

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ КОСМОСА

КУРСОВАЯ РАБОТА  
«РЕГИСТРАЦИЯ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ:  
МЕТОДЫ, ЭКСПЕРИМЕНТЫ, РЕЗУЛЬТАТЫ»

Выполнил студент 208 группы:

Вайман Игорь Алексеевич

Научный руководитель

доц. Подгрудков Дмитрий Аркадьевич

Москва

2016

## Оглавление

1. Наука о космических лучах.....	3
2. Теоретический обзор.....	5
2.1. Основные процессы.....	6
2.2. Электронно-фотонные ливни .....	7
2.3. Электронно-ядерный каскад.....	9
3. Современные проблемы науки о космических лучах .....	10
4. Эксперименты по наблюдению ШАЛ.....	11
4.1. Общие сведения о регистрации космических лучей .....	11
4.2. Обзор экспериментов по регистрации ШАЛ .....	15
4.2.1. Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) .....	15
4.2.2. Якутская комплексная установка ШАЛ (ЯКУШАЛ) .....	15
4.2.4. Telescope Array.....	17
4.2.5. Pierre Auger Observatory .....	17
4.2.1. Тунка-133.....	19
4.2.2. СФЕРА.....	19
4.3. Восстановление параметров ШАЛ.....	20
5. Изучение состояния атмосферы во время работы установки СФЕРА-2 .....	20
5.1. Коррекция показаний GPS-датчика высоты по барометру .....	21
5.2. Восстановление профилей давления и плотности атмосферы.....	26
6. Обсуждение результатов .....	30
Выводы .....	32
Список литературы.....	33

## **Введение**

Данная работа посвящена обзору текущего состояния науки о космических лучах, в частности, экспериментов по регистрации широких атмосферных ливней. Дается справка по истории и общим понятиям в науке о космических лучах. Кратко рассматриваются основы теории и методы численного моделирования ШАЛ. Обозреваются принципиальные методы изучения компонент ШАЛ и эксперименты, в которых они используются, включая эксперимент СФЕРА-2 и используемый в нём метод регистрации отражённого черенковского света. Обозреваются методы восстановления параметров первичных КЛ по измеряемым характеристикам ШАЛ. По данным экспериментального модуля СФЕРА-2 изучаются профили плотности атмосферы, необходимые для моделирования ливня. В результате из некоторого набора выбраны профили, наилучшим образом описывающие экспериментальные данные. В заключении рассмотрены недостатки использованного метода восстановления профилей и намечены пути их устранения.

## **1. Наука о космических лучах**

Космическими лучами (КЛ) называют потоки ядер атомов высокой энергии, внеземного происхождения, движущихся в космическом пространстве. Наука о космических лучах представляет собой самостоятельную отрасль ядерной физики, изучающую процессы, приводящие к возникновению и ускорению КЛ, их состав и явления, вызываемые ими в атмосфере и коре Земли. Для целей физики космических лучей используется множество методов, унаследованных от ядерной физики, геофизики и астрофизики, а также специальные методы, уникальные для данной области, связанные с колоссальными энергиями и внеземным происхождением изучаемых частиц. Одним из последних является метод регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ), основанный на использовании всей толщи земной атмосферы в качестве детектора, и широко применяемый при исследовании космических частиц с начальными энергиями больше  $10^{12}$  эВ.

История изучения космических лучей ведёт отсчёт с начала XX века, когда австрийским физиком В. Гессом было установлено внеземное происхождение ионизирующего излучения [1], вызывавшего разрядку электроскопов, отмеченную ещё Ш. Кулоном в XVIII веке. Исследования Д. В. Скобельцына, проведённые в 1927 году с использованием камеры Вильсона, позволили установить корпускулярную природу космических лучей [2]. Скобельцын наблюдал также ливни, которые были в последствие подробнее изучены и описаны П. Оже [3]. Другим аргументом против гипотезы о фотонной природе КЛ стали многочисленные эксперименты по измерению широтного эффекта, то есть изменения потока частиц с широтой, объясняемого влиянием магнитного поля Земли на

заряженные частицы, в частности комплексный эксперимент Комптона [4]. В этот период считалось, что первичные частицы являются электронами и, попадая в атмосферу, вызывают электронно-фотонные ливни, и этим картина явления исчерпывается [5, IV]. Однако позднее было установлено наличие во вторичном излучении тяжёлых частиц, которые не инициировали ливни, в отличие от электронов той же энергии [6, 7]. Последний существенный шаг в формировании современной картины взаимодействия космических частиц с атмосферой был сделан Г. Т. Зацепиным, который открыл ядерно-каскадный процесс, приводящий к развитию множества электронно-ядерных ливней из первичной частицы ядерной природы [8]. Состав этого первичного излучения различен для разных энергий, но основную его часть составляют протоны.

Важной величиной, характеризующей поток космических лучей, является интенсивность по некоторому направлению, то есть число частиц с энергией от  $E$  до  $E+dE$ , пересекающих единичную площадку, ориентированную перпендикулярно выбранному направлению, в единицу времени, пришедших из единицы телесного угла.

$$J = \frac{dN}{d\sigma d\Omega dt dE}; \quad [J] = \text{м}^{-2} \text{ср}^{-1} \text{с}^{-1} \text{эВ}^{-1}$$

В случае изотропного космического излучения можно говорить об интенсивности без указания направления. Изотропия КЛ подтверждена с высокой точностью для энергий ниже  $10^{18}$  эВ [9]. Разумеется, интенсивность различна для разных видов частиц в составе КЛ, важной задачей является определение  $J_{A,Z}$  и  $J_{e^{\pm}}$ , потоков составляющих ядерной и электрон-позитронной компонент.

Другая удобная величина, характеризующая поток, вводится как  $EJ$ , где  $E$  — энергия,  $J$  — интенсивность частиц с такой энергией. Она связана с логарифмическими интервалами энергии, с которыми приходится иметь дело в экспериментах.

$$\frac{dN}{d\sigma d\Omega dt d(\log_{10} E)} = \frac{dN}{d\sigma d\Omega dt dE} E \ln 10 \sim JE; \quad [JE] = \text{м}^{-2} \text{ср}^{-1} \text{с}^{-1}$$

Важным предметом исследований в области космических лучей является энергетический спектр, то есть функция распределения первичных частиц по энергиям. Вид этой зависимости известен, в широких пределах  $10^6 - 10^{20}$  эВ она хорошо описывается кусочно-гладкой степенной функцией с тремя различными показателями для трёх интервалов энергии. Переходы между этими интервалами принято называть «коленом» ( $\approx 3 \times 10^{15}$  эВ [10]) и «лодыжкой» ( $\approx 10^{18,6} - 10^{19}$  эВ [11]). Наличие существенных резких переходов в усреднённом спектре разных частиц, прежде всего «колена», указывает на существенные различия в природе космических лучей из разных энергетических областей [10].

Также в эту зависимость иногда включают четвёртый интервал энергий, в котором должно наблюдаться подавление интенсивности КЛ вследствие обрезания Грейзена–

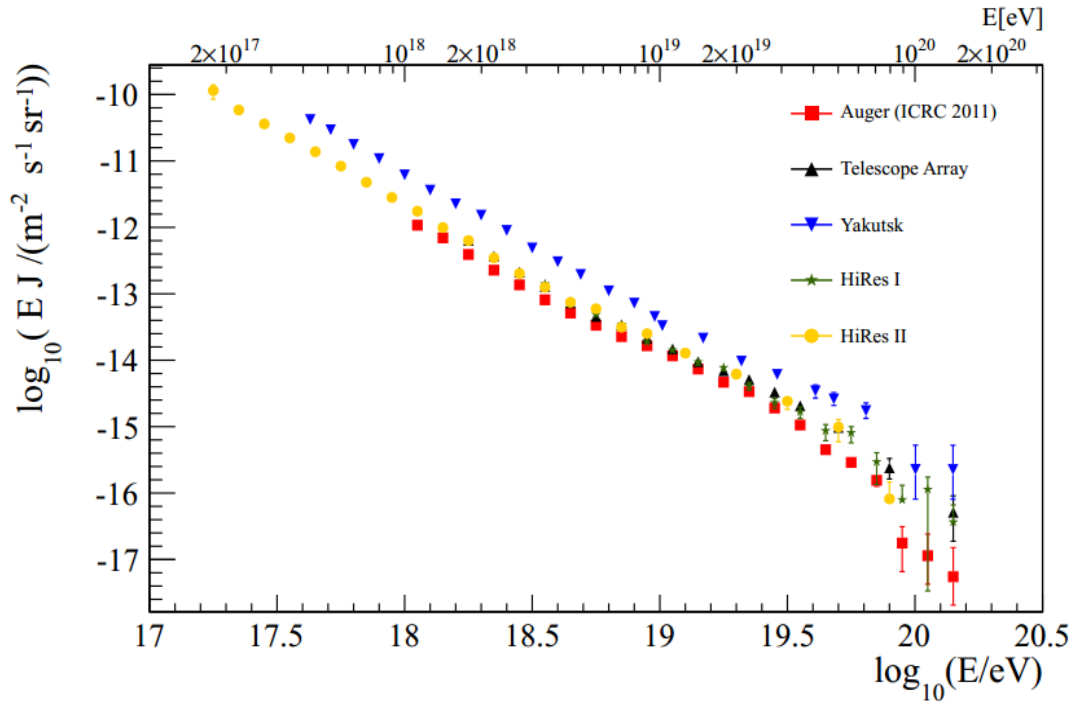


Рис. 1 Спектры первичного космического излучения в области высоких энергий по данным различных экспериментов [11]

Зацепина–Кузьмина [12]. В этой области статистика мала в силу очень низкой интенсивности частиц. Оценки значения границы этого интервала различны:  $E_{sup} = 10^{19,41} - 10^{19,75}$  эВ. На рис. 1 представлены спектры для энергий  $>10^{17}$  эВ, полученные в различных экспериментах по регистрации ШАЛ. Заметно изменение спектров в области «лодыжки», а также область ГЗК-обрезания.

Эксперименты по наблюдению ШАЛ в настоящее время являются основным источником данных о частицах, расположенных ниже «колена» в энергетическом спектре, и единственным — о частицах высоких и сверхвысоких энергий. Необходимо отметить, что подробное изучение взаимодействий при энергиях выше  $10^{17}$  эВ невозможно на ускорителях (максимальная энергия, достигаемая на Большом Адронном Коллайдере —  $7 \times 10^{12}$  эВ в системе центра масс, что эквивалентно  $10^{17}$  эВ в лабораторной системе отсчёта [13]), поэтому ШАЛ с одной стороны, служат инструментом изучения таких взаимодействий, с другой, при работе с ними приходится экстраполировать существующие модели ядро-ядерных взаимодействий на несколько порядков по энергии, и невозможно независимо проверить их корректность.

## 2. Теоретический обзор

Полная теория широких атмосферных ливней сложна и объёмна. В данном разделе представлен обзор общих положений, лежащих в основе этой теории, качественно рассмотрены механизмы явлений, составляющих ливень, а также даны основные формулы и

выводы из неё. Более полная информации по теории ШАЛ содержится во множестве учебников, например, в [14].

## 2.1. Основные процессы

Взаимодействие электронов или фотонов с веществом происходит несколькими различными способами. Электроны могут ионизировать вещество, с этим связаны диссипативные потери энергии частицы. В ходе этого процесса некоторая, как правило, небольшая, часть энергии налетающей частицы передаётся атомному электрону. Значительно реже электрону (тогда он называется  $\delta$ -электроном) передаётся существенная доля энергии движущейся частицы, эти события определяют некоторые специальные свойства ионизационных потерь, в частности их существенные флуктуации. Убыль энергии электрона описывается полуклассической формулой [14]:

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi nZ \frac{e^4}{m_e v^2} \ln \left( \frac{p_0 v}{h\nu_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}} \right)$$

здесь  $n$  — концентрация атомов среды,  $Z$  — их атомный номер,  $e$  — заряд электрона,  $m_e$  — масса электрона,  $v$ ,  $p_0$  — скорость и импульс первичной частицы,  $\nu_0$  — усреднённая частота колебаний электронов в веществе

Другой механизм взаимодействия электронов со средой — тормозное излучение — обусловлен поведением электрона в микроскопическом электрическом поле внутри вещества, из-за которого электрон получает ускорение, и, как следствие, начинает испускать фотоны. Интенсивность тормозного излучения пропорциональна квадрату ускорения, и для электрона в веществе можно записать [14]

$$I_{\text{тор}} \sim \frac{Z^2 e^4}{m_e^2 r^2}$$

Эта формула объясняет, в частности, «мягкость» лёгкой компоненты ШАЛ, для которой тормозное излучение существенно в силу малой массы частицы, и которая быстро затухает в веществе, в то время как жёсткая компонента, состоящая из тяжёлых мюонов, проникает в него почти беспрепятственно. При описании каскадных процессов используется радиационная единица длины, которая вводится несколькими разными способами, не значительно отличающимися [5]:

$$t_0 = (4\pi\alpha Z(Z+1)r_0^2 \ln(183 Z^{-1/3}))^{-1},$$

где  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$  — постоянная тонкой структуры,  $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$  — классический радиус электрона

При использовании этой единицы закон поглощения энергии электрона в веществе вследствие тормозных потерь принимает простой вид [14]

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right),$$

где  $t$  — расстояние, пройденное электроном в веществе,  $E_0$  — его начальная энергия

Таким образом, радиационная единица длины зависит от вещества среды, но универсально описывает тормозные потери в нём для электронов произвольной энергии. Явление тормозного излучения является ключевым в развитии электрон-фотонных ливней, так как в отличие от ионизации, энергия в этом процессе не рассеивается, а передаётся в значительных количествах вторичным фотонам, и результатом процесса являются по-прежнему высокоэнергетичные частицы. Другим важным свойством тормозного излучения является его коллимированность: средний угол вылета фотонов оказывается обратно пропорционален их энергии, и для фотонов высоких энергий, участвующих в развитии ливня, мал, что не позволяет ливню рассеиваться на большие расстояния в поперечном направлении.

Основной механизм поглощения фотонов, обуславливающий развитие электрон-фотонных ливней, состоит в том, что в электрическом поле фотон может образовать пару электрон-позитрон (знак заряда при описании основных процессов несущественен, поэтому этот процесс рассматривают как рождение двух электронов). Другие механизмы, (комptonовское и релеевское рассеяние, фотоэффект), не оказывают существенного влияния на каскадный процесс, в силу малой вероятности при рассматриваемых энергиях фотонов ( $>10^{11}$  эВ).

Рождение электрон-позитронной пары происходит в поле ядра, или атомных электронов, и подобно процессу тормозного излучения — диаграммы Фейнмана для них одинаковы с точностью до выбора направления временной оси. При условии полного экранирования, то есть в случае, когда прицельный параметр больше размера атома, и кулоновское поле ядра экранируется атомными электронами, выражение для поглощения фотонов в процессе рождения пар с точностью до постоянного множителя в показателе экспоненты совпадает с выражением для поглощения электронов при тормозном излучении.

Можно показать, что существует некоторая критическая энергия  $\varepsilon$ , зависящая от свойств среды, такая, что при энергии электрона  $E < \varepsilon$  преобладают ионизационные потери, а при  $E > \varepsilon$  — тормозные. Численно  $\varepsilon$  равна потерям на ионизацию на пути в одну радиационную единицу длины, кроме того  $\varepsilon \cong \frac{const}{Z}$ . По порядку величины  $\varepsilon \sim 10^6 - 10^7$  эВ [15].

## 2.2. Электронно-фотонные ливни

На основании рассмотренных выше эффектов можно сделать вывод о возможности протекания каскадного процесса. Первичный электрон высокой энергии попадает в толщу вещества, и растрчивает свою энергию на рождение нескольких тормозных фотонов. Они, в свою очередь, участвуя в процессе рождения пар, образуют новые электроны с энергией,

меньшей, но сравнимой с первичной. Таким образом, на глубине нескольких десятков  $t_0$ -единиц будет наблюдаться множество фотонов и электронов, образуется электрон-фотонная лавина. Энергия уменьшается от поколения к поколению, и в некоторый момент становится меньше критической, тогда каскад затухает, теряя всю оставшуюся энергию на ионизацию среды.

Рассмотрение вероятностных характеристик процессов позволяет построить кинетические уравнения, и, решая их, получить функцию количества электронов  $N$  с энергией, большей заданной  $E$ , от глубины  $t$ . Вид функции громоздок и сложен, но при её анализе находятся следующие важные характеристики каскада: максимум, то есть глубину, на которой наблюдается максимальное число частиц заданной энергии  $E$ , и число частиц такой энергии на глубине максимума [14]

$$t_{\max}(E) = 1,01 \ln \left( \frac{E_0}{E} \right),$$

$$N_{\max}(E) = \frac{0,137}{\sqrt{\ln(E_0/E)}} \frac{E_0}{E},$$

где  $E_0$  — энергия первичного электрона

Также, зная функцию  $N(t, E)$ , можно описать энергетический спектр электронов в зависимости от  $t$ . Вблизи максимума ливня спектр пропорционален  $E^{-1}$ , до максимума имеет более пологую форму, то есть повышенное содержание электронов высокой энергии, после максимума – наоборот, преобладают низкоэнергетические частицы.

При использовании метода кинетических уравнений зачастую трудно учесть ионизационные потери — они нелинейно зависят от энергии, поэтому применяется метод численного моделирования, называемый методом статистических испытаний, или методом Монте-Карло. Метод Монте-Карло в широком смысле применим для описания сложных процессов, для которых известны свойства каждого элементарного акта взаимодействия. В данном случае требуется получить число частиц и энергетический спектр как функции глубины. Метод статистических испытаний состоит в том, что, зная вероятности реакций в зависимости от пробега, можно, генерируя по заданному распределению случайные числа, моделировать сценарии развития каскада, которые при большом числе таких «испытаний» в среднем дадут наиболее вероятную картину процесса. Этот метод позволяет легко учитывать, например, зависимость ионизационных потерь от энергии, так как вероятности конкретного акта поглощения известны. Метод Монте-Карло также применяется и для анализа более сложных каскадных процессов [16].



## 2.3. Электронно-ядерный каскад

После того, как было установлено наличие в широких атмосферных ливнях протонов, а затем и более тяжёлых частиц, была создана теория, описывающая каскадный процесс с участием ядер. Эта теория дала инструмент для изучения широких атмосферных ливней и позволила восстановить характеристики первичной частицы КЛ по данным наземных детекторов.

В ходе развития ливня в нём выделяются следующие компоненты: адронная, электронно-фотонная (мягкая), мюонная (жёсткая), излучение Вавилова-Черенкова, радиоизлучение.

Общая схема развития каскада:

1. Первичная частица на некоторой глубине взаимодействует первый раз. Вследствие эффекта лидирования образуются, помимо прочего, адроны, обладающие энергией, сравнимой с энергией первичной частицы.
2. Вторичные нуклоны участвуют в аналогичном взаимодействии, порождая другие лидирующие частицы, тем самым продолжая каскад.
3. Заряженные пионы высокой энергии, если не успели провзаимодействовать, распадаются и с наибольшей (>99,9%) вероятностью рожают мюоны, давая начало жёсткой компоненте.
4. Нейтральные пионы распадаются на два фотона, либо на фотон и электрон-позитронную пару, таким образом запуская электрон-фотонный каскадный процесс. Часть пионов обоих типов доходит до Земли, не распадаясь.

Этим исчерпываются основные процессы в ливне, но среди множества актов взаимодействия встречаются и существенно менее вероятные, приводящие к образованию гиперонов, каонов. Эти частицы были обнаружены, а многие впервые открыты, в космических лучах.

Точное решение задачи о распространении ливня в толще вещества проводится, как и в случае электронно-фотонных ливней, с помощью составления кинетических уравнений, однако для многих случаев не существует точно установленных законов ядерных взаимодействий, поэтому уравнения записываются на основе различных моделей. Как и в случае электронно-фотонных ливней, рассматриваются две основные компоненты: пионы и нуклоны, основные процессы, которые определяют развитие ливня – рождение нуклонов нуклонами и пионов нуклонами и пионами. Во многих случаях вместо аналитического расчёта проводят Монте-Карло-моделирование ливня и получают необходимые характеристики численно.

Важным аспектом является поперечный размер ливня: измеренный экспериментально, этот параметр сильно разошёлся с предсказаниями электрон-фотонной теории ШАЛ, что привело к созданию ядерно-каскадной модели [5, IV]. Именно показатели поперечного рассеяния электронов дали первые оценки энергий первичных частиц. Для мягкой компоненты разлёт в поперечном направлении определяется практически полностью резерфордовским упругим рассеянием на ядрах атмосферы, и среднеквадратичный радиус ливня будет равен [14]

$$\sqrt{\langle R^2 \rangle} = \frac{0,9Et_0}{\varepsilon}$$

При этом наблюдается радиальная дифференциация частиц: тяжёлая ядерная компонента сконцентрирована вблизи ствола ливня (1-2 метра от оси [5]), в то время как на периферии преобладают мюоны, для них рассеяние велико, электроны сколлапсированы несколько сильнее.

Таким образом, на данный момент модель ядерно-каскадного процесса, несмотря на неопределённость в описании элементарных актов столкновения, удовлетворительно объясняет всю совокупность экспериментальных данных о ШАЛ.

### **3. Современные проблемы науки о космических лучах**

Можно выделить несколько основных проблем и пробелов в знаниях о космических лучах. В области до «колена» в спектре удаётся объяснить наблюдаемую картину в предположении о галактическом происхождении космических лучей. Источниками лучей с такими энергиями считаются вспышки сверхновых, а основным механизмом ускорения — ускорение частиц ударными волнами в остатках сверхновых [17]. Химический состав также неплохо изучен, и, за исключением нескольких элементов, совпадает с составом вещества в космосе в целом, отклонения объясняются особенностями распространения частиц (распадом тяжёлых ядер) [18].

Для энергий выше  $10^{15}$  эВ имеется ряд нерешённых вопросов. Само «колено» не изучено до конца, относительно резкое изменение хода спектра для всех типов частиц свидетельствует о глобальном изменении на каком-то этапе формирования КЛ. Этим изменением может быть, например, влияние магнитного поля галактики, или достижение максимально возможной энергии для одного из типов источников КЛ [10, 19]. Отчасти сложности в изучении «колена» связаны с проблемой регистрации частиц: с одной стороны, для частиц таких энергий прямое наблюдение уже затруднительно из-за их большой проникающей способности и низкой интенсивности, с другой — широкие атмосферные ливни от таких частиц сильно рассеяны, поэтому их изучение затруднено значительными шумами.

Энергии выше  $10^{16}$  эВ – область применения установок для регистрации ШАЛ. При  $E \cong 10^{18}$  эВ наблюдается «лодыжка», второй излом спектра, в промежутке между изломами существует нерегулярность КЛ, изменяется ядерный состав [15]. Если в области сравнительно низких энергий общепринятой является галактическая теория происхождения КЛ, то для энергий «лодыжки» возможно предположить метагалактическое происхождение лучей. В нашей Галактике трудно найти источники, способные дать такие лучи, в отличие от радиогалактик и квазаров [20]. Но, как и в случае с «коленом», природа и состав лучей вблизи «лодыжки» остаются до конца невыясненным.

Наконец, сверхвысокие энергии ( $E > 10^{19}$  эВ) остаются слабо изученными в силу малой статистики, так как интенсивность таких лучей крайне мала. Основной проблемой является распространение частиц такой энергии в космосе. По современным представлениям, к примеру, протон с энергией  $E = 3 \times 10^{20}$  эВ (такие частицы несколько раз регистрировались [21]) из-за взаимодействия с фотонами реликтового излучения не мог преодолеть расстояние, большее нескольких десятков мегапарсек, а между тем на таких расстояниях от нас не известно подходящих источников. Предсказанное явление резкого снижения интенсивности частиц при энергиях  $E > 10^{20}$  эВ, известное как обрезание Грейзена-Зацепина-Кузьмина, находит экспериментальное подтверждение, несмотря на отдельные события с большими энергиями [11], однако существуют также данные об отсутствии этого эффекта [22]. Таким образом, требуется либо уточнение экспериментальных данных, либо пересмотр теории.

Помимо этого, интерес представляет анизотропия космических лучей. Вплоть до энергии «лодыжки» наблюдается с высокой степенью точности изотропное угловое распределение КЛ, однако для лучей высоких энергий даже с учётом малой статистики измерений уже можно сделать вывод об анизотропном распределении [9, 23]. Так как КЛ высоких энергий очень слабо отклоняются галактическим магнитным полем, изучая их анизотропию, можно из преобладающих направлений прихода лучей сделать вывод о положении источников.

Резюмируя, можно сказать, что основные проблемы физики космических лучей на данный момент касаются лучей высоких и сверхвысоких энергий, а также теоретического обоснования наблюдаемой формы спектра.

## **4. Эксперименты по наблюдению ШАЛ**

### **4.1. Общие сведения о регистрации космических лучей**

До определённого порога космические лучи можно регистрировать непосредственно, для этого детекторы поднимают на баллонах высоко в атмосферу, туда, где доля первичного

излучения высока, или выводят на орбиту на спутниках. Сам детектор может быть различным, в зависимости от изучаемого диапазона энергий применяются фотоэмульсии, ионизационные калориметры, магнитные спектрометры. Однако использование этих методов ограничено с одной стороны редкостью появления частиц больших энергий, с другой — проникающей способностью быстрых частиц, поэтому без использования косвенных методов не обойтись.

В ходе развития широкого атмосферного ливня в нём выделяется несколько компонент, которые наблюдаются разными детекторами отдельно. Для ливней от КЛ высоких энергий, которые характеризуются очень низкой интенсивностью, важно, чтобы ливень можно было распознать даже на большом расстоянии от его оси. Например, попытка зарегистрировать ядерную компоненту, которая сконцентрирована у оси ливня, окажется успешной, только если узкая струя ядер попадёт в детектор, в то время как мюоны ливня рассеяны на большое расстояние (до нескольких километров), и, соответственно, детектор может располагаться на удалении от оси. Кроме того, быстро движущийся массив частиц вызывает в атмосфере излучение Вавилова-Черенкова, а также флуоресценцию. Эти виды излучения слабо влияют на сам ливень, относясь скорее к диссипативным потерям, но их можно регистрировать наземными детекторами.

Регистрация собственно компонент ливня ведётся с помощью большого числа детекторов, собранных в массивы. В каждой ячейке установлены детекторы для каждой компоненты (мюонная, электронная, фотонная). На рис. 2 приведена схема установки эксперимента KASCADE [24], которая позволяла регистрировать ливни от сравнительно низкоэнергетичных частиц (до  $10^{17}$  эВ). Помимо массива из сцинтилляторных детекторов применялся центральный калориметр, регистрировавший адроны, и протяжённый детектор мюонов, позволявший определять направление их прихода.

Другой способ получить информацию о ливне — регистрировать флуоресцентный и черенковский свет. Эти виды излучения в основном генерируются в электронно-фотонных ливнях, имеют большую по сравнению с компонентами ливня интенсивность, и распространяются в оптически прозрачной атмосфере. Это обуславливает простоту регистрации, но, с другой стороны, велико влияние сторонних источников. Таким образом, применение таких установок ограничивается ясными безлунными ночами. Детекторы представляют собой фотоэлектронные умножители (чаще всего по несколько на один детектор), снабжённые системой фокусировки. На рис. 3 приведена схема детектора флуоресценции, используемого в эксперименте Pierre Auger Observatory [25]. 24 таких телескопа расположены в 4 точках так, что обзор из каждой точки составляет 180 градусов, таким образом с 4 точек наблюдается пространство над основным массивом наземных

детекторов. В эксперименте СФЕРА детектор черенковского света установлен на аэростате, который поднимается над заснеженной рассеивающей поверхностью озера Байкал и регистрирует отражённый черенковский свет. Существуют проекты регистрации атмосферного черенковского с орбиты.

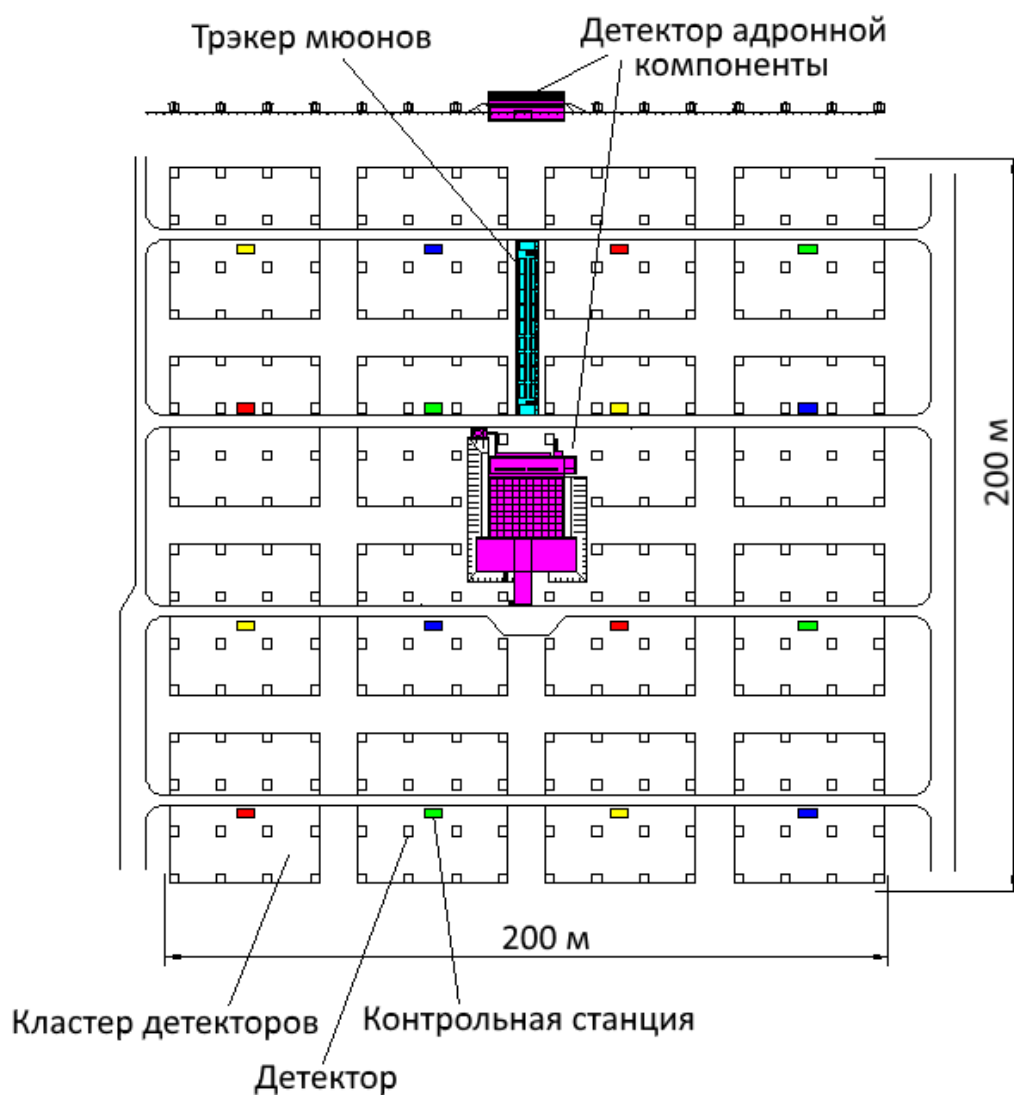


Рис. 2 Схема установки KASCADE

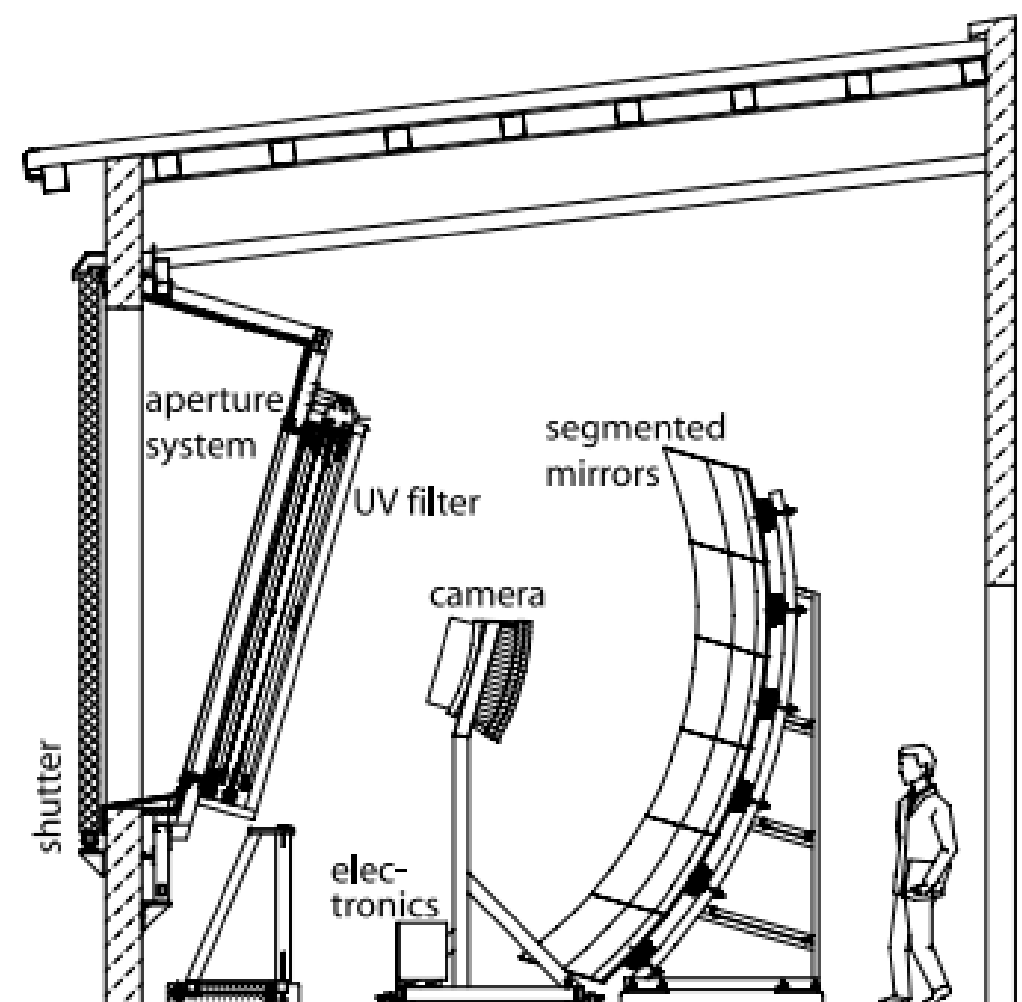


Рис. 3 Схема детектора флуоресцентного излучения, используемого в эксперименте Pierre Auger Observatory

## **4.2. Обзор экспериментов по регистрации ШАЛ**

### **4.2.1. Akeno Giant Air Shower Array (AGASA)**

Эксперимент AGASA проводился в Японии в 1990–2004 годах, установка примечательна большой площадью покрытия около  $100 \text{ км}^2$ , она включает 111 наземных детекторов, расстояние между ближайшими — около километра, каждый детектор представляет собой пластиковый сцинтиллятор площадью  $2,2 \text{ м}^2$ . Кроме того, на той же территории расположены 30 детекторов мюонов разной площади [26]. Наиболее интересным и спорным результатом работы AGASA является энергетический спектр (рис. 4) в области  $E > 10^{20} \text{ эВ}$ , который даже с учётом очень малой статистики демонстрирует расхождение с теоретически предсказанным спектром для случая равномерно распределённых источников [27]. Всего зарегистрировано больше десятка таких событий. Эти результаты до сих пор обсуждаются, несмотря на то, что другие эксперименты пока демонстрируют предсказанное подавление в этой области. Кроме того, в результате эксперимента был сделан вывод о том, что первичные частицы являются протонами.

Другим результатом являются данные об анизотропии космических лучей при сверхвысоких энергиях. Атмосферный ливень представляет собой диск ультрарелятивистских частиц, и если ось направлена под углом, то, изучая форму «пятна» и задержку между частицами, падающими на землю с опережением и с задержкой, можно установить направление прихода луча. Несмотря на малую статистику, уже вполне ясно наличие анизотропии, но определить источники, или иным образом объяснить анизотропию пока не представляется возможным [28].

### **4.2.2. Якутская комплексная установка ШАЛ (ЯКУШАЛ)**

ЯКУШАЛ — эксперимент по регистрации ШАЛ, расположенный в долине реки Лены. Установка включает в себя 49 станций, образующих правильные треугольники со сторонами 500 и 1000 м, на каждой станции установлены сцинтилляторные детекторы площадью  $2 \text{ м}^2$ . Помимо этого, на 19 станциях, расположенных в круге радиусом 1 км, установлены приёмники черенковского излучения. Энергетический диапазон составляет  $10^{15} - 10^{20} \text{ эВ}$  [38].

Энергетический спектр по форме подобен спектрам других экспериментов, но лежит на 60% выше спектра Telescope Array и на 90% — Auger [11] (см. рис. 1). На рис. 5 изображён спектр ПКЛ по данным якутской установки. Также в этом эксперименте изучается анизотропия КЛ, сделаны выводы об источниках КЛ высоких энергий, в частности о наличии экстрагалактической компоненты при энергиях  $> 10^{17} \text{ эВ}$  [39].

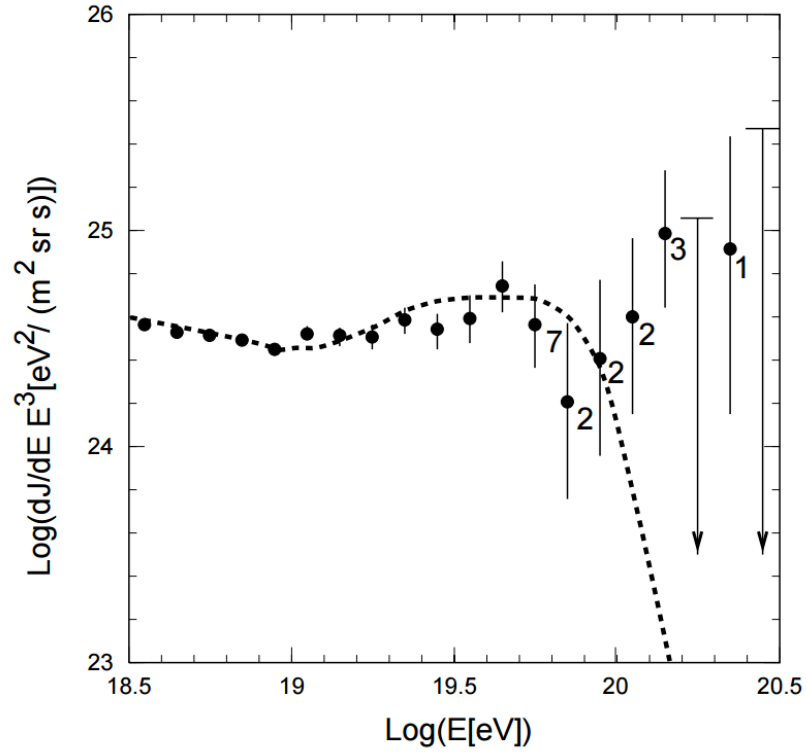


Рис. 4 Спектр по данным эксперимента AGASA. Пунктирная линия – теоретическая кривая для случая равномерно распределённых источников

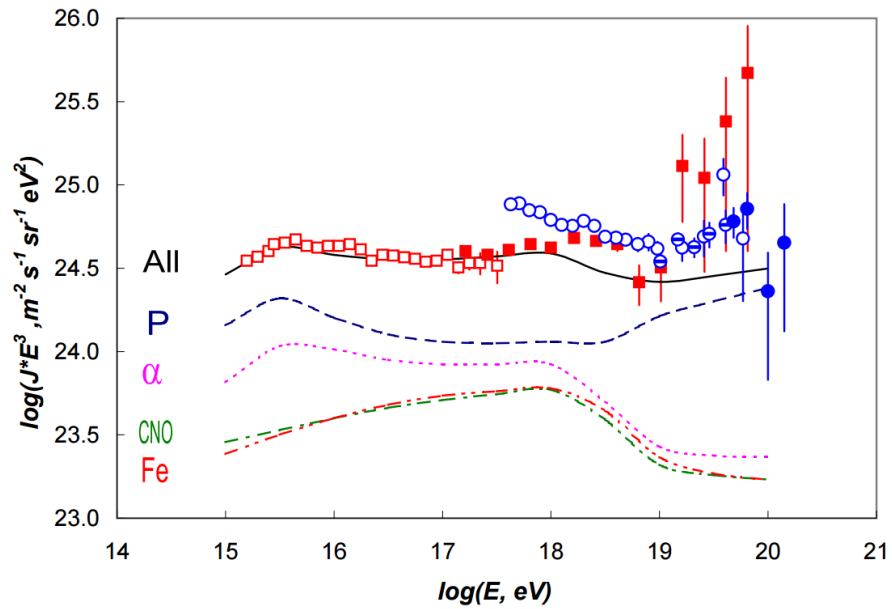


Рис. 5 Спектр по данным установки ЯКУШАЛ. Кружками показаны данные сцинтиляционных детекторов, квадратами - черенковских приёмников. Кривые получены в модели аномальной диффузии [40]



#### **4.2.3. The High Resolution Fly's Eye Observatory**

Эксперимент HiRes включал две установки (HiRes I и HiRes II), разнесённых на 12,6 км, располагавшихся в Юте, США. Каждая из установок представляла собой телескоп с обзором  $360^\circ$  по азимуту, который наблюдал флуоресцентное свечение, вызываемое ШАЛ в атмосфере.

На рис. 6 изображены спектры, измеренные установками отдельно, а также аппроксимация экспериментальных точек степенной функцией (в логарифмическом масштабе — прямой линией) с разрывом в «лодыжке» и в точке начала области ГЗК-обрезания [29]. В этом эксперименте впервые с большой точностью установлено наличие обрезания, что противоречит данным AGASA [30]. По данным HiRes, в области высоких энергий первичные частицы в основном являются протонами, что согласуется с результатами AGASA.

#### **4.2.4. Telescope Array**

Telescope Array — гибридный эксперимент, базирующийся в Юте, США, который состоит из сетки 507 наземных сцинтилляторных детекторов, расположенных в узлах квадратной сетки с шагом в 1 км, а также трёх телескопов, которые с трёх точек наблюдают флуоресценцию над массивом наземных детекторов. Площадь покрытия массива составляет около  $700 \text{ км}^2$ , расстояние между телескопами — порядка 35 км. [31]

Спектр ТА пока полностью подтверждает результаты эксперимента HiRes, однако существуют внутренние трудности, связанные с тем, что энергии, восстановленные по данным с наземных детекторов, в среднем на 27% больше, чем энергии по флуоресцентным детекторам [32].

#### **4.2.5. Pierre Auger Observatory**

Pierre Auger — гибридный эксперимент, развёрнутый в Маларге, Аргентина. Он включает 24 телескопа для наблюдения флуоресценции (см. рис. 3), а также массив из 1600 водяных баков, предназначенных для регистрации в них черенковского света от частиц ливня.

Спектр, полученный в эксперименте Auger с помощью сопоставления данных с двух типов детекторов, изображён на рис. 7 [33]. Он совпадает со спектром HiRes и демонстрирует ГЗК-обрезание. Данные о составе первичных лучей, однако, отличаются от других крупных экспериментов — по данным Auger, КЛ сверхвысоких энергий состоят из тяжёлых частиц, вплоть до ядер железа [34].

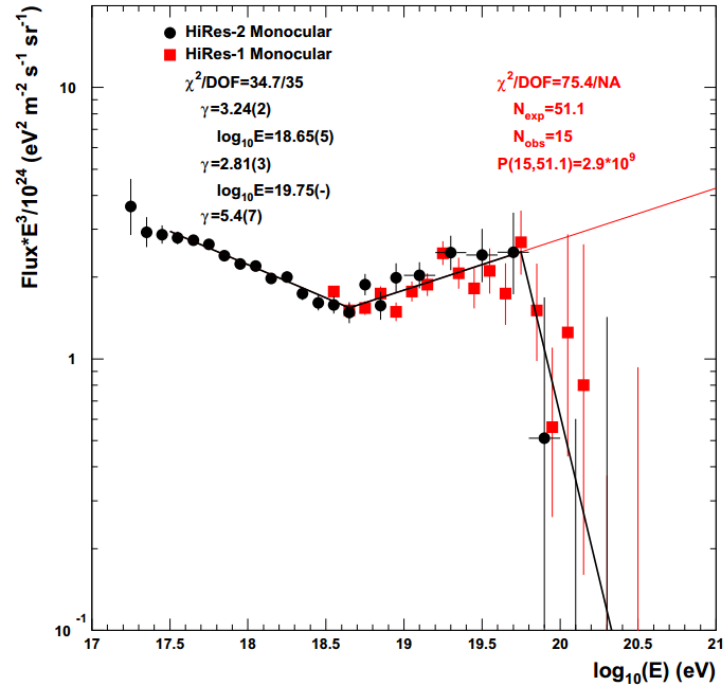


Рис. 6 Спектр по данным экспериментов HiRes I и II

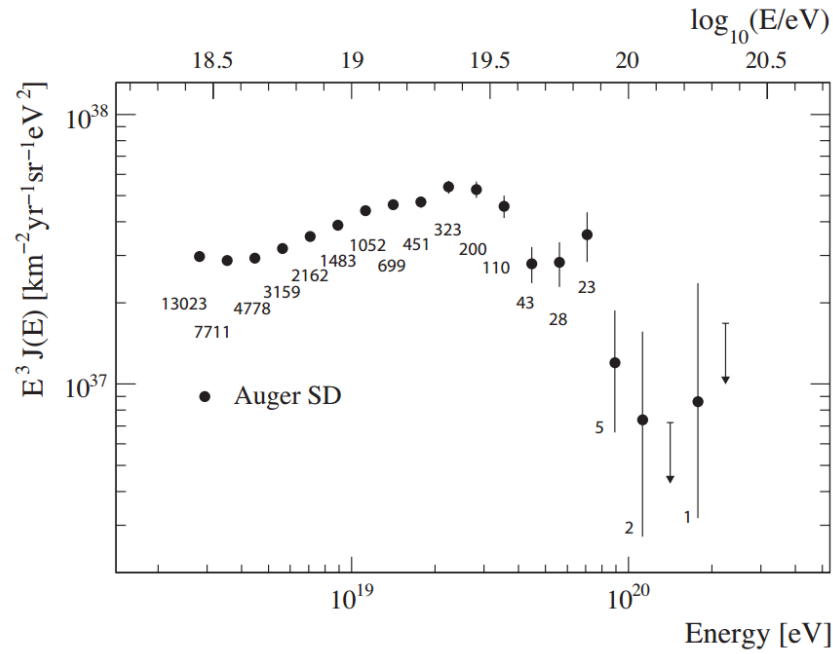


Рис. 7 Спектр по данным эксперимента Pierre Auger. Число рядом с точкой – количество событий с такой энергией. Спектр калиброван с использованием данных флуоресцентных детекторов.

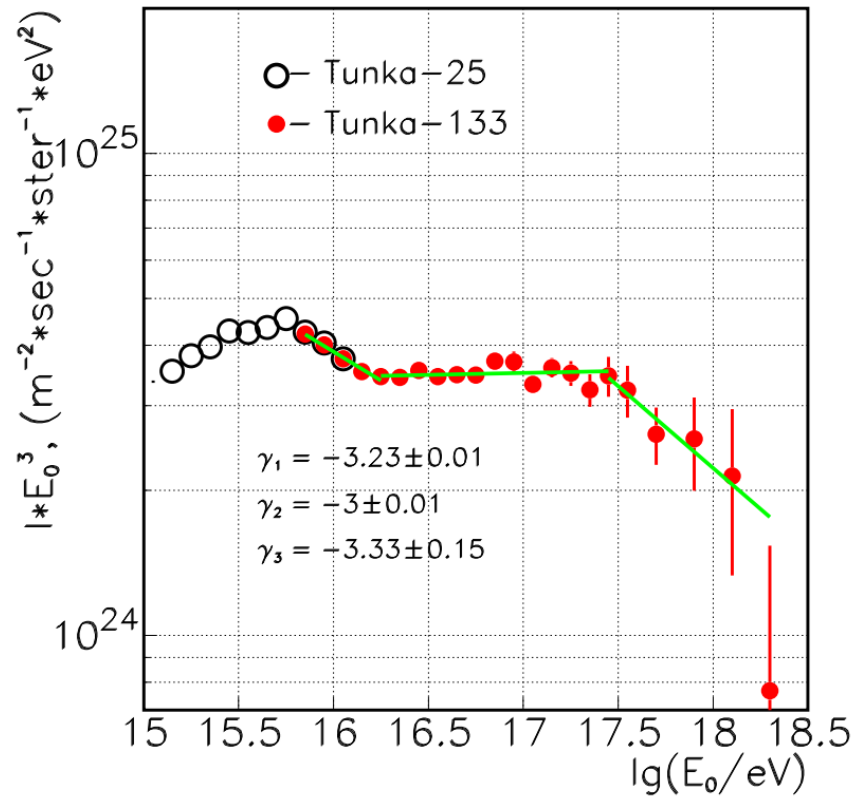


Рис. 8 Спектр по данным эксперимента Тунка, числа  $\gamma_1 - \gamma_3$  - показатели в аппроксимирующем степенном законе для трёх интервалов энергии

#### 4.2.1. Тунка-133

В 2009 г. в Республике Бурятия, Россия, был развёрнут эксперимент Тунка-133, который включает массив из детекторов черенковского света с площадью покрытия 1 км<sup>2</sup>. На установке изучается спектр и состав лучей в области 10<sup>15</sup> - 10<sup>18</sup> эВ.

На рис. 8 представлен спектр по данным Тунка-133, на том же графике показан спектр, полученный при пробном запуске установки с 25 детекторами (Тунка-25). Эти данные согласуются со спектрами HiRes и Telescope Array. Получены также данные о составе первичных КЛ: до 10<sup>17</sup> эВ преобладает тяжёлая компонента, начиная с 10<sup>17</sup> эВ доля лёгкой компоненты увеличивается. Данных о сверхвысоких энергиях на этом эксперименте не получено [35].

#### 4.2.2. СФЕРА

Эксперимент СФЕРА является реализацией идеи о регистрации черенковского света, продуцированного частицами ливня в атмосфере, не напрямую, а после его отражения от рассеивающей поверхности. Последней использованной на сегодняшний день установкой была СФЕРА-2, которая прикреплялась к аэростату и поднималась над заснеженной поверхностью озера Байкал в ясную безлунную ночь. Черенковский свет, отражённый от снега, попадал на сферическое

зеркало и фокусировался на мозаике из 109 фотоэлектронных умножителей. Диапазон энергий, изученных на установке СФЕРА:  $10^{16}$  -  $10^{18}$  эВ [36].

По данным установки получен энергетический спектр, который согласуется с данными других экспериментов в этом диапазоне энергий. Также в эксперименте получена зависимость доли лёгких ядер в составе ПКЛ от энергии, которая согласуется с данными эксперимента Тунка-133 [37].

### **4.3. Восстановление параметров ШАЛ**

Регистрация широких атмосферных ливней — косвенный способ измерения характеристик первичной частицы. Получение этих характеристик, основной из которых является энергия и тип частицы, — нетривиальная задача, и методы решения отличаются в зависимости от типа и расположения детекторов.

Для восстановления первичной энергии по сигналу наземных детекторов заряженных частиц необходимо сначала определить положение оси ливня, а затем найти (прямо измерить, либо восстановить по другим данным) значение плотности сигнала на заданном расстоянии от оси (часто используется  $s(600)$ , плотность на расстоянии 600 м от оси). Помимо этого, используется оценка энергии «по изображению» — с помощью численного моделирования подбирается функция пространственного распределения (ФПР), наилучшим образом соответствующая наблюдаемой.

В случае регистрации излучения Вавилова–Черенкова, в особенности отражённого, невозможно полностью измерить поток черенковского света, только плотность потока в детекторах. Однако в этом случае ФПР для черенковского света можно восстановить даже точнее, чем ФПР электронов по наземным данным. Восстановление энергии первичной частицы проводится также по изображению.

В отличие от черенковского, флуоресцентный свет излучается изотропно, источниками его служат возбуждённые электронами атомы азота. Таким образом, интенсивность флуоресцентного света пропорциональна плотности потока электронов, и наблюдая это распределение телескопами, можно восстановить ФПР электронов и глубину максимума каскада.

## **5. Изучение состояния атмосферы во время работы установки СФЕРА-2**

В эксперименте СФЕРА-2, как описано в п. 4.2.6, на аэростате поднимается модуль, который фокусирует черенковский свет ШАЛ, отражённый от рассеивающей снежной поверхности, на матрицу ФЭУ. При этом собственно регистрации черенковского света недостаточно для восстановления ФПР ливня. Необходимо иметь, во-первых, данные о

высоте и ориентации модуля в пространстве, чтобы сопоставить наблюдаемую картину черенковского света и конкретный участок рассеивающей поверхности. Для этого на модуле установлен датчик GPS и гироскоп. Кроме того, для изучения ливня важна информация о состоянии атмосферы, так как от этого существенно зависят вероятности взаимодействия на единице пути частицы, а значит и весь сценарий развития ливня (см., например, определение радиационной единицы длины в п. 2.1). Экспериментальный модуль оборудован барометром и термометром, который позволяет получить частичный профиль атмосферного давления. В запусках в марте 2013 года полёты совершались на высоте до 1200 м. над уровнем моря, но даже по этим данным можно приближённо оценить состояние всей атмосферы.

Измерения проводились в течение ночи, и для учёта суточного изменения состояния атмосферы также использовались данные наземного барометра. В некотором приближении можно считать, что разность показаний наземного барометра и барометра на экспериментальном модуле зависит только от высоты.

Целью данной части работы было получение профилей давления в пяти разных запусках, и их аппроксимация по заданной форме для использования в дальнейшем при численном моделировании ФПР. Однако предварительно оказалось необходимым провести коррекцию показаний высоты датчика GPS.

### **5.1. Коррекция показаний GPS-датчика высоты по барометру**

На рис. 9 и 10 изображены зависимости высоты и разности давлений земля-аэростат от номера отсчёта (можно считать, что отсчёты производились через одинаковый промежуток времени, в среднем каждые 72 секунды). На рис. 9 показан участок стационарной работы на высоте около 400 м над уровнем Байкала. Хорошо заметно согласие небольших флуктуаций данных барометра и GPS-датчика, что позволяет говорить о достаточно точной работе GPS при малых изменениях высоты. На рис. 10 – промежуток подъёма аэростата на рабочую высоту, на котором замечен участок резкого повышения разности давлений (начиная со 110 номера отсчёта), при этом высота начинает изменяться плавно и с некоторой задержкой. Это объясняется особенностью внутреннего программного обеспечения датчика, которое, по-видимому, включает систему коррекции ошибок. Так как используемый GPS-датчик применяется в основном на морских судах, резкое изменение высоты классифицируется точно неизвестным проприетарным алгоритмом как сбой, и только спустя некоторое время датчик начинает по сглаженной траектории «догонять» истинное значение.

Для всех запусков было установлено, что в области, далёкой от резких изменений высоты, флуктуации давления и высоты ведут себя согласованно, подобно рис. 9. Поэтому

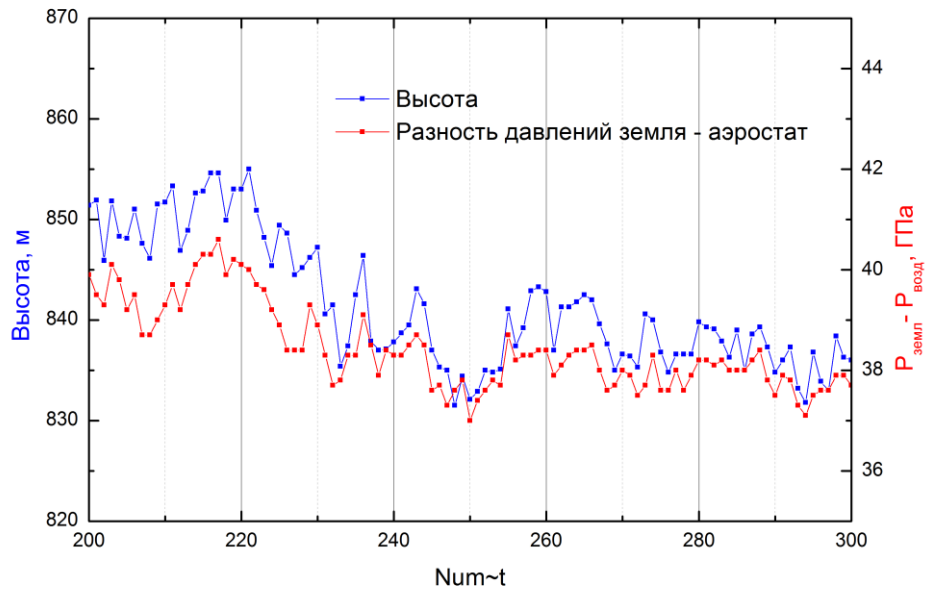


Рис. 9 Зависимости высоты и разности давлений от номера отсчёта (времени) в области стабильной высоты

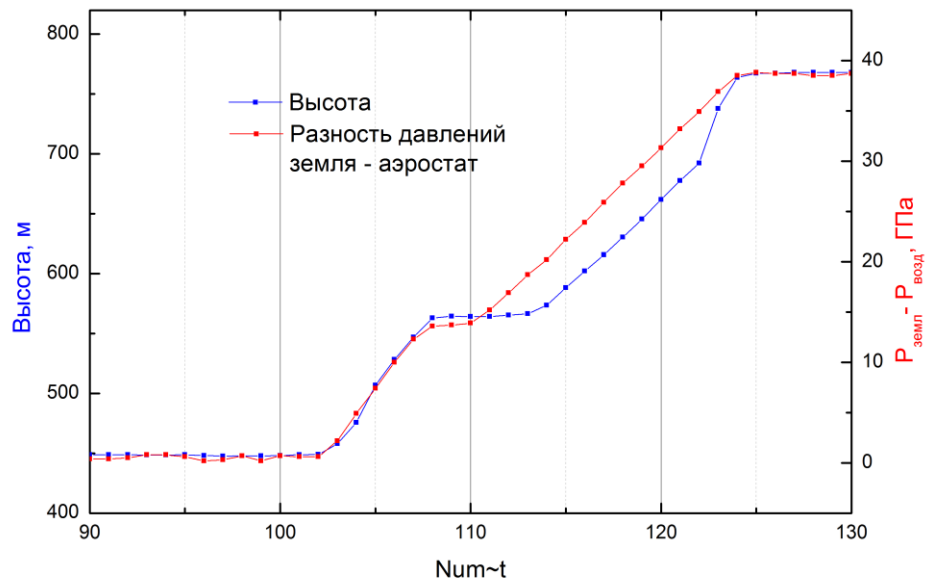


Рис. 10 Зависимости высоты и разности давлений от номера отсчёта (времени) в области резкого изменения высоты

была принята гипотеза, что показания датчика высоты в районе «плато» достоверны. Далее для всех запусков была проведена следующая процедура:

1. Для участков резкого изменения высоты были определены ближайшие «достоверные» интервалы справа и слева. На рис. 10 таковыми могут быть участки «плато» снизу (90-100) и сверху (125-130). Промежутки выбирались с одной стороны достаточно большими, для того, чтобы получить усреднённую картину, с другой – по возможности равной длины, чтобы статистический вес точек справ и слева был приблизительно одинаков.
2. Использовалась простая изотермическая модель атмосферы, для которой справедлива барометрическая формула

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{(h-h_0)}{a}\right),$$

где  $p_0$  – давление на высоте  $h_0$ ,  $p$  – давление на высоте  $h$ ,  $a$  – параметр, описывающий состояние атмосферы

По термометру можно оценить точность этого приближения – изменение температуры с высотой не превышало 19 К и в среднем составило 11 К для всех запусков. Для вычисления параметра  $a$  по экспериментальным точкам перепишем это равенство в виде

$$h - h_0 = a \left( -\ln \frac{p}{p_0} \right)$$

Полагая приблизительный уровень поверхности Байкала  $h_0 = 450$  м, а вместо  $p_0$  подставляя показание наземного барометра в соответствующий момент, по выбранным «достоверным» точкам методом наименьших квадратов вычислялся параметр  $a$ . При этом погрешность  $h$  принималась равной 8 м, погрешности  $p$  и  $p_0$  отбрасывались (они существенно меньше погрешности  $h$ )

3. Можно считать, что на промежутке параметр  $a$  неизменен, и вычислить промежуточные значения «барометрической» высоты. В точках, где наблюдается существенное (больше погрешности  $h$ ) расхождение этой высоты с показаниями датчика GPS, считалось, что имеет место ошибка датчика, его показания заменялись «барометрической» высотой.

Таким образом были исследованы все пять запусков. В первом и третьем коррекция не проводилась. Во втором запуске два участка нуждались в коррекции, первый – во время подъёма аэростата (результат изображён на рис. 11), а также весь конец запуска. Начиная с 250 отсчёта, во-первых, видны резкие изменения давления, во время которых высота плавно изменяется с задержкой, во-вторых, присутствуют участки совсем без флуктуаций, что также следует трактовать как ошибку. На рис.12 показан результат обработки этого участка. В

четвёртом запуске весь участок подъёма сильно искажён, это заметно на графике и без строгого анализа – высота либо изменяется очень плавно, либо не изменяется вообще. Кроме того, в районе 400 отсчёта наблюдается скачок давления, а высота начинает изменяться плавно и с задержкой. На рис. 13 и 14 изображены результаты коррекции по описанному алгоритму для двух участков четвёртого запуска. Также небольшой участок (тот же, что изображён на рис. 10) был скорректирован в пятом запуске, результаты представлены на рис. 15.

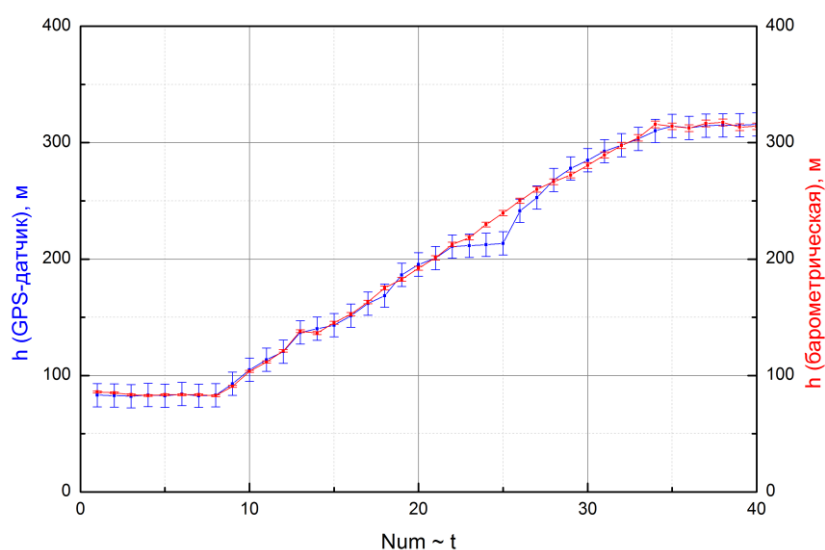


Рис. 11 Высота по данным датчика GPS и восстановленная с помощью барометрической формулы, 2 запуск, участок подъёма

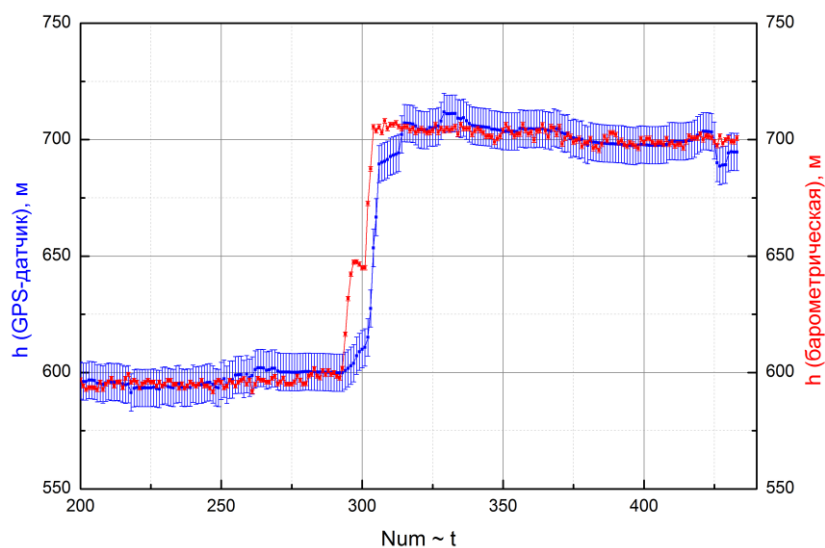


Рис. 12 Высота по данным датчика GPS и восстановленная с помощью барометрической формулы, 2 запуск, конец запуска



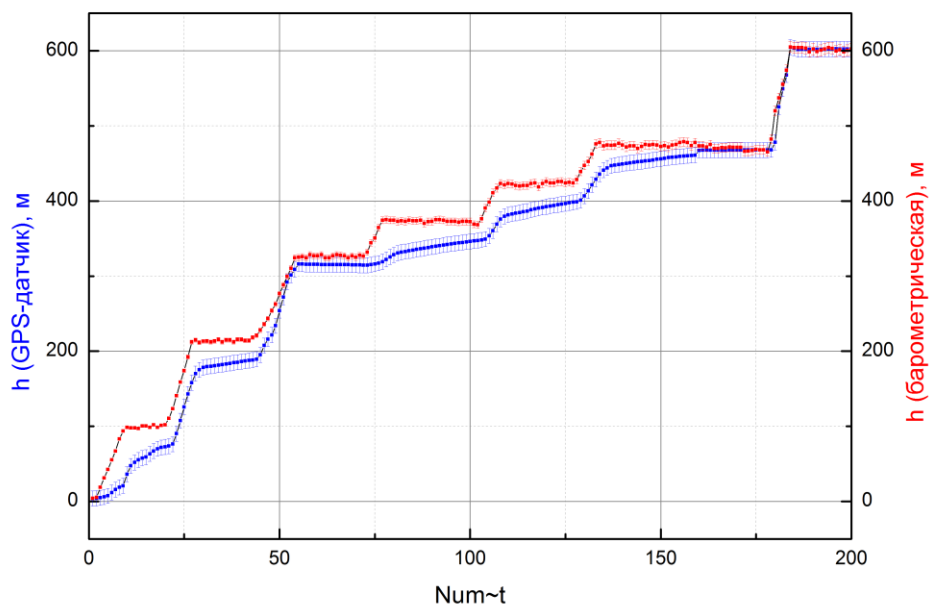


Рис. 13 Высота по данным датчика GPS и восстановленная с помощью барометрической формулы, 4 запуск, участок подъёма

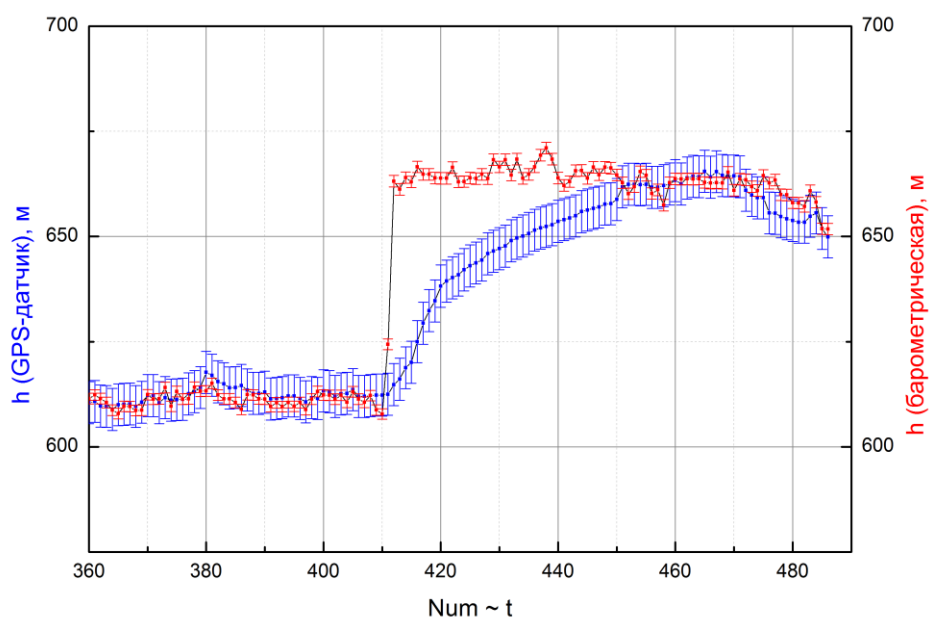


Рис. 14 Высота по данным датчика GPS и восстановленная с помощью барометрической формулы, 4 запуск, участок подъёма

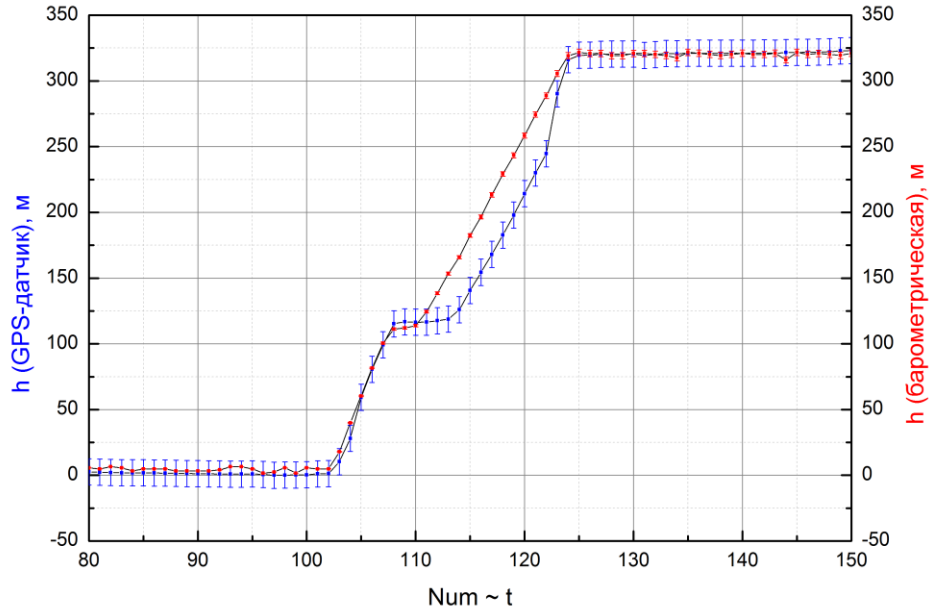


Рис. 15 Высота по данным датчика GPS и восстановленная с помощью барометрической формулы, 5 запуск, участок подъёма

## 5.2. Восстановление профилей давления и плотности атмосферы

После того, как в нужных местах значение высоты было исправлено, стало возможным построение профилей атмосферы.

Моделирование ливней в эксперименте СФЕРА проводится с помощью программного пакета CORSIKA, в котором состояние атмосферы задаётся функцией  $T(h)$ , она определяется как

$$T(h) = \int_h^{+\infty} \rho(t) dt,$$

где  $\rho(t)$  – плотность воздуха на высоте  $t$

В эксперименте измеряется давление и температура, откуда в некотором приближении может быть получено  $\rho(t)$ . При этом для сравнения экспериментальных данных с теорией использовались соотношения, которые следуют из определения  $T$  и  $p$ :

$$T(h) = \frac{p(h)}{g},$$

$$\frac{dT}{dh}(h) = -\rho(h),$$

здесь  $p(h)$  – давление на высоте  $h$ ,  $g$  – напряжённость гравитационного поля Земли (при высотах 500-1500 м меняется пренебрежимо мало)

В пакете CORSIKA используется аппроксимация  $T(h)$  кусочно-заданной гладкой функцией, определённой на 5 интервалах (0-4, 4-10, 10-40, 40-100, >100 км) [43]. В первых четырёх функция экспоненциально убывает по закону

$$T(h) = a_i + b_i \times e^{-h/c_i},$$

где  $a_i, b_i, c_i$  – константы,  $i$  – номер слоя

В последнем слое затухание линейное, что обеспечивает существование точной границы атмосферы ( $T=0$ ):

$$T(h) = a_5 - b_5 \times h/c_5$$

В описании программного пакета CORSIKA [41] приведено 26 различных наборов параметров  $a_i, b_i, c_i, i=1,...,5$ , полученных при обработке измерений в разных точках Земли в разное время. На данном этапе работы осуществлялся выбор из предложенных профилей те, которые наиболее хорошо согласуются с экспериментом. Можно ожидать, что если измеренный участок профиля атмосферы совпадает с участком некоторого другого, полного профиля, то и дальше они близки, хотя экспериментальных данных о той области уже нет. Прямая аппроксимация экспериментальных зависимостей невозможна, так как, очевидно, только по информации о состоянии атмосферы в первом слое нельзя определить её состояние в последующих.

Все экспериментальные данные относятся к нижнему слою атмосферы. Для каждого теоретического профиля (который в рамках одного первого слоя определяется функцией  $T(h) = a_1 + b_1 \times e^{-h/c_1}$ ) вычислялся средний квадрат отклонения от экспериментальных точек, и определялось несколько ближайших профилей, соответствующих минимальным средним квадратам отклонения.

Плотность вычислена в приближении идеального газа по формуле

$$\rho(h) = \frac{p(h) \cdot M}{R \cdot T(h)}$$

Влажность воздуха вносит малый вклад в парциальное давление, порядка 0,02% для значений влажности 50%, что приблизительно соответствует влажности ночью в марте у поверхности Байкала [42], оценка проведена по приближённой формуле [43]

$$p_v = \varphi \times p_{sat} \cong \varphi \times 6,1 \times 10^2 \times 10^{\frac{(7,5T-2048,6)}{T-35,85}}$$

Поэтому можно пренебречь влиянием влажности на вычисление плотности.

Далее, для функции плотности  $\rho(h) = \frac{b_1}{c_1} e^{-h/c_1}$  аналогично  $T(h)$  проводилась та же процедура, и из тех профилей, которые хорошо совпадают с точками  $T(h)$ , выбирался наилучший. Такой порядок обусловлен тем, что совпадение интегралов от плотности по высоте в известной области возле поверхности, по-видимому, лучше обеспечивает совпадение реального профиля плотности с заданным в области отсутствия данных, нежели конкретное значение плотности в нижних слоях. Кроме того, профиль плотности в течение запуска существенно изменялся и отклонялся от экспоненциальной формы вследствие

изменения температуры, поэтому затруднительно подобрать хорошо подходящую функцию из набора CORSIKA.

В результате для каждого запуска было выбрано по одному заданному профилю, они представлены в табл. 1 и на рис. 16-20. В таблице представлены коэффициенты для всех слоёв атмосферы. На рисунках представлены профили  $T(h)$  и  $\rho(h)$ .

№ запуска	Атмосфера	$i$	$a_i$ (г/см <sup>2</sup> )	$b_i$ (г/см <sup>2</sup> )	$c_i$ (г/см <sup>2</sup> )
1	Центральная Европа, 23 февраля 1993 (AT223)	1	-195,837264	1240,48	933697
		2	-50,4128778	1117,85	765229
		3	0,345594007	1210,9	636790
		4	$5,46207 \cdot 10^{-4}$	608,2128	733793,8
		5	0,01128292	1	$10^9$
2	Маларге, Аргентина, октябрь (GDAS)	1	-133,13151125	1176,9833473	954151,404
		2	-13,973209265	1244,234531	692708,89816
		3	0,8378263431	1464,0120855	615439,43936
		4	$3,111742 \cdot 10^{-4}$	622,11207419	747969,08133
		5	0,01128292	1	$10^9$
3	Центральная Европа, 11 мая 1993 (AT511)	1	-253,95047	1285,2782	1088310
		2	-128,97714	1173,1616	935485
		3	0,353207	1320,4561	635137
		4	$5,526876 \cdot 10^{-4}$	680,6803	727312,6
		5	0,01128292	1	$10^9$
4	Маларге, Аргентина, январь (GDAS)	1	-136,72575606	1174,8298334	982815,95248
		2	-31,636643	1204,8233453	754029,87759
		3	1,8890234035	1637,7703583	594416,83822
		4	$3,9201868 \cdot 10^{-4}$	735,96095023	733974,36972
		5	0,01128292	1	$10^9$
5	Стандартная атмосфера США (по Кейлхауэру)	1	-149,801663	1183,6071	954248,34
		2	-57,932486	1143,0425	800005,34
		3	0,63631894	1322,9748	629568,93
		4	$4,354537 \cdot 10^{-4}$	655,67307	737521,77
		5	0,01128292	1	$10^9$

Таблица 1. Избранные профили атмосферы для каждого запуска

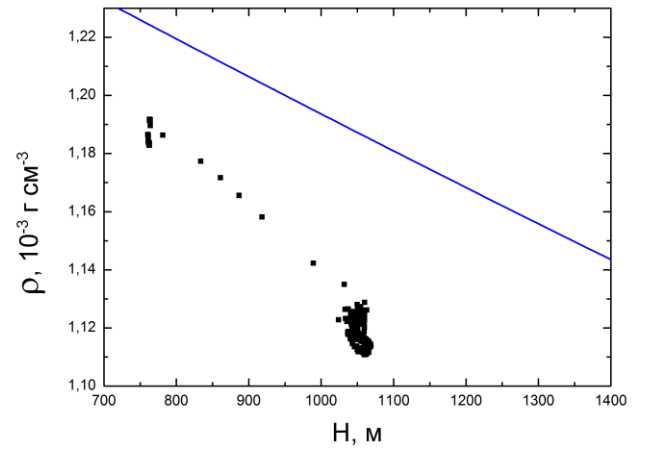
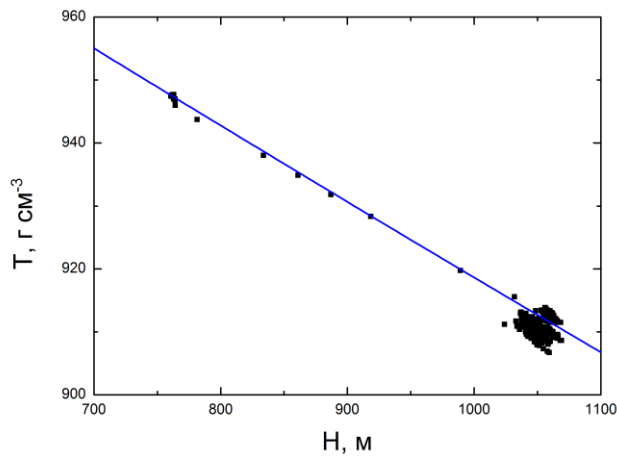


Рис. 16 Экспериментальные точки и ближайший профиль из набора CORSIKA для 1 запуска

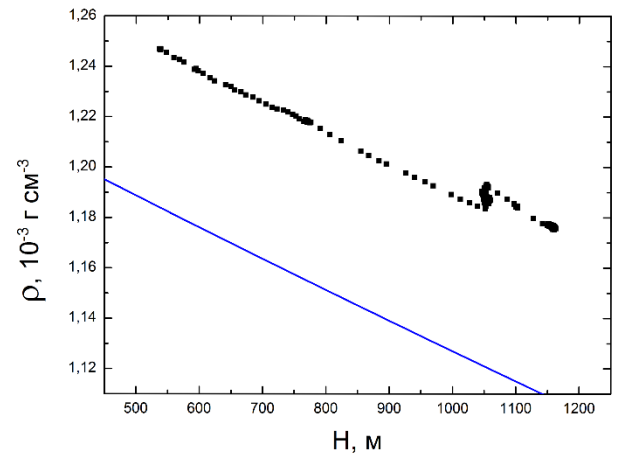
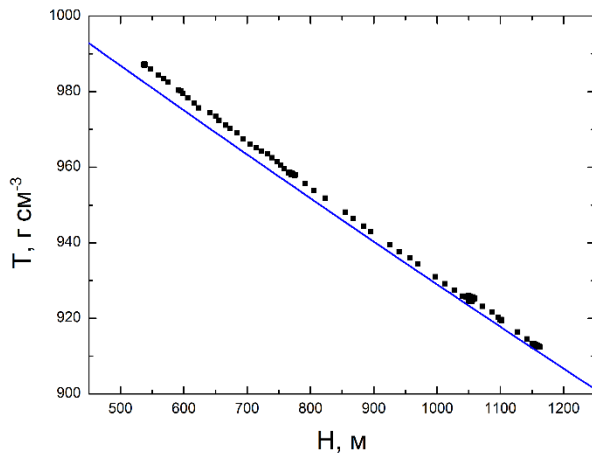


Рис. 17 Экспериментальные точки и ближайший профиль из набора CORSIKA для 2 запуска

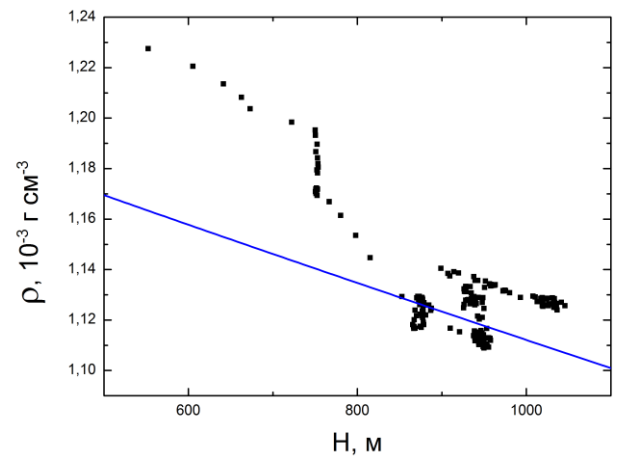
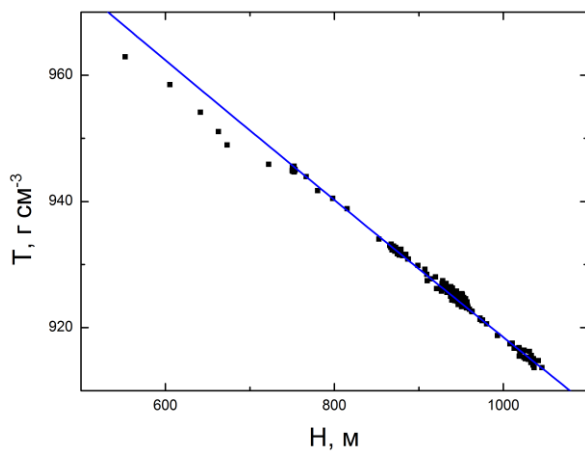


Рис. 18 Экспериментальные точки и ближайший профиль из набора CORSIKA для 3 запуска

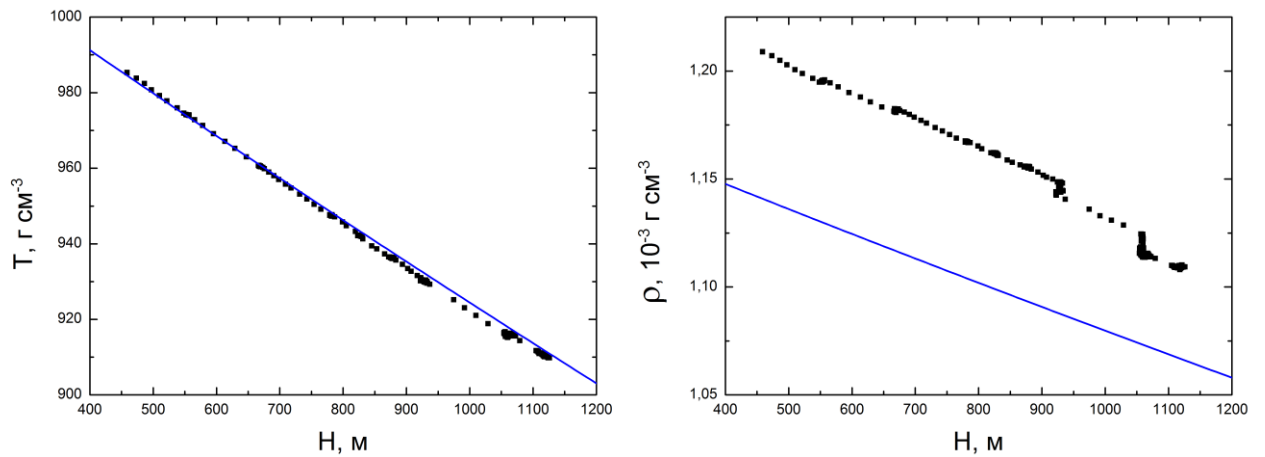


Рис. 19 Экспериментальные точки и ближайший профиль из набора CORSIKA для 4 запуска

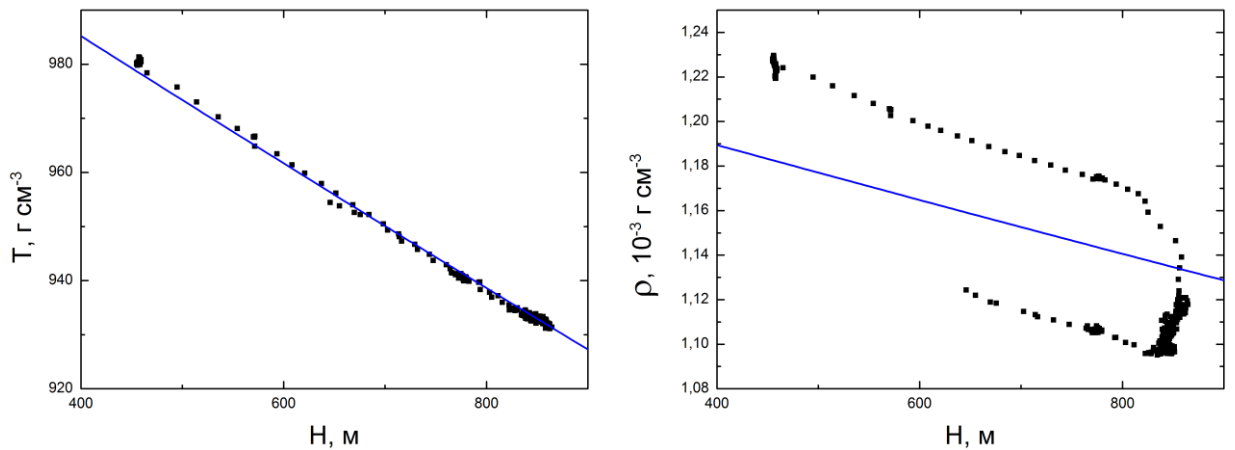


Рис. 20 Экспериментальные точки и ближайший профиль из набора CORSIKA для 5 запуска

## 6. Обсуждение результатов

Общей особенностью всех подобранных профилей является, с одной стороны, хорошее согласие с экспериментом зависимости  $T(h)$  (среднеквадратичное отклонение не превышает 0,2%) и существенные расхождения с экспериментальными данными плотности  $\rho(h)$ .

Во-первых, в некоторых случаях (3 и 5 запуски) плотность демонстрирует расхождения не только с экспоненциальной формой зависимости, а с функциональной зависимостью вообще. Это связано с суточным изменением плотности воздуха и с невозможностью описать её одной функцией. Решением может быть либо усреднение для получения «эффективной» плотности, либо построение нескольких зависимостей для разных временных промежутков.

Во-вторых, несмотря на хорошее совпадение абсолютных значений  $T(h)$ , ход этой функции отличается от стандартных профилей атмосферы, что подтверждается как независимым измерением производной  $\rho(h) \sim \frac{dT}{dh}$ , так и аппроксимацией экспериментальных

точек по предложенной модели. Это, вероятно, следствие ограниченности данных. Следующим этапом работы будет исследование состояния атмосферы на бóльших высотах по данным из сторонних источников и добавление их к данным, используемым в данной работе и касающимся только нижнего слоя атмосферы.

Несмотря на это, были подобраны подходящие профили из набора CORSIKA для каждого запуска. Можно предполагать, что этот набор достаточно полно описывает все встречающиеся типы атмосфер, и выбранные профиль можно принять при моделировании широких атмосферных ливней для эксперимента СФЕРА-2.

## **Выводы**

Проведён обзор современного состояния науки о космических лучах, экспериментов по регистрации ШАЛ, их методов и результатов. По данным установки СФЕРА-2 исследовано состояние атмосферы во время регистрации ШАЛ. Обнаружены неточности в показаниях бортового GPS-датчика, проведена коррекция значений высоты, основанная на данных бортового барометра. Получены профили плотности и давления, проведено сравнение со стандартными профилями атмосферы. Стандартные профили, хорошо описывающие экспериментальные данные, приняты в качестве экстраполяции.



## Список литературы

1. Hess V. F. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten // *Physikalische Zeitschrift* 13 (1912) 1084–1091
2. Skobeltzyn D. V., *Physikalische Zeitschrift* 43 (1927), 354
3. Auger P., Ehrenfest P., Maze R., Daudin J., Freon R. A. Extensive Cosmic-Ray Showers // *Review of Modern Physics* 11 (1939), 288–291
4. Compton A. H. A Geographic Study of Cosmic Rays // *Physical Review* 43 (1933), 387
5. Широкие атмосферные ливни космических лучей / Добротин Н. А., Зацепин Г. Т., Розенталь И. Л. и др. // *УФН*. 1953. Т. 49, вып. 2
6. Johnson T. H. Cosmic-Ray Intensity and Geomagnetic Effects // *Reviews of Modern Physics* 10 (1938), 193
7. Schein M., Jesse W. P., Wollan E. O. The Nature of the Primary Cosmic Radiation and the Origin of the Mesotron // *Physical Review* 59 (1941), 615
8. Зацепин Г.Т., *ДАН СССР* 67 (1949) 993
9. Alexeyenko V. V., Chudakov A. E., Gulieva E. N., Sborschikov V. G. Anisotropy of Small EAS (about  $10^{13}$  Ev) // *Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference, held in Paris, France, 1981, vol. 2*, 146
10. Ter-Antonyan S. Sharp knee phenomenon of primary cosmic ray energy spectrum // *Physical Review D* 89, 123003 (2014)
11. Dawson B. R. et al. The Energy Spectrum of Cosmic Rays at the Highest Energies [arXiv:1306.6138](https://arxiv.org/abs/1306.6138) [astro-ph.HE]
12. Zatsepin G. T. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 4 (1966), 78–80
13. Armesto N., Scomparin E. Heavy-ion collisions at the Large Hadron Collider: a review of the results from Run 1 // *Eur. Phys. J. Plus* (2016) 131: 52
14. Мурзин В. С. Введение в физику космических лучей: Учебное пособие для вузов. – 2-е изд., доп. М.: Атомиздат, 1979, – 304 с.
15. Модель космоса: научно информационное издание в 2 т. / под ред. М. И. Панасюка, Л. С. Новикова – Т.1 : Физические условия в космическом пространстве. – М. : КДУ, 2007. – 827 с.
16. Бусленко Н. П., Шрейдер У. А. Метод статистических испытаний (Монте-Карло) и его реализация на ЦВМ. – М.: Физматгиз, 1961, - 228 с.
17. Stanev T., Biermann P. L., Gaisser T. K. Cosmic rays. IV. The spectrum and chemical composition above  $10^4$  GeV // *Astronomy and Astrophysics* 274 (1993), 902

18. Березинский В. С. и др. Астрофизика космических лучей (ред. В. Л. Гинзбург), М.: Наука, 1990
19. Hillas A. M. The cosmic-ray knee and ensuing spectrum seen as a consequence of Bell's self-magnetized SNR shock acceleration process // *Journal of Physics: Conference Series* 47 (2006) 168–177
20. Quenby J. J. The Extragalactic Origin of Cosmic Rays Above  $10^{16}$  eV // 23rd International Cosmic Ray Conference, Vol. 2, held 19-30 July, 1993 at University of Calgary, Alberta, Canada
21. Bird D. J. et al. Evidence for correlated changes in the spectrum and composition of cosmic rays at extremely high energies // *Phys. Rev. Lett.*, 71 (1993) 3401 – 3404
22. Takeda M. et al. Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min Cutoff // *Phys. Rev. Lett.*, 81 (1998) 1163 – 1166
23. Красильников А. Д. Анизотропия космических лучей сверхвысоких энергий // *Вестник Северо-Восточного федерального университета им. М.К. Аммосова* . 2007. №4 С.26-31.
24. Apel W. D. et al. The KASCADE-Grande experiment // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 620 (2010) 202–216
25. The Pierre Auger Collaboration The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 798 (2015) 172-213
26. Takeda M. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment // *Astroparticle Physics* 19 (2003) 447-462
27. K. Shinozaki, M. Teshima for AGASA Collaboration, “AGASA Results”, *Nucl. Phys. B (Procc. Suppl.)* 36 (2004), 18-27
28. Takeda M. Small-scale anisotropy of cosmic rays above  $10^{19}$  eV observed with The Akeno Giant Air Shower Array // *The Astrophysical Journal* 522 (1999) 225-237
29. Sokolsky P. (the HiRes Collaboration) Final Results from the High resolution Fly's Eye (HiRes) Experiment // *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* 212–213 (2011), 74–78
30. Sokolsky P. (the HiRes Collaboration) Observation of the GZK cutoff by the HiRes Experiment // *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* 196 (2009), 67–73
31. Kasahara K. (the TA Collaboration) The current status and prospects of the TA experiment arXiv:astro-ph/0511177v2 (19 Nov 2005)
32. Stokes B. (the Telescope Array Collaboration) Measurement of UHECR energy spectrum by TA SD // *AIP Conference Proceedings*, 1367, “International Symposium on the recent progress of ultra-high energy cosmic ray observations”, Aichi, Japan, (2010)

33. The Pierre Auger Collaboration Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above  $10^{18}$  eV using the Pierre Auger Observatory arXiv:1002.1975v1 [astro-ph.HE]
34. The Pierre Auger Collaboration Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory arXiv:0903.1127v2 [astro-ph.HE]
35. Prosin V. V. (Tunka Collaboration) Tunka-133: Results of 3 Year Operation // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment (2014)
36. Чернов Д. В. и др. Исследование чувствительности к химическому составу ПКЛ по данным установки СФЕРА-2 // Известия РАН. Серия физическая (2015) т. 79 №3, 392-394
37. Антонов Р. А и др. Регистрация отражённого черенковского света ШАЛ в эксперименте СФЕРА как метод изучения космических лучей сверхвысоких энергий // Физика элементарных частиц и атомного ядра (2015) т. 46 вып.1
38. Egorova V. P. et al. The spectrum features of UHECRs below and surrounding GZK arXiv:astro-ph/0408493v1
39. Глушков А. В., Правдин М. И. Энергетический спектр и анизотропия космических лучей с  $E_0 > 10^{17}$  эВ по данным Якутской установки ШАЛ // ЖЭТФ 2005 т. 128 вып. 1, 103 – 114
40. A.A. Lagutin et.al. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 97 (2001) 267.
41. Heck D., Pierog T. Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide (Version 74xxx from September 3, 2013) - KIT - Universitat des Landes Baden-Wurttemberg und nationales Forschungszentrum in der Helmholtz-Gemeinschaft
42. [http://www.atlas-yakutia.ru/weather/spravochnik/hum/climate\\_sprav-hum\\_3072701854.php](http://www.atlas-yakutia.ru/weather/spravochnik/hum/climate_sprav-hum_3072701854.php)
43. Shelquist R. An Introduction to Air Density and Density Altitude Calculations [http://wahiduddin.net/calc/density\\_altitude.htm](http://wahiduddin.net/calc/density_altitude.htm)