

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ КОСМОСА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**СТЕРЕО-ПОДХОД КОМПЛЕКСА TAIGA К НАБЛЮДЕНИЯМ
ГАММА-ИСТОЧНИКА В ТУМАННОСТИ DRAGONFLY**

Выполнил студент
214м группы
Разумов Александр Юрьевич

Научный руководитель
д.ф-м.н., проф. Кузьмичёв Леонид Александрович

Допущена к защите _____

Зав. кафедрой _____
(подпись)

Москва
2022

Оглавление

Введение	3
1 Литературный обзор	5
1.1 Космические лучи	5
1.1.1 Основные сведения	5
1.1.2 γ -кванты как источник информации	6
1.1.3 Пульсары и пульсарные туманности, остатки Сверхновых	8
1.2 Черенковское излучение	9
1.3 История развития черенковской гамма-астрономии	10
1.3.1 Черенковское свечение атмосферы	10
1.3.2 Первые опыты	11
1.4 Первые успехи наземной гамма-астрономии	12
1.4.1 Черенковские телескопы первого поколения	12
1.4.2 Черенковские телескопы второго поколения	13
1.4.3 Черенковские телескопы третьего поколения	15
1.5 Источник HAWC J2019+368 в туманности Dragonfly	15
2 Эксперимент TAIGA	19
2.1 Основные сведения	19
2.1.1 Географические сведения	19
2.1.2 Развёрнутые эксперименты	19
2.2 Устройство телескопа TAIGA-IACST	20
2.2.1 Физические характеристики	20
2.2.2 Режим наблюдений	22
2.3 Возможности TAIGA по наблюдению источника HAWC J2019+368	24
2.3.1 Моделирование Монте-Карло	24
3 Алгоритм случайного леса	27
3.1 Задачи классификации и регрессии	27
3.1.1 Постановка задачи	27

3.1.2 Мера качества	28
3.2 Случайный лес	28
3.2.1 Решающие деревья	28
3.2.2 Модификации	29
3.2.3 Random Forest в гамма-астрономии	29
4 Методика работы с данными	30
4.1 Обработка первичных данных	30
4.1.1 Перевод сигнала из кодов АЦП в эквивалентные фотоэлектроны	30
4.1.2 Клининг событий	31
4.2 Обработка изображения	31
4.2.1 Параметры Хилласа	31
4.2.2 Моноскопический режим обработки	32
4.2.3 Стереоскопический режим наблюдений	33
4.2.4 Определение положения источника в камере	35
5 Обработка результатов	39
Выводы	40
Литература	40

Введение

Целью настоящей работы является поиск гамма-сигнала из туманности Dragonfly по данным черенковских телескопов IACT обсерватории TAIGA с помощью стереоскопического метода.

В отличие от заряженных частиц космических лучей, γ -кванты не меняют своей траектории при прохождении через галактические магнитные поля, сохраняя, таким образом, информацию об источнике их происхождения. Это даёт возможность исследовать астрофизические процессы сверхвысоких энергий. Для изучения астрофизических источников в γ -диапазоне, а также для общего исследования первичного космического излучения в энергетическом диапазоне свыше нескольких ТэВ, применяются одни и те же методы наземной регистрации. При этом регистрируется не сама частица, а продукты каскадного рождения вторичных частиц, вызванного прохождением первичной частицы через атмосферу. Выбор источника HWC J2019+368 в туманности Dragonfly в созвездии Лебедь обусловлен его энергетическим спектром, полученном при раннем его исследовании проектами VERITAS и HAWC. При энергиях $E \geq 10$ ТэВ поток γ -квантов от источника становится сравним с их потоком от Крабовидной туманности, а энергетический спектр при этом простирается выше 100 ТэВ, что также делает HWC J2019+368 одним из мощнейших источников в галактике, а также потенциальным «пэватроном» — источником космических лучей с энергиями $E \geq 10^{15}$ эВ. Сложность выделения гамма-сигнала вызвана огромным фоном со стороны космических лучей. Задача подавления фона может быть частично решена с помощью стереоскопических наблюдений на черенковских телескопах.

Комплекс TAIGA — действующая наземная гамма-обсерватория, располагающаяся в Тункинской долине, способная вести наблюдения за гамма-источниками как совместно тремя (с апреля 2022 г) атмосферными черенковскими телескопами IACT (стереоскопический режим), так и в совпадении с широкоугольными черенковскими телескопами TAIGA-HiSCORE, распределёнными на площади приблизительно 1 км² (гибридный режим). Имеется приблизительно 80 ч данных наблюдения источника из туманности Dragonfly двумя телескопами TAIGA-IACT за осенние сезоны 2020–2021 гг. Приблизительно 45 ч из этих данных соответствуют стереоскопическому режиму наблюдения.

Для достижения поставленной цели требуется решить ряд задач, а именно:

- Изучить опыт других гамма-астрономических проектов по наблюдению в выбранном энергетическом диапазоне, что представлено в главе 1.
- Оценить возможности комплекса TAIGA по наблюдению выбранного источника, чему посвящена глава 2.
- Используя моделирование Монте-Карло решить задачу подавления адронного фона с помощью введения порогов на параметры наблюдаемых изображений, получаемых с телескопов, а также с помощью алгоритма случайного леса из области классического машинного обучения. Этим задачам посвящены главы 3 и 4.
- Провести обработку данных за осенние сезоны наблюдений 2020–2021 гг и сравнить результаты с предварительными оценками. Поиску гамма-сигнала в обработанных данных посвящена глава 5.

Глава 1. Литературный обзор

1.1 Космические лучи

1.1.1 Основные сведения

Космические лучи являются одним из источников информации о физических процессах, проходящих во Вселенной, и о свойствах межзвёздной среды. Прошло больше ста лет с проведения экспериментов Виктора Гесса, результатом которых было обнаружение роста ионизации воздуха с набираемой высотой. На основании этого, Гесс заключил, что из космоса идёт поток ионизирующего излучения, пронизывающий атмосферу Земли. Впоследствии Роберт Милликен предложил называть это излучение космическими лучами.

В настоящее время к космическим лучам относят заряженные субатомные частицы: протоны, электроны, тяжёлые ядра, галактического и внегалактического происхождения. Диапазон энергий первичных космических лучей простирается от 10^6 до 10^{21} эВ. На протяжении всей истории их изучения пока нет окончательной теории происхождения космического излучения, объясняющей экспериментально наблюдаемые

- форму энергетического спектра,
- полную энергию космических лучей,
- постоянную во времени интенсивность галактических космических лучей,
- химический состав.

Заряженные частицы подвержены влиянию со стороны электромагнитных полей в галактике: электрические поля меняют их энергию, магнитные — направление полёта. На заряженные частицы в магнитном поле действует сила Лоренца:

$$\vec{F} = q [\vec{v} \times \vec{B}] , \quad (1.1)$$

где q — электрический заряд частицы, \vec{v} — вектор скорости, \vec{B} — вектор магнитной индукции. Сила Лоренца действует перпендикулярно движению частицы, тем самым изменяя её траекторию. Радиус кривизны траектории, также называемый ларморовским радиусом или гирорадиусом, равен

$$r_g = \frac{p_{\perp}}{|q|B}, \quad (1.2)$$

где $p_{\perp} = \gamma m v_{\perp}$ — перпендикулярная движению составляющая импульса частицы, γ — Лоренц-фактор частицы. Из-за воздействия магнитных полей становится практически невозможно получить информацию о процессах, происходящих с космическими лучами в их источниках и межзвёздном пространстве. Протон с энергией $E = 10^{17}$ эВ при значении галактического магнитного поля $B = 10^{-5}$ Гс будет иметь гирорадиус $r_g = 10$ пк, что соизмеримо с поперечными размерами галактики. Космические лучи с $E < 10^{17}$ эВ не несут информации об источнике, где они родились.

1.1.2 γ -кванты как источник информации

На сегодняшний день не решён вопрос об источниках космических лучей, как внутригалактических, так и внегалактических. Продвижение в решении этого вопроса может произойти при обнаружении галактического источника космических лучей с энергиями $E \geq 10^{15}$ эВ в пределах галактики, т. н. *пэватрона*. В литературе для определения пэватрона используется два существенно разных определения:

1. Пэватрон — ускоритель космических лучей до энергии 1 ПэВ.
2. Пэватрон — ускоритель частиц (адронов или лептонов) до энергии 1 ПэВ.

Первое определение является более строгим, т. к. подразумевается объект, ускоряющий именно адроны. Однако для обоих определений характерна генерация γ -квантов сверхвысоких энергий ($E \geq 100$ ТэВ). Таким образом, кандидат в ускорители космических лучей может быть обнаружен по γ -излучению свыше 100 ТэВ. В отличие от протонов γ -кванты не имеют заряда и распространяются по галактике без отклонения магнитным полем. Внутри галактики они возникают в остатках сверхновых (SNR), пульсарных туманностях (PWN, плерионы), пульсарах, двойных системах. Основные механизмы рождения γ -квантов в этих источниках в диапазоне энергий от ГэВ до ТэВ связаны и с адронами космических лучей, и с электронами. Электроны участвуют в процессах обратного комптоновского рассеяния (IC) и тормозного излучения. Обратное комптоновское рассеяние происходит при взаимодействии высокоэнергичных электронов и мягких фотонов изотропного реликтового микроволнового фона. Тормозное излучение возникает в присутствии плотной среды, например, в молекулярных газовых облаках. В обоих процессах релятивистский электрон e^- взаимодействует с мягким фотоном γ_{soft} , отдавая ему часть своей энергии. В результате

электрон лишается части энергии (e^{-*}), а фотон переходит в гамма-диапазон:

$$e^{-} + \gamma_{soft} \rightarrow e^{-*} + \gamma_{TeV} \quad (1.3)$$

Рождение γ -квантов происходит и в процессах взаимодействия адрон-адрон (протон-протон). Ускоренный протон космических лучей p_{CR} может испытать неупругое столкновение с протоном p_{ap} из окружающей среды. Взаимодействие порождает вторичные частицы, среди которых может оказаться нейтральный пион π^0 , среднее время жизни которого составляет $t = (8,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-17}$ с. Пион распадается на два гамма-кванта:

$$p_{CR} + p_{ap} \rightarrow \pi^0 + X \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (1.4)$$

Вклад того или иного процесса характеризуется временем охлаждения $\tau = E/(dE/dt)$. Для четырёх механизмов потери энергии (синхротронные потери, обратный эффект Комптона, тормозное излучение, взаимодействие протон-протон) времена охлаждения определяются как:

$$\tau_{sync} = \frac{E_e}{4/3 \sigma_T c U_{mag} \gamma^2} [c], \quad (1.5)$$

$$\tau_{IC} = \frac{E_e}{4/3 \sigma_T c U_{rad} \gamma^2} [c], \quad (1.6)$$

$$\tau_{brem} = \frac{X_0}{\rho c} [c], \quad (1.7)$$

$$\tau_{pp} = \frac{1}{n_H \sigma_{pp} c f} [c], \quad (1.8)$$

где σ_T — сечение томсоновского рассеяния, c — скорость света, $U_{mag} = B^2/2\mu_0$ — плотность энергии магнитного поля, U_{rad} — плотность энергии электромагнитного поля, $\beta^2 = v^2/c^2$, лоренц-фактор частицы $\gamma^2 = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, X_0 — радиационная длина в единицах радиационной длины для данной среды, n_H — концентрация газа в среде, σ_{pp} — сечение неупругого pp -рассеяния и $f = \Delta E/E$ — коэффициент неупругости, доля энергии, теряемой во взаимодействии.

И синхротронные потери, и обратное комптоновское рассеяние сильно зависят от энергии, и чем больше энергия, тем меньше время охлаждения для обоих процессов. Если среда обладает сильным магнитным полем, синхротронные потери будут доминировать. Продуктом синхротронных потерь являются фотоны рентгеновского диапазона. С падением магнитного поля начинают доминировать потери энергии электрона на обратное комптоновское рассеяние, порождающее, как сказано ранее, кванты γ -диапазона. В средах с высокой плотностью и слабым

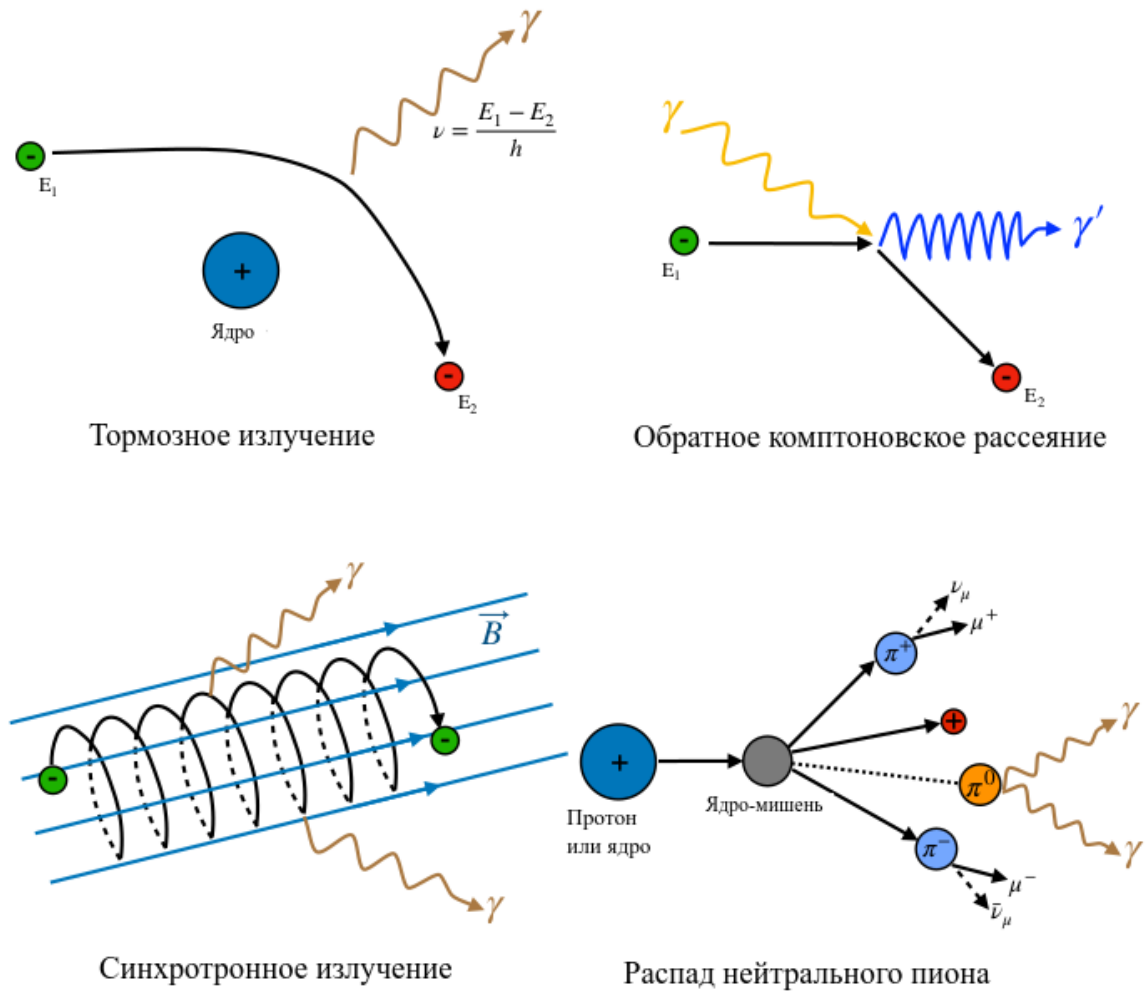


Рис. 1.1: Четыре механизма возникновения γ -квантов

магнитным полем доминирующим процессом генерации γ -квантов в от электронов становятся потери на тормозное излучение.

1.1.3 Пульсары и пульсарные туманности, остатки Сверхновых

Звёзды с массами от 10 до 30 масс Солнца на финальной стадии своей эволюции претепевают коллапс ядра, сопровождающийся вспышкой Сверхновой. Образовавшийся при этом компактный объект (масса равна 1,4–3 солнечных массам, радиус составляет 10–15 км) называют нейтронной звездой. В процессе взрыва сохраняются магнитный поток $\Phi_B = BR^2$ и момент импульса $L = I\omega$. Здесь I — момент инерции звезды, B — индукция магнитного поля, R — радиус объекта, ω — угловая скорость вращения. И ω , и B обратно пропорциональны квадрату радиуса $1/R^2$, из-за уменьшения которого величины колоссально воз-

растают. Вращающиеся нейтронные звёзды обладают сильным магнитным полем, наклонённым к оси вращения и называются пульсарами, т. к. они являются источниками приходящего на Землю электромагнитного излучения с определённым периодом от 1 мс до 10 с.

Заряженные частицы попадают в магнитные ловушки, ускоряются на силовых линиях пульсара и претерпевают изгибное излучение¹, из-за чего и возникают γ -кванты непосредственно от пульсара ([doi:10.1126/science.1164718]).

Энергия вращения пульсаров теряется на генерацию ветра из ультрарелятивистских электронов и позитронов, впоследствии взаимодействующего со стоячей ударной волной. Область взаимодействия, постоянно подпитываемую электрон-позитронным ветром со стороны нейтронной звезды, называют *пульсарной туманностью* (Pulsar Wind Nebula, PWN), или *плерионом*.

Вещество сброшенной оболочки звезды сталкивается с межзвёздной средой, и возникает ударная волна, на фронте которой ускоряются электроны, позитроны, протоны и ядра. Этот источник γ -квантов относят к классу остатков Сверхновых (Supernova remnant, SNR).

1.2 Черенковское излучение

Идея о том, что электрон, передвигаясь в прозрачной среде, будет вызывать излучение с коническим фронтом, была высказана ещё Оливером Хевисайдом [heaviside1889xxxix]. Позже, к аналогичным результатам [tyapkin1974first] пришёл и Арнольд Зоммерфельд, делая расчёты движения заряда со скоростью выше скорости света в вакууме².

Первое упоминание голубого свечения в экспериментах наблюдалось в работах Марии Склодовской-Кюри [mirzoyan2014brief], однако этому эффекту не было придано значение. Дж. Джелли указывает на то, что первыми систематическими наблюдениями этого эффекта можно считать исследования Маллета, проведённые ориентировочно в 1926–1928. (ссылка на Джелли). Им был, в частности, обнаружен непрерывный спектр излучения, что противоречило предпо-

¹Synchrotron-curvature radiation, один из механизмов синхротронного излучения, связанный с движением релятивистской частицы по искривлённой траектории, радиус кривизны R_C которой определяется магнитным полем.

²Необходимо помнить, что в это время скорость света не считалась принципиальным пределом скорости тел. Более того, движение такого заряда в среде с оптическим показателем преломления n давало решение, не противоречащее результатам СТО

ложению Кюри о люминисцентной природе явления, но ключевые свойства излучения, такие как поляризация и анизотропия, не были им установлены.

П. А. Черенков, будучи аспирантом С. И. Вавилова, обнаружил неизвестное свечение голубоватого света в прозрачных жидкостях под воздействием γ -излучения солей урана в 1934 г ([ссылка](#)). Позже, в 1937 г., в работе И. Е. Тамма и И. М. Франка ([ссылка](#)) была объяснена природа явления, впоследствии названного излучением Вавилова-Черенкова. Согласно их теории, свет испускается средой, через которую проходит заряженная частица со скоростью, превышающей скорость света $v = c/n$ в данной среде (где c — скорость света в вакууме, а n — коэффициент оптического преломления). Дальнейшие эксперименты показали, что:

- спектр излучения и интенсивность не зависят от чистоты вещества и температуры;
- излучение связано с движением электронов в среде;
- свет поляризован и направлен под небольшим углом к направлению пучка электронов;
- эффект имеет пороговый характер, так как не вызывается, например, электронами, рождёнными в веществе под действием рентгеновских лучей;
- спектр излучения непрерывен в излучаемом диапазоне длин волн.

В 1958 г. П. А. Черенков, И. Е. Тамм и И. М. Франк получили Нобелевскую Премию за открытие и истолкование эффекта Вавилова-Черенкова.

1.3 История развития черенковской гамма-астрономии

1.3.1 Черенковское свечение атмосферы

В 1948 г. Патрик Блакетт оценил ([ссылка](#)), что доля в 10^{-4} всего света в ночном небе может приходиться на черенковское свечение, возникающее в атмосферных ливнях, порождённых космическими лучами. В 1952 г. Гэлбрейт и Джелли создали установку [[galbraith1953light](#)], состоявшую из параболического зеркала диаметром 25 см и двух ФЭУ в фокусе зеркала. Раз в минуту «телескоп» срабатывал в совпадении с квадратным массивом из 16 счётчиков Гейгера-Мюллера, каждый из которых имел площадь 200 см^2 . В результате эксперимента

было установлено, что бо льшая часть срабатываний установки на световой импульс напрямую коррелирует с регистрацией частиц ШАЛ. Спустя год установка была усовершенствована, а также стало возможным исследовать поляризацию света. Было обнаружено, что в регистрируемых вспышках преобладала синяя часть спектра, что также играло роль в пользу гипотезы о черенковском свечении атмосферы.

В 1953–1955 гг командой под руководством А. Е. Чудакова проводились систематические измерения пространственного распределения черенковского излучения в горах Памира на высоте около 3800 м над уровнем моря (*ссылка*).

Успех обоих экспериментов и идея о том, что ШАЛ могут быть инициированы не только адронами, но и γ -квантами высоких энергий, стимулировали дальнейшие эксперименты по регистрации γ -излучения космического происхождения с помощью эффекта Вавилова-Черенкова.

1.3.2 Первые опыты

В 1958 г. Филип Моррисон предложил вести баллонные измерения (*ссылка*) потоков γ -квантов в энергетическом диапазоне 0,2–400 МэВ от возможных источников космических лучей, так как нейтральное γ -излучение не отклоняется межзвёздным магнитным полем. В качестве возможного источника γ -лучей Моррисон рассматривал Крабовидную туманность, предполагая, что в расширяющейся газовой оболочке туманности может быть множество радиоактивных элементов. По его оценке, можно зарегистрировать поток γ -лучей от ^{226}Ra в $10^{-2} \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$.

В 1959 г. Джузеппе Коккони предложил (*ссылка*) конструкцию высокогорной установки по регистрации космических лучей и γ -квантов с ТэВ-ными энергиями с угловым разрешением в 1° . Также он выдвинул оптимистичное предположение о том, что поток γ -квантов от Крабовидной туманности может быть приблизительно в 10^3 выше фона. Даже в том случае, если его оценка оказывается слишком оптимистичной, он допускал, сигнал от Крабовидной туманности всё ещё может быть зарегистрирован на земле таким способом.

В 1960 г. была запущена система из 4 телескопов в на Крымском полуострове на берегу Чёрного моря в Симеизе, разработка велась командой А. Е. Чудакова. Позже число телескопов было увеличено до 12. Каждый телескоп представлял из себя параболическое зеркало диаметром 155 см и фокусным расстоянием 60 см; в фокус были помещены ФЭУ с диаметром 4,5 см. Выработка тригге-

ра для регистрации события просходила в случае четырёхкратного совпадения регистрации на четырёх телескопах. Средний темп счёта атмосферных событий был немного выше 3 Гц. В течение ночи каждые 7 минут шло сопровождение источника телескопом с точностью в $0,2^\circ$ по наклонению и $0,4^\circ$ по азимуту.

В то время не было никакого представления о пульсарах и их периодах, а также об источниках космического рентгеновского излучения, поэтому выбор источников для наблюдения был обусловлен надеждой на то, что источники радиоизлучения также могут быть и источниками γ -квантов. Внутренний список исследованных источников включает в себя Крабовидную туманность, Cygnus A, Cassiopeia A, Virgo A, Perseus A, Sagittarius A.

На сегодняшний момент нам известно, что интегральный поток γ -квантов от Крабовидной туманности с энергиями выше 4 ТэВ составляет приблизительно $2,5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$, однако верхний предел потока, поставленный Чудаковым и командой, был в 20 раз выше этой величины при суммарном времени измерения Крабовидной туманности около 5,5 ч. Это означает, что для обнаружения значимого сигнала от источника им было необходимо было вести измерения в течение минимум 2200 ч.

Важным следствием отсутствия сигнала стала переоценка потока, заявленного ранее Коккони. Помимо этого, отсутствие сигнала посеяло сомнения в том, что электроны рождаются в туманности в результате столкновения протонов ($pp \rightarrow \pi \rightarrow \mu \rightarrow e^-$). Это означало, что на самом деле электроны могли быть ускорены в туманности.

В последующие годы было проведено несколько экспериментов, в основном, масштаба меньшего, чем эксперимент, проведённый в Крыму. К ним можно причислить британские эксперименты в Организации по исследованию атомной энергии (*A. E. R. E. ссылка*) и исследования в обсерватории Mt. Hopkins (США *ссылка*).

1.4 Первые успехи наземной гамма-астрономии

1.4.1 Черенковские телескопы первого поколения

В конце 1960-х годов появились первые наблюдения, по результатам которого можно было утверждать наличие высокоэнергичного γ -излучения от точечных космических источников. Гамма-сигнал от Крабовидной туманности был зарегистрирован на телескопе Дублинской группы в долине Гленкаллен (D. J. Fegan

et al., *ссылка*). Сперва телескоп состоял из двух посеребрённых зеркал диаметром 92 см, в фокусе каждого из которых был расположен ФЭУ, обладающий полем зрения в 5° . Средний совместный темп счёт был около 1,7 Гц. На установке также велись наблюдения Cygnus A, M31 и некоторых иных источников. Уровень достоверности детектирования оказался ниже 3σ . Совместно с установками *A. E. R. E.* после общей модификации наблюдались изменения темпа счёта событий, не дававшие, тем не менее, надёжных результатов.

Каждая из перечисленных выше установок, также называемых *черенковскими телескопами первого поколения*, работала по принципу нахождения источника в поле зрения телескопа и фиксировала лишь факт черенковской вспышки. Эта вспышка почти наверняка была изначально инициирована адроном, и поток γ -излучения от источника вычислялся по превышению темпа счёта телескопа с источником в поле зрения над темпом счёта телескопа без источника в поле зрения (фоновое значение). Нельзя утверждать, что черенковским телескопам первого поколения удалось зарегистрировать источники космического излучения, однако были значительно уточнены оценки верхнего предела потока гамма-излучения.

1.4.2 Черенковские телескопы второго поколения

Параллельно с проведением экспериментов упомянутых научных групп шла разработка иных методов детектирования сигнала. Начались длительные поиски решения одной из краеугольных задач наземной гамма-астрономии — проблемы режекции адронного фона.

В 1967 г. началось возведение конструкций телескопа на горе Mount Hopkins (штат Аризона) в обсерватории Whipple (2300 м над уровнем моря). Телескоп состоял из зеркала диаметром 10 м и камеры, в которой первоначально стоял один ФЭУ. Позже она становится многопиксельной камерой, количество ФЭУ в которой увеличивается до 10. На протяжении почти 20 лет на телескопе велись наблюдения 13 источников. В 1977 г. Тревор Уикс предлагает использовать для наблюдений два таких телескопа с 37 пикселями ФЭУ и находящихся на расстоянии 100 м друг от друга. Это предложение было своего рода отправной точкой для стереоскопического метода поиска гамма-сигнала.

Многопиксельные камеры позволяют регистрировать не только сам факт наличия черенковской вспышки в атмосфере, но и получать её изображение в виде проекции ливня. В 1985 г. Майкл Хиллас предлагает ввести параметризацию

таких изображений, что также становится важной вехой в истории наземных черенковских гамма-телескопов. Благодаря этой параметризации на обсерватории Whipple удалось серьёзно подавить адронный фон, и в 1989 г. команда заявила о регистрации сигнала от Крабовидной туманности с рекордной значимостью 9σ . Сигнал соответствовал потоку в $1.8 \cdot 10^{-11} \frac{\text{фотонов}}{\text{с} \cdot \text{см}^2}$.

Спустя три года был открыт второй источник гамма-квантов сверхвысоких энергий: блазар Маркарян-421 в созвездии Большой Медведицы. В это же время проектами HEGRA и CANGAROO был подтверждён сигнал от Крабовидной туманности.

Параллельно с конца 60-ых велись наблюдения научной группы в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО, пос. Научный) под руководством Арнольда Степаняна. Группа сообщила об обнаружении сигнала от Кассиопеи А и Cygnus X3 в начале 70-ых.

В 1991 г. был введён в эксплуатацию первый телескоп комплекса HEGRA (*High-Energy-Gamma-Ray Astronomy*), первоначально возведённый в горном массиве Арагац в Армении, но позже перевезённый на остров Ла Пальма (Канарские острова). Крупная коллаборация, в которую входили Институт Макса Планка, Гамбургский Университет, Мадридский Университет и многие другие организации, руководили установкой из пяти черенковских телескопов. За 10 лет работы комплекс HEGRA продемонстрировал эффективность применения стереоскопического метода. Площадь зеркал составила $10,3 \text{ м}^2$, в камере были размещены 271 пикселей ФЭУ. Эксперимент закончил свою работу в 2002 г., после чего был разделён на две части: первая положила начало эксперименту H.E.S.S. в Намибии, а вторая осталась на обсерватории Ла Пальма, и на её основе был создан эксперимент MAGIC.

Второе поколение черенковских гамма-телескопов фактически положило начало наземной гамма-астрономии. Произошёл переход от обычной регистрации событий к регистрации изображений атмосферного ливня. Различия каскадных процессов от адронов и γ -квантов позволили провести параметризацию изображений, таким образом, подавив адронный фон. С исторического обнаружения сигнала Крабовидной туманности на обсерватории Whipple параметры Хилласа широко используются почти во всех проектах наземной гамма-астрономии.

1.4.3 Черенковские телескопы третьего поколения

К третьему поколению относятся проекты VERITAS, H.E.S.S., MAGIC, TAIGA. В то время как первые два проекта продолжили развитие стереоскопического метода, MAGIC предпринимает попытки переместиться в суб-ТэВный диапазон.

Здесь будет дописана информация про установки третьего поколения черенковских телескопов

1.5 Источник HAWC J2019+368 в туманности Dragonfly

Здесь будет написано про историю изучения источника другими проектами, будет приведён его спектр

Созвездие Лебедь включает в себя область активного формирования звёзд и содержит набор ярчайших внутригалактических источников излучения высокой энергии. При формировании звёзд обнаруживается множество ускорителей космических лучей, с которыми связаны остатки звёзд, такие как пульсары, PWN и SNR.

Несколько ярких источников γ -излучения с энергией свыше нескольких ТэВ было обнаружено обсерваторией MILAGRO. Ярчайшим из них оказался MGRO J2019+37, поток излучения которого при $E = 20$ ТэВ составляет 80% от потока Крабовидной туманности при этой же энергии. Позже область исследовалась проектами MAGIC, VERITAS и Tibet Air Shower. По результатам длительных наблюдений на VERITAS (*ссылка на Aliu et al 2014*) источник был разложен на малый точечный источник VER J2016+371 и широкий источник VER J2019+368. Последний источник был связан, в том числе, с пульсарной туманностью PWN G75.2+0.1, подпитываемой находящимся рядом пульсаром PSR J2021+3651. В силу сложной структуры VER J2019+368 нельзя однозначно заключить, что излучение исходит исключительно из PWN, однако исследования спектра и внутреннего источника по данным космических спектрометров Suzaku-XIS и XMM-Newton показали, что пульсар PSR J2021+3651 вносит вклад в 80% излучения (*ссылка на Mizuno et al., 2017b*).

Название 'Dragonfly Nebula'¹ было дано туманности вокруг PSR J2021+3651 из-за вытянутой эллиптической формы с длинным джетом-

¹англ. *Dragonfly* — стрекоза.

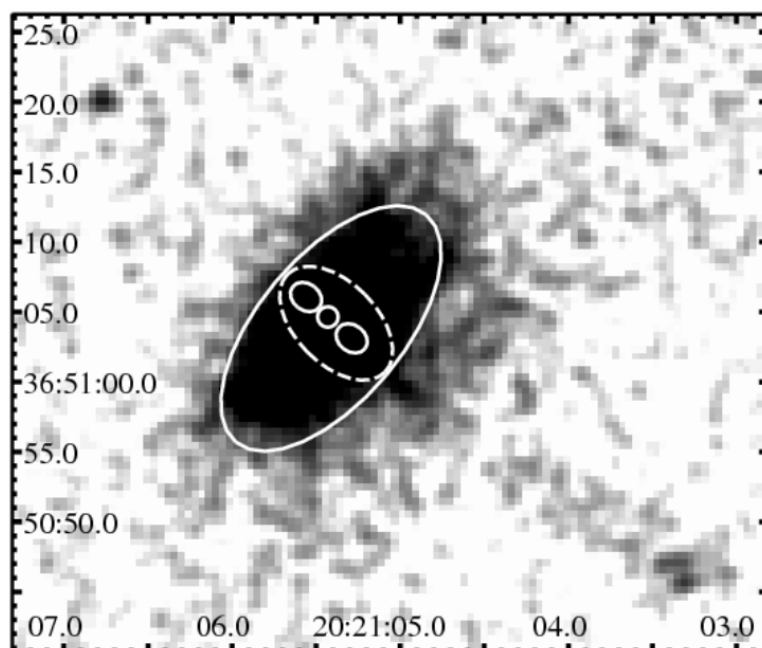


Рис. 1.2: Изображение туманности Drangonfly по наблюдениям рентген-спектрометра Chandra ASIC

хвостом по изображениям (рис. 1.2) с рентген-спектрометра Chandra ASIC [van2008rings].

По данным наблюдений обсерватории HAWC (High-Altitude Water Cherenkov) источник связан с 2HWC J2019+367 и eHAWC J2019+368, определён спектр (рис. 1.3) излучаемых им γ -квантов (ссылка на *Abeysekara et al, Albert et al*). В статье проекта приводится степенной спектр с экспоненциальным обрезанием высокоэнергичного края спектра:

$$J(E) = \phi_{10\text{ TeV}} \cdot \left(\frac{E}{10\text{ ТэВ}} \right)^{-\Gamma} \exp \left(-\frac{E}{E_{cut}} \right),$$

с соответствующими параметрами:

$$\phi_{10\text{ TeV}} = 4,8_{-0,4}^{+0,5} \cdot 10^{-14} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ТэВ})^{-1} — \text{поток при } E = 10\text{ ТэВ},$$

$$\Gamma = -1,67 \pm 0,10 — \text{показатель спектра},$$

$$E_{cut} = 37_{-7}^{+8}\text{ ТэВ} — \text{показатель экспоненциального обрезания}$$

Таким образом, источник в туманности Dragonfly является одним из галактических источников со спектром, простирающимся выше $E = 100\text{ ТэВ}$ [<https://doi.org/10.48550/arxiv.2109.13753>].

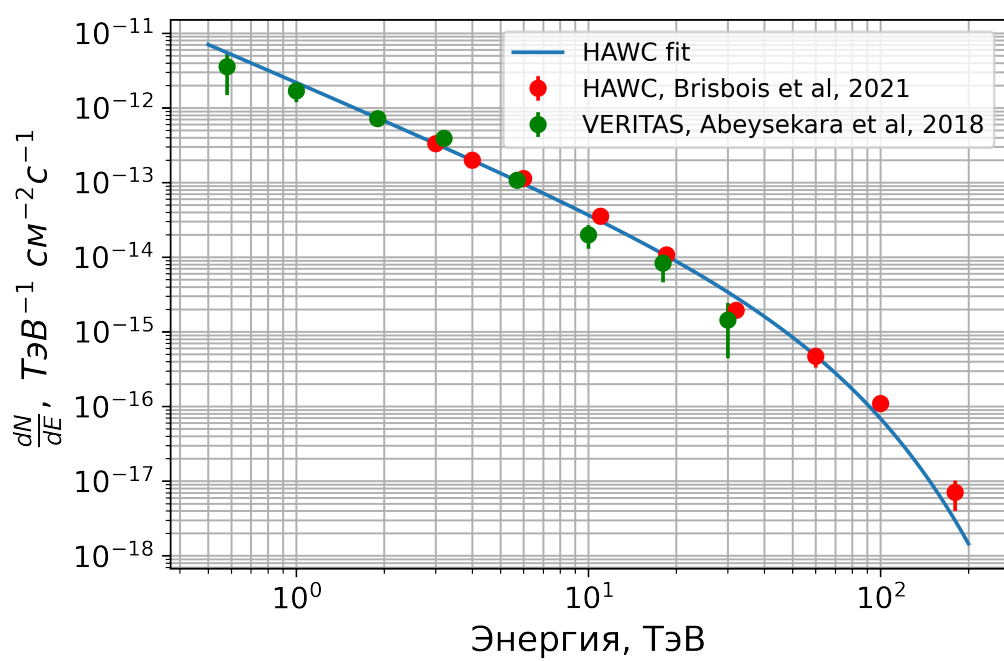


Рис. 1.3: Спектры J2019+368, полученные проектами VERITAS и HAWC, а также аппроксимация от HAWC

Глава 2. Эксперимент TAIGA

2.1 Основные сведения

2.1.1 Географические сведения

Тункинская долина располагается в Республике Бурятия и является продолжением на запад Байкальской рифтовой системы. Находится на 51° с. ш.. С севера долина ограничена Тункинскими гольцами, с юга — хребтом Хамар-Дабан, с запада — Большим Саяном. Изоляция долины системой хребтов создала прекрасный астроклимат, что привлекло сюда множество астрономических проектов. По данным сервиса MeteoBlue в году здесь бывает около 300 солнечных дней. Резкий континентальный сухой климат также этому способствует, хотя влажность повышается за счёт протекания реки Иркут. В августе и сентябре нередки туманы, приводящие к сильному ограничению видимости.

Важно упомянуть о повышенной сейсмической активности региона в силу того, что он находится на глубинном разломе земной коры. Это негативно сказывается на работе прецизионной научной аппаратуры, однако за последние годы крупных разрушений не происходило.

2.1.2 Развёрнутые эксперименты

Тункинский астрофизический комплекс, в состав которого входит гамма-обсерватория TAIGA (*Tunka Advanced Instrument for cosmic ray physics and Gamma Astronomy*), располагается в Тункинской долине вблизи села Торы на высоте 678 м над уровнем моря. С 1993 г. комплекс является центром изучения космических лучей сверхвысоких энергий с помощью метода ШАЛ. На полигоне была создана установка Тунка-25, с помощью которой были получены важные результаты по методике восстановления ШАЛ и по структуре спектра космических лучей в районе излома ([ссылка](#)). В 2009 г. установка была расширена до 175 оптических станций, регистрирующих атмосферное черенковское излучение.

С 2013 г. на полигоне ведётся строительство обсерватории TAIGA, в состав которой входят три телескопа TAIGA-IAC (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope), широкоугольная черенковская установка TAIGA-HiSCORE (*High Sensivity COsmic Rays and gamma Explorer*), а также сцинтилляционная установка TAIGA-Muon.

TAIGA-HiSCORE — это сеть из 120 широкоугольных оптических детекторов, расположенных на площади $1,1 \text{ км}^2$ и объединённых в 4 кластера. Каждая

оптическая станция представляет контейнер, в котором находятся 4 ФЭУ с диаметром фотокатода 20 см, оснащённые конусом Винстона с диаметром 40 см для увеличения площади светосбора и ограничения угла обзора. Поверх конусов находится защитное покрытие из плексигласа и нагревательная система для предотвращения конденсации влаги. Контейнер оборудован крышкой, защищающей оптическую систему от солнечного света, пыли и атмосферных осадков. Телесный угол обзора каждого телескопа составляет 0,6 стер. Сигналы с промежуточных динодов и анодов оцифровываются с разрешением 0,5 нс, после чего восстанавливаются параметры ШАЛ: направление прихода ШАЛ и энергия первичной частицы.

2.2 Устройство телескопа TAIGA-IACT

Здесь будет описано устройство телескопа TAIGA-IACT, его физические характеристики, системы электроники камеры и обработки сигналов

2.2.1 Физические характеристики

TAIGA-IACT представляет из себя атмосферный черенковский телескоп с альт-азимутальной подвижной платформой и параболическим отражателем с диаметром 4,3 м. Отражатель состоит из сферических зеркал и имеет общую площадь поверхности 8,5 м². Фокусное расстояние отражателя составляет 4,75 м, в фокальной плоскости на штангах размещена регистрирующая камера с электроникой и ФЭУ. Каждый телескоп дополнительно оборудован ПЗС-камерой для отслеживания положения телескопа во время наблюдений ([ссылка на статью Журова](#)). По периметру камеры установлены 8 светодиодов для определения положения камеры на изображении с ПЗС-камеры. Подвижная платформа оборудована моторами, позволяющими повернуть телескоп по азимуту на $9 \cdot 10^{-4}^\circ$ за один такт мотора.

На момент апреля 2022 г. комплекс TAIGA включает в себя три телескопа TAIGA-IACT (IACT01, IACT02, IACT03), камеры каждого из которых имеют диаметр угла обзора 9,6°. Телескопы установлены так, что образуют треугольник со сторонами 300 м, 400 м и 500 м (рис. 2.1). Матрицы камер состоят из 560, 600 и 600 пикселей ФЭУ соответственно, расположенных в шестигранной сетке. Каждый ФЭУ дополнительно оснащён конусом Винстона, повышающим эффективность светосбора. Угловой размер каждого пикселя составляет 0,36°. Пиксели сгруппированы в 22 кластера: центральные кластеры состоят из 28 пикселей, пе-

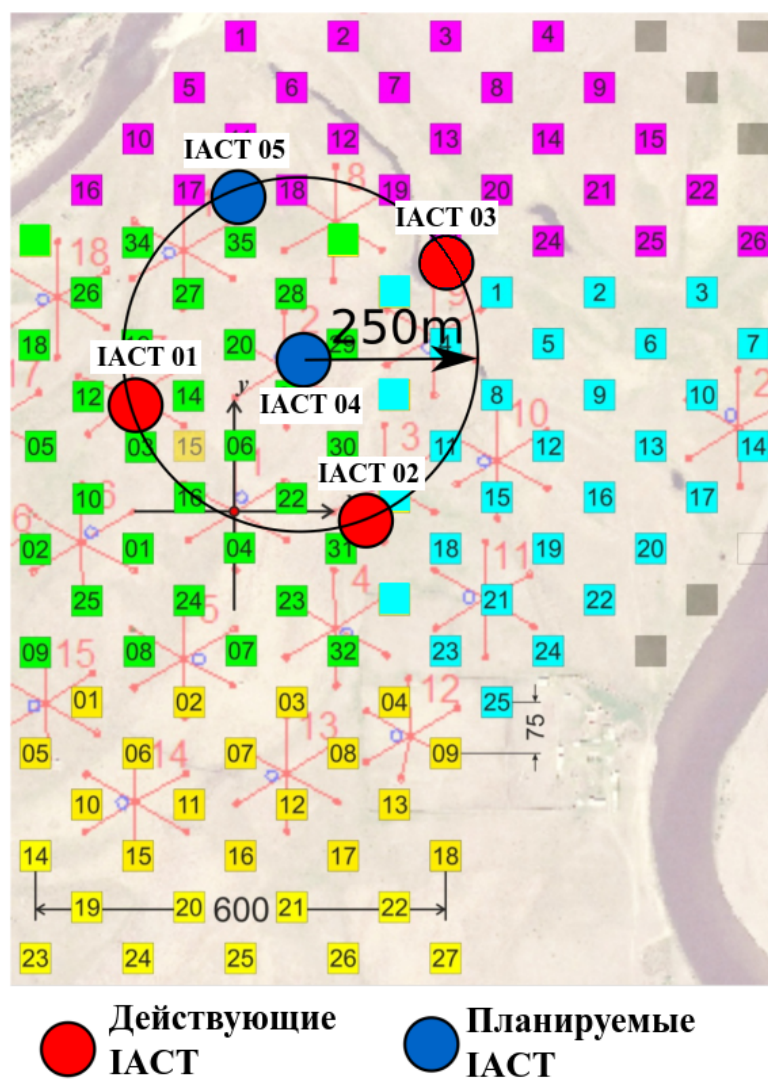


Рис. 2.1: Размещение черенковских телескопов TAIGA-ICT.

риферийные из 21 и 14. Управление и обработка сигналов ведётся с помощью 64-канальной микросхемы ASIC MAROC3. Каждая группа по 7 ФЭУ XP1911 в кластерах расположена на плате делителей высокого напряжения, которую обслуживает высоковольтный источник питания.

Конструкция регистрирующей камеры разработана с учётом эксплуатации в условиях холодной сибирской зимы. Электроника помещена в теплоизолированный корпус с системой контроля температуры. Входное окно камеры, обращённое к параболическому отражателю, сделано из плексигласа с толщиной 14 мм, а его поверхность прогревается тёплым воздухом, также циркулирующим внутри корпуса. Камера в отсутствие наблюдения закрыта рольставнями.

Микросхема MAROC3, которой оборудован каждый кластер, позволяет вести регистрацию сигналов от 28 ФЭУ, формировать триггер кластера, вести мониторинг темпов счёта, управлять высоким напряжением и измерять анодные токи.

Пишем дальше про систему сбора данных, про триггер

2.2.2 Режим наблюдений

Для оценки статистической значимости регистрируемых событий от гамма-ливней необходима статистика регистрации фоновых событий (в данном случае, адронных). Для этого камера работает в режиме вобблинга¹. Камера располагается так, что наблюдаемый проекция наблюдаемого источника отстоит на $1\text{--}1,2^\circ$ от её центра. В соответствии с перемещением источника по небосводу подвижная платформа перемещает камеру так, чтобы источник оставался на этом же удалении от центра. Каждые 20 минут телескоп автоматически поворачивает камеру на 180° так, что источник оказывается в диаметрально противоположной точке. Для набора статистики фоновых событий выбирается центрально симметричная источнику точка в камере — т. н. «антиисточник». Подробнее про набор статистики фоновых событий будет сказано далее в разделе 4.2.1. В ходе вобблинга источник и антиисточник будут постоянно меняться местами, подавляя влияние систематических ошибок отдельных областей камеры, например, наличия неисправного пикселя.

Дальнейшая обработка данных наблюдений может проводиться в трёх режимах: *моноскопическом*, *стереоскопическом* и *гибридном*. Моноскопический режим подразумевает обработку данных с одной камеры и поиск событий по

¹англ. *to wobble* — качание, шатание.

ориентации изображения на проекцию источника в камере. Стереоскопический режим состоит в выделении совместно зарегистрированных событий с двух и более телескопов с последующим приведением изображений к одной камере и поиском событий, совместно направленных на проекцию источника. Гибридный режим заключается в выделении совместно зарегистрированных событий вместе с сетью TAIGA-HiSCORE. Детали обработки данных будут описаны далее в разделе 4.1

Черенковское излучение от релятивистских частиц возникает в угле θ_C , довольно узком относительно траектории движения частицы. Угол θ_C зависит от скорости частицы и показателя оптического преломления среды n , задаётся формулой

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n}, \quad (2.1)$$

которую можно переписать как

$$\cos \theta = \frac{1}{n \sqrt{1 - (E_0/E)^2}}, \quad (2.2)$$

где $E = \gamma mc^2$, $E = mc^2$ — масса покоя частицы, $\gamma = \left(\sqrt{1 - \beta^2}\right)^{-1}$ — Лоренц-фактор.

Т. к. оптический показатель преломления среды и энергия частицы E меняются слабо, угол черенковского излучения θ_C можно считать постоянным. Черенковское излучение среды при движении частицы будет приходить к телескопу в виде параллельных лучей. Параболическое зеркало фокусирует параллельные лучи в одну точку фокальной плоскости. Пусть s — расстояние от центра камеры до точки падения луча в камере, а f_C — фокусное расстояние. Тогда угол между отражённым лучом и перпендикуляром из точки отражения к фокальной плоскости будет равен тому же θ_C . Можно записать теорему синусов:

$$\frac{s}{\sin(\theta_C)} = \frac{f_C}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_C\right)} \quad (2.3)$$

Отсюда следует, что расстояние в камере

$$s = f_C \tan \theta_C \approx f_C \sin \theta_C \approx f_C \theta_C. \quad (2.4)$$

Это позволяет заменить линейные величины в камере, выражающиеся в сантиметрах, на соответствующие углы наклона луча, выражающиеся в градусах.

2.3 Возможности TAIGA по наблюдению источника HAWC J2019+368

Здесь будут приведены оценки числа гамма-квантов, регистрируемых от источника за 100 часов наблюдения, будут описаны возможности комплекса TAIGA по его регистрации

2.3.1 Моделирование Монте-Карло

Для оценки возможностей астрофизического комплекса TAIGA по регистрации того или иного источника гамма-квантов ведётся моделирование ШАЛ методом Монте-Карло. Используется комплекс CORSIKA [heck1998corsika] с моделью взаимодействий GHEISHA-2002d [fesefeldt1985simulation] при низких энергиях и моделью взаимодействий QGSJET-II-04 [ostapchenko2011monte] при высоких энергиях.

Во входных файлах задаются позиции пяти черенковских телескопов, из которых три (IACT01, IACT02, IACT03) уже функционируют, запуск ещё двух (IACT04, IACT05) запланирован на ближайшие несколько лет.

По результатам моделирования есть ливни от первичных γ -квантов с $E = 1 - 50$ ТэВ и протонов с $E = 40 - 100$ ТэВ. Спектры первичных частиц степенные с показателем наклона $\Gamma = -1$. Используются как частицы с зенитными углами прихода $30^\circ - 40^\circ$ (соответствующие зенитным углам Крабовидной туманности при наблюдении в Тункинской долине), так и частицы, приходящие под углами $0^\circ - 30^\circ$ и вызывающими квазивертикальный ливень. Данные выводов CORSIKA по фотонам подаются на вход программе, моделирующей оптическую систему телескопов TAIGA-IACT [grinyuk2020monte]. Выводом этой программы является файл события с амплитудами отдельных пикселей в фотоэлектронах, как если бы событие с реального триггера IACT прошло первичную обработку данных (см. раздел 4.1)

Энергетический диапазон γ -квантов 1–50 ТэВ разбивается на интервалы по 5 ТэВ. Для каждого интервала находится доля γ -событий от общего числа, зарегистрированных одновременно на IACT01 и IACT02. Помноженная на площадь комплекса 0.5 км^2 , эта доля даёт эффективную площадь стереоскопических наблюдений (рис. 2.2). Из рассмотрения исключаются события, прошедшие триггер, но содержащие граничные пиксели камеры, т. к. анализ и обработка таких изображений представляет более сложную задачу.

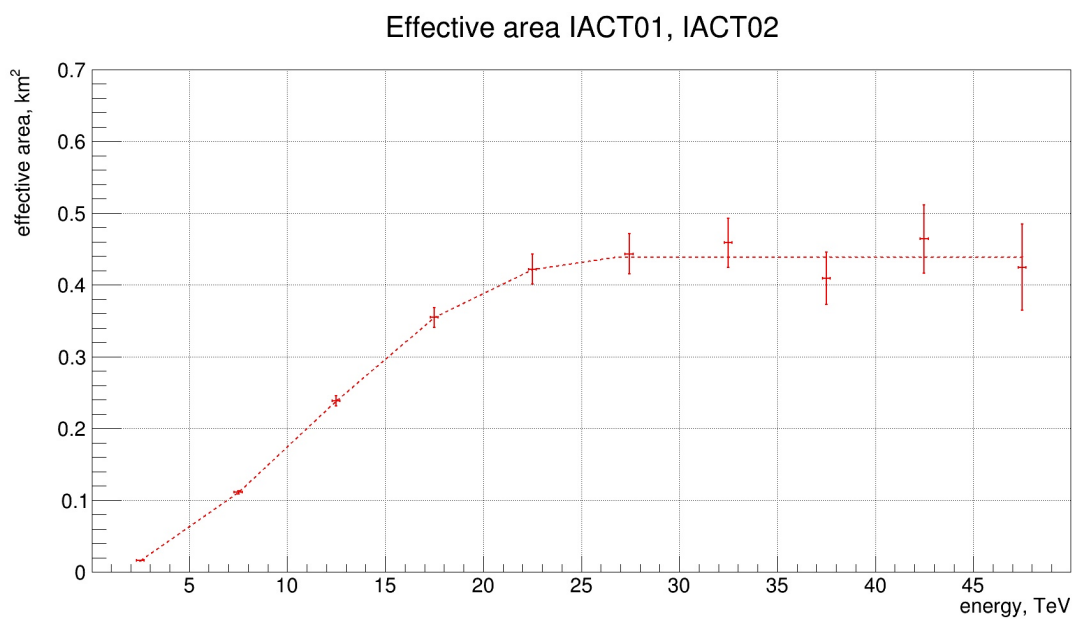


Рис. 2.2: Эффективная площадь комплекса при регистрации γ -квантов IACT01 и IACT02

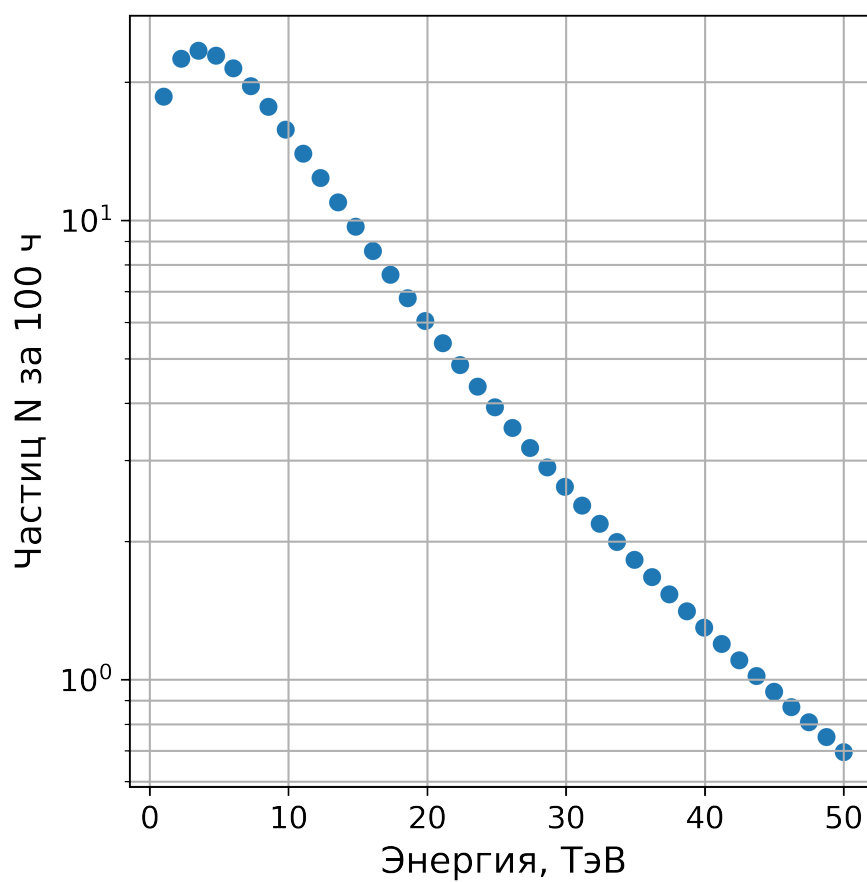


Рис. 2.3: Оценка количества частиц, которые могут зарегистрировать IACT01 и IACT02 за 100 ч наблюдения источника HAWC J2019+368

Зная эффективную площадь S_{eff} , можно в первом приближении оценить количество γ -квантов N с энергиями от E_1 до E_2 , которые могут зарегистрировать два телескопа за $\tau = 100$ ч наблюдений от источника со спектром $J(E)$ (рис. 2.3).

$$N = \int_{E_1}^{E_2} J(E) S_{eff}(E) \tau dE \approx \sum_{i=1}^n J_i S_i \tau. \quad (2.5)$$

По этим оценкам можно заключить, что за 100 ч чистого наблюдения источника можно зарегистрировать не более 285 событий в диапазоне энергий 1–20 ТэВ и не более 68 событий с энергией 20–50 ТэВ.

Расположение комплекса TAIGA позволяет вести наблюдение за источником с середины августа по начало декабря, что приблизительно соответствует 100 часам.

Глава 3. Алгоритм случайного леса

3.1 Задачи классификации и регрессии

3.1.1 Постановка задачи

Основную сложность в обработке результатов, полученных на экспериментах в области гамма-астрономии сверхвысоких энергий, составляет задача режекции, или подавления адронного фона. Более 99% событий, остающихся после первичного клининга (удаление неинформативных пикселей и артефактов изображения), соответствуют срабатыванию телескопа на ШАЛ, вызванный адроном. Параметры Хилласа, стереоскопический метод регистрации сигнала, оценка энергии первичной частицы позволяют сильно подавить этот фон. В более широком случае задача может быть сформулирована как задача классификации (а также задача регрессии в случае восстановления энергии), что относится к задачам классического машинного обучения с учителем, в которых алгоритм на основе ранее полученного размеченного набора данных может сделать некоторые суждения о новых данных.

Пусть событие имеет набор признаков (в данном случае — параметров Хилласа), полученных в результате некоторого количественного измерения. Событие можно представить как вектор $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^n$. К задаче *классификации* относится определение, к какой из k категорий принадлежит некоторое событие. Алгоритм машинного обучения для решения этой задачи (называемый *классификатором*) должен предоставить функцию $f : \mathbb{R}^n \rightarrow \{1, \dots, k\}$. К задаче *регрессии* относится предсказание числового значения по входным данным, т. е. в качестве решения алгоритм должен предоставить функцию $f : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$.

Классификаторы в своей работе могут допускать ошибки, если:

- неправильно выбрана мера сходства объектов одного класса или мера расстояния между различными образцами;
- неразумно подобран набор признаков, в результате чего классификатор неверно учитывает важность того или иного признака для разделения;
- классы пересекаются настолько сильно, что классификатор не может их разделить.

3.1.2 Мера качества

Чтобы оценить способность алгоритма машинного обучения к решению задачи классификации, необходима количественная мера его качества. Ранее полученный набор данных делится на две выборки — тренировочную (*train*) и тестовую (*test*).

В качестве меры качества работы классификатора может служить *точность* (*accuracy*). Точностью называют долю примеров из тестовой выборки, для которых классификатор, обученный на тренировочной выборке, дал верный результат. Эта мера качества может быть нерепрезентативна в случае несбалансированной выборки, где различные классы представлены на порядки различными количествами образцов.

В зависимости от задачи различна цена ошибки алгоритма. Какой алгоритм более качественный: тот, что делает частые, но не особо серьёзные ошибки или тот, что делает редкие, но очень серьёзные ошибки? Математическая формализация алгоритма обучения классификатора сводится к оптимизации *функции потерь* (*loss function*). Процесс оптимизации заключается в штрафовании классификатора на этапе обучения.

Отдельной задачей можно сформулировать само получение размеченного набора данных для обучения и тестирования. К счастью, в этом может помочь подробное Монте-Карло моделирование процессов, происходящих при прохождении через атмосферу от высокоэнергичных протонов и γ -квантов соответственно, результаты которого будут обработаны моделью оптики телескопа. К данным, относящимся к адронной составляющей, можно также добавить реальные экспериментальные данные с телескопа, которые можно по оценкам параметров Хилласа отнести к классу фоновых событий. Последний метод, в частности, возникал при обработке результатов проекта MAGIC ([ссылка](#)).

3.2 Случайный лес

3.2.1 Решающие деревья

В основе метода случайного леса лежит модель решающего дерева. Событие описывается набором параметров Хилласа, и ему соответствует вектор в многомерном пространстве. Помимо этого событию соответствует величина h , называемая *адронностью*, и обозначающая класс события (для γ -кванта $h = 0$, для адрона $h = 1$). Двоичное решающее дерево

3.2.2 Модификации

3.2.3 *Random Forest* в гамма-астрономии

Глава 4. Методика работы с данными

Здесь будет разобрана методика обработки данных телескопов TAIGA-IACT от первичного клининга и поиска совместных событий до выделения гамма-сигнала с помощью обычных порогов и с помощью Random Forest.

4.1 Обработка первичных данных

4.1.1 Перевод сигнала из кодов АЦП в эквивалентные фотоэлектроны

После выработки триггера камеры для каждого кластера сохраняется набор амплитуд каждого пикселя ФЭУ в кодах АЦП. На IACT02 сохраняется состояние всей камеры, на IACT01 — только часть кластеров. Сохранённые коды АЦП представляют сумму полезного сигнала и пьедестала АЦП. Под пьедесталом подразумевается средняя число кодов, которое поступает с выхода АЦП в отсутствие сигнала от ШАЛ на входе АЦП. Наличие и величина пьедестала обуславливается вкладом АЦП и сигналом от фона неба.

Значение пьедестала подвержено изменениям в течение сеанса наблюдений, поэтому средний пьедестал пикселя вычисляется отдельно после каждой порции получения данных, длящейся приблизительно 2 минуты. Для каждого пикселя находится медианное значение нетриггерных амплитуд, а шумящие пиксели отключаются от системы выработки триггера камеры, чтобы не вызывать запись событий без сигнала. Полезный сигнал после вычисления пьедесталов ФЭУ считается как

$$S_p = A_{\text{АЦП}} - A_{\text{PED}}, \quad (4.1)$$

где S_p — полезный сигнал, $A_{\text{АЦП}}$ — амплитуда на выходе АЦП, A_{PED} — вычисленная амплитуда пьедестала. В том случае, если амплитуда на выходе АЦП меньше амплитуды пьедестала, полезный сигнал считается равным нулю.

Переход от амплитуд сигналов в кодах АЦП к сигналам в фотоэлектронах осуществляется по результатам калибровок, во время которых все пиксели камеры равномерно освещаются светодиодом ([Lubsandorzhiyev:2017oi][ссылка на статью Нимы ICRC2017](#)). Для калибровки строится распределение по амплитуде. У сигнала со средним значением A и среднеквадратичным отклонением распределения амплитуд σ число фотоэлектронов N_{pe} определяется по формуле

$$\frac{\sigma}{A} = \frac{\sqrt{B}}{\sqrt{N_{pe}}}. \quad (4.2)$$

Здесь константа $B \approx 1,3$. Эта формула позволяет связать амплитуду сигнала в кодах АЦП с числом фотоэлектронов.

4.1.2 Клининг событий

Большая часть амплитуд пикселей отдельно взятого изображения определяется сигналом от фона ночного неба. Эти пиксели необходимо исключить из обработки изображения, т.к. они будут мешать дальнейшему восстановлению параметров ливня. Процедура очистки изображения называется клинингом. Она сводится к удалению из изображения пикселей, не удовлетворяющих следующим условиям:

- Амплитуда пикселя должна превышать заданную величину A ;
- Должен иметься хотя бы один соседний пиксель с амплитудой, превышающей величину B .

Значения величин A и B могут задаваться как фиксированным числом фотоэлектронов, так и зависеть от значения среднеквадратичного отклонения σ пьедестала рассматриваемого ФЭУ. Ранее для TAIGA-IACT были определены оптимальные пороги A и B , при фиксированных значениях равные 14 и 7 фотоэлектронов соответственно, а в случае клининга по уровню пьедестальных значений ФЭУ A и B равны 6σ и 3σ соответственно. Помимо вышеперечисленных условий вводится ещё порог на минимальное количество пикселей в изображении: 3 или 4, а также на *сайз*, величину, равную сумме амплитуд пикселей изображения в фотоэлектронах.

Временные задержки между последовательными регистрациями событий подчиняются пуассоновскому распределению, следовательно распределены экспоненциально, причём показатель экспоненты характеризует темп счёта событий во время сеанса наблюдений. Оптимальный темп счёта событий после клининга составляет 10–15 Гц.

4.2 Обработка изображения

4.2.1 Параметры Хилласа

Дальнейшая обработка предполагает поиск событий, вызванных каскадом от первичного γ -кванта, что требует наличия критериев для разделения гамма-изображений и остальных (изображений от адронов, мюонов, ночной засветки). Первым используемым параметром служит упомянутый выше *size* — суммарное

число фотоэлектронов в событии. В 1985 г. А. М. Hillas предложил (*ссылка на A. Hillas, “Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma”*) способ параметризации изображений для IACT проекта Whipple. Изображение аппроксимируется эллипсом, центром которого является центр масс (первый момент двумерного распределения) сработавших пикселей. Длины полуосей эллипса обозначаются как *width* и *length*.

Параллельно считывается информация из файлов слежения телескопа и определяется положение наблюдаемого источника в камере и его зенитный и азимутальный углы ϑ и φ на небе. Группа событий, представляющая множество фоновых событий и предположительных гамма-событий от источника будет называться *ON*-событиями. Выбирается положение «антиисточника» — точки, относительно которой будет вестись набор статистики фоновых событий, в дальнейшем называемых *OFF*-событиями. Обычно в роли антиисточника выступает центрально симметричная источнику точка, однако для повышения статистической значимости можно вести статистику относительно нескольких «источников фона», о чём будет сказано далее.

Итак, следующим набором параметров Хилласа будут выступать $dist_0$, $dist_{ON}$, $dist_{OFF}$, представляющие расстояния от центра эллипса до центра камеры, до источника и до антиисточника соответственно. Не менее важными являются вспомогательные параметры a и b , задающие прямую $y = ax + b$, на которой лежит главная ось эллипса. Угол поворота эллипса в камере определяется как $\arctan a$. Для наблюдений в монорежиме важны углы $alpha_{ON}$ и $alpha_{OFF}$. $alpha_{ON}$ — угол между главной осью эллипса и направлением на источник. $alpha_{OFF}$ — аналогично предыдущему параметру, только относительно антиисточника.

4.2.2 Моноскопический режим обработки

На вычисленные параметры Хилласа накладываются пороги, значение которых получается подбирается с помощью данных моделирования Монте-Карло. По оставшимся после порогов событиям строится распределение угла $alpha$ для *ON*- и *OFF*-выборок. В случае если есть избыток *ON*-событий в диапазоне малых углов ($0^\circ - 10^\circ$) над количеством *OFF*-событий, вычисляется статистическая значимость избытка.

Статистическая значимость сигнала вычисляется по формуле Li&Ma [1983ApJ...272..317L]. Пусть N_{on} — количество событий, полученных вблизи источника (малые углы $alpha_{ON}$), N_{off} — количество событий, полученных вблизи

«антиисточника», $\alpha = n_{signal}/n_{background}$ — отношение количества каналов сигнала и фона, т. е. число, обратное числу «источников» фона. Если в качестве последнего используется зеркально симметричная источнику точка, $\alpha = 1$. В число N_{on} оказываются включенными как события от γ -квантов, так и фоновые адронные события, источники которых равномерно распределены по всей камере. Среднее число фоновых событий вблизи источника будет определяться как

$$\hat{N}_B = \alpha N_{off}, \quad (4.3)$$

а количество сигнальных событий (чисто от γ -квантов) определяется как

$$N_S = N_{on} - \hat{N}_B = N_{on} - \alpha N_{off}. \quad (4.4)$$

Поскольку количества событий N_{on} и N_{off} являются результатами двух независимых измерений, можно определить дисперсию числа сигнальных событий N_S как

$$\sigma^2(N_S) = \sigma^2(N_{on}) + \sigma^2(\alpha N_{off}) = \sigma^2(N_{on}) + \alpha^2 \sigma^2(N_{off}) \quad (4.5)$$

Стандартное отклонение N_S выражается как

$$\hat{\sigma}(N_S) = \sqrt{\hat{\sigma}^2(N_{on}) + \alpha^2 \hat{\sigma}^2(N_{off})} = \sqrt{N_{on} + \alpha^2 N_{off}}. \quad (4.6)$$

Из формул (4.4) и (4.6) вычисляется значимость избытка в единицах σ :

$$S = \frac{N_S}{\hat{\sigma}(N_S)} = \frac{N_{on} - \alpha N_{off}}{\sqrt{N_{on} + \alpha^2 N_{off}}} \quad (4.7)$$

4.2.3 Стереоскопический режим наблюдений

Если ШАЛ обладает достаточными размерами для того, его излучение могут зарегистрировать два телескопа. Установки разнесены друг от друга на расстояние 300 м, которое свет проходит за 1 мкс. В центр обработки данных сигнал с MAROC3 приходит с задержкой, составляющей $t_{d1} = 1,49$ мкс для IACT01 и $t_{d2} = 2,04$ мкс для IACT02. С учётом разницы, составляющей приблизительно 0,5 мкс, события, временные метки которых отстоят не более, чем на 2 мкс, можно считать совместными.

Для поиска совместных событий на двух телескопах применяется следующий алгоритм:

1. Ко всем временным меткам добавляется соответствующая задержка передачи данных, определённая выше.

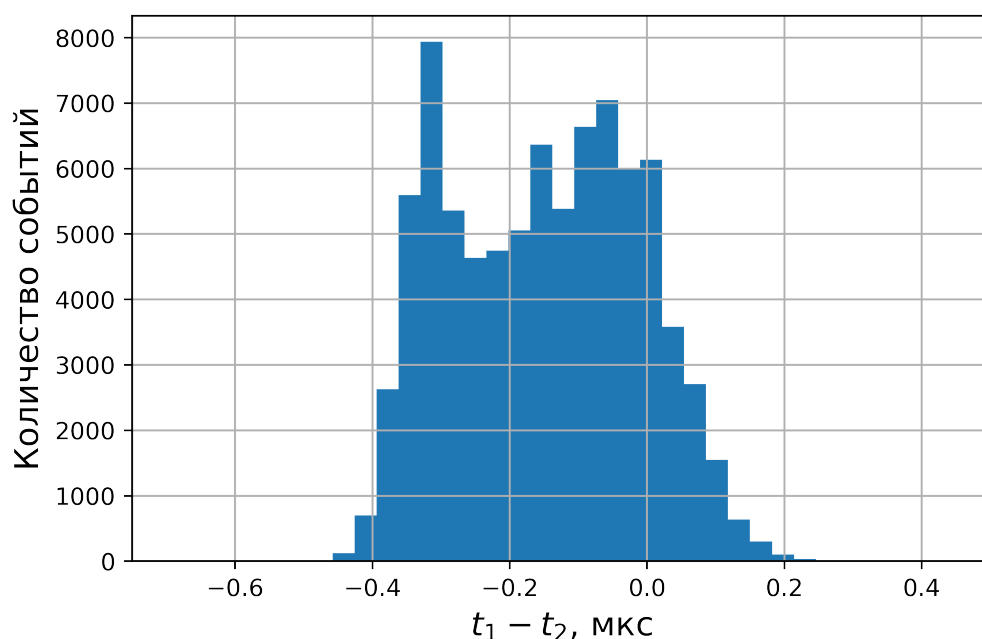


Рис. 4.1: Распределение временных задержек между временами регистрации событий на IAST01 и IAST02

2. Ведётся параллельная итерация по двум спискам временных меток. Если первый итератор «отстаёт» от второго, то часть событий пропускается, пока не произойдёт опережения. Аналогичные действия производятся, если второй итератор отстаёт от первого.
3. Если разница по времени у этих двух событий не превышает временного окна в $t = 2$ мкс, номера событий добавляются в выходной список.
4. Пункты 2 и 3 повторяются, пока не закончится один из списков.

Параллельно ведётся мониторинг темпов совместных регистрации с усреднением по каждому 30 сек. Эта величина может быть полезна при последующей обработке данных, т. к. ухудшение темпов совместной регистрации ниже 1 Гц негативно влияет на возможность обнаружения полезного сигнала. На выходе работы алгоритма имеется список пар событий, в которых зарегистрирован один ливень, а также распределение временных задержек регистрации на втором телескопе относительно первого. Подобное распределение по задержкам за осенний сезон 2020 г. наблюдения источника Dragonfly представлено на (рис. 4.1). Отрицательные временные задержки показывают, что первый телескоп сработал раньше второго, что соответствует действительности, т. к. при наблюдении за

источником телескопы обращены на запад. IACT установлен западнее второго, поэтому срабатывание происходит раньше.

Методика подавления адронного фона для стереоскопической системы телескопов TAIGA-IACT описана в [Grinyuk:20210M]. Выходные файлы модели CORSIKA по ШАЛ от равного количества сгенерированных с помощью Монте-Карло протонов и γ -квантов поступают на вход программы, имитирующей оптические системы соответствующих TAIGA-IACT. Записываются события, для которых выработался «аппаратный» триггер, на выходе имеется список событий, зарегистрированных тем или иным IACT с сохранением информации об их энергии E , глубине максимума ливня h_{max} , зенитных и азимутальных углах прихода ϑ и φ , параметрах Хилласа.

Первый этап подавления адронного фона: среди γ -ливней с энергиями выше $E = 10$ ТэВ 97% сгенерированных событий прошли триггер, в то время как из протонных ливней с теми же энергиями триггер прошли только 51%. Подразумевается, что камера направлена строго на источник, поэтому направления прихода γ -ливней сконцентрированы в узкой области в центре камеры (порядка $0,1^\circ$), а протоны равномерно распределены по всей камере (в пределах 5°), таким образом часть событий оказывается вне камеры.

Затем отбрасываются события, затронувшие граничные пиксели периферийных кластеров камеры. Этот шаг приводит к подавлению 73% оставшихся протонных событий и 18% γ -событий.

4.2.4 Определение положения источника в камере

Изображение события, зарегистрированного на двух камерах, приводится к одной координатной сетке [HOFMANN1999135]. Главные оси эллипсов $y = a_1x + b_1$ и $y = a_2x + b$, которыми аппроксимируются изображения, пересекаются в точке

$$x = \frac{b_2 - b_1}{a_1 - a_2} \text{ и } y = a_1x + b_1. \quad (4.8)$$

Для событий, зарегистрированных, более, чем двумя телескопами, каждая пара камер вносит вклад в общую точку пересечения с весом

$$w = \frac{size_1 + size_2}{\sum_i^{N_{trig}} size_i} \cdot \sin \theta, \quad (4.9)$$

где θ — угол между пересекающимися осями, N_{trig} — количество сработавших телескопов. Полученные точки (x_{ij}, y_{ij}) помещаются на двумерную гистограмму

с весами w , результирующее положение направления прихода ливня в камере определяется как

$$x_{\text{mean}} = \frac{1}{N_{\text{bin}}} \sum_i^{N_{\text{bin}}} \sum_j^{N_{\text{bin}}} y_{ij}, \quad (4.10)$$

$$y_{\text{mean}} = \frac{1}{N_{\text{bin}}} \sum_j^{N_{\text{bin}}} \sum_i^{N_{\text{bin}}} x_{ij}, \quad (4.11)$$

где N_{bin} — число ячеек гистограммы, одинаковое для осей x и y .

Положение направления прихода ливня от гамма кванта восстанавливает положение источника в камере с некоторой ошибкой θ . Был выбран порог на величину этой ошибки, соответствующий радиусу круга вокруг точки положения источника камере, в который попадает 68% событий, для которых определены точки пересечения осей. В кружок с радиусом $r_{68} = 0,2^\circ$ попали 40% оставшихся с предыдущего этапа γ -событий и около 0,05% адронных событий.

Изображения от ШАЛ, инициированных адроном, должны быть шире, чем от γ -квантов, т. к. поперечное сечение «адронного» ливня шире. Вводится параметр *нормализованной ширины*, описывающий ширину события, нормированную на сайзы изображений с разных камер с разными весами:

$$Nwidth = \frac{1}{N_{\text{trig}}} \left[\sum_i^{N_{\text{trig}}} \frac{\text{width}_i - w_m(r_i, \text{size}_i)}{w_{\text{MAD}}(r_i, \text{size}_i)} \right], \quad (4.12)$$

где width_i — параметр *width* i -го телескопа, $w_m(r_i, \text{size}_i)$ — медианное значение параметра *width* для событий со значением сайза size_i на i -ом телескопе и с расстоянием r_i от восстановленной оси ливня до i -го телескопа, $w_{\text{MAD}}(r_i, \text{size}_i)$ — медианное абсолютное отклонение, полученное из распределения *width* для данного расстояния r_i до оси ШАЛ и для данного сайза события size_i . Параметры w_m и w_{MAD} находятся из распределений соответствующих параметров для смулированных событий. Положение оси ШАЛ восстанавливается так же, как и положение пересечения главных осей изображений в камере, только в качестве координат центров эллипсов подставляются координаты телескопов в плоскости, нормальной к оси ливня.

На (рис. 4.2) и (рис. 4.3) представлены распределения описанных выше параметров, по которым можно проводить разделение адронных событий и событий от γ -квантов.

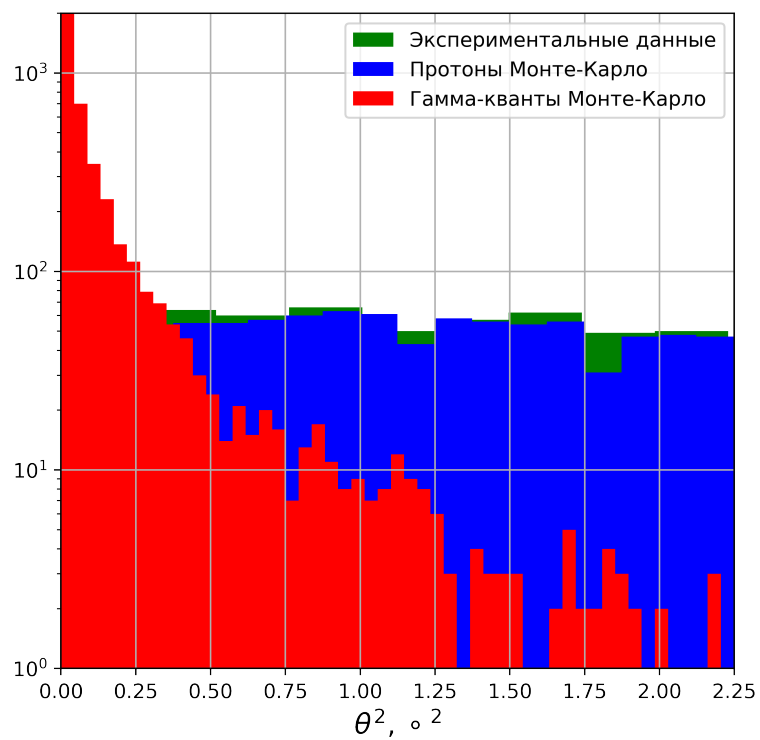


Рис. 4.2: Распределение квадрата ошибки определения источника θ^2

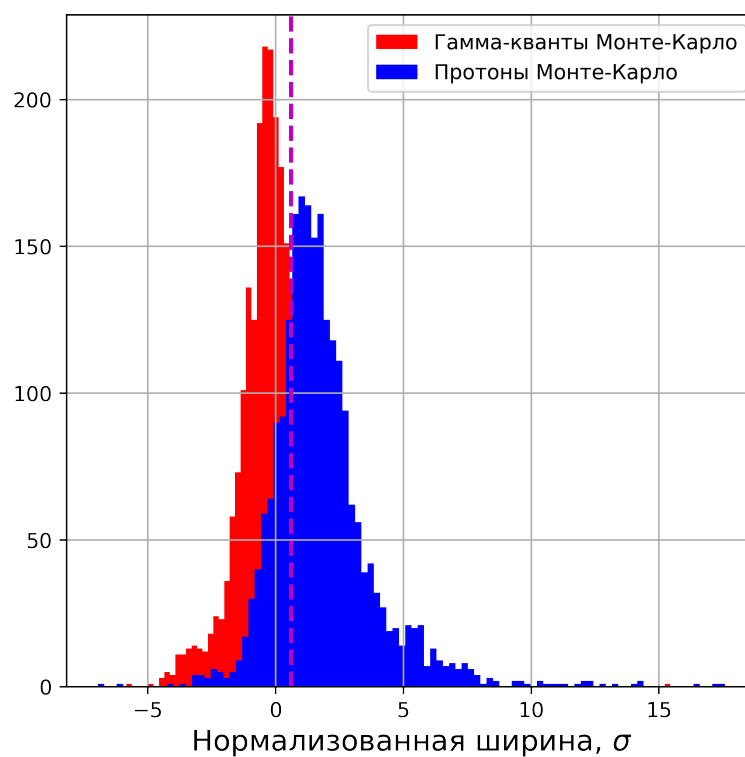


Рис. 4.3: Распределение нормализованной длины

θ — длина разности между положением источника в камере и восстановленной осью ливня. Число гамма-событий, по которым неверно восстановлено положение наблюдаемого источника, падает с ростом ошибки. Источники адронных событий (а значит, и реальных экспериментальных данных, состоящих почти только из адронных событий) равномерно распределены по всей камере, как и квадрат ошибки θ^2 .

Как сказано выше, изображения гамма-событий должны быть уже, чем изображения адронных событий. Распределение нормализованной ширины гамма-событий смещено влево относительно средних ширин с соответствующими сайзами.

Глава 5. Обработка результатов

Будут представлены полученные результаты с помощью двух алгоритмов.

Выводы