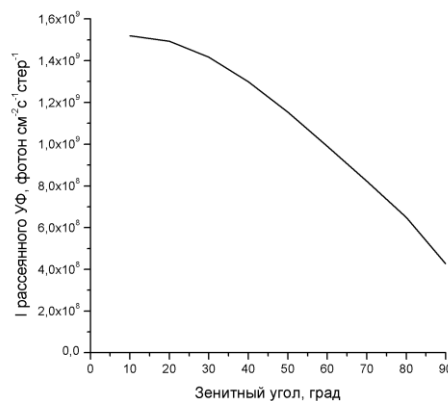


Рисунок 3.9. Зависимость интенсивности УФ свечения атмосферы от зенитного угла Луны в полнолуние.

Данные детектора УФ на витках, где изменяется высота Луны, согласуются с расчётом.

Важно отметить, что ИСЗ Татьяна-1 активно проработал на орбите в течение 2 лет. Это позволило сравнить интенсивность рассеянного лунного света в начале 2005 года с интенсивностью рассеянного света в конце 2006 года. Это сравнение показало, что показания детектора об интенсивности

рассеянного лунного света за 2 года не изменились, что свидетельствует о стабильности работы выбранных ФЭУ.

Измерения величины рассеянного лунного света в УФ диапазоне длин волн по данным ИСЗ Татьяна – 2 дали значения того же порядка, что и данные Татьяны-1 а значит интенсивность рассеянного лунного света можно считать своего рода эталоном при изучении возможных изменений собственного свечения атмосферы в течении длительного времени, а также её состава.

3.5. Собственное свечение атмосферы

Наблюдаемый уровень УФ излучения в безлунные ночи в средних широтах оказался в диапазоне $5 \cdot 10^7 - 10^8$ фотон/см²с ср. В тоже время рассеянный свет звёзд ожидается на уровне $< 3 \cdot 10^7$ фотон/см²с ср, следовательно, уровень УФ свечения атмосферы в безлунные ночи, в основном, связан с собственным свечением атмосферы.

На рисунке 3.10 представлено распределение количества ночных рабочих часов спутника «Татьяна – 2» в зависимости от кода высокого напряжения, определяющего уровень свечения атмосферы земли. Максимальное значение кода соответствует минимальному значению интенсивности свечения атмосферы.

Важно отметить, что правый резкий пик на рисунке 3.10 один на уровне максимального значению кода М (255), возникает в результате того, что детектор УФ излучения имеет нижний порог регистрации интенсивности излучения атмосферы, соответствующий $6 \cdot 10^7$ фотон/см² с стер. А значит, районы атмосферы с меньшим уровнем УФ свечения атмосферы попадут в одну выборку с пороговым значением. На рисунке 1 чёрной линией проведено количество рабочих часов ожидаемых в безлунные ночи в случае нормального распределения (коды $M > 200$ соответствуют данным

полученным в безлунные ночи, или в дни, когда луна находилась за горизонтом). Видно, что правый пик исчезает.

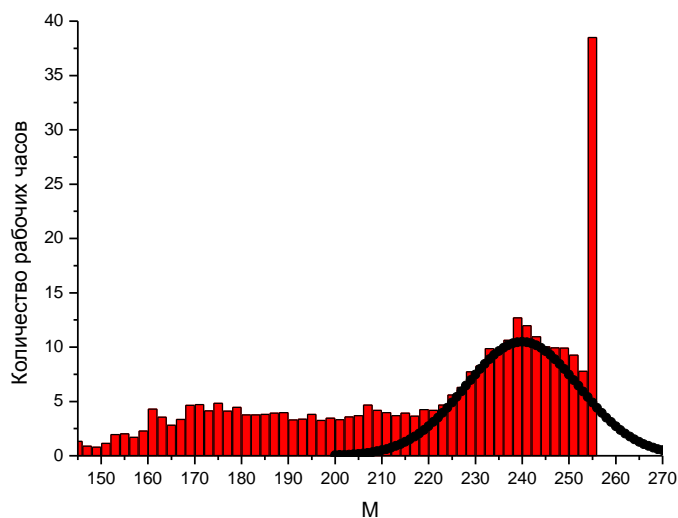


Рисунок 3.10. Количество рабочих часов при различных уровнях интенсивности свечения атмосферы Земли.

Код высокого напряжения всегда можно пересчитать в значение соответствующей интенсивности свечения атмосферы (см. раздел 2.2.1).

Всего «Татьяна – 2» провёл на орбите Земли ~ 1330 рабочих часов, включая и рабочее время на дневной стороне орбиты. На ночной стороне спутник провёл ~ 320 часов в период с середины октября 2009 до середины января 2010, что составляет порядка 24% от всего рабочего времени. Ниже в таблице 3.1 представлена доля времени проведённого спутником над участкам атмосферы с разным уровнем свечения, а также ожидаемое количество рабочих часов для детектора ТУС.

По данным, полученным на спутнике Татьяна - 2 были построены карты УФ свечения атмосферы вдоль трассы полёта спутника, с целью выявления особенностей свечения на средних широтах (рисунок 3.11).

Таблица 3.1. Количество рабочих часов ИСЗ «Татьяна – 2» при различных уровнях интенсивности свечения атмосферы Земли.

Интенсивность	$5 \cdot 10^7 - 10^8$	$10^8 - 5 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8 - 10^9$	$10^9 - 5 \cdot 10^9$	$> 5 \cdot 10^9$
Количество рабочих часов	96,4	127,0	30,4	45,6	10,0
Процент от ночного времени	30,1	39,7	9,5	17,6	3,1
Процент от всего времени	7,2	9,5	2,3	4,2	0,8

На рисунке 3.12 представлена карта Земли, на которой синими точками отмечены лишь те районы, где наблюдаемая интенсивность свечения атмосферы в безлунные ночи не превышала величину $8 \cdot 10^7$ фотон/см²с стер. Это районы над Тихим, Атлантическим и Индийским океанами, пустыней Сахара (на рисунке 3.11 видны как тёмные области), следовательно, в этих районах собственное свечение ночной атмосферы минимально.

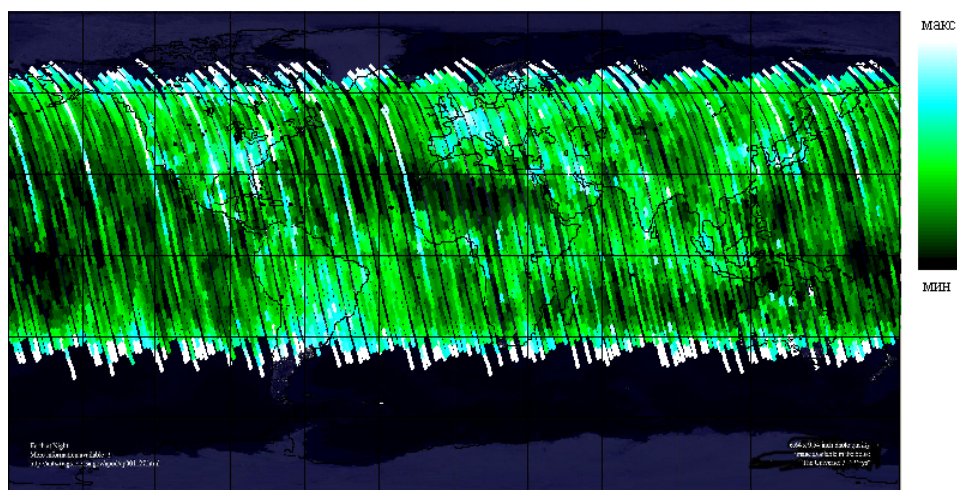


Рисунок 3.11. Карта УФ свечения атмосферы на трассе полёта ИСЗ «Университетский – Татьяна2». (безлунные ночи октября – декабря 2009, января 2010).

Наиболее «яркие» районы над крупными индустриальными центрами связаны с человеческой деятельностью. Интенсивность свечения $\sim 1-2 \cdot 10^8$

фот/см²с ср.

На низких широтах атмосфера излучает УФ на уровне интенсивности $0,5-1 \cdot 10^8$ фотон/см²с ср и это излучение не привязано к определенной широте и долготе наблюдения.

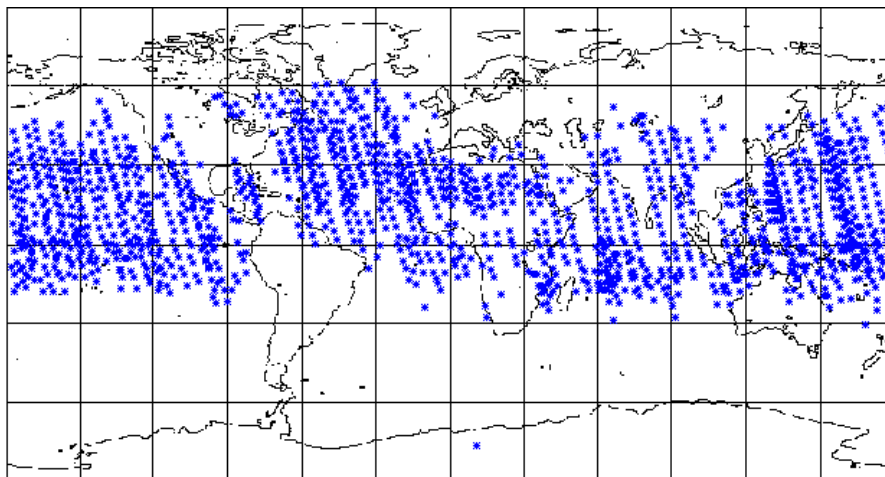


Рисунок 3.12. Районы с интенсивностью свечения атмосферы $< 8 \cdot 10^7$ фотон/см²с ср.

На некоторых витках спутника зарегистрировано повышение свечения атмосферы на малых и средних широтах вдоль геомагнитного экватора на расстоянии 15° по обе его стороны. Иногда заметны 2 пика, с двух сторон, иногда один или пики с большой разностью интенсивности, в некоторые дни такие пики не видны.

На рисунке 3.13. представлен пример наблюдения приэкваториального свечения по данным ИСЗ Татьяна-2 на трех последовательных ночных витках. На каждом из пролетов можно наблюдать на низких широтах в районе экватора повышение фонового излучения ночной атмосферы. Интенсивность такого приэкваториального свечения $\sim 1-1,5 \cdot 10^8$ фотон/см²с ср.

Этот эффект наблюдался и в предыдущих работах: на спутнике «Космос - 215»[67] а также прибором GUVI на спутнике TIMED. Следует иметь ввиду, что в наблюдениях данного явления со спутника Татьяна - 2

есть существенное различие в диапазоне длин волн: наш спутник регистрирует свечение атмосферы в диапазоне длин волн 300-400 нм и 600 – 800 нм, а в упомянутых выше работах свечение атмосферы наблюдалось при более коротких длинах волн ~ 130 нм, соответствующих линиям возбуждения атомарного кислорода.

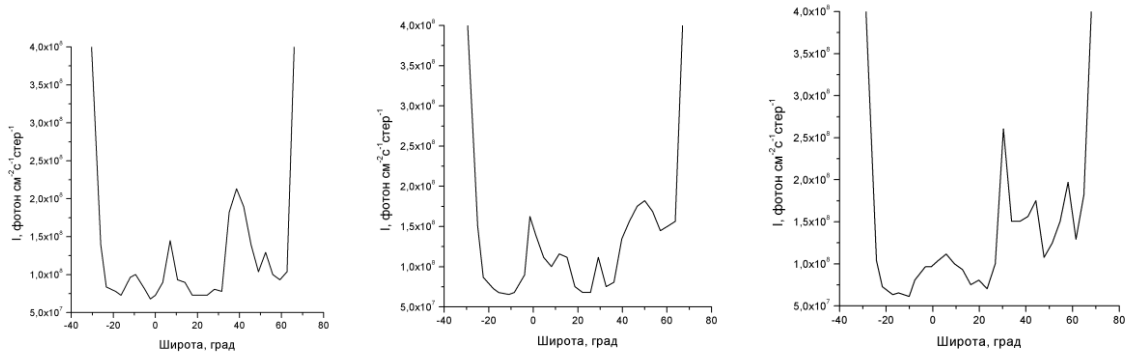


Рисунок 3.13. Примеры приэкваториального свечения.

Данные GUVI за длительный период наблюдения указывают на значительные колебания интенсивности УФ в области длин волн 130 нм. О природе приэкваториального свечения мнения расходятся. Высказываются предположения, основанные на экспериментальных указаниях о «высыпании» электронов вблизи экватора, о том, что это свечение прямо связано с энергией электронов, выделенной на ионизацию и возбуждение атомов и молекул атмосферы. Другой причиной возникновения такого рода свечения может быть рекомбинация ионов кислорода и азота ионосферы, вызванная турбулентными явлениями в ионосфере. При этом, состояние ионосферы сильно зависит от фазы активности Солнца. Поток солнечной радиации, меняясь в цикле активности Солнца, вызывает изменение в содержании газовых составляющих в атмосфере, что может вызывать не только сезонные вариации свечения с разными длинами волн, но и цикличность этого свечения, связанную с циклами активности Солнца.

В главе 3 рассмотрены возможные источники свечения атмосферы: рассеянный свет Луны, собственное свечение атмосферы, связанное с рекомбинацией ионов, излучение, связанное с деятельностью человека (свет от промышленных центров), свечение от полярных сияний. В главе 3 приведены результаты измерения интенсивности свечения ночной атмосферы Земли в различных географических районах. Выделены области минимального свечения.

Глава 4. Результаты измерения вспышек в ультрафиолете и в красном–инфракрасном диапазонах излучения

Помимо регулярного измерения интенсивности УФ (каждые 4 сек на спутнике Татьяна-1 и каждую минуту на спутнике Татьяна-2) научная аппаратура спутников, описанная в главе 1, позволила отобразить кратковременные повышения интенсивности (вспышки) и измерить их временную структуру с помощью цифрового осциллографа. Длительность вспышек могла быть измерена, начиная с долей миллисекунды и до сотни миллисекунд. Аппаратура на спутниках имела свои особенности: детектор УФ на спутнике Татьяна-1 проводил измерения с шагом измерения 16 мкс при длительности развертки осциллографа 4 мс, и с шагом 256 мкс при длительности развертки 64 мс, а детектор спутника Татьяна-2 измерял вспышки с шагом 1 мс и длительностью 128 мс. В настоящей главе рассмотрены экспериментальные данные обоих спутников и проведено их сопоставление с учетом особенностей научной аппаратуры.

4.1. Измерение вспышек УФ на спутнике Татьяна-1

Для отбора временного профиля вспышек УФ на спутнике Татьяна-1 применялись 2 осциллографа с длительностью развёртки 4 и 64 мс. Каждый осциллограф регистрировал по 256 точек. Из-за ограниченной возможности передачи всех данных со спутника на Землю записывалась и передавалась на Землю лишь по одной на виток осциллограмме в обоих осциллографах (см подробно глава 1).

Географические координаты вспышек определялись по времени регистрации, которое соответствует координатам спутника.

При анализе временных характеристик вспышек все события, зарегистрированные на спутнике Татьяна - 1, были разделены на 4 класса:

- 1) один импульс на развертке 4 мс
- 2) два и более импульса на развертке 4 мс

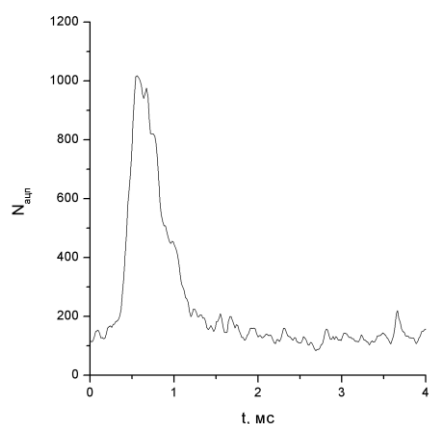
- 3) один импульс на развертке 64 мс
- 4) два и более импульса на развертке 64 мс

Как видно из таблицы 4.1 большинство зарегистрированных событий принадлежит классу 1.

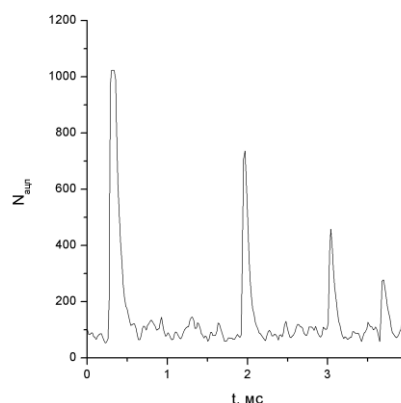
Таблица 4.1. Количество событий разного класса.

Класс	1	2	3	4	Всего
Число событий	193	57	23	39	312

На рисунках 4.1 и 4.2 приведены примеры событий, зарегистрированных обоими осциллографами. По оси Y отложено значение кода АЦП $N_{\text{ан}}$.



класс 1

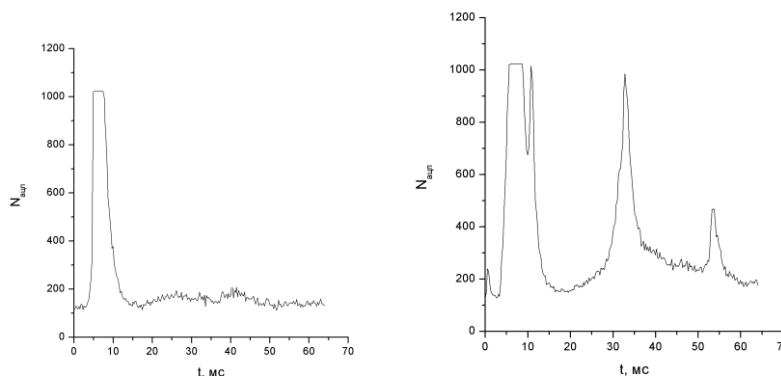


класс 2

Рисунок 4.1. Примеры вспышек УФ, развёртка 4 мс.

Для оценки временных характеристик вспышек (длительность на половине максимальной амплитуды, скорость нарастания сигнала до максимума, скорость спада сигнала после максимума) были выбраны только те вспышки, в которых не наблюдалось насыщение сигнала в максимуме (всего 38 событий). Нарастание и спад амплитуды сигнала во вспышках оценивался как значение коэффициента экспоненциального роста амплитуды

$Q(t) \sim e^{t/T_{\text{рост}}}$ и спада $Q(t) \sim e^{-t/T_{\text{спад}}}$ в диапазонах амплитуд 0,8 - 0,2 от максимального значения.



класс 3

класс 4

Рисунок 4.2. Примеры вспышек УФ, развертка 64мс.

Важно отметить, что уровень фонового излучения атмосферы (связанный, в основном, с рассеянным светом луны) влияет на усиление ФЭУ и поэтому при равной энергии вспышки в атмосфере насыщение сигнала, измеряемого АЦП, в максимуме вспышки, наступает скорее в безлунные ночи, когда усиление ФЭУ максимально. Поэтому условие «вспышка наблюдается без насыщения в максимуме» выполняется чаще при полной луне или близких к полнолунию фазам, когда луна находится над горизонтом.

Коэффициент нарастания сигнала во всех вспышках оказался меньше коэффициента спада. В таблице 4.2 приведены средние значения коэффициентов нарастания и спада сигнала для событий разного типа, в последней строке таблицы даны соответствующие значения для событий класса 1, когда в максимуме сигнала наступает насыщение.

Среднее значение длительности сигнала на полувисоте амплитуды во вспышках первого и второго класса $T=0,67 \pm 0,026$ мс.

Коэффициенты нарастания и спада во вторых импульсах событий класса 2 не сильно отличаются, в пределах погрешностей, от значений,

полученных для первых по времени импульсов.

Таблица 4.2. Средние значения коэффициентов роста и спада событий разного класса.

Класс	$T_{\text{роста}}$	$T_{\text{спада}}$
1	$203 \pm 14 \text{ мкс}$	$732 \pm 46 \text{ мкс}$
2	$304 \pm 140 \text{ мкс}$	$750 \pm 280 \text{ мкс}$
3	$\sim 1,5 \text{ мс}$	$\sim 4,5 \text{ мс}$
1 с насыщением	$131 \text{ мкс} \pm 5 \text{ мкс}$	$703 \pm 25 \text{ мкс}$

Рост сигнала на начальной стадии в ярких вспышках с насыщением оказывается быстрее, чем в менее ярких вспышках в области 0,2-0,8 от максимального значения. Спад сигнала в ярких вспышках приблизительно такой же, как в менее ярких.

Число событий, зарегистрированных вторым осциллографом, значительно меньше (62 события), чем первым (250), поэтому временные характеристики событий классов «3-4» нельзя рассмотреть с той же подробностью, что характеристики кратковременных вспышек. Средняя длительность сигнала в событиях одиночных вспышек класса «3», оказалась равна $\sim 3 \text{ мс}$. Средний коэффициент экспоненциального роста сигнала $T_{\text{рост}} \sim 1,5 \text{ мс}$, средний экспоненциальный коэффициент спада $T_{\text{спад}} \sim 4,5 \text{ мс}$. Возможно длительность события отражает природу вспышки УФ классов и вспышки классов «3-4» не только отличаются энергией, но и механизмом электрического разряда, ответственного за вспышку.

Распределение вспышек по числу фотонов в атмосфере Q_a (или распределение событий по энергии $E_{\text{уф}}$, выделенной в УФ в атмосфере, метод определения величин Q_a и $E_{\text{уф}}$ см. главу 2) было получено как для вспышек класса «1-2», так и для вспышек класса «3-4».

На рисунок 4.3 представлено распределение всех классов событий по числу фотонов Q_a . Видно, что система отбора событий, связанная со вторым

осциллографом, имеет примерно на порядок более высокий порог. При числе фотонов $Q_a > 10^{23}$ (энергиях в УФ выше 100 кДж) частота событий, отбираемых обоими осциллографами, сравнивается. Отметим, что вспышки с примерно одинаковым числом фотонов, но с различной длительностью, не появляются одновременно (не совпадают по месту регистрации на карте Земли): для вспышек с числом фотонов $Q_a > 10^{23}$ на одном и том же витке спутника в пределах интервала времени менее 1 минуты наблюдалось лишь одно такое совпадение. Скорее всего, события, отбираемые осциллографами с разной длительностью развертки, имеют различную природу и поэтому не совпадают во времени и пространстве.

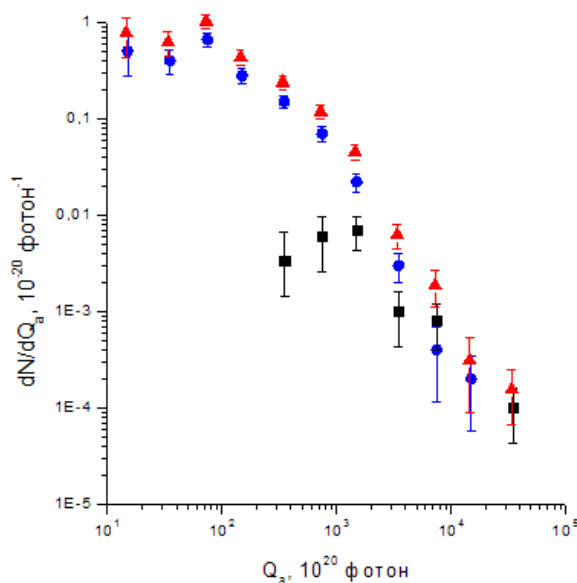


Рисунок 4.3. Распределение событий по числу фотонов Q_a . Круги- вспышки, отобранные и измеренные осциллографом с длительностью развертки 4 мс, квадраты- то же для второго осциллографа с длительностью развертки 64 мс. Треугольники- сумма событий измеренных обоими осциллографами.

На рисунке 4.4 приведено распределение вспышек, отобранных и измеренных обоими осциллографами, на карте Земли. Как видно, события вспышек сосредоточены вблизи экватора (широты от 30° СШ до 30° ЮШ),

что указывает на их возможную генетическую связь с молниями, частота которых максимальна в приэкваториальном районе. Вместе с тем вспышки УФ оказались равномерно распределены между областями суши и океана – что не совпадает с распределением молний, в большинстве случаев наблюдаемых над континентами.

Данные спутника Татьяна-2 полученные при другом условии отбора, позволяющем наблюдать вспышки с большей частотой, дают другой результат, который обсуждается в следующем разделе.

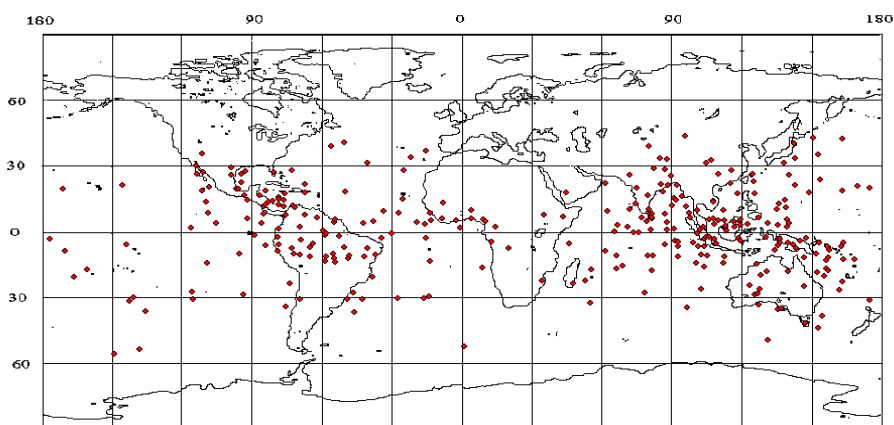


Рисунок 4.4. Распределение вспышек УФ на карте Земли.

4.2. Отбор и измерение вспышек УФ и красного-инфракрасного излучения на спутнике Татьяна – 2

На спутнике Татьяна-2 было продолжено изучение вспышек УФ и их распределения на карте Земли.

Отбор вспышек происходил по данным об УФ излучении по условию: «самая яркая вспышка УФ за минуту» (подробнее см. главу 1), профиль излучения в К-ИК диапазоне измерялся в качестве дополнительной информации о событии вспышки.

На рисунок 4.5 а, б, в, г представлены типичные классы регистрируемых вспышек: 1(а) – короткий импульс длительностью ~1-5 мс, он может сопровождаться подобными импульсами с суммарной амплитудой не более амплитуды основного импульса; 2(б) - событие состоящее из

нескольких коротких импульсов, равноправных по амплитуде; 3 (в, г) – события со сложным временным профилем, с общей длительностью до 128 мс.

Таблица 4.3. Количество событий разных классов.

Класс	1	2	3	4	Всего
Число событий	878	646	558	334	2416

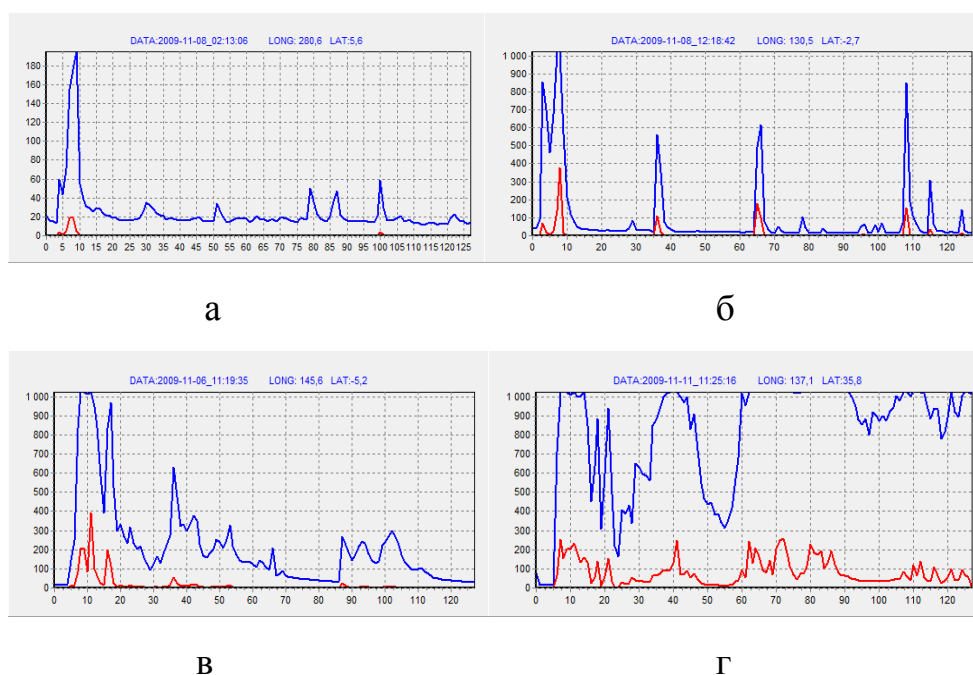


Рисунок 4.5 а,б,в,г. Примеры зарегистрированных событий. По оси Y отложено значение кода N , по оси X – время в мс.

Всего за время активной работы спутник Татьяна – 2 совершил 797 оборотов вокруг Земли и провел 320 часов на ее «ночной» стороне. За это время было зарегистрировано 2416 вспышек с дополнительным по отношению к электронному триггеру (при отборе событий off-line) достаточно большим значением амплитуды сигнала: амплитуда сигнала за 1 мс должна была быть более $N=80$ (в кодах АЦП) по сравнению со средним уровнем сигнала $N=16$. Частота отобранных событий составила 0,13 событий за минуту или (с учетом площади атмосферы в поле зрения детектора УФ)

порядка $10^{-4} \text{ км}^{-2} \text{ час}^{-1}$. Вместе с тем распределение вспышек по виткам спутника за одни сутки показывает крайне неравномерное распределение вспышек по виткам.

На рисунке 4.6 приведено распределение вспышек за одни сутки работы детектора (10 ноября 2009 года). Зеленые точки - места ежеминутного съема информации от детектора, а красные точки - места регистрации вспышек. Видно, что в большинстве витков (9 из 14) зарегистрировано не более двух вспышек. В то же время на каждом из остальных пяти витков число зарегистрированных вспышек больше 6.

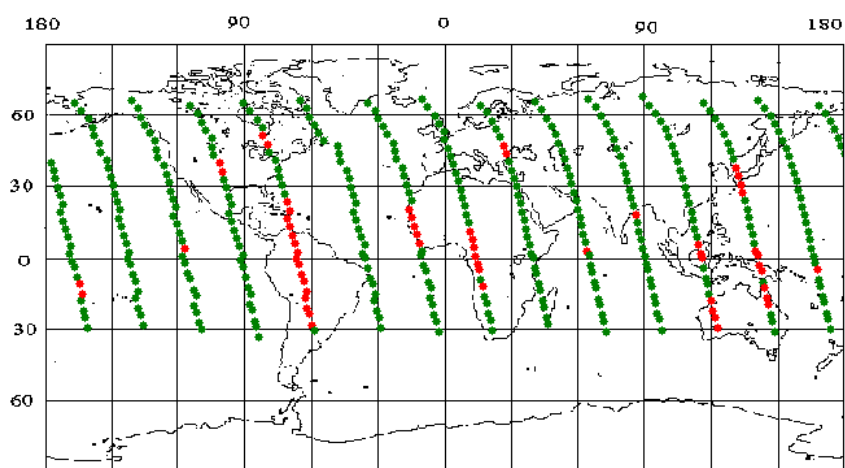


Рисунок 4.6. Витки спутника за 10 ноября 2009 года. Красные точки – зарегистрированные вспышки, зеленые точки – положение спутника в моменты ежеминутного снятия показаний детекторов УФ и К-ИК. На карте приведены только ночные части витков спутника

Таким образом, практически все вспышки за сутки зарегистрированы на этих выделенных витках.

На рисунке 4.7 приведена карта географического распределения вспышек, зарегистрированных за все время работы Татьяна – 2. Видно, что частота вспышек на витках, пересекающих Южную и Центральную Америку, Африку (за исключением пустыни Сахара) и Индию-Индонезию-Австралию значительно превышает частоту вспышек над океаном. Над

сушей зарегистрировано $\sim 65\%$ всех отобранных вспышек. Принимая во внимание, тот факт, что спутник провёл над сушей $\sim 60\%$ от общего рабочего времени, оказывается, что частота наблюдения вспышек над морем примерно в 4 раза ниже, чем над сушей.

Большая часть зарегистрированных вспышек находится между 30° ЮШ и 30° СШ.

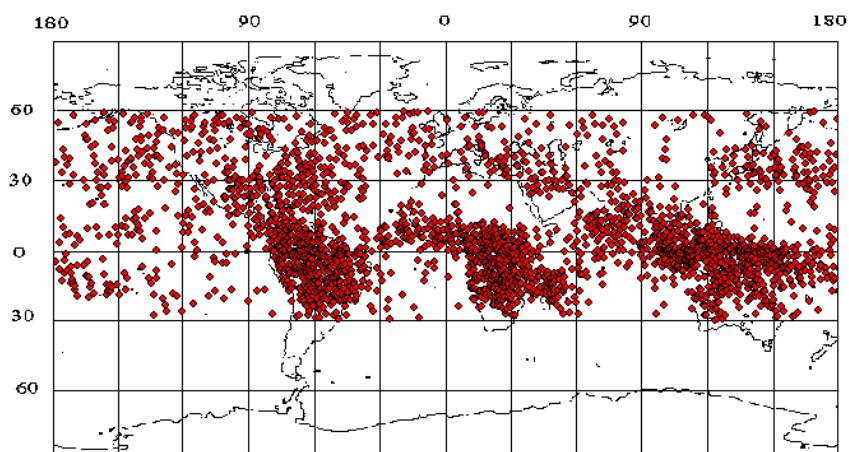


Рисунок 4.7. Географическое распределение всех отобранных вспышек по данным спутника Татьяна – 2.

Это распределение значительно отличается от географического распределения событий, полученного по данным Татьяны – 1. Над континентами вспышки встречаются значительно чаще, чем над океанами. Если поставить условием отбора событий условие, которое было принято на первом спутнике Татьяна – 1 (самое яркое событие за виток), то большая часть события $\sim 55\%$ оказывается над океанами (по данным Татьяны – 1 – 60% событий наблюдаются над океанами). Таким образом, результаты обоих экспериментов хорошо согласуются между собой.

Полное число фотонов Q_a за время измерения 128 мс измеряется как сумма сигналов за каждую мс, по той же методике что и на спутнике Татьяна – 1.

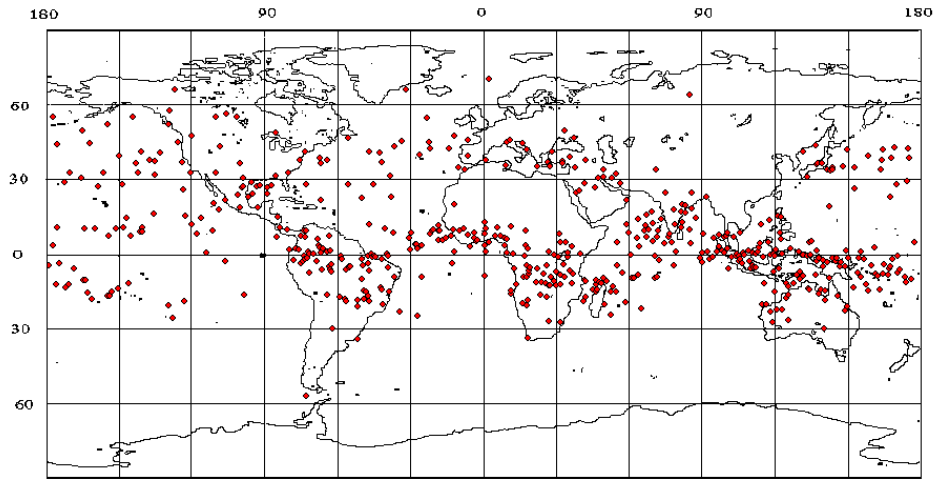


Рисунок 4.8. Географическое распределение вспышек по данным Татьяна – 2 при условии отбора событий «самое яркое за виток».

На рисунке 4.9 представлено распределение вспышек по числу фотонов Q_a выделенных в УФ (и параллельно в К-ИК излучение) в атмосфере в дифференциальном и интегральном виде.

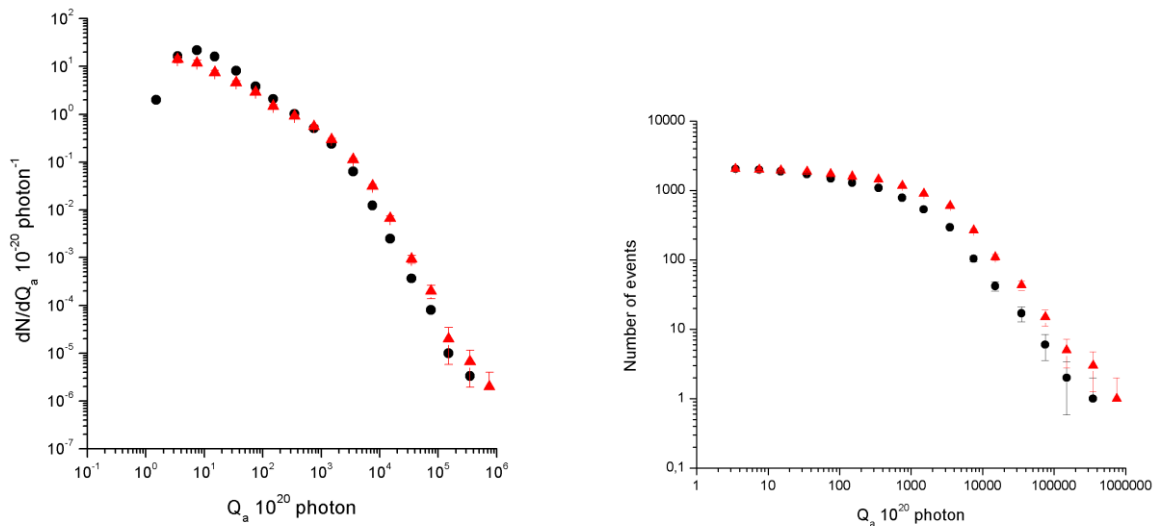


Рисунок 4.9. Распределение вспышек по числу фотонов. Левый рисунок – дифференциальное распределение. Правый рисунок – интегральное распределение. Кружки – измерение УФ излучения, треугольники – измерение К-ИК излучения.

Как видно, вспышки измерены в широком диапазоне значений чисел

фотонов (6 порядков) что значительно превышает диапазон измерения сигнала с помощью АЦП (от среднего сигнала $N=16$ до максимального $N=1024$). Эта возможность измерения Q_a в широком диапазоне значений связана с тем, что в каждом событии значение кода АЦП соответствует своему коэффициенту усиления ФЭУ, которое изменяется в широком диапазоне, в соответствии с широким диапазоном изменения средней интенсивности излучения атмосферы, а также благодаря разбросу длительности вспышек от 1 до сотни мс (напомним, что число фотонов Q_a измеряется как сумма фотонов за время 128 мс развёртки осциллографа).

Рассмотрим дифференциальное распределение вспышек по количеству фотонов, выделенных в атмосфере (левый рисунок 4.9). Можно выделить 2 области с различными показателями наклонов спектра : 1. число фотонов $Q_a < 10^{23}$, максимум при $E=5 \cdot 10^{20}$, спад частоты событий с ростом Q_a по степенному закону с показателем $-0,97 \pm 0,04$. Здесь большинство вспышек (80%) представляют собой одиночные короткие импульсы и 2. число фотонов $Q_a > 2 \cdot 10^{23}$. Распределение по числу фотонов в этой области можно описать степенным законом с показателем $-2,2 \pm 0,13$. Вспышки имеют длительность в десятки мс.

Чтобы проверить, как влияют разные факторы измерения на вид распределения по числу фотонов Q_a , полученные данные были разделены по узким диапазонам коэффициента усиления ФЭУ (код M) и по длительности вспышек (классы 1-3, рисунок 4.5). Изменение кода M в основном связано с рассеянным светом луны и поэтому были рассмотрены результаты измерения распределения по Q_a для различных фаз луны. На рисунке 4.10 представлены распределение по коду M событий зарегистрированных при разных фазах луны. Видно, что при повышении освещенности ночного неба код высокого напряжения понижается. Наличие двух пиков на гистограммах при фазах 55-90% связано с зависимостью рассеянного света луны от её высоты над горизонтом (подробнее см. главу 3). Когда луна находится за горизонтом, её отраженный свет не вносит существенный вклад в свечение атмосферы земли

даже при фазах более 50%.

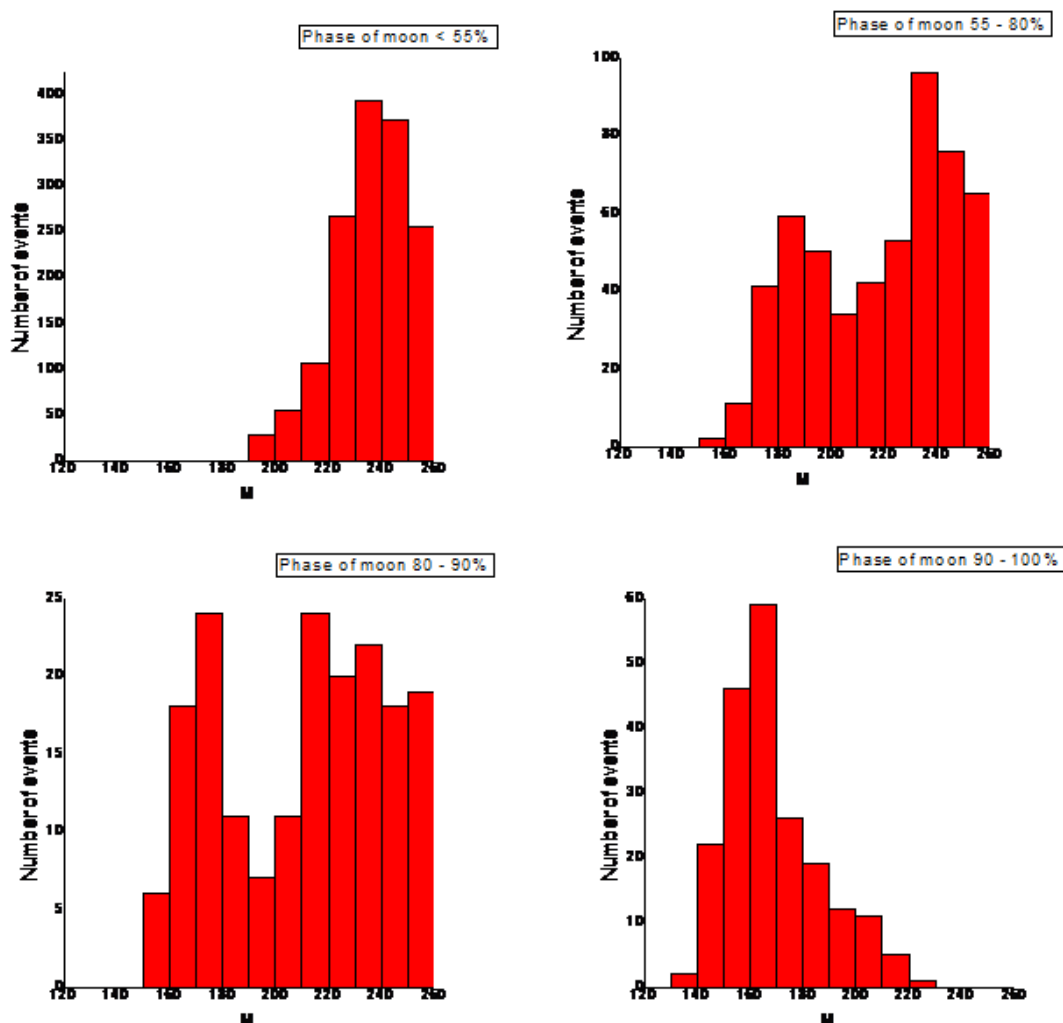


Рисунок 4.10. Распределение кода M для вспышек, регистрируемых при различных фазах луны

Следует отметить, что порог off-line отбора вспышек по числу фотонов $Q_{анор}$ (по коду $N=80$) изменяется при изменении усиления ФЭУ (код M), а значит, зависит от фазы освещенности луны. При самых больших $M=255$ число фотонов $Q_{анор} = 1,9 \cdot 10^{20}$ фотон; при $M=200$ (минимальное значение при фазе луны <55%) $Q_{анор} = 1,5 \cdot 10^{21}$ и при $M=150$ (минимальные значения при фазе луны 80%-100%) $Q_{анор} = 1,8 \cdot 10^{22}$, рисунок 4.11. Это означает, что распределение событий по Q_d при различных фазах луны может иметь разные пороги. Этот эффект виден при сравнении распределения вспышек по числу

фотонов Q_a при разных фазах, рисунок 4.12. Вместе с тем изменение показателя распределения от -1 к -2 наблюдается при $Q_a=2 \cdot 10^{23}$ даже при малых фазах луны (<80%), когда порог выборки событий ($N \geq 80$) на два порядка меньше этого числа фотонов.

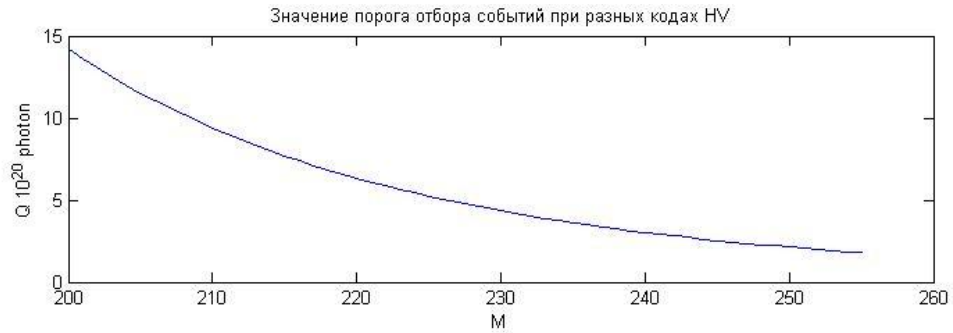


Рисунок 4.11. Значения порога отбора событий в зависимости от кода высокого напряжения ФЭУ.

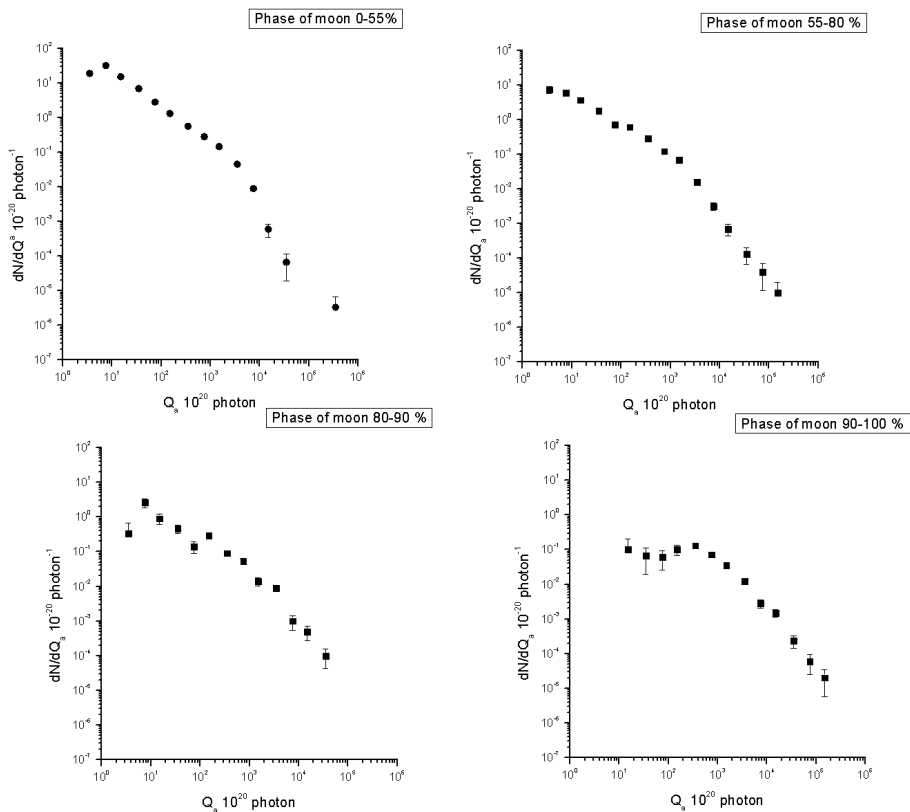


Рисунок 4.12 Распределение вспышек по числу фотонов Q_a для различных фаз луны.

Изменение показателя распределения по Q_a скорее всего связано с изменением временных характеристик вспышек. С ростом Q_a растет доля вспышек с большей длительностью: при $Q_a < 10^{23}$ доля коротких (< 5 мс) вспышек составляет 47 % , а при $Q_a > 10^{23}$ она падает до 7%. Такое же указание было получено по данным спутника Татьяна-1 (рисунок 4.3). Поэтому нам представляется убедительным результат об изменении показателя распределения по Q_a с ростом Q_a в целом по всем данным о вспышках, который скорее всего связано с изменением типа вспышек от коротких (длительность порядка 1 мс, класс 1 , рисунок 4.5) или нескольких коротких импульсов (класс 2) – к более длительным (класс 3, рисунок 4.5).

Еще одним интересным явлением, полученным по данным Татьяны – 2, является различие в географическом распределении на Земле вспышек с различным числом фотонов. На рисунках 4.13 – 4.15 представлены географические карты регистрации вспышек с различной числом фотонов. С ростом Q_a растёт доля вспышек с большей длительностью: при $Q_a < 10^{23}$ доля коротких (< 5 мс) вспышек составляет ~ 47 % , а при $Q_a > 10^{23}$ падает до ~ 7 % (рисунок 4.16).

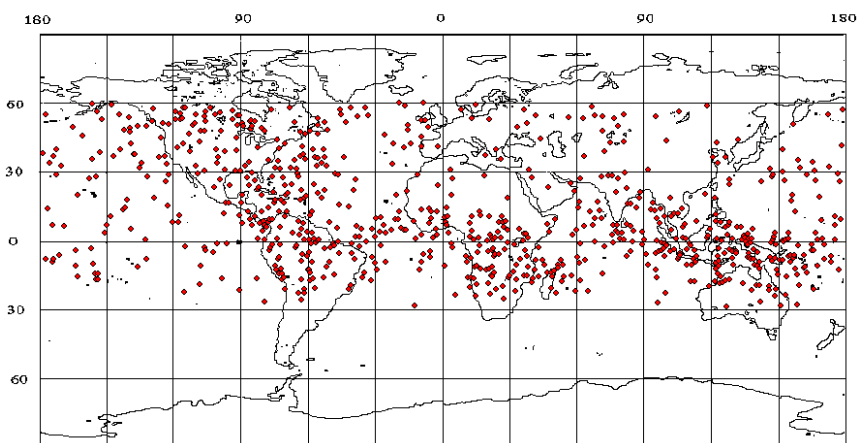


Рисунок 4.13. Карта распределения вспышек с числом фотонов $Q_a < 5 \cdot 10^{21}$.

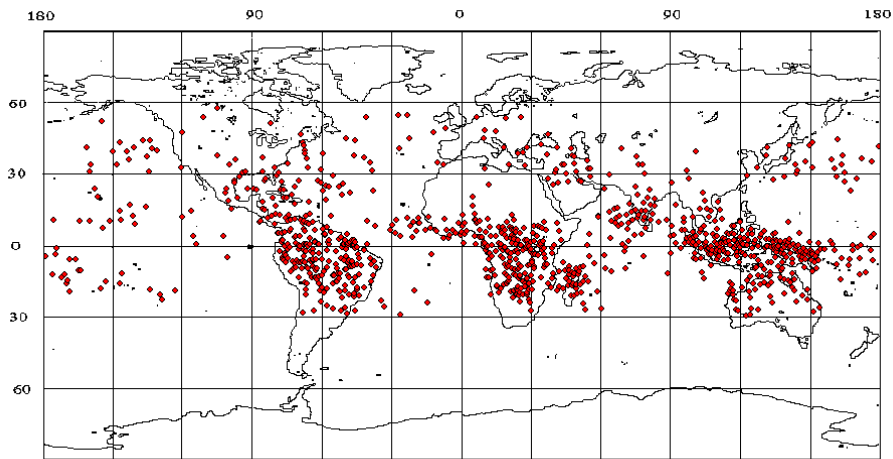


Рисунок 4.14. Карта распределения вспышек с числом фотонов $Q_a = 5 \cdot 10^{21} - 10^{23}$.

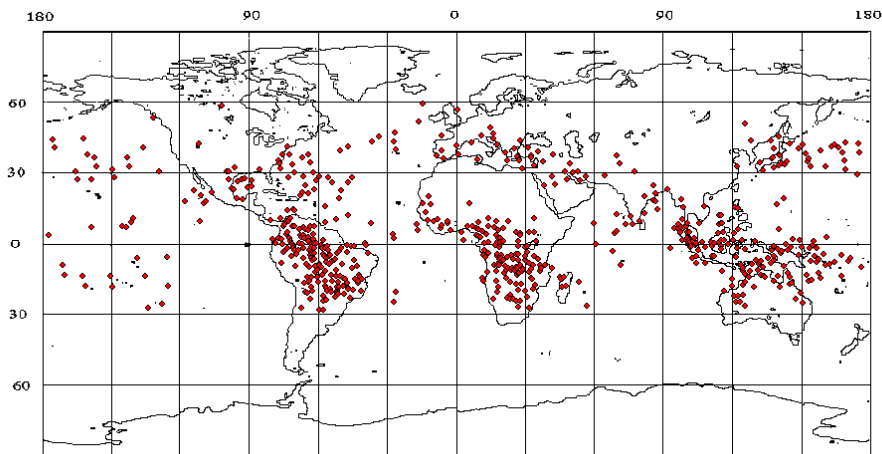


Рисунок 4.15. Карта распределения вспышек с числом фотонов $Q_a > 10^{23}$.

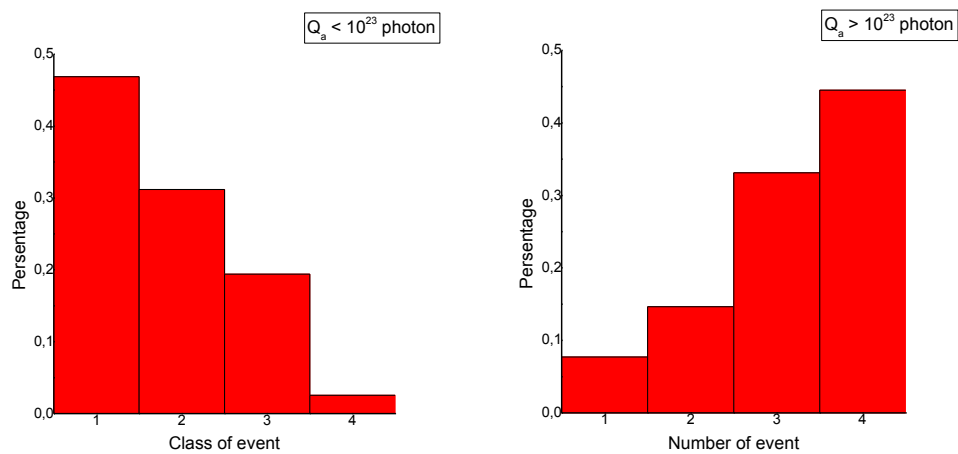


Рисунок 4.16. Доля событий разных классов при различных значениях энергий вспышек.

С увеличением числа фотонов во вспышке большинство вспышек концентрируется к экватору (широты от 30° СШ до 30° ЮШ). В пределах районов Земли, доступных для наблюдения в ночное время, распределение вспышек с самым малым числом фотонов ($Q_a < 5 \cdot 10^{21}$) более равномерно по координатам на Земле. Такое «равномерное» распределение по Земле малых вспышек может быть рассмотрено, как указание на то, что малые вспышки являются фоновым, инструментальным явлением.

Однако, есть несколько аргументов против такого предположения. «Малые» вспышки с $Q_a \sim 10^{20}$ соответствуют числу фотоэлектронов, генерируемых на катоде ФЭУ 30 ф.э., что на порядок выше стандартного отклонения от среднего значения 3-5 ф.э., связанного со свечением атмосферы. Как было показано в главе 2, отобранные вспышки с $N > 80$ не являются статистическими флуктуациями среднего свечения ночной атмосферы. Эти вспышки не являются и инструментальными выбросами значений на аноде ФЭУ, так как сигналы от ФЭУ работающего в УФ диапазоне всегда сопровождаются сигналом от ФЭУ, работающим в красном диапазоне длин волн, хотя сигналы эти отличаются примерно в 10 раз, так что число ф.э. на катоде ФЭУ красного диапазона около 3. Малые вспышки не могут быть и результатом взаимодействия заряженных частиц космических лучей в веществе спутника, когда ливень электронов, генерируемый частицей космических лучей, создает в стеклянных элементах ФЭУ флуоресцентное свечение (или генерирует черенковское излучение), которое затем регистрируется катодом ФЭУ. В этом случае детектор заряженных частиц площадью 350 см² (на три порядка больше площади катода ФЭУ), входящий в состав научной аппаратуры Татьяна – 2, регистрировал бы сигнал одновременно с ФЭУ УФ и К-ИК. Поиск событий с одновременной вспышкой сигнала в детекторе заряженных частиц и детекторах УФ и красного диапазона не обнаружил сигналов в детекторе заряженных частиц, превышающих статистические отклонения от среднего значения. Этот результат важен не только при рассмотрении природы малых

вспышек УФ, но и при рассмотрении природы «больших» вспышек [68].

Существование малых вспышек было замечено и до настоящей работы – неяркие (dim) вспышки УФ в работе [69]. Возможная природа таких малых вспышек также как и больших вспышек $Q_a > 10^{23}$ обсуждается в заключительной части главы 5.

4.2. Серии вспышек

На спутнике «Университетский – Татьяна – 2» стало возможным наблюдать вспышки с частотой регистрации 1 мин^{-1} при принятом условии отбора «самой яркой вспышки за минуту наблюдения». При этом интересным результатом стало наблюдение на отдельных витках спутника, на ночной стороне Земли вспышек ежеминутно в течение 3-15 минут. Событие ежеминутной регистрации вспышек было названо серией. В нашем эксперименте за серию вспышек принято считать 3 и более, следующих ежеминутно друг за другом вспышки (рисунок 4.17).

В состав одной серии входят вспышки с различным видом временного профиля. За время серии вспышек спутник пролетает тысячи км над различными районами Земли: над облаками и без облаков, над районами с грозовой активностью и над спокойными районами.

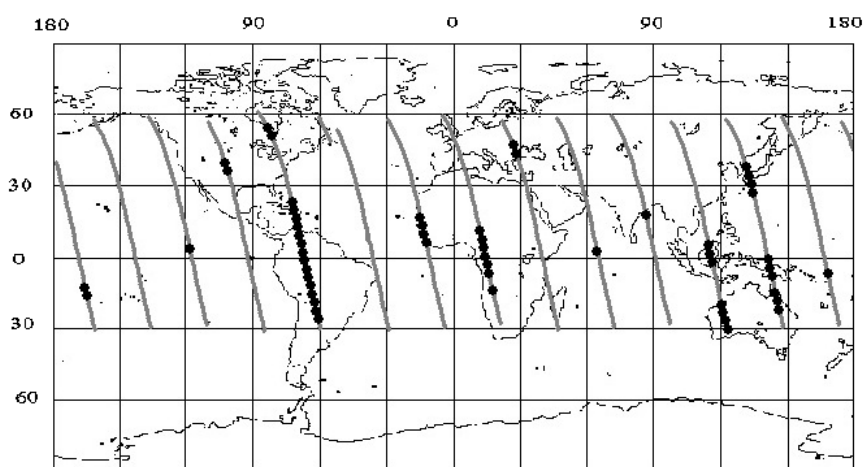


Рисунок 4.17. Пример пролётов «Татьяна - 2» с зарегистрированными сериями вспышек (чёрные точки).

Чтобы понять природу явления вспышек было рассмотрено географическое распределение серий вспышек на Земле - рисунок 4.18. Также как вспышки с большим числом фотонов $Q_a > 5 \cdot 10^{21}$ вспышки в сериях концентрируются в области континентов вблизи экватора. Вспышки вне серий распределены по карте Земли более равномерно, рисунок 4.19.

Распределение вспышек в составе одной серии по числу фотонов повторяет (в пределах статистических ошибок) распределение всех вспышек. Вероятность войти в серию событий растет с числом фотонов Q_a . В таблице 4.4 сравнивается число вспышек с заданными количеством фотонов Q_a , наблюдаемое вне серии (число ежеминутных вспышек $N_s = 1$ или 2) и число вспышек в составе серий (от $N_s = 3$ до максимально длинной зарегистрированной серии с $N_s = 15$). Вероятность войти в серию событий растет с ростом числа фотонов во вспышке.

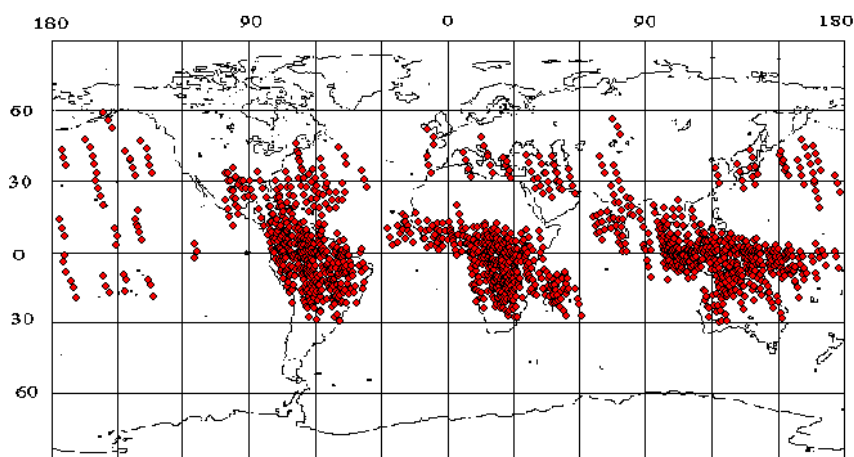


Рисунок 4.18. Географическое распределение серий вспышек.

Таблица 4.4. Распределение вспышек, с разным количеством фотонов по их числу в серии N_s .

$Q_a \setminus N_s$	1	2	3	4	> 5	Всего
$10^{20} - 5 \cdot 10^{21}$	222	124	113	63	239	761
$5 \cdot 10^{21} - 10^{23}$	121	143	177	151	414	1006
$> 10^{23}$	75	121	98	81	275	650

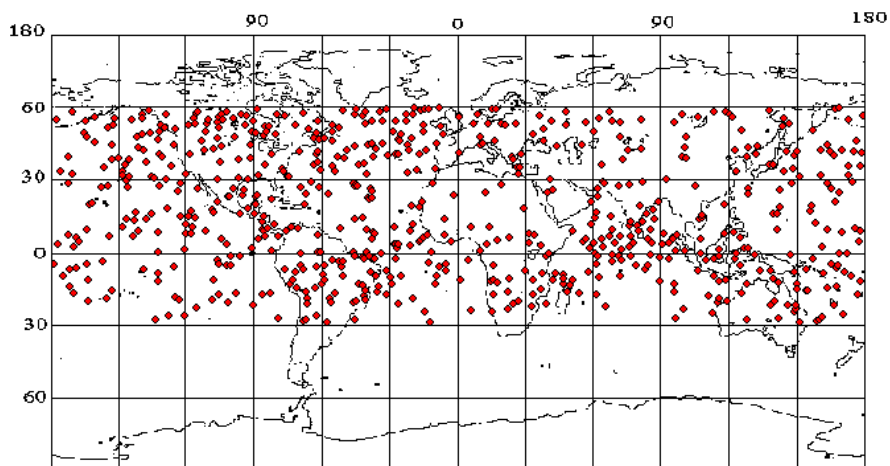


Рисунок 4.19. Географическое распределение вспышек вне серий.

Из таблицы 4.4 видно, что 30% событий с малым числом выделившихся фотонов $Q_a < 5 \cdot 10^{21}$ встречаются вне серий ($N_s=1,2$). Более яркие события чаще наблюдаются в составе серий (80-85%), вне серий встречается 12% вспышек с $Q_a - 5 \cdot 10^{21} - 10^{23}$ и 10% вспышек с $Q_a > 10^{23}$. С ростом яркости вспышки увеличивается доля таких событий в составе длинных серий.

Наблюдение длинных серий вспышек ($N_s > 4$) соответствует частоте более одного события в минуту ($\sim 5 \text{ мин}^{-1}$) или интенсивности событий в поле зрения детектора $\sim 5 \cdot 60 / 4 \cdot 10^4 \text{ км}^2 = 0,007 \text{ км}^{-2} \text{ час}^{-1}$, что превышает ожидаемую частоты вспышек, генетически связанных с молниями. Данные о частоте молний показывают, что на Земле есть районы (центральная Африка, Индонезия, южная Америка), где интенсивность молний достигает таких значений, но не на протяжении тысяч км. В настоящем эксперименте большинство серии вспышек связано именно с этими районами. Неожиданной является регистрация вспышек в той же серии вне этих районов, иногда в безоблачных районах и над океаном. Наблюдение серий вспышек указывает на существование благоприятных условий для электрических разрядов в атмосфере на пространствах, значительно превышающих грозовые образования.

4.3. Отношение числа фотонов в К-ИК диапазоне длин волн к числу фотонов в УФ диапазоне.

Детекторы спутника Татьяна-2 позволили измерять отношение яркости вспышек в УФ и К-ИК диапазонах длин волн. В большинстве событий вспышки наблюдаются одновременно в обоих диапазонах, их временные профили подобны.

Измерение отношения P числа фотонов в УФ и К-К диапазонах длин волн проводилось как для каждого временного интервала 1 мс, так и для чисел фотонов проинтегрированных по всей развертке осциллографа (128 мс) для событий без насыщения сигнала ($N < 1024$ для УФ диапазона, $N > 7$ для К-ИК диапазона). На рисунке 4.20 приведено экспериментальное распределение событий по отношению P как для пикового значения числа фотонов в одной миллисекунде (сплошная гистограмма), так и для всей длительности развертки (штрихованная гистограмма). Среднее отношение P оказалось равно $P_m = 4,5 \pm 0,5$ в миллисекундных интервалах и равно $P = 1,5 \pm 0,2$ – для всей развертки.

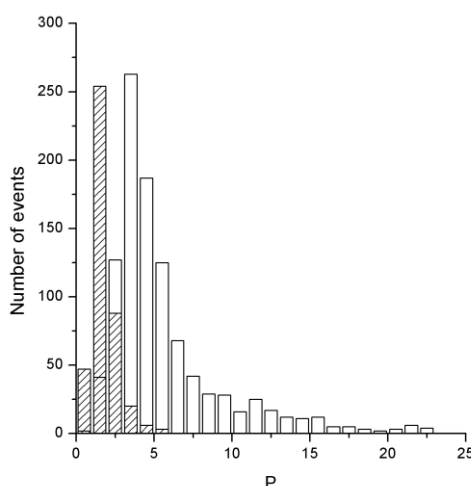


Рисунок 4.20. Распределение вспышек по отношению числа фотонов в красном к числу фотонов в УФ диапазонах длин волн за полное время развертки осциллографа 128 мс (штрихованная гистограмма) и в максимуме профиля сигнала за время 1 мс (сплошная гистограмма).

Отношение P дает важную информацию о природе излучения в наблюдаемых вспышках. В предыдущих измерениях [70] было показано, что в транзиентных атмосферных явлениях (ТАЯ) спектр излучения простирается от УФ, излучаемого возбужденными молекулами азота атмосферы (основные линии на длинах волн 337, 356, 390 нм) до красного – инфракрасного (длины волн 600-800 нм). В модельных расчетах излучения ТАЯ была подтверждена возможность такого излучения [71, 72].

На рисунке 4.21 (нижний рисунок) показан спектр излучения спрайтов (одного из видов ТАЯ), в котором хорошо видны основные области излучения: молекулярного азота (длины волн ближнего УФ 320-400 нм) и красное излучение (в основном молекул кислорода). В отличие от излучения ТАЯ излучение от молний преобладает в длинах волн красного-инфракрасного света, верхний рисунок 4.21- данные [73].

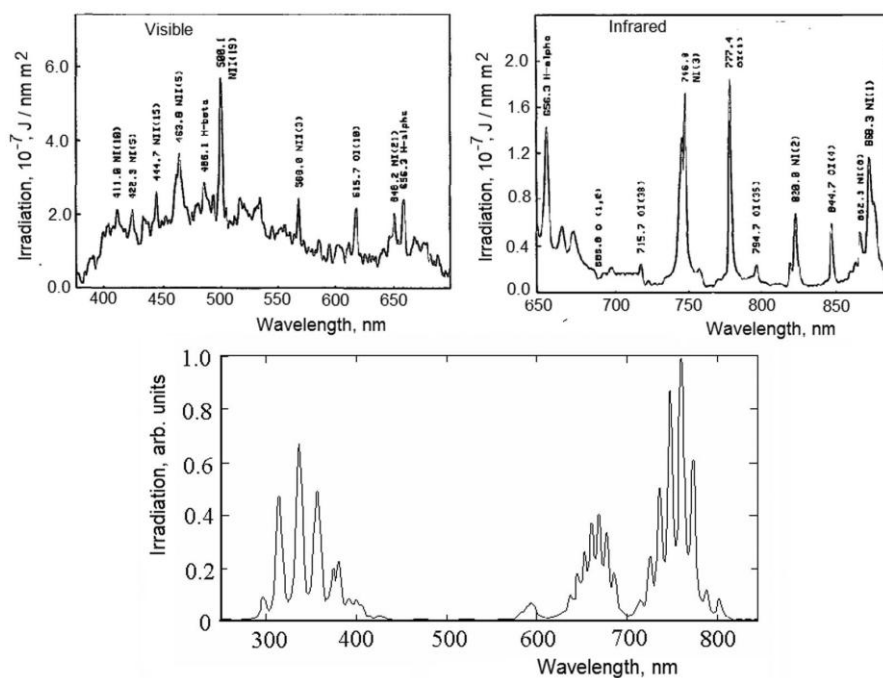


Рисунок 4.21. Сравнение спектров излучения молний (верхний рисунок) и излучения разрядов в верхней атмосфере (нижний рисунок).

Следует отметить, что в канале молнии из-за высокой температуры молекулы азота и кислорода диссоциированы и не излучают в области УФ.

Из рисунка 4.21 хорошо видно, что изучение P отношения может помочь различить события молний, в которых $P \gg 5$, от событий ТАЯ, в которых $P < 5$. В опытах, предназначенных для изучения молний, например с помощью орбитального детектора LIS [74] для выделения молний среди других излучающих объектов применялся детектор, работающий на одной линии длиной 777 нм, соответствующей излучению атомарного кислорода.

В настоящей работе измеренное отношение $P \sim 1-5$ близко к отношению, ожидаемому в событиях ТАЯ. Наш эксперимент был выполнен с целью изучения ТАЯ по излучению УФ от возбужденных линий молекул азота и поэтому отбор событий происходил по УФ излучению в диапазоне длин волн 300-400 нм, содержащем основные линии излучения молекулярного азота.

Измерение отношения P интересно также и тем, что для источника излучения в верхней атмосфере (в нашем случае это электрический разряд, наблюдаемый как транзитное явление) можно по экспериментальному значению P оценить высоту, на которой происходит излучение.

Используя расчеты, выполненные в работах Мареева и Клименко (см результат этого расчета [68]) оказалось возможным установить, что экспериментальное отношение интенсивностей вспышек в К-ИК и УФ диапазонах соответствует расчетному для электрических разрядов на высотах 50-60 км.

Ожидаемое значение отношения P числа фотонов в К-ИК диапазоне к числу фотонов в УФ диапазоне для атмосферных электрических разрядов было рассчитано как сумма первой $1PN_2$ и второй $2PN_2$, положительных систем молекулярного азота по формуле:

$$P = \frac{Q_{aIR}}{Q_{aUV}} \sim \frac{I_{1PN_2}}{I_{2PN_2}} \approx \frac{q_{1PN_2}^*}{q_{2PN_2}^*} \cdot \frac{1 + (v_d \tau_r)_{2PN_2}}{1 + (v_d \tau_r)_{1PN_2}} \quad (4.1)$$

Здесь q^* - скорость соответствующих переходов, зависящая от сечения

возбуждения и функции распределения электронов по энергиям. Характерное значение отношение скоростей переходов выше порога пробоя ($E/N \sim 100$ Td) - $q_{1PN_2}^* / q_{2PN_2}^* \sim 10$. Времена жизни возбуждённых состояний $\tau_r(1PN_2) \approx 8 \cdot 10^{-6}$ с и $\tau_r(2PN_2) \approx 9 \cdot 10^{-8}$ с. ν_d - частота дезактивирующих столкновений, при которых энергия возбуждения теряется без излучения, $\nu_d = \sigma \cdot V_T \cdot n_m(H)$ (σ - сечение дезактивации принято равным газокинетическому $\sim 10^{-15}$ см²). $V_T(z) = (4/3) \cdot [8kT(z)/\pi m]^{1/2}$ - скорость относительного теплового движения молекул, где $m = 30$ а.е. - масса молекул, $T(z)$ линейно уменьшается с высотой от 273°K на высоте 50 км до 173°K на высоте 80 км. Предполагается также, что плотность молекул азота меняется с высотой как $n_m(z) = 1.8 \cdot 10^{15} \cdot \exp[-(z-70)/H_0]$, где $H_0 = 7$ км - высота экспоненциальной атмосферы [75]. На рисунке 4.22 приведен результат расчета отношения P .

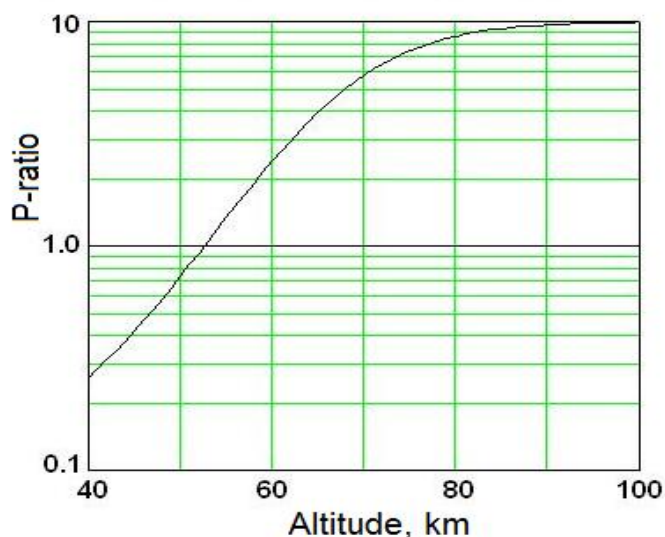


Рисунок 4.22. Результат расчета отношения P для излучения молекул азота, возбужденных на различных высотах в атмосфере.

Полученный результат согласуется с расчетами спектрального состава излучения разряда в верхней атмосфере на высотах 50-60 км [71]. С этой точки зрения близкая к максимуму распределения область с $P \approx 2 \div 6$ должна соответствовать наблюдаемым с поверхности Земли разрядам типа «спрайтов» (высоты 60-70 км). «Хвост» распределения с $P > 8$, возможно содержит свет от молний, рассеянный в облаках.

Область малых значений $P < 1$ скорее всего связана со стримерной частью ТАЯ на высотах менее 50 км. Отношение $P < 2$ было найдено доминирующим во вспышках вне серий. На рисунке 4.23 распределение отношений P во вспышках вне серий сравнивается с подобным распределением в вспышках, наблюдаемых в сериях.

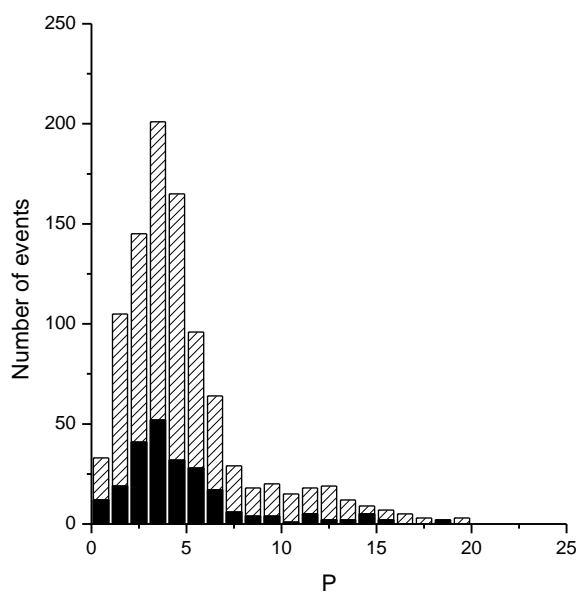


Рисунок 4.23. Сравнение распределения по отношению P в максимуме вспышки вне серий (сплошная гистограмма) с распределением во вспышках, принадлежащих к сериям (штрихованная гистограмма).

4.4. Корреляция вспышек с облачностью, наблюдение вспышек в безоблачных районах

В моделях развития атмосферных электрических разрядов, ответственных за наблюдаемые транзиентные атмосферные явления ТАЯ (в нашем случае за вспышки излучения в УФ и красной области длин волн) считается, что инициатором подобных разрядов являются молниевые разряды между облаками или между облаками и поверхностью Земли. В ряде экспериментов с видео камерами непосредственно наблюдались вспышки от молнии, как предшественника ТАЯ. В пользу этого предположения говорит также общая картина распределения ТАЯ, которые концентрируются в

экваториальном районе Земли над континентами там же, где сосредоточены грозовые образования с молниями. На рисунке 4.24 представлено распределение молний по данным эксперимента LIS [76] в ноябре 2009, которое можно сравнить с картой Земли с нанесенными на ней точками наблюдения ТАЯ в настоящем эксперименте (рисунок 4.13-4.15).

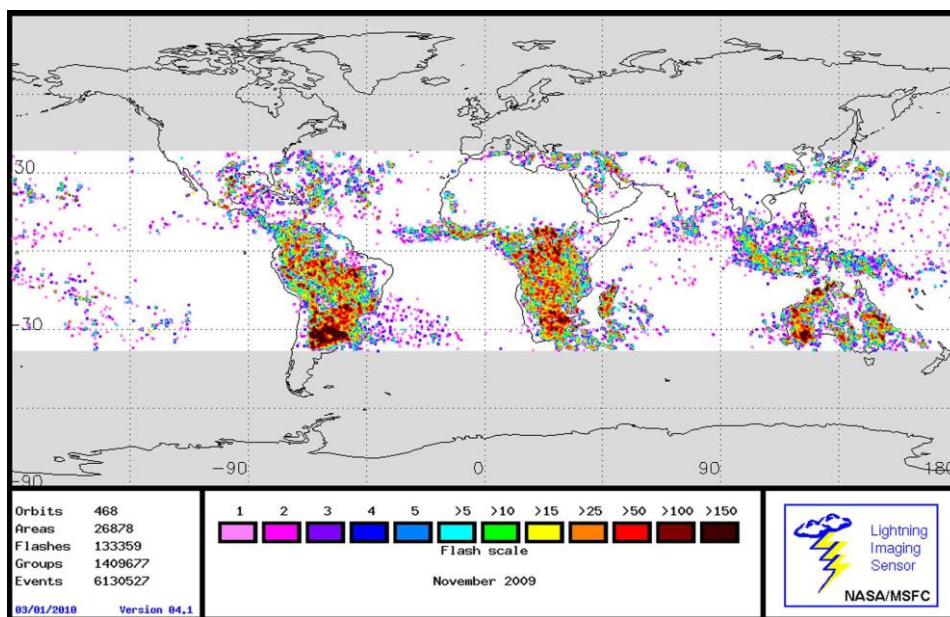


Рисунок 4.24. Карта распределения молний по данным LIS.

Для сравнение частоты появления молний и ТАЯ по отдельным районам Земли данные о транзидентах были представлены как частота появления событий в различных географических районах на км² в час (рисунок 4.25).

Максимальная частота ТАЯ $(50-70) \cdot 10^{-5}$ соб. км⁻² час⁻¹ наблюдается вблизи экватора над Южной Америкой, Африкой и Индонезией. В этих районах частота ТАЯ достаточна, чтобы происходили ежеминутные срабатывания детектора УФ спутника Татьяны-2 и наблюдались короткие серии ТАЯ по 3-4 события (см. выше оценку частоты ТАЯ, создающих серии). Вместе с тем трудно объяснить появление длинных серий из 5 и более событий, так как спутник за 5 и более минут уходит из зоны с высокой частотой предполагаемых инициаторов ТАЯ – молний. На рисунке 4.25

показаны примеры наблюдения серий событий, когда спутник выходит из зоны грозовых образований, а детектор УФ продолжает регистрировать вспышки.

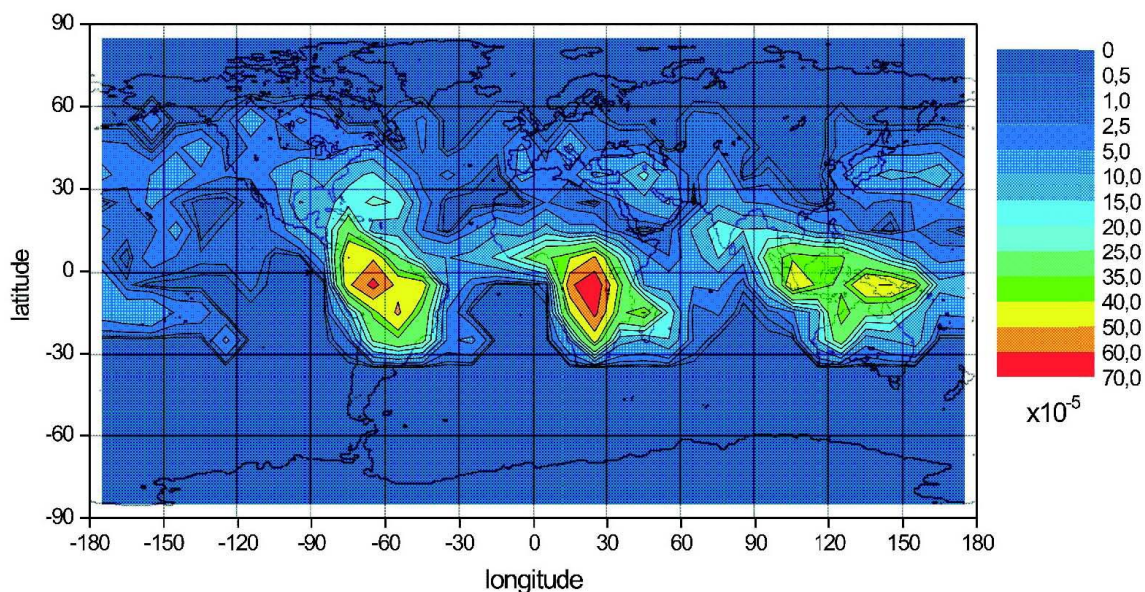


Рисунок 4.25. Частота событий ТАЯ в различных районах Земли (частота в единицах $10^{-5} \text{ км}^{-2} \text{ час}^{-1}$ обозначена цветом, шкала справа от рисунка)

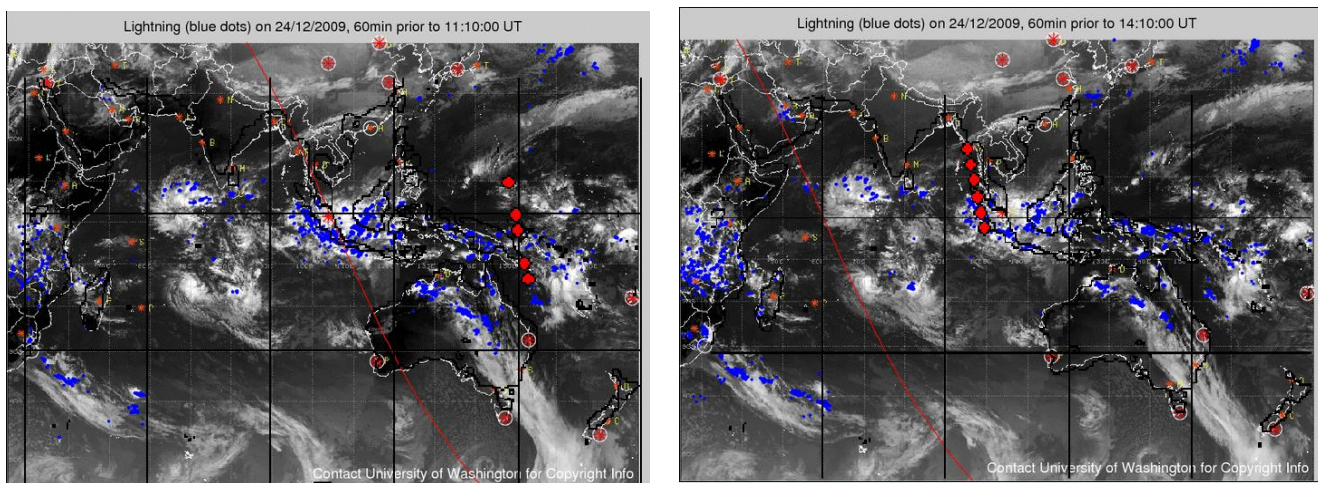


Рисунок 4.25. Пример регистрации вспышек в безоблачном районе, вне грозового образования.

На рисунке 4.25 вспышки, зарегистрированные детектором УФ на спутнике Татьяна-2 (красные кружки) нанесены на карту молний,

зарегистрированных в период пролета спутника в этом районе Земли (синие точки, по данным мировой сети регистрации молний WWLN [77]) и карту облачного покрова (белые области, по данным съемки облачности в инфракрасном диапазоне длин волн проводимые с частотой один снимок за 3 часа [78]). Все молнии, зарегистрированные наземными станциями, находятся в области занятой облаками. Видно, что ТАЯ в приведенных сериях наблюдаются не только над облаками, но и в безоблачных районах, где нет молний.

По данным детектора УФ за ноябрь 2009 г был проведен анализ частоты появления вспышек УФ в безоблачных и облачных районах. Границы облачности определялись по снимкам облачности в инфракрасном диапазоне, по тем же данным [78], что были приведены на рисунке 4.25.

Оказалось, что при примерно равном времени пролета над облачными и безоблачными районами соотношение числа вспышек в безоблачных районах (25%) и в облачных районах (75%) значительно превышает наблюдаемое соотношение молний (1:10).

В литературе принято считать, что причина возникновения электрических разрядов связана с грозовой активностью [79]. Однако, наличие событий в безоблачных районах, говорит либо о другой природе данных событий, либо о более сложном механизме передачи энергии от разряда молнии верхним слоям атмосферы с её последующим выделением вне грозовой области.

4.5. Обсуждение результатов по наблюдению вспышек

Исторически первыми наблюдениями вспышек в атмосфере были наблюдения молний. Характерным признаком молниевых разрядов является его локальность – шнур молнии всегда имеет малый поперечный размер, хотя длина его может достигать нескольких км [80].

Другим типом атмосферных разрядов являются транзиентные световые

явления (в английской транскрипции TLE) – светящиеся разряды над грозовыми облаками. Характерным для большинства разрядов является кратковременность вспышек – длительность порядка 1 – 100 миллисекунд [81]. Окраска вспышек и их форма зависит от высоты, на которой они происходят. Эти разряды имеют большие пространственные размеры, тем не менее, их длительность невелика, что при столь больших размерах разрядов указывает на высокую скорость распространения в пространстве (близкую к скорости света). Они наблюдаются с помощью видео камер, расположенных на Земле и на самолётах более 20 лет, но изучение таких вспышечных явлений со спутников началось сравнительно недавно, в связи с развитием современной оптической техники (6 лет).

Общепринятого механизма, описывающего развитие всех высокоатмосферных разрядов нет. Трудностью объяснения разрядов по классической теории газового разряда является требование электрических полей больших напряжённостей, которые в реальных грозовых районах не наблюдаются. Есть альтернативная теория, которая развивается в работах А.В. Гуревича [82], основанная на лавине убегающих релятивистских электронов. Однако, для реализации этого механизма необходимо выполнение ряда условий: 1) напряженность электрического поля должна превышать некоторое критическое значение в областях большой протяжённости (50 кВ/м на высоте 10 км с размером области, где происходит ускорение, значительно больше длины экспоненциального роста лавины) и 2) в этой области должны присутствовать «затравочные» электроны. Последние могут быть космического происхождения (результат ионизации атмосферы космическими лучами, проникающими на высоты 10-20 км). Существуют экспериментальные данные указывающие на увеличение интенсивности вторичных частиц космического излучения в грозовой области [83,84]

Наиболее общепринятой в настоящее время гипотезой возникновения ТАЯ является теория связанная с молниевыми разрядами типа облако-земля, под действием электромагнитного импульса которых, происходит разогрев

электронов в атмосфере земли. Электрическое поле управляет соударениями электронов с молекулярным азотом и молекулярным кислородом, индуцируя возбуждение и ионизацию, в результате чего и возникает излучение [85-87].

Интерпретация данных настоящей работы об атмосферных вспышках базируется в первую очередь на экспериментальных данных, полученных на спутниках Татьяна-1 и 2. На этих спутниках в надир наблюдались временные профили вспышек в УФ области. Эти данные сопоставлялись с данными, полученными в предыдущих работах с использованием целого спектра приборов, в том числе и видео камер, наблюдавших развитие вспышки в атмосфере по вертикали. Сочетание данных настоящей работы о глобальном распределении событий, об их временном профиле, об отношении P числа фотонов в красно – инфракрасном диапазоне длин волн к числу фотонов в УФ диапазоне с данными видео камер и спектрометров в предыдущих работах, позволяет получить новые сведения о ТАЯ.

Сравнивая временной профиль и количество фотонов, излучаемых в атмосфере, можно разделить наблюдаемые в настоящей работе события на несколько типов.

1. События типа «эльфов» в виде коротких импульсов и (< 5 мс) и небольшим энерговыделением.
2. События типа спрайтов со сложным временным профилем (длительностью вспышки в десятки мс) и большим энерговыделением во вспышке (число фотонов УФ $Q_a > 10^{23}$ или $E_{уф} > 100$ кДж).
3. Вспышки с малым числом фотонов (число фотонов УФ $Q_a < 5 \cdot 10^{21}$), которые не коррелируют с молниями вблизи вспышки.

Рассмотрим данные об этих типах событий более подробно. На рисунке 4.26 приведены визуальные образы событий ТАЯ, как они представляются по комплексу данных предыдущих работ, обзор [88].

В этих работах вспышки различаются формой распределения свечения в атмосфере, спектром излучаемого света, длительностью и

энерговыделением.

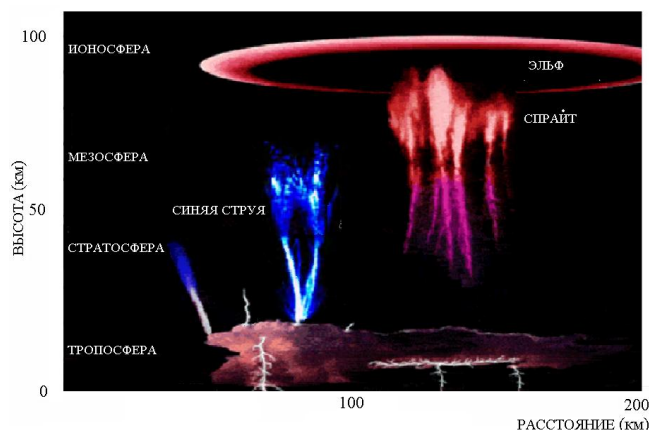


Рисунок 4.26. Образы вспышек различного типа, зарегистрированных с помощью видеокамер.

Elves. Представляет собой светящийся «плоский» диск в верхних слоях атмосферы (в ионосфере) на высотах 90-100 км [89]. Это очень короткая вспышка порядка 1 мс, с огромными пространственными размерами до 300 км в диаметре. Свечение вспышек такого типа происходит как в УФ, так и в оптической области и ближней инфракрасной (ИК). Первый Elves наблюдался в 1992 году при просмотре записи видеокамеры, работавшей на борту Space Shuttle [90].

Наиболее широкий спектр приборов, регистрирующих характеристики электромагнитного излучения, (в области длин волн от УФ до ИК излучения) используется в комплексе ISUAL на спутнике FORMOSAT – 2. На рисунке 4.27 представлены данные ISUAL о событии типа эльф. В верхней части рисунка представлен видео кадр события, на котором видно кольцо эльфа и под ним рассеянный свет от молнии - предшественницы эльфа. В нижней части рисунка представлены временные профили сигнала в разных диапазонах длин волн, полученные с помощью полосового спектрометра. Длины волн для отдельных полос показаны слева от оси ординат. По оси абсцисс отложено время регистрации импульсов. Следует отметить, что разница во времени между появлением импульсов в различных полосах длин

волн практически не видна в масштабе времени (мс) измеряющего прибора.

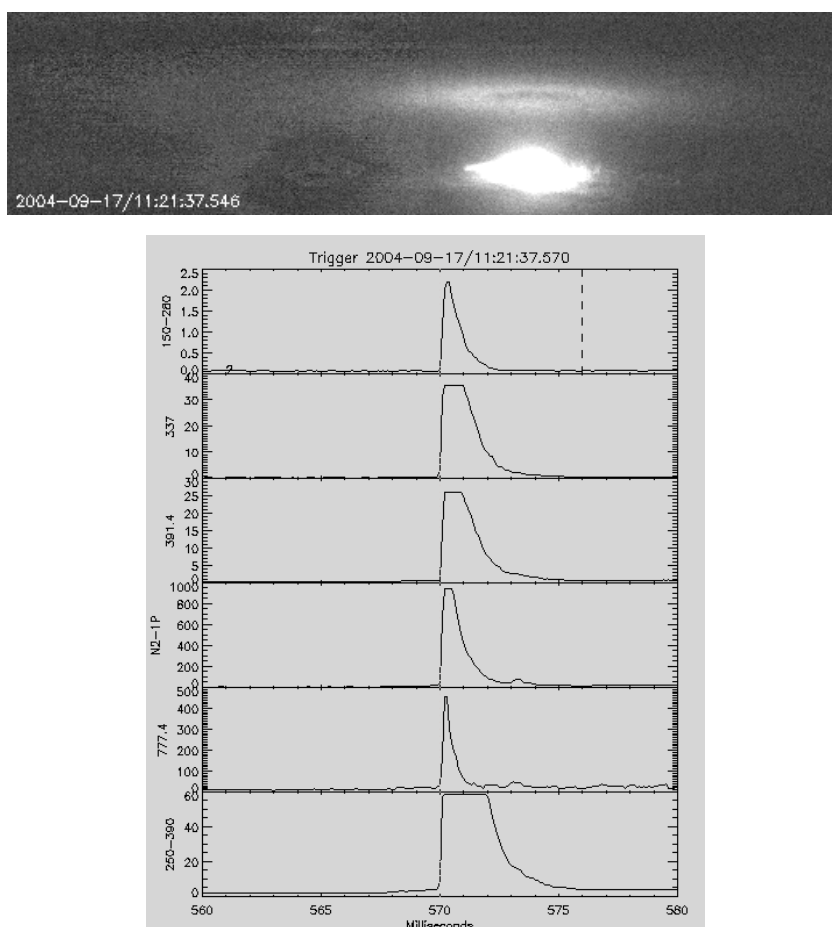


Рисунок 4.27. Данные комплекса приборов ISUAL о событии типа эльф.

Sprites. Развивается на высоте около 45-50 км и способен достигать высот 90-100 км. Представляет собой один или несколько светящихся красно-голубых столбов, которые ближе к ионосфере становятся более красными. Изменение цвета обусловлено понижением плотности атмосферы с ростом высоты. В случае наблюдения одного ствола спрайта количество электричества, запасенное в облаках, сравнительно мало и разряд заканчивается, когда количество электричества полностью расходуется в одном стволе. Наблюдение множественных стволов [91] скорее всего свидетельствует о том, что запасенное количество электричества велико и значение электрического поля сохраняется выше "пробойного" и после полного развития первого "ствола" (рисунок 4.28).

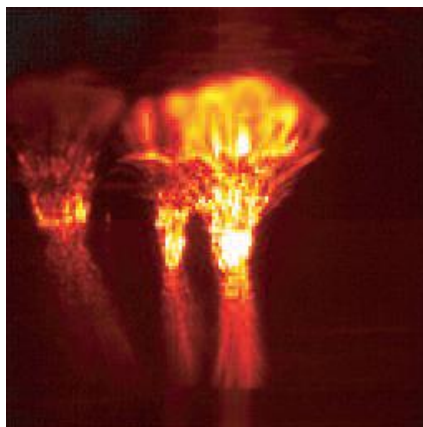


Рисунок 4.28. Пример развития нескольких стволов в событиях спрайт.

На рисунке 4.29 представлены события типа спрайт, зарегистрированные комплексом ISUAL [92]. В верхней части рисунка первое и последнее события – примеры регистрации одновременно молнии и спрайта, промежуточные события – вспышки молнии. Последние выглядят как светящиеся «шары», так как молния происходит под облаком, рассеивающим свет молнии.

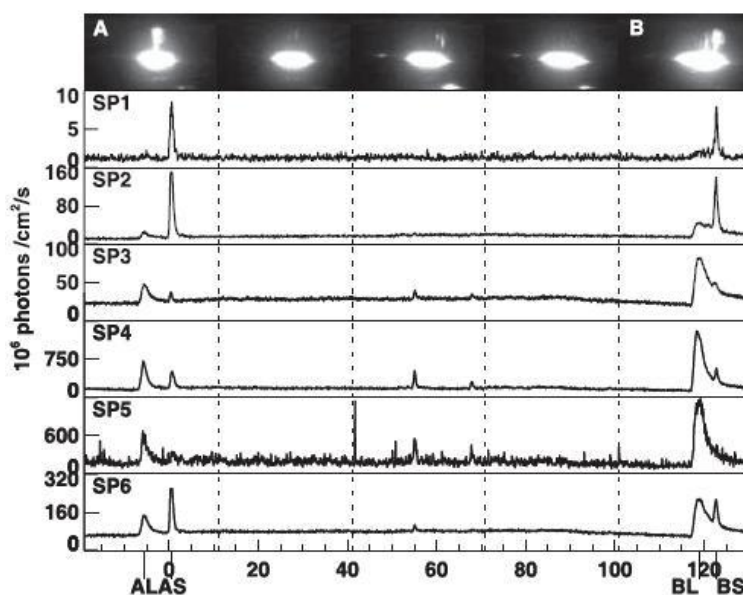


Рисунок 4.29. Данные ISUAL о событии типа спрайт.

Спрайт поднимается над облаком, достигает высот ионосферы и его излучение непосредственно попадает в детектор. В нижней части рисунка ,

где представлены временные профили сигнала в разных полосах спектра хорошо видна разница во времени между молнией и появлением спрайта (около 10 мс) и разница в спектре их излучения: излучение спрайта обогащено в УФ диапазоне (*SP2*) по сравнению с видимым светом (*SP5*).

Blue Jets. Представляют собой одиночные голубые струи с небольшим диаметром свечения, образующиеся на высотах около 10 – 12 км. Голубое свечение и малый диаметр "струи" в этом разряде связаны со сравнительно большой плотностью атмосферы на малых высотах в атмосфере, где красное свечение подавлено. Наблюдаются, в основном, с земли, так как этот разряд не доходит до верхней атмосферы (ионосферы). Выглядит как одиночный голубой столб с небольшим диаметром свечения.

Gigantic Blue Jet. В высоту достигает ионосферы. Крайне редки и наблюдаются только в приэкваториальных районах, поэтому плохо изучены. Возможно, их роль велика среди событий ТАЯ, наблюдаемых с орбиты спутника.

Интерпретация событий ТАЯ, наблюдаемых в настоящем эксперименте основывается на сопоставлении этих данных с данными предыдущих работ, выполненных с видео камерами и спектрометрами. В предыдущих работах события ТАЯ (TLE в английской литературе) наблюдались как достаточно яркие события, с сигналом по числу фотонов в атмосфере порядка $Q_a > 10^{22-23}$ (энергия, выделенная в излучение в атмосфере более 10 кДж). В настоящем эксперименте были выбраны и изучались не только такие события (типа TLE), но и менее яркие вспышки с числом фотонов от $Q_a = 10^{20}$ до $Q_a = 10^{22}$, которые не привлекали внимание в предыдущих работах. Оказалось, что эти события с малым числом фотонов отличаются от событий TLE своим распределением по энергии (показатель степенного закона дифференциального распределения -1, в то время как у событий с числом фотонов $Q_a > 10^{23}$ показатель -2). Большинство событий с малым числом фотонов имеют длительность около 1 мс, и появляются как «одиночные» события, в отличие от «серий» событий с большим числом фотонов.

Сравнение карты распределения событий с большим числом фотонов и карт распределения событий типа эльф, спрайт и гало спрайта показало одинаковую тенденцию концентрации событий в районе экватора (от 30°СШ до 30°ЮШ) над континентами. Подобное распределение имеют и молнии, что позволяет предположить, что события TLE генетически связаны с молниями. Несмотря на то, что в настоящем эксперименте нет прямых сведений о большой высоте вспышек, которые прямо показывали бы их резкое отличие от молний, косвенные сведения из наблюдаемого соотношения красного и УФ диапазонов длин волн позволяют утверждать, что эти вспышки происходят на высотах порядка 50-80 км - таких же, как у событий TLE.

На рисунке 4.30 представлены географические карты событий TLE (спрайты, эльфы, гало) полученные в эксперименте ISUAL [93]. Эти карты следует сравнить с картами событий ТАЯ с большим числом фотонов, полученные в настоящем эксперименте (рисунки 4.13 – 4.16). Очевидны общие черты этих карт: концентрация событий в экваториальном районе над континентами.

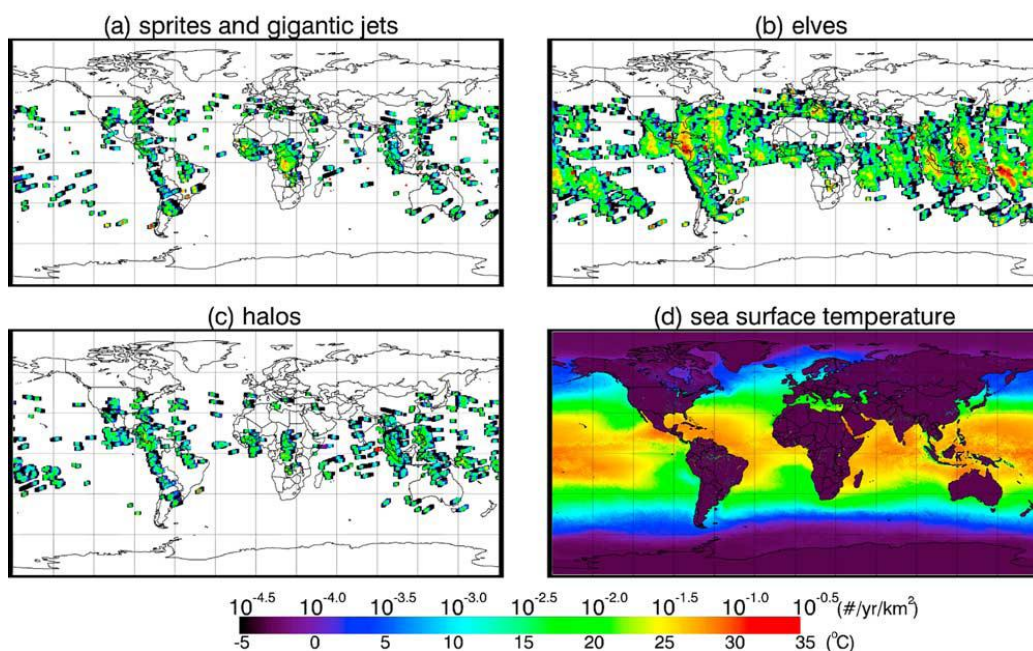


Рисунок 4.30. Карта событий TLE, полученная с помощью комплекса ISUAL.

Оценка частоты событий типа TLE ($Q_a > 10^{23}$) в настоящем эксперименте в экваториальном районе над континентами совпадает по порядку величины с суммарной частотой событий TLE (эльфов и спрайтов) в эксперименте ISUAL и составляет $4-7 \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-2} \text{ час}^{-1}$. Эта частота TLE на порядок меньше частоты молний в тех же районах, что находит объяснение в модельных расчетах образования TLE молниями.

Интересным также является совпадение в обоих экспериментах мест появления TLE над океаном в специальных районах (в Атлантическом океане и Тихом океане вблизи Северной Америки и вблизи Японии, рисунок 4.30 и 4.13, 4.14). В этих районах частота TLE на порядок меньше, чем над континентами, но оказывается сравнима с частотой молний. По-видимому, в этих районах океана, молнии имеют специальные характеристики, увеличивающие процент появления событий TLE.

События типа эльф получили достаточно полное объяснение при рассмотрении «разогрева» электронов ионосферы электрическим импульсом, приходящим к ионосфере после разряда молнии (облако-земля, земля – облако) [94-97]. На рисунке 4.31 представлены результаты моделирования разряда типа эльф [96].

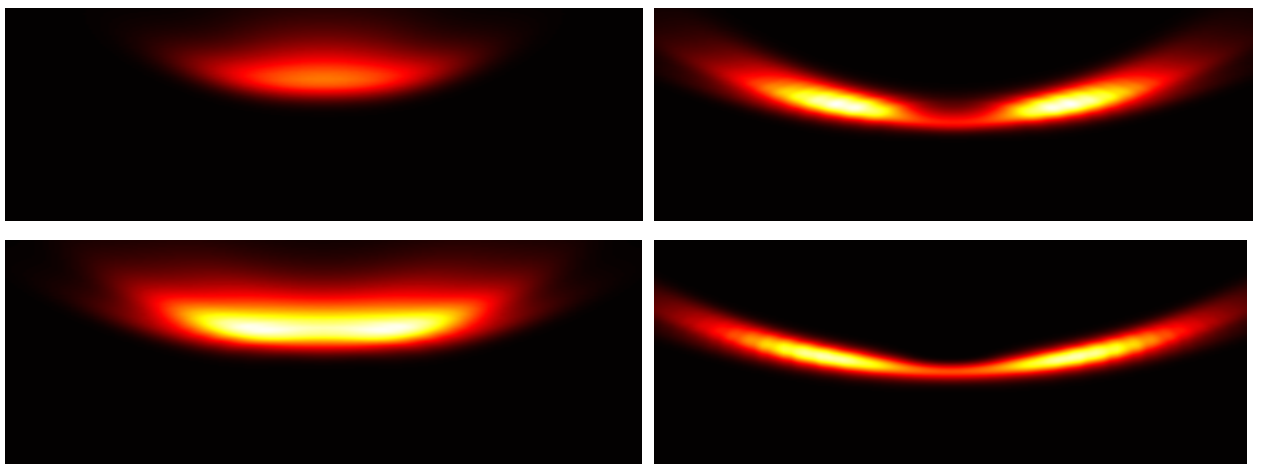


Рисунок 4.31. Развитие TLE типа эльф по модели.

Развиты также и модели событий типа спрайта [98, 99]. Основой этих

моделей являются стримерные разряды, возникающие в электрическом поле большой напряжённости в промежутке облако - ионосфера в результате разряда молнии между облачным слоем и землей. Замечательным достижением теории является демонстрация переброса стримерного разряда в направлении поперек электрического поля, так что стримеры заполняют достаточно широкое пространство. На рисунке 4.32 показано модельное развитие разряда типа спрайт, следующее «фрактальному» закону [98].

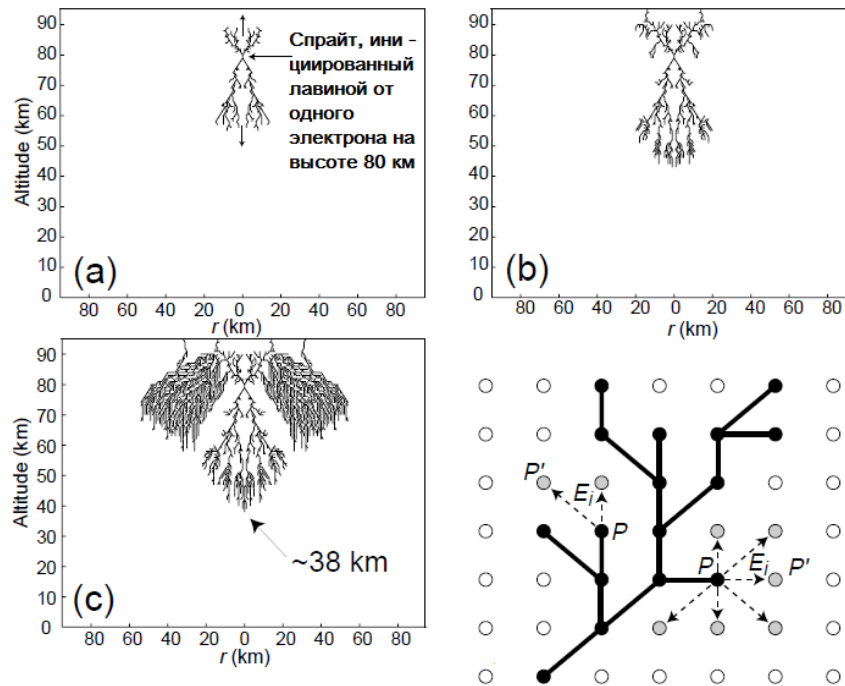


Рисунок 4.32. Динамика развития спрайта по фрактальной модели. На правом нижнем рисунке показано схематическое развитие разряда поперёк электрического поля.

Новые свойства транзитных атмосферных явлений, наблюдаемые в настоящей работе (вспышки со сравнительно малым числом фотонов, вспышки в безоблачных районах, далеких от грозовых) требуют дополнительных рассматриваний. Подобные вспышки могут быть связаны с импульсом электрического поля от молний, распространяющимся на большие расстояния. Известно, что искусственные импульсы от мощных радиостанций распространяются на тысячи км [100, 101], благодаря

«резонатору» в промежутке между проводящими слоями земли и ионосферы. В присутствии локальных флуктуаций электрического поля дополнительное поле от далекой молнии может вызвать свечение ТАЯ в верхней атмосфере наподобие свечения эльфа.

Привлекательным свойством такой модели является возможность объяснения излома показателя распределения по числу фотонов от -1 к -2 , наблюдаемому как раз в области перехода от больших чисел фотонов $Q_a > 10^{23}$, соответствующих событиям TLE, к вспышкам с малым числом фотонов $Q_a < 10^{22}$, которые можно отнести к «далеким» от молний разрядам в верхней атмосфере.

Для объяснения данных спутника Татьяна-2 необходимо, чтобы радиус (R) кольца свечения достигал 1–2 тысяч км. В этом случае регистрация свечения может происходить далеко от места нахождения молнии-инициатора, как показано на рисунке 4.33.

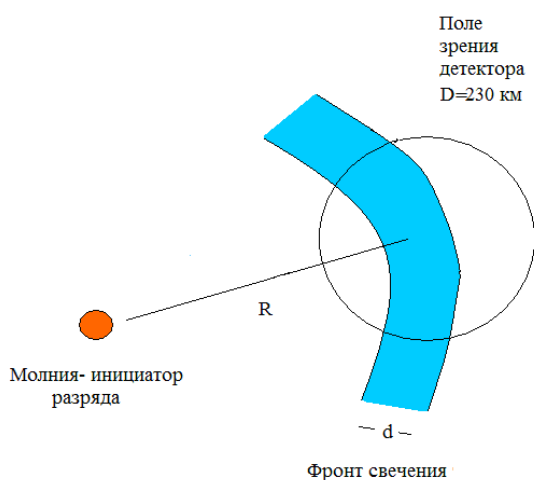


Рисунок 4.33. Схема образования вспышки на большом расстоянии от молнии – инициатора.

В приеме сигнала от подобного разряда важную роль играют взаимные размеры диаметра поля зрения детектора (D), радиуса кольца свечения (R) и толщины его фронта (d). В нашем опыте $d \sim D \ll R$ и в предположении, что детектор УФ излучения принимает только небольшую долю энергии (E) высвечивания, пропорциональную той части светящегося кольца, которую

наблюдает детектор, энергия E равна:

$$E \sim D / 2\pi R \quad (4.2)$$

При этом площадь регистрации событий S :

$$S \sim 2\pi R D \quad (4.3)$$

становится значительно больше, чем площадь поля зрения детектора – $\pi D^2/4$. Для заданного параметра прибора D энергетический спектр событий с энергией свечения E можно найти заменой в (2) радиуса R на E в соответствии с (1), т.е. степенной спектр с показателем -1 .

Именно такой спектр и наблюдается в малых вспышках, рисунок 4.9 независимо от энергии $E_{\text{имп}}$ выделенной молнией в электрический импульс, которая $E_{\text{имп}} \gg E$. Когда свечение во вспышке наблюдается вблизи молнии, где ее энергия пропорциональна $E_{\text{имп}}$, то их спектр имеет показатель -2 , который повторяет спектр энерговыделения в событиях TLE с числом фотонов $Q_a > 10^{23}$.

Для окончательного выяснения происхождения «малых» вспышек необходимы дальнейшие экспериментальные исследования. В настоящее время накапливаются данные в эксперименте Чибис, в которых вспышки УФ изучаются в широком интервале времени регистрации (развертка осциллографа в сотни мс). Готовится эксперимент ТУС, в котором порог изучения вспышек будет значительно ниже, чем на спутнике Татьяна-2 [100].

В главе 4 приведены результаты измерения вспышек УФ и красного-инфракрасного излучения детекторами спутников «Университетский-Татьяна» и «Университетский-Татьяна-2». Представлено дифференциальное и интегральное распределение вспышек по количеству фотонов выделенных в атмосфере, показано, что наклон дифференциального распределения

изменяется при числе фотонов в атмосфере $Q_a \sim 10^{23}$. Приведено географическое распределение вспышек с разным количеством фотонов, показано, что с ростом числа фотонов вспышки концентрируются к экватору. Проведено сопоставление теоретических и экспериментальных данных по отношению количества фотонов выделенных в атмосфере во вспышке в красном–инфракрасном и УФ диапазонах длин волн. Полученные отношения указывают на высоты происхождения вспышек (50-80 км) характерные для транзиентных явлений. Показано существование серий ежеминутных событий. Приведена оценка частоты возникновения вспышек в различных географических районах Земли. В конце главы приведен краткий обзор данных о транзиентных явлениях, наблюдавшихся в других экспериментах, а также некоторые предположения о возможных причинах наблюдения вспышек вне грозных районов, серий вспышек, а также излома распределения событий по количеству фотонов, выделенных в атмосфере.

Глава 5. Применение полученных результатов в измерениях КЛ ПВЭ с помощью орбитальных детекторов

5.1. Использование данных о свечении ночной атмосферы при подготовке детектора ТУС к работе на борту спутника Ломоносов.

Полученные в главах 3 и 4 результаты находят непосредственное применение в измерениях КЛ ПВЭ с помощью орбитальных детекторов. Первым орбитальным детектором КЛ ПВЭ будет детектор ТУС (Трековая Установка), который находится на стадии предполетных испытаний. Для этого детектора оценки роли фоновых явлений в ночной атмосфере являются особенно актуальными.

Главной задачей первого орбитального детектора является выделение сигнала ШАЛ на фоне свечения ночной атмосферы.

Оценка фонового свечения атмосферы в детекторе ТУС, сигнала от ШАЛ в детекторе ТУС, оценка порогового значения регистрации КЛ ПВЭ и оценка число ожидаемых событий, регистрируемых детектором ТУС за год работы проведена в предположении полярной орбиты ИСЗ «Ломоносов» (высота 500 км), а также только для триггерной системы первого уровня, когда учитывается лишь превышение полезного сигнала (S) над уровнем шума (B) от свечения атмосферы Земли в одной ячейке детектора ($S > 3B$). Таким образом, оценки частоты срабатывания управляющей системы детектора ТУС сделаны в простейшем случае, когда отбор событий происходит по порогу сигнала в одной ячейке.

Триггер второго уровня срабатывает, когда по крайней мере в трёх соседних ячейках сработал триггер первого уровня в течении последовательных интервалов времени по 12 мкс или когда, сигнал в одной ячейке на трёх последовательных временных интервалах превышает пороговый сигнал триггера первого уровня. В оценках приведённых в главе 5 работа триггерной системы второго уровня не учитывалась. Для учёта

работы всей триггерной системы необходимо проводить полное моделирование работы оптической системы, а также электроники детектора ТУС.

5.1.1. Оценка фонового свечения атмосферы в детекторе ТУС

Рассмотрим, какой фон в детекторе ТУС составляет свечение ночной атмосферы в различных районах Земли при различных фазах луны. Среднее число фотоэлектронов (ф.э.) в ячейках приёмника ТУС, генерируемое фотонами свечения ночной атмосферы, составляет «пьедестал», относительно которого колеблются значения числа ф.э. в тех интервалах времени, которые выбраны для наблюдения движения диска частиц ШАЛ. Полученные в главе 3 значения интенсивности свечения ночной атмосферы позволяют вычислить средние числа фотонов от свечения ночной атмосферы в отдельных ячейках детектора:

$$I_N = JS\Omega\varepsilon \quad (5.1)$$

где J – интенсивность свечения (фотон/м²ср мкс), S – площадь зеркала ТУС (1,8 м²), Ω – телесный угол обзора одной ячейки (10⁻⁴ ср), $\varepsilon=0,7$ -эффективность светосбора с учётом коэффициента отражения поверхности зеркала и потерь в световоде детектора. Среднее количество ф.э. в ячейке за время интегрирования рассчитывается как:

$$N_{ф.э} = I_N p \tau \quad (5.2)$$

где p – квантовая эффективность фотокатода ФЭУ ($p=0.2$), τ - время измерения сигнала в одной ячейке (в микросекундах).

Шум определяется как среднеквадратичное отклонение σ числа фотоэлектронов на фотокатоде ячейки для принятого ранее $\tau = 12,8$ мкс от

среднего значения $N_{\text{ф.э}}$, в предположении, что флуктуации числа фотоэлектронов описываются «нормальным» распределением:

$$\sigma = \sqrt{N_{\text{ф.э}}} \quad (5.3)$$

В таблице 5.1 представлены значения σ для различных уровней свечения атмосферы, в районах Земли с минимальным и максимальным значением интенсивности свечения ночной атмосферы в безлунные ночи: $J=6 \cdot 10^7$ фотон/ см^2 ср·с ($6 \cdot 10^5$ фотон/ м^2 ср·мкс) (см. главу 3 рисунок 3.22) и $J=2 \cdot 10^8$ фотон/ см^2 ср·с ($2 \cdot 10^6$ фотон/ м^2 ср·мкс) –над городами, над полярными сияниями. Там же представлено значение шума при полной луне в зените ($2 \cdot 10^9$ фотон/ см^2 ср·с).

Таблица 5.1. Значения шума от свечения ночной атмосферы

J фотон/ см^2 ср с	$6 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^9$
$N_{\text{ф.э}}(\text{ф.э})$	187	624	6247
σ	14	25	79

Составляющими оптического сигнала в детекторе ТУС являются излучение УФ фона и флуоресценция от широкого атмосферного ливня. Поиск истинного события заключается в выделении сигнала от ШАЛ на фоне шума. Рассмотрим отношение полезного сигнала ШАЛ и шума ФЭУ при различных характеристиках ШАЛ.

5.1.2. Оценка сигнала ШАЛ в детекторе ТУС

Оценим величину сигнала ШАЛ в канале детектора ТУС. Рассмотрим лишь случай, когда максимум ливня попадает в центр поля зрения детектора. В этом случае, как показано в главе 1, фокусировка оптической системы

максимально приближена к идеальной. Количество фотонов от ШАЛ, на пути диска частиц, видимого в ячейке детектора (в м), рассчитывается по формуле (см. подробно раздел 1.2 глава 1):

$$I_s = N_{max}^e Y \zeta \frac{c}{1 + \cos \theta} \frac{\varepsilon S_{mirr}}{4\pi R^2} \quad (5.4)$$

где ζ - прозрачность атмосферы Земли, $S_{mirr} = 1,8 \text{ м}^2$ –площадь зеркала, N_{max}^e - количество электронов в максимуме ливня, $Y = 4,7$ выход света флуоресценции на метр пути электрона, c – скорость света (в м/с), ε - коэффициент отражения зеркала, θ - зенитный угол ливня, R – высота орбиты спутника.

Шум в ячейке, регистрирующей сигнал ШАЛ, зависит от выбранного временного шага измерения. В системе отбора полезных событий выбран шаг 12,8 мкс и для него сигнал S равен $S = I_s \tau$ а шум σ зависит от интенсивности свечения атмосферы J в соответствии с формулами (5.1-5.3). Отсюда получим соотношение сигнал/шум в ячейке детектора ТУС:

$$[S/\sigma(J)]_{PMT} = I_s \tau / \sigma(J) \quad (5.5)$$

В таблице 5.2 представлена оценка отношения сигнала к шуму на фотокатоде отдельного ФЭУ в виде таблицы для ШАЛ с зенитным углом 75° , при среднем уровне свечения атмосферы земли $J=10^8$ фотон/ $\text{см}^2 \text{ ср} \cdot \text{с}$ в зависимости от энергии первичной частицы.

Таблица 5.2. Отношение сигнала к шуму на фотокатоде ФЭУ в зависимости от E_0 для ШАЛ с $\theta=75^\circ$

E_0, ЭэВ	100	150	200	250	300
$[S/\sigma]$	2,5	3,8	5,1	6,4	7,6

5.1.3. Оценка порогового значения энергии при регистрации КЛ ПВЭ детектором ТУС

Сравнивая значения шума с сигналом ШАЛ можно грубо оценить пороговые значения энергии первичной частицы КЛ ПВЭ в различных условиях свечения ночной атмосферы. Принимая за пороговое значение $E_{\text{пор}}$, при котором значения сигнала ШАЛ в максимуме значения превышают шум на уровне трёх сигма, получаем оценку $E_{\text{пор}}$ представленную в таблице 5.3. Поскольку энергетический спектр КЛ ПВЭ очень крутой (для энергий выше 50 ЭэВ показатель интегрального спектра около 4), то очевидно, что большинство событий КЛ ПВЭ будет регистрироваться в районах с низкой интенсивностью свечения ночной атмосферы – на витках спутника, пролетающего над океанами, пустынями, над Сибирью. Вместе с тем, важно сохранять работоспособность детектора ТУС и в районах с большой интенсивностью свечения атмосферы, в том числе при луне, так как даже отдельные события, которые можно зарегистрировать при максимальном шуме рассеянного света полной луны (с энергией ~500 ЭэВ) могут иметь важное значение для проблемы происхождения КЛ ПВЭ, так как неизвестно, сохраняется ли крутизна энергетического спектра при таких высоких энергиях.

Таблица 5.3. Пороговая энергия частиц КЛ ПВЭ в различных районах Земли в безлунные ночи и при полной луне.

J, фот./ см² ср с	σ, ф.э.	E_{пор}, ЭэВ
3·10 ⁷	10	65
6·10 ⁷	14	92
2·10 ⁸	25	167
2·10 ⁹	79	531

На рисунке 5.1 представлен график зависимости пороговой энергии

регистрации КЛ ПВЭ детектором ТУС в зависимости от фона свечения ночной атмосферы Земли под детектором. Для удобства ось ОХ представлена в логарифмическом масштабе.

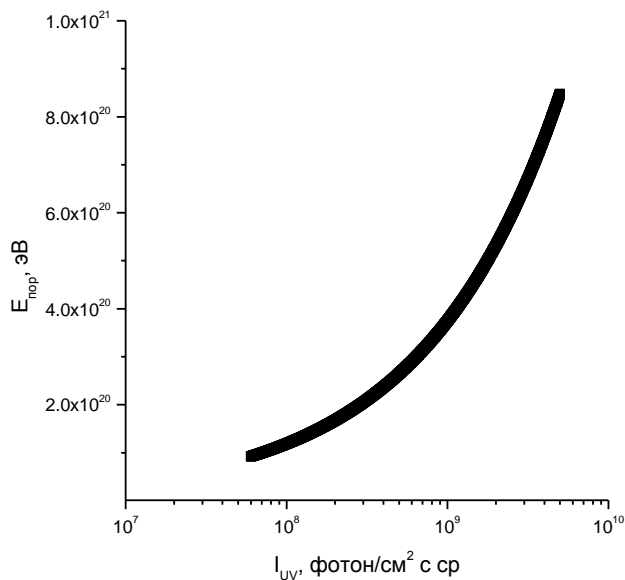


Рисунок 5.1. Пороговая энергия регистрации КЛ ПВЭ в зависимости от фона свечения ночной атмосферы Земли.

Задача понижения энергетического порога отбираемых событий КЛ ПВЭ на фоне «шума» свечения ночной атмосферы находится в противоречии с необходимостью понижения частоты срабатывания управляющей системы детектора, связанной с ограниченной возможностью передачи большого объема информации от спутника в центр управления. Для детектора ТУС эта частота не может превышать 1 события в минуту. Управляющая система ТУС работает в две стадии: 1 стадия – выбираются ячейки, в которых сигнал превысил уровень $n\sigma$ (значение n может быть изменено по команде из центра управления). 2 стадия – отбираются события, в которых ячейки, выбранные на первой стадии, оказываются соседними и выстроенными во времени так, как ожидается для сигналов ШАЛ. Оценки частоты случайных срабатываний для вышеприведённых порогов по уровню срабатывания ячеек на первой стадии $n=3$ и значений числа сработавших соседних ячеек $m=5$ показали, что

частота случайных срабатываний системы управления не превышает 0,1 в секунду. Эти пороги $n=3$ и $m=5$ будут использоваться в качестве первоначальных при настройке работы детектора ТУС на орбите. Окончательная настройка управляющей системы будет проведена на основании данных ТУС о свечении ночной атмосферы для конкретных условий свечения в заданных районах Земли.

5.1.4. Оценка числа ожидаемых событий

Поскольку ИСЗ «Ломоносов» предполагается запустить на полярную орбиту, близкую к орбите спутника Татьяна – 2, то зная рабочее время Татьяны – 2 для разных по интенсивности свечения районов Земли, можно оценить годовую экспозицию детектора ТУС для различных районов.

В таблице 5.4 и более подробно на рисунке 5.2 представлено ожидаемое количество для детектора ТУС рабочих ночных часов в год при различных интенсивностях атмосферы земли.

Таблица 5.4. Оценка ожидаемого количества рабочих часов детектора ТУС

Интенсивность	$3 \cdot 10^7 - 10^8$	$10^8 - 5 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8 - 10^9$	$10^9 - 5 \cdot 10^9$
Количество рабочих часов в год	675	802	170	400

На рисунке 5.3. по оси ОХ отложена интенсивность свечения атмосферы Земли пересчитанная из кода высокого напряжения М (см. раздел 2.1.2). Следует отметить, что абсолютное значение интенсивности не линейно зависит от кода высокого напряжения $I \sim M^{8,5}$. Шаг по оси ОХ равен 2 в единицах в значениях кода М.

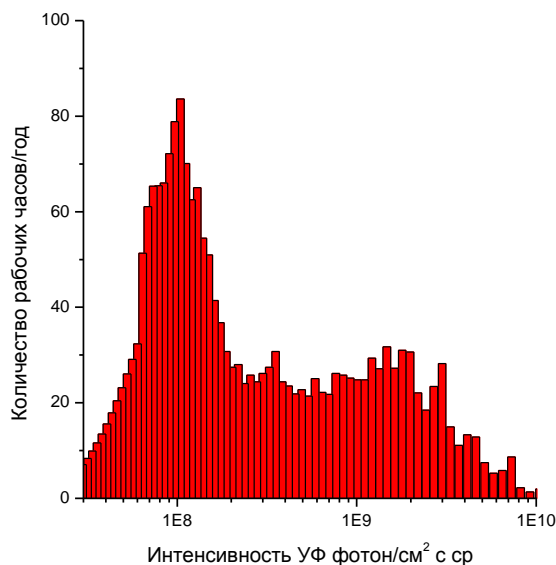


Рисунок 5.3. Ожидаемое количества рабочих часов детектора ТУС в зависимости от интенсивности свечения атмосферы

Для оценки числа ожидаемых событий с энергией выше пороговой энергии регистрации необходимо знать геометрический фактор приема сигналов ШАЛ – $\Sigma\Omega$ (Ω – телесный угол приёма регистрируемых ливней, Σ обозреваемая с высоты орбиты 500 км площадь атмосферы). Площадь Σ для ТУС-а равна $\sim 6200 \text{ км}^2$ при угле поля зрения 9° . Телесный угол следует разделить на две части: для зенитных углов $\theta > 60^\circ$ («горизонтальные» ливни) и углов $\theta < 60^\circ$ («вертикальные» ливни). При изотропном распределении первичных частиц, геометрический фактор вычисляется как:

$$\Sigma\Omega = \Sigma \int \omega(\theta) d\theta = \Sigma \int 2\pi \sin\theta \cos\theta d\theta \quad (5.6)$$

где $S\cos\theta$ – площадь атмосферы доступная для наблюдения при зенитном угле θ .

В случае зенитных углов $\theta < 60^\circ$ $\Sigma\Omega = 2,4S = 14880 \text{ км}^2\text{ср}$. При расчёте геометрического фактора для углов $\theta > 60^\circ$ необходимо учитывать

толщину слоя неоднородной атмосферы, в которой происходит регистрации частиц от ливня. Геометрический фактор для регистрации ливней с зенитными углами более 60° составляет $\Sigma\Omega = 2\Sigma = 12400 \text{ км}^2 \text{ ср}$.

Для оценки статистики событий выше энергетического порога регистрации детектора ТУС были использованы данные об интенсивности потока частиц КЛ по данным установки Pierre Auger Observatory [103] и эксперимента HiRes [104]. Дифференциальный спектр при энергиях ниже 50 ЭэВ можно представить степенным законом с показателем $\gamma = 2,84$ и показателем $\gamma = 5$ при энергиях выше 50 ЭэВ. Интегральная интенсивность КЛ ПВЭ, используемая при оценке эффективности работы детектора ТУС представлена в таблице 5.5.

В таблице 5.6 представлено интегральное количество рабочих часов детектора ТУС, которое ожидается для различных значений пороговой энергии регистрации выше заданной. Расчеты приведены только для ночного времени, когда интенсивность свечения атмосферы даже при полнолунии не превышает значения $\sim 10^{10}$ фотон/см² с ср что соответствует пороговому значению регистрации первичных частиц КЛ $\sim 10^{21}$.

Таблица 5.5. Интегральная интенсивность КЛ ПВЭ по данным наземных установок.

Е, ЭэВ	60	90	150
j(>E) событий/км²·год·ср	0,024	0,0023	0,00012

Таблица 5.6. Интегральное количество рабочих часов для детектора ТУС.

Е, ЭэВ	60	90	150
Количество рабочих часов/год (>E)	2047	1860	980

Умножив геометрический фактор регистрации ШАЛ ($S\Omega$) на количество часов работы для детектора ТУС при пороговой энергии выше заданной мы получим ожидаемое количество регистрируемых событий в год при различных энергиях. Результат представлен в таблице 5.7 для ливней с зенитным углом $< 60^\circ$ и $> 60^\circ$.

Таблица 5.7. Ожидаемое интегральное количество событий для детектора ТУС.

E, ЭэВ	> 60	> 90	> 150
Количество событий /год (>E) $\theta < 60^\circ$	39	3,4	0,09
Количество событий /год (>E) $\theta > 60^\circ$	32	2,8	0,08

5.2. Оценка сигнала от вспышек типа «эльф» в ячейках детектора ТУС

До настоящей работы было практически неизвестно о существовании вспышек УФ в ночной атмосфере с малым числом фотонов (порядка 10^{20} - 10^{21}), приближающимся к числу фотонов флуоресценции ШАЛ от частиц КЛ ПВЭ – порядка 10^{16} фотонов. Транзиентные явления в атмосфере, изучавшиеся до настоящей работы, были исключительно яркими и сравнительно редкими. Они получили название «транзиентные атмосферные явления» (ТАЯ), или в английской литературе «transient luminous events» (TLE). Сравнение карты распределения TLE и карты распределения молний показывает высокую корреляцию обоих явлений и в настоящее время общепринято считать TLE вторичным эффектом электрического молниевоего пробоя атмосферы. TLE безусловно значительно отличаются от флуоресцентной вспышки в атмосфере под действием частиц КЛПВЭ – как по своей большой длительности (десятки и сотни миллисекунд), так и по

большой яркости (число фотонов в TLE составляет от 10^{23} до 10^{26}). Напомним, что число фотонов флуоресценции от частиц КЛПВЭ составляет $\sim 10^{16}$, а длительность сигнала ШАЛ – не более 100 мкс.

Детекторы УФ на спутниках «Университетский – Татьяна» и «Университетский – Татьяна – 2» позволили продвинуть измерения вспышек в область значительно менее ярких вспышек (число фотонов 10^{20} - 10^{21}) и коротких (1 мс) вспышек. Сравнение глобальной карты распределения таких вспышек с картой молний показывает слабую корреляцию обоих явлений (глава 4 рис 4.24, 4.25). Природа малых вспышек пока не выяснена, но их роль как фонового явления, вызывающего срабатывание управляющей системы детектора ТУС, и способного на ранней стадии развития имитировать сигнал ШАЛ от частиц КЛ ПВЭ, следует внимательно изучить. С этой целью была разработана модель вспышки УФ в атмосфере с характеристиками (длительность, число фотонов, временной профиль) согласующихся с экспериментальными данными о малых вспышках. В основе модели, которая близка к модели событий ТАЯ типа «эльф», заложено излучение молекул азота, возбуждаемых электромагнитным импульсом (ЭМИ) с радиальным фронтом, распространяющимся в область ионосферы. Как известно, в ионосфере имеется достаточное количество свободных электронов, которые под действием ЭМИ могут ускоряться до энергий, достаточных для возбуждения линий N_{2p} и N_{1n} с длинами волн в полосе пропускания светофильтра детектора ТУС (300 – 400 нм). Свечение происходит в слое ионосферы, через который проходит фронт сферического электромагнитного импульса, рисунок 5.4. Светящийся слой задаётся двумя плоскостями, проведёнными на высотах $z_1=80$ км и $z_2=110$ км.

Сфера ЭМИ расширяется со скоростью света, так что $R(t) = c \times t$, где $c=3 \cdot 10^5$ км/с, время отсчитывается в мкс от начала ЭМИ в нижней атмосфере. Если точки на сфере оказываются в заданном слое ионосферы, то они изотропно излучают фотоны УФ в диапазоне 300 – 400 нм с выходом $q(Q) \sim 1/R$ фотонов (такая зависимость от R ожидается, если интенсивность

излучения пропорциональна напряжённости электрического поля ЭМИ). Полное число фотонов (Q), излучаемых эльфом определяется как интеграл свечения по всем координатам слоя ионосферы и полному времени T свечения. Свечение эльфа начинается с момента $t=z_I/c = 267\text{мкс}$ при $z_I=80$, когда ЭМИ достигает нижнего слоя ионосферы расположенного по вертикали над точкой начала ЭМИ и далее распространяется по слою ионосферы в форме кольца с центром в этой же точке и радиусом $d(t)$.

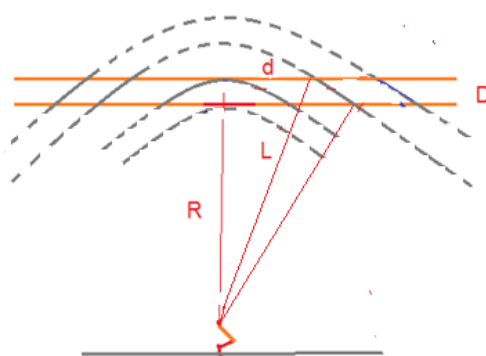


Рисунок 5.4. Прохождение ЭМИ через слой ионосферы. R - радиус ЭМИ при первом проникновении в слой ионосферы, D -толщина слоя ионосферы, d - радиус «видимого» кольца свечения, L - радиус ЭМИ на стадии кольца.

Поскольку нас интересует свечение, ожидаемое в конкретном поле зрения детектора, то окончание свечения закончится, когда область пересечения сферы и ионосферы уйдёт из поля зрения детектора. В более полном рассмотрении точку, из которой начинается радиус сферы, следует сдвинуть относительно центра поля зрения детектора.

Временной профиль свечения вспышки в детекторе определяется скоростью расширения радиуса ЭМИ, положением слоя в ионосфере, который светится под действием ЭМИ, и положением центра вспышки в поле зрения детектора. На рисунке 5.5. представлены временные профили, имитируемых по принятой выше модели, вспышек.

Важно отметить, что в рамках описанной модели удаётся получить форму спада временного профиля сигнала вспышки ($T_{спада} \sim 750$ мкс), согласующуюся с экспериментальными данными ИСЗ Татьяна-1 (значения параметров приведены в таблице 4.1 глава 4). Наблюдаемое ненулевое в эксперименте (нулевое в модели) время роста сигнала $T_{рост} \sim 200$ мкс можно объяснить временем роста самого ЭМИ при разряде молнии.

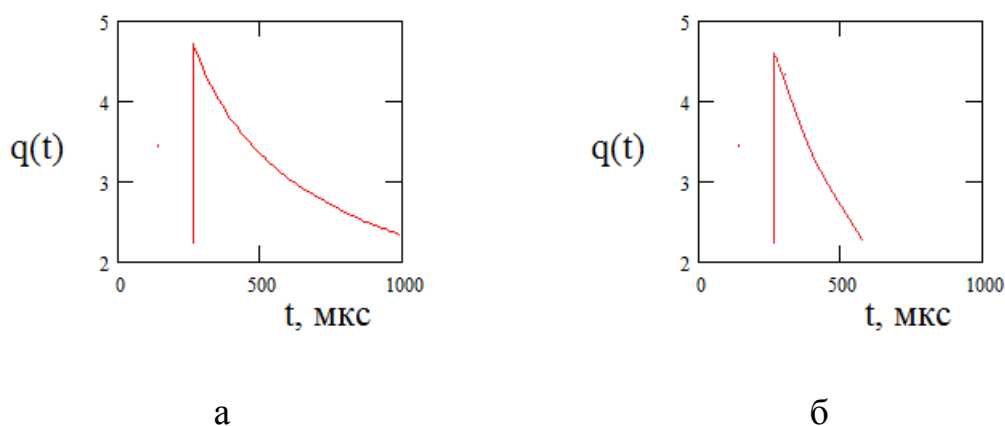


Рисунок 5.5. Временной профиль вспышки, рассчитанной по принятой выше модели. а – центр вспышки в центре поля зрения детектора с диаметром 250 км, $T_{спада}=1500$ мкс; б – центр вспышки – на периферии поля зрения детектора (б), $T_{спада}=750$ мкс.

Ещё один важный параметр детектора должен быть учтён при полном рассмотрении модели вспышки: насыщение сигнала в ячейке детектора ГУС при больших сигналах. Из-за этого фактора только начальная стадия будет видна как пространственное распределение фотонов в ячейках, принимающих сигнал менее значения насыщения.

Оценим значение количества фотонов в ячейке детектора, при котором наступает насыщение сигнала в АЦП:

$$N_{ph}^d = \frac{A_{max}\Delta t}{pq_e G(M)} R_a k \quad (5.7)$$

Здесь A_{max} – максимальное значение кода десятиразрядного АЦП (1024), k – коэффициент перевода аналогового сигнала в цифровой (500 В^{-1}), q_e – заряд электрона $1,6 \cdot 10^{-19}$ в кулонах, p – квантовая эффективность ФЭУ(0,2), $G(M)$ – усиление ФЭУ (отношение заряда сигнала q на аноде к числу фотоэлектронов на катоде ФЭУ), индивидуально для каждого из выбранных ФЭУ и зависит от средней освещенности атмосферы Земли.

Рассчитаем значения N_{ph}^d исходя из экспериментальных данных о количестве фотонов от вспышки в детекторе ДУФиК на спутнике «Гатьяна-2» за время $t=1$ мкс. Для оценки положим, что вспышка в атмосфере занимает всё поле зрения отдельного ФЭУ на «Гатьяне-2» (поле зрения 15° , соответствует телесному углу обзора $\omega=0,017$ ср, эффективная площадь фотокатода ФЭУ $S=0,4 \text{ см}^2$). Интенсивность сигнала в ячейке детектора ТУС пропорциональна площади зеркала-концентратора (S_{mirr}), величине телесного угла (ω_{TUS}), и эффективности светосбора зеркала (ε), и обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника до детектора R (примем равным высоте орбиты спутника). Поэтому интенсивность вспышки в канале детектора ТУС отличается от соответствующей интенсивности в детекторе УФиК на спутнике «Гатьяна-2». Отношение сигналов равно:

$$\frac{N_{ph(TUS)}^d}{N_{ph(Tat)}^d} = \frac{S_{mirr} \omega_{TUS} \varepsilon}{S \omega} \cdot \frac{R_{Tat}^2}{R_{TUS}^2} \quad (5.8)$$

В таблице 5.8 приведены значения пороговых энергий вспышек и количество фотонов в детекторе, при котором наблюдается насыщение сигнала для разных уровней освещённости атмосферы Земли. В таблице приведена усреднённая оценка шестнадцати ФЭУ, входящих в состав одного из модулей лётного образца.

Как следует из таблицы при среднем уровне фона запись оптического сигнала от вспышек УФ идёт вплоть до энергий $Q_a \sim 2 \cdot 10^{24}$. Этот предел

достигается в полнолуние, когда интенсивность свечения атмосферы на порядок выше среднего и усиление ФЭУ на порядок ниже среднего.

Таблица 5.8. Пороговое значение количества фотонов выделенных в атмосфере во вспышке (Q_a) и количество фотон в детекторе (N_{ph}^d) до насыщения сигнала АЦП при различных уровнях УФ фона.

J фотон/см ² с ср	$6 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^9$
N_{ph}^d	4440	9609	~100000
$Q_{анор}$	$7 \cdot 10^{22}$	$1 \cdot 10^{23}$	$2 \cdot 10^{24}$

Таким образом, детектор ТУС будет регистрировать вспышки до и после излома в распределении по количеству фотонов (излом при $Q_a \sim 10^{23}$, рисунок 4.9. глава 4). Десятиразрядного АЦП хватает, чтобы зарегистрировать вспышку целиком при среднем уровне свечения атмосферы ($\sim 10^8$ фотон/см²с ср). Транзиентные явления, сигнал которых превышает пороговое значение насыщения, будут регистрироваться только на начальной стадии своего развития(когда количество фотонов в ячейках детектор аниже порога насыщения).

Сведения об изменении наклона распределения вспышек по числу фотонов в атмосфере при переходе от ярких вспышек $Q_a > 10^{23}$ к неярким $Q_a < 5 \cdot 10^{21}$, а также изменение их географического распределения вызывают особый интерес. Как показано выше, изучение таких вспышек до и после излома в распределении может быть продолжено с помощью детектора ТУС без насыщения сигнала в АЦП.

Важной особенностью детектора ТУС является и то, что в отличие от спутников Татьяна – 1,2, он позволит наблюдать не только временной профиль событий, но и пространственное распределение фотонов в каждом из них. Сведения о пространственном распределении фотонов во вспышках с разным количеством фотонов помогут в понимании происхождения

вспышек. Детектор ТУС позволит разделить события по виду пространственно-временного профиля на классы TLE:elve, halo, sprite, jet, построить распределение по количеству фотонов для каждого из классов и ответить на вопрос, к каким классам TLE принадлежат вспышки с разным количеством фотонов.

В качестве входных параметров при моделировании событий типа «эльфа» задаётся расстояние от источника зарождения ЭМИ до оптической оси детектора, размер элементарной ячейки, на которые разбита атмосфера, (в км), а также размер поля зрения ячейки (в км) и общее количество каналов детектора. При моделировании за значения параметров детектора приняты соответствующие значения для детектора ТУС: количество ячеек – 256, поле зрения каждой из ячеек – 4 км. Результатом ввода параметров является создание трёхмерной матрицы, несущей информацию о количестве фотон в ячейках детектора в каждый момент времени. Интервал по времени (dt) может изменяться в зависимости от поставленной задачи, далее на рисунках приведены результаты расчётов при $dt=1\text{мкс}$. В качестве основной координатной системы при моделировании выбрана декартова система с началом координат $O(0,0,0)$ на поверхности Земли прямо под спутником-детектором, осью Oz , совпадающей с вектором соединяющим начало координат и середину матрицы из ячеек детектора, оси Ox и Oy совпадают с осями симметрии квадратной мозаики детектора, проведёнными через середины сторон. Нуль по времени T соответствует моменту пересечения фронтом электромагнитной волны заданного слоя ионосферы.

Перемещение спутника за время развития разряда в поле зрения детектора (сотни мкс), в случае орбитального детектора (высоты более 400 км) пренебрежимо мало, поэтому при моделировании не учитывалось.

На рисунке 5.6 представлены пример развития разряда, рассчитанного по описанной выше модели. На рисунке приведено пространственное распределение количества фотонов в моделируемой вспышке в моменты времени t (показаны на рисунке) при времени интегрирования сигнала 1 мкс.

В этом примере источник ЭМИ расположен прямо под спутником, разряд попадает в центр поля зрения детектора.

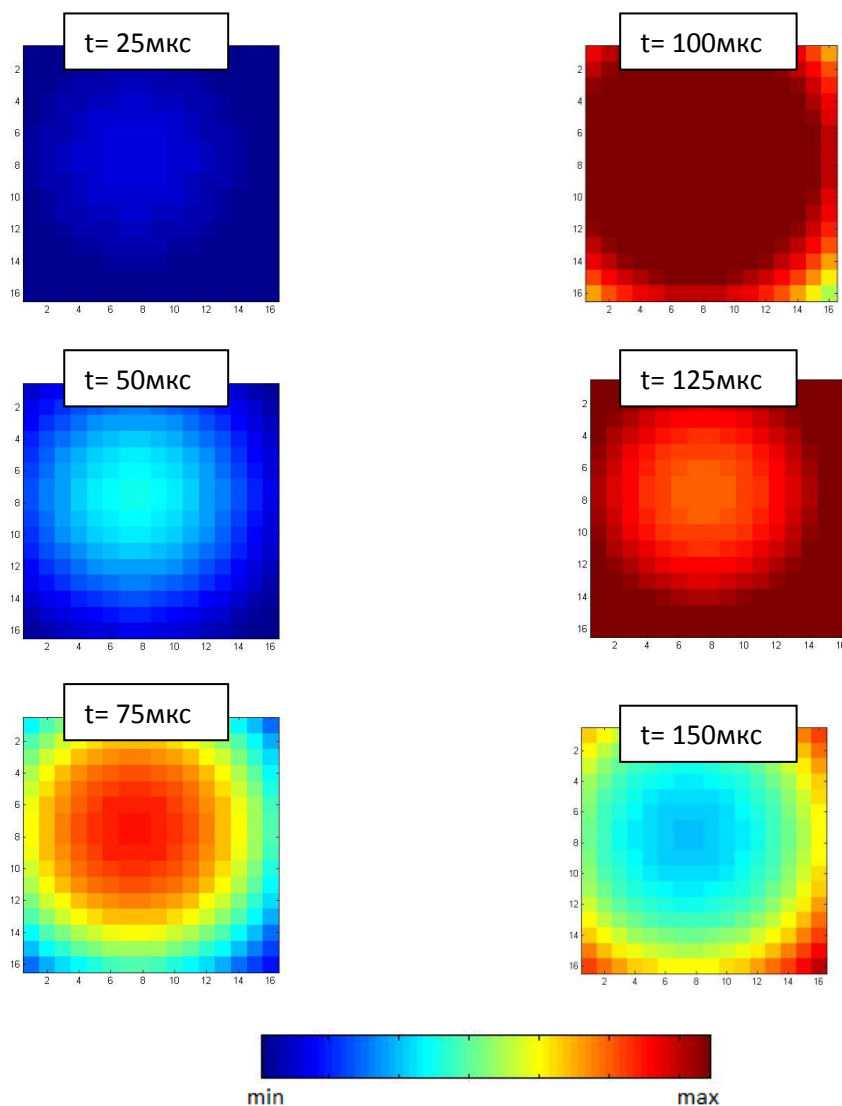


Рисунок 5.6. Развитие сигнала от разряда типа «эльф» в детекторе ТУС в центре поля зрения (шкала нормирована по максимальному значению интенсивности).

Вспышка зарождается в центре поля зрения детектора. В момент времени $t = 25$ мкс на мозаике фотоприёмников детектора ТУС разряд представляет собой светящееся пятно, интенсивность и размеры которого возрастают во времени. Максимум свечения центрального пятна достигается при $t = 100$ мкс. Спустя 125 мкс после начала развития разряда свечение центральной части разряда затухает, в то время как максимум свечения

смещается от периферии к центру. Таким образом, разряд представляет собой расширяющееся светящееся кольцо. Затухание свечения разряда происходит медленно, по экспоненциальному закону с характерным временем 750 мкс, что согласуется с данными экспериментов Татьяна -1,2.

На рисунке 5.7 представлен другой пример разряда, когда источник ЭМИ расположен на краю поля зрения детектора. В этом случае кольцо эльфа развивается с центром на периферии поля зрения.

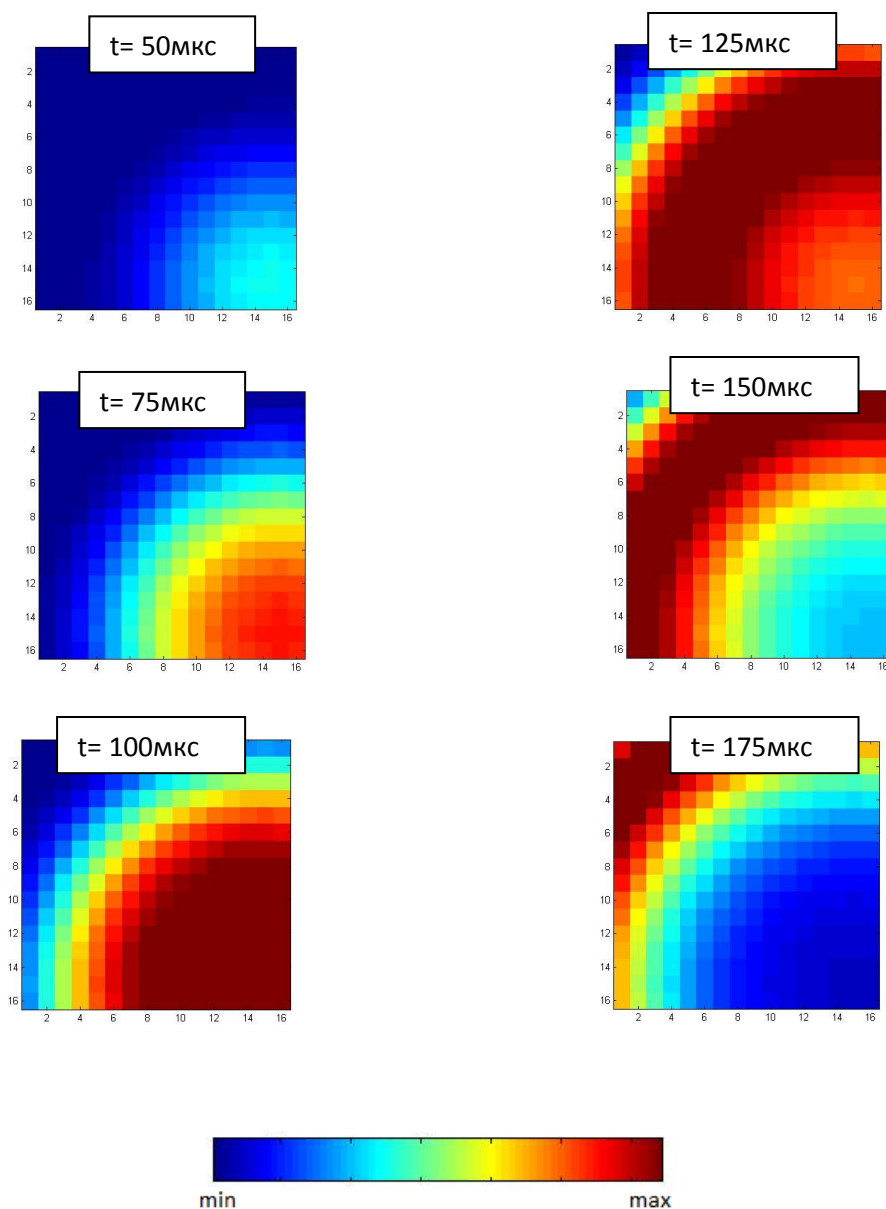


Рисунок 5.7. Развитие сигнала от разряда типа «эльф» в детекторе ТУС на периферии поля зрения (шкала нормирована по максимальному значению интенсивности).

Видно, что даже в случае, когда источник ЭМИ сдвинут относительно оптической оси детектора, короткий разряд типа эльф не может имитировать сигнал от ШАЛ. В случае эльфы, сигнал наблюдается одновременно в нескольких ячейках детектора, в то время как сигнал от ШАЛ имеет вид трека образованного от последовательно срабатывающих каналов (рисунок 1.2 глава 1)

В главе 5 приведены расчёты количества фотонов в отдельных ячейках детектора ТУС от стационарного свечения атмосферы Земли, на постоянном фоне которого будет происходить регистрация фотонов от ШАЛ. Проведена простая оценка пороговой энергии первичной частицы ШАЛ и экспозиции детектора ТУС при различных значениях фонового свечения атмосферы Земли. Показано, что в случае использования десятиразрядного АЦП (как в электронике детектора ТУС) можно регистрировать вспышки с $Q_a < 10^{23}$ фотонов без насыщения при полном усилении ФЭУ (при среднем уровне свечения атмосферы ($\sim 10^8$ фотон/см² с ср), а в случае высокой интенсивности свечения атмосферы (в полнолуние) можно изучать вспышки с ещё большим числом фотонов (до $2 \cdot 10^{24}$). Проведено моделирование свечения разряда с малым числом фотонов и малой длительности (типа «эльф») и показано, что такой разряд не имитирует сигнал от ШАЛ. Сигналы от других TLE с большим числом фотонов и большей длительностью ещё сильнее отличаются от сигнала ШАЛ.

Заключение

В рамках работы над диссертацией получены следующие основные результаты:

1. Получена глобальная карта излучения ночной атмосферы в безлунные ночи в полосе длин волн 240-400 нм. Показано, что минимальные интенсивности свечения ночной атмосферы наблюдаются над Южными частями Тихого и Индийского океанов, над пустынями Африки и Австралии, над Сибирью.

2. Получено распределение отобранных вспышек по числу фотонов, выделенных в атмосфере. Показано существование двух областей в этом распределении: вспышки с «малым» числом фотонов ($Q < 10^{23}$) распределены по степенному закону с дифференциальным показателем «-1», вспышки с большим числом фотонов $Q > 10^{23}$ (полная энергия УФ излучения одной вспышки более 50 кДж) распределены по степенному закону с показателем «-2».

3. Получено распределение во вспышках отношения P числа фотонов в красной полосе длин волн (средняя длина волны 800 нм) к числу фотонов в УФ полосе длин волн (средняя длина волны 350 нм), что позволяет сделать вывод о большой высоте, на которой происходит излучение во вспышках: 50-80 км.

4. Получено глобальное распределение атмосферных вспышек. Показано, что атмосферные вспышки с большим числом фотонов $Q > 10^{23}$ концентрируются в экваториальном районе над континентами, в то время, как вспышки с малым числом фотонов $Q < 5 \cdot 10^{21}$ распределены более равномерно по широтам и долготам.

5. Получена оценка пороговой энергии и ожидаемой статистики КЛ ПВЭ, необходимая для разработки окончательной схемы управления детектором ТУС.

6. Промоделировано развитие сигнала от вспышки типа «эльф» в ячейках детектора ТУС при различных положениях источника относительно

оси детектора. Показано, что разряд типа эльф не имитирует сигнал от ШАЛ.

Слова благодарности

Автор выражает глубокую признательность и благодарность своему научному руководителю Хренову Борису Аркадьевичу.

Автор благодарит Гарипова Гали Карымовича, Климова Павла Александровича и Шаракина Сергея Александровича за обсуждения и консультации в процессе работы над диссертацией, Михаила Игоревича Панасюка, Владимира Вячеславовича Радченко и Попова Дмитрия Евдокимовича за внимание к работе на протяжении всего времени ее выполнения в КГУ им. Н.А. Некрасова и НИИЯФ МГУ.

Благодарю мою семью и друзей, за постоянную поддержку и веру в меня и мою работу.

Список литературы

1. J.W. Cronin, The Highest Energy Cosmic Rays, arXiv:astro-ph/0402487v1, 2004.
2. T. Stanev, Ultra High Energy Cosmic Rays, arXiv:astro-ph/0411113v1, 2004.
3. Мурзин В.С. Физика космических лучей. М.: МГУ, 1969.
4. P. Bhattacharjee, G. Sigl. Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays, arXiv:astro-ph/9811011v, 1999.
5. Чудаков А.Е., и др. Черенковское излучение широких атмосферных ливней. Труды Межд. конф. По косм. лучам. М.: Изд. АН СССР, 1960, т.2, с.47-52.
6. Дж. Джелли. Черенковское излучение и его применение. М.: Иностран. лит, 1960, 334с
7. Hara T., et al. Optical Cerenkov radiation from extensive air showers. Proc. 15th ICRC, Plovdiv, 1977, v.8, p.308-313.
8. Ильина Н.П., Калмыков Н.Н., Просин В.В. Черенковское излучение и параметры ШАЛ. ЯФ, 1992, т.55, с.2756-2767.
9. A.N. Bunner, Cosmic ray detection by atmospheric fluorescence, Ph.D. Thesis, Cornell University, 1967
10. B. Keilhauer, M. Unger Fluorescence emission induced by extensive air showers in dependence on atmospheric conditions, Submitted to the 31th ICRC, Lodz, Poland, 2009 arXiv:0906.5487 [astro-ph.HE]
11. Keilhauer, B. et al. Nitrogen fluorescence in air for observing extensive air showers, EPJ Web Conf. 53 (2013) 01010 arXiv:1210.1319 [astro-ph.HE]
12. Н.А. Добротин и др. Широкие атмосферные ливни. //УФН. Т. 49, выпуск. 2, с. 185-241, 1953.
13. Skobeltsyn D.V., Zatsepin G.T., Miller V.V. // Phys. Rev. 1947. V. 71. P. 315.
14. J. Linsley // Phys. Rev. Letters. 1963. 10. 146.
15. J.Linsley. Proc. 8th ICCR, Jaipur, 4, p.77-79, 1963.

16. R. G. Brownlee, C. B. A. McCusker et. Al. Proc.11th ICCR, Budapest, 3p. 651 , 1970.
17. N. Chiba et al. ,"Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km² area, Nucl. Instr. Methods A311 (1992) 338-349
18. <http://www.physics.adelaide.edu.au/astrophysics/hires/flyseye.html>
19. <http://hires.physics.utah.edu/>
20. <http://www.physics.adelaide.edu.au/astrophysics/hires/index.html>
21. Kawai, H; et al (2008). "Telescope Array Experiment". Nuclear Physics B (Proceedings Supplements): 220 226. .doi:10.1016/j.nuclphysbps. 2007.
22. Вернов С.Н., Егоров Т.А., Ефимов Н.Н. и др. Проект большой установки ШАЛ в Якутске. Изв. АН СССР. Сер.физ., 1965, т.9, с.1690-1692.
23. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory, J. Abraham et al. [Pierre Auger Collaboration], Nuclear Instruments and Methods, A523 (2004), doi:10.1016/j.nima.2003.12.012
24. G.T. Zatspin and V.A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. // JETP Lett. 1966,4, 78.
25. Greisen K. End to cosmic-ray spectrum? // Phys. Rev. Letters 1966, 16, p. 748-750.
26. Зацепин Г.Т., Кузьмин В.А. О верхней границе спектра космических лучей. - Письма в ЖЭТФ, 1966, т.4, с.114.
27. J.W. Elbert and P. Sommers /// Astrophys. J. 1995. 441.151.
28. P.L. Biermann et al. // Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays, Springer. 2001. 181.
29. В.А. Кузьмин и В.А. Рубаков. Ядерная физика. 1998. 61. 1122.
30. P. Bhattacharjee and G. Sig // Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays, Springer. 2001. 1275.
31. M. Nagano and A.A.Watson // Rev. Mod. Phys.2000. 72. 689.
32. R.M. Baltrusaitis et al. NIM. 1995. A240. 410.
33. J.H. Boyer et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2002. A 482 P. 457.

34. D.J. Bird et al., *Astrophys. J.* 424, 491, 1994.
35. R.Aloisio, V.Berezinsky, P.Biasi, A. Gazizov, S. Grigorieva, B. Hnatyk, A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays, *Astro. Part. Phys.* 2007,27, p. 76-91.
36. M. Takeda et al. (The AGASA Collab.), *Astropart. Phys.* 19, 447 (2003).
37. R. Abbasi et al. (HiRes Collab.), *Phys. Rev. Lett.* 100, 101101 (2008).
38. J. Abraham et al. (Auger Collab.), *Phys. Rev. Lett.* 101, 061101 (2008).
39. P Abreu et al. (Auger Collab.), in *Proc. 32nd Int. Cosmic Ray Conf., Beijing,*
40. Y. Tsunesada et al.(Telescope Array Collab.), in *Proc. 32nd Int. Cosmic Ray Conf., Beijing, China (arXiv:1111.2507v1).*
41. The Pierre Auger Collaboration Contributions of the Pierre Auger Collaboration to the 33rd International Cosmic Ray Conference, Rio de Janeiro, Brazil, July 2013 High Energy Astrophysical Phenomena arXiv:1307.5059v1 [astro-ph.HE]
42. J. Candia, S. Mollerach and E. Roulet, *J. Cosmol. Astropart. P.* 0305 (2003) 003.
43. A. Calvez, A. Kusenko and S. Nagataki, *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010) 091101.
44. M. Kachelriess and P. Serpico, *Phys. Lett. B* 225(2006) 640.
45. J. Linsley and R. Benson, *Satellite Observation of Cosmic Ray Air Showers. // Proc, ICRC 17-th, Paris, 1981, 8, p.145-148.*
46. Y. Takahashi (The JEM-EUSO Collaboration) «The JEM-EUSO mission» // *New Journal of Physics*, 2009, V. 11, P. 065009 [arXiv:0910.4187].
47. B. A. Khrenov et al. «KLYPVE/TUS space experiments for study of ultrahigh-energy cosmic rays» // *Physics of Atomic Nuclei*, 2004, V. 67, P. 2058.
48. V. Abrashkin et al. «Space detector TUS for extreme energy cosmic ray study» // *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 2007, V. 166, P. 68.

49. P. Klimov et al. Status of UHECR orbital fluorescence detector TUS. Proc. 12th ICATTP Conf. Italy. V.6, 2011.
50. В. А. Садовничий и др. Исследования космической среды на микроспутниках «Университетский-Татьяна» и «Университетский-Татьяна-2». *Астрономический Вестник*, 2011, №1 с.5 – 31
51. A.V. Tkachenko et al., 33d ICRC Proc. Rio De Janeiro (2013) ID 0423.
52. L. Tkachev et al., The optical system of the TUS space experiment. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, Volume 196, December 2009, Pages 243–246
53. Khrenov, B. A.; Stulov, V. P. Detection of meteors and sub-relativistic dust grains by the fluorescence detectors of ultra high energy cosmic rays *Advances in Space Research*, Volume 37, Issue 10, p. 1868-1875, doi:10.1016/j.asr.2005.05.036.
54. Калмыков Н.Н, Остапченко С.С., Павлов А.И. Модель КГС с учетом струй и ШАЛ//Изв. РАН. Сер.физ. 1994.Т. 58. No 12. с. 21-25.
55. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. Quark-String model and EAS simulation problems at Ultra-High energies. // *Nuclear Physics B (Proc. Suppl)*, 52B, 1997, p.17-28.
56. Ильина Н.П., Калмыков Н.Н., Просин В.В. Черенковское излучение и параметры ШАЛ. // *Ядерная физика*, 1992, Т.55, вып.10, С.2756 - 2767.
57. JEM-EUSO collaboration. <http://jemeuso.riken.jp/en/>
58. В.А. Садовничий, М.И. Панасюк, С.Ю. Бобровников и др. Первые результаты исследования космической среды на спутнике «Университетский- Татьяна» // *Космические исследования*. 2007. 45. с. 273-286.
59. Гарипов Г.К., Панасюк М.И., Рубинштейн И.А., Тулупов В.И., Хренов Б.А., Широков А.В., Яшин И.В. и Салазар У. Детектор УФ на борту научно-образовательного микроспутника МГУ «Университетский-Татьяна» // *ПТЭ*. 2006. №1. с. 135-141

60. G. Garipov, B. Khrenov, P. Klimov, Fluorescence of the atmosphere and cosmic rays. Experimental data of the “Universitetsky-Tatiana” satellite. //Rom. Astron. J. 2007, vol.17, Suppl., p. 91-96, Bucharest.
61. В.А. Садовничий и др. Исследования космической среды на микроспутниках Университетский- Татьяна и Университетский- Татьяна-2 // *Астрономический Вестник*. 2011. т. 45. №1. с. 1-27.
62. Н. Н. Веденькин и др. УФ-излучение атмосферы и сопоставление вариаций его интенсивности с вариациями потоков электронов с энергиями > 70 кэВ на орбите спутника (по данным ИСЗ «Университетский-Татьяна») *Вестник МГУ, сер. 3 Физика Астрономия* 2009 №4 с.89-93.
63. Гарипов Г.К. и др. Временные и энергетические характеристики УФ вспышек в атмосфере по данным спутника «Университетский-Татьяна», *Космические исследования*, 2011, том. 49, №. 5, p. 391-398.
64. Модель космоса: Научно-информационное издание: В 2 т./ Под ред М.И. Панасюка, Л.С. Новикова, Криволицкий А.А, Куницын В.Е. *Атмосфера Земли*, КНУ, 2007.
65. Zhang, Y., L. J. Paxton, and H. Kil (2013), Nightside midlatitude ionospheric arcs: TIMED/GUVI observations, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 118, 3584–3591, doi:10.1002/jgra.50327.
66. Шеффер Е. К. Ночное свечение атмосферы в линии кислорода АЛ 304 А на низких геомагнитных широтах. // *Космические исследования* 1971, т. 9, стр. 74-79.
67. Н.Н. Веденькин и др. Атмосферные вспышки в УФ и красном инфракрасном диапазонах длин волн по данным спутника Университетский-Татьяна-2. // *ЖЭТФ*. 2011. т. 140, вып. 3(9), с. 1-11.
68. Chang et al. SUAL far-ultraviolet events, elves, and lightning current. // *Geophys. Res. Lett.* 2010. DOI: 10.1029/2009JA014861

69. J. L. Chern et al. "Global Survey of Upper Atmospheric Transient Luminous Events on the FORMOSAT-2 Satellite" // J. Atmos. Terr. Phys. 2003. 65(5),p. 647-659.
70. Milikh G.M, Papadopoulos K. and Valdivia J.A. Spectrum of Red Sprites. // J. Atm.Terr. Phys. 1998. 69, p. 907-915.
71. Gordillo-Vázquez, F. J., A. Luque, and M. Simek. Spectrum of sprite halos // J. Geophys. Res. 2011. 116, A09319, doi:10.1029/2011JA016652.
72. Orville R.E. and R.W. Henderson. Absolute Spectral Irradiance Measurements of Lightning from 375 to 880 nm. //J. Atmospheric Sci. 1984. 41,21, 3180.
73. Hugh J. Christian et al. The Lightning Imaging Sensor. 11th International Conference on Atmospheric Electricity; 746-749; (NASA/CP-1999-209261); (SEE 19990108601), 1999.
74. Куцык И.М. Атмосферные разряды, развивающиеся в режиме лавин релятивистских убегающих: дис. д-ра физ.мат наук, Саратов 2008.
75. GHCC Lightning Research Overview, www.ghcc.msfc.nasa.gov/overview/lightning.html.
76. World wide lightning location network WWLLN <http://webflash.ess.washington.edu> 2014
77. Space Science Images, NASA <http://www.ssec.wisc.edu/data/comp/ir>
78. Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges. Editors: M. Füllekrug, E. A. Mareev, M. J. Rycroft, NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry, V. 225, 2006.
79. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты, изд. Физматлит, 2001.
80. Surkov, V. V. and Hayakawa, M.: Underlying mechanisms of transient luminous events: a review, Ann. Geophys., 30, 1185-1212, doi:10.5194/angeo-30-1185-2012, 2012.

81. Гуревич А.В. и Зыбин К.П. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы. // УФН. 2001. т. 171. с. 1177 – 1199.
82. Алексеенко В.В., Лидванский А.С., Петков В.Б., Хаердинов Н.С. О разных типах возрастания интенсивности космических лучей перед разрядами молнии. // Известия Академии наук. Т. 66. С. 1581 -1384. 2002.
83. N.S. Khaerdinov, A.S. Lidvansky. A Strong Enhancement of Cosmic Ray Intensity during Thunderstorm: A Case Study and Implications, 29th International Cosmic Ray Conference Pune (2005) 00, 101-104
84. U.S. Inan, T. E Bell, and j. V. Rodriguez. Heating and ionization of the lower ionosphere by lightning, // Geophys. Res. Lett. V. 18,N. 4, 7 05-708A, 1991
85. Victor P. Pasko et al.Mechanism of ELF radiation from sprites// Geophys. Res. Lett. V. 25, N. 18, 3493-3496, 1998.
86. U. S. Inan et al. A survey of ELF and VLF research on lightning-ionosphere interactions and causative discharges // Geophys. Res. Lett. V. 115, A00E36, doi:10.1029/2009JA014775, 2010
87. Pasco V. Electric Jets. // Nature. 2003. 423. 927.
88. Boeck W. L., O. H. Vaughan, R. Blakeslee, B. Vonnegut, and M. Brook. Lightning induced brightening in the airglow layer. // Geophys. Res. Lett. 1992. 19(2). p. 99-102.
89. H. Fukunishi et al. Elves: Lightning-induced transient luminous events in the lower ionosphere // Geophys. Res. Lett. 2012.DOI: 10.1029/96GL01979.
90. Stenbeck. J. Sprite// J. Geophys. Res. 2000.
91. Cheng-Ling Kuo, R. R. Hsu, A. B. Chenetal. Electric fields and electron energiesinferred from the ISUAL recorded sprites // Geophys. Res. Lett. 2005. 32, L19103 doi:10.1029/2005GL023389.

92. Chen A.B., et al. Global distributions and occurrence rates of transient luminous events //J. Geophys. Res. 2008. 113, A08306, doi: 10. 1029/2008JA013101.
93. Pasko, V. P. Theoretical modeling of sprites and jets, in Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges (NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry Vol. 225), ed. M. Fullekrug et al., Heidelberg: Springer, p. 253-293, 2006.
94. Barrington-Leigh, C. P., and U. S. Inan. Elves triggered by positive and negative lightning discharges. // Geophys. Res. Lett. 1999. 26. No. 6.
95. C. L. Kuo et al., Full-kinetic elve model simulations and their comparisons with the ISUAL observed events// Geophys. Res. Lett.2012. DOI: 10.1029/2012JA017599
96. C. L. Kuo et al., Modeling elves observed by FORMOSAT-2 satellite // Geophys. Res. Lett., VOL. 112, A11312, doi:10.1029/2007JA012407, 2007
97. Pasko, V. P., U. S. Inan, and T. F. Bell. Fractal structure of sprites. // Geophys. Res. Let. 2000. 27. pp. 497-500.
98. Eugene A. Mareev, A. A. Evtushenko and S. A. Yashunin. On the modeling of sprites and sprites producing clouds in the global electric circuit. Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry Volume 225, 2006, pp 313-340
99. А.В. Гуревич. Нелинейные эффекты в фтмосфере.//УФН. 2007. 177 (11).
100. Milikh, G. M. et all. ELF emission generated by the HAARP HF-heater using varying frequency and polarization, Radiophysics and Quantum Electronics,1999, 42, 639-646, doi:10.1007/BF02676849.
101. Panasyuk M.I. et al. Detector of Extreme Energy Cosmic Rays on board Lomonosov satellite.// J. Cosmology. 2012. 18.
102. The Pierre Auger Observatory I: The Cosmic Ray Energy Spectrum and Related Measurements. The Pierre Auger Collaboration. Contributions

to the 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, China, August 2011, arXiv:1107.4809 [astro-ph.HE]

103. William F. Hanlon. The energy spectrum of ultra high energy cosmic rays measured by the High Resolution FLY's EYE Observatory in stereoscopic mode. PhD thesis. Department of Physics The University of Utah 2008.