

## Алгоритм восстановления направления прихода ШАЛ для телескопа СФЕРА

К.Ж. Азра\* В.И. Галкин†

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра физики космоса

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 27.05.2023; подписана в печать 14.09.2023)

Восстановление направления прихода широких атмосферных ливней (ШАЛ) является одной из целей эксперимента СФЕРА. Приведен новый метод для восстановления направления, он сравнивает временные задержки фотонов в ФЭУ, перенесенные на снег, с модельными задержками параболического фронта ЧС ШАЛ. Анализируемые события вызваны разными ядрами (H, N, Fe), приходящими с зенитными ( $10^\circ$ – $20^\circ$ ) и азимутальными углами ( $0$ – $360^\circ$ ), с первичными энергиями 10 ПэВ и 30 ПэВ. Данный метод дает средние ошибки около  $3^\circ$  для первичных энергий 10 ПэВ на высотах 500 м и 900 м и приблизительно  $2^\circ$  для 30 ПэВ в среднем для двух высот.

PACS: 96.50.sb, 96.50.sd

УДК: 524.1

Ключевые слова: первичные космические лучи, широкие атмосферные ливни, черенковский свет, статистическое моделирование, аппроксимация.

### ВВЕДЕНИЕ

Первичное космическое излучение (ПКИ) — поток частиц галактического происхождения, изотропно и равномерно бомбардирующий атмосферу Земли. Среди частиц преобладают протоны, но встречаются также ядра более тяжелых элементов, составляющие несколько процентов всего потока. Электроны и позитроны встречаются в редких случаях. Энергетический диапазон ПКИ составляет  $10^9$  эВ до  $10^{20}$  эВ. При попадании в атмосферу ПКИ порождает каскад вторичных частиц — так называемый широкий атмосферный ливень (ШАЛ), и при энергии выше  $10^{15}$  эВ ливень уже можно регистрировать детекторами частиц на уровне моря как цельное явление. Ультрарелятивистские заряженные вторичные частицы каскада генерируют в воздухе черенковский свет. Наблюдение ШАЛ позволяет изучить характеристики элементарного акта ядерного взаимодействия при высоких энергиях [1–3].

Для изучения космических лучей энергией выше  $10^{15}$  эВ приходится использовать метод регистрации различных компонентов ливня, рождающихся во взаимодействиях первичной частицы с атомами атмосферы, с помощью наземных установок.

Один из методов регистрации ШАЛ, предложенный А.Е. Чудаковым в 1972 г., проводится по измерению пространственно-временной структуры ливня, отраженного от снега [4]. Впервые метод был реализован в 70–80 гг. прошлого века в Альпах итальянскими исследователями [5]. Серия телескопов типа СФЕРА [6–12] регистрирует ШАЛ по отраженному от снега черенковскому свету на высотах до 1 км. Схема эксперимента изображена на рис. 1.

Последний полет телескопа СФЕРА-2 состоялся

в 2013 г. [13]. В данный момент разрабатывается новая модель телескопа СФЕРА-3 [14], конструкция которого позволит увеличить точность оценки первичных параметров ШАЛ, прежде всего массы первичного ядра.

Схемы телескопов похожи, поэтому использованные алгоритмы для расчетов принципиально близки; для СФЕРЫ-2 имеется готовый банк искусственных событий и их образов, что позволяет развивать и настраивать алгоритм; по мере продвижения моделирования для СФЕРЫ-3 алгоритм будет модифицирован под новую конструкцию.

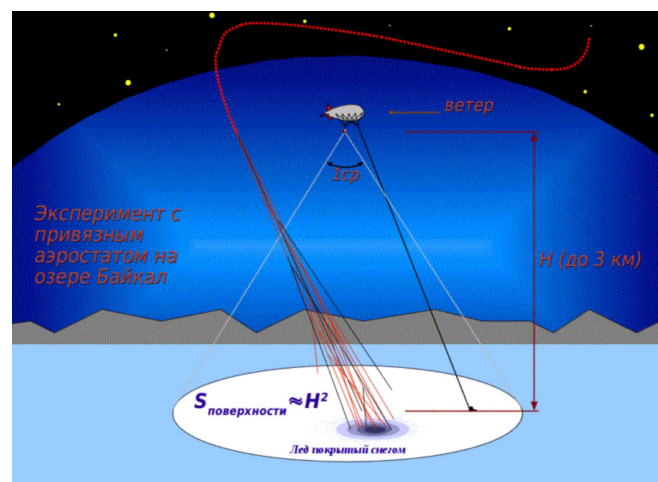


Рис. 1. Схема эксперимента

В данной работе представлен новый метод определения направления прихода ШАЛ. Знание направления позволит выбрать оптимальный критерий для разделения ядер, позволяющий определить массовый состав первичных космических лучей (ПКЛ), что является основной целью данного эксперимента.

\* clemenceanastasia@gmail.com

† v\_i\_galkin@mail.ru

## 1. ИСКУССТВЕННЫЕ СОБЫТИЯ

В данной работе используются исключительно искусственные события, сгенерированные для СФЕРА-2 без учета фона ночного неба. Экспериментальные образы ШАЛ сгенерированы пакетом CORSIKA [15]. Пространственно-временные распределения отраженного света в каждом ФЭУ формируют черенковский образ ШАЛ, получаемый с помощью пакета Geant4 [16].

Относительные задержки черенковских импульсов в ФЭУ мозаики телескопа несут информацию о направлении прихода ШАЛ. Для отсчета задержек удобно выбрать на фронте каждого импульса некоторый уровень, который фиксирует момент его прихода в ФЭУ. Совокупность этих времен называют черенковским фронтом ливня. Аналогичный фронт можно определить и на уровне снега. Направление прихода ШАЛ оценивается путем аппроксимации экспериментального фронта некоторой его моделью, получаемой из результатов моделирования. Для восстановления направления ШАЛ по известным координатам ФЭУ и задержкам фронта в них, возможны два варианта: перенос экспериментального фронта на снег или перенос модельного фронта на мозаику. Они более-менее эквивалентны по смыслу и вычислительным затратам, но временная информация на снегу нам более привычна, в этом случае легче оценить корректность процедуры определения направления.

Для переноса фронта на снег делается трансляция координат и временных задержек на данную поверхность. Как упоминалось выше, пространственно-временное распределение света, превращенное в черенковский образ ШАЛ в мозаике телескопа с помощью Geant4, может быть также приближенно получено простой специально созданной моделирующей программой, которая нам также позволит сделать обратное преобразование координат и задержек от мозаики до снега.

Зависимость координат на снегу от координат на мозаике, полученная моделирующей программой имеет вид:

$$f(r) = R = ar^2 + br, \quad a = 0.00053, \quad b = 0.93. \quad (1)$$

$R$  — расстояние фотона от оси телескопа в м,  $r$  — расстояние фотона от оси телескопа в мм,  $a$ ,  $b$  — в м/мм<sup>2</sup> и м/мм соответственно.

При переходе от мозаики на снег делается приближенное обратное нелинейное преобразование задержек и используется полярная система координат.

Координаты на снегу определяются следующим выражением:

$$x = R \cos \phi, \quad y = R \sin \phi. \quad (2)$$

Также необходимо осуществить трансляцию временной координаты на снег через вычитание времени пути, пройденного фотонами от снега до мозаики.

$$d = ct, \quad (3)$$

где  $d$  — путь фотонов от мозаики до снега в м,  $t$  — время пути в нс.

Пренебрегаем временем прохождения света от входного окна телескопа до зеркала и от зеркала до ФЭУ, дающим незначительный вклад в общее время пути. Таким образом, путь определяется следующим выражением:

$$d = \sqrt{H^2 + R^2}, \quad (4)$$

где  $H$  — высота телескопа в м.

Трансляция временных задержек на снег определяется следующим выражением:

$$t = t_m - t_p = t_m - \frac{\sqrt{H^2 + R^2}}{c}. \quad (5)$$

Оценим ошибки при переносе временных задержек фронта на снег. Для начала строим фронт на снегу в виде колец различных диаметров с произвольным направлением и формой фронта. Далее, он переносится на мозаику через моделирующую программу. Вслед за этим, делаем обратный перенос по формулам метода, описанного выше.

Полученный средний масштаб отличий на краю мозаики, где отличия максимальны:

$$x : 1.0\%; \quad y : 1.0\%; \quad t : 3.7\%.$$

Приведем произвольный численный пример отличий временных задержек, где отличия считаются максимальными:

- Начальное время на снегу=244.7 нс,
- Конечное время на снегу=251.7 нс,
- Отличие составляет 7 нс.

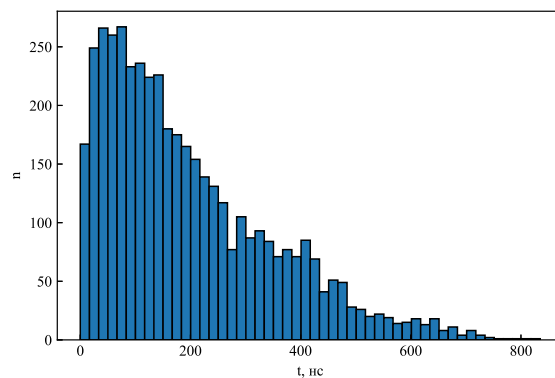


Рис. 2. Пример полного импульса образа ШАЛ на расстоянии 121 м от оси ливня

Из рис. 2 видно, что диапазон полного импульса образа ШАЛ порядка нескольких сотен нс. Учитывая масштаб временных задержек, можно пренебречь вышеуказанными отличиями. Для оценки направления используется перенос фронта на снег.

## 2. МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ

Экспериментальный образ ливня, для которого следует определить направление, строится из данных всех 109 имеющихся ФЭУ, включающих координаты ФЭУ и средние задержки по импульсу в каждом ФЭУ. Данные некоторых ФЭУ могут быть проигнорированы, если полное число черенковских фотонов в них оказывается слишком малым (меньше заданного порога), что обычно означает большие флуктуации.

Телескоп типа СФЕРА обозревает лишь часть фронта. В связи с недостатком информации, использование модели плоского фронта к частичному регистрируемому фронту приводит к значительным систематическим ошибкам. При применении модели параболического фронта, систематические ошибки можно существенно уменьшить. Учитывая данную особенность телескопа, определение направления осуществляется через сравнение средних временных задержек фотонов в ФЭУ, перенесенных на снег, с модельными задержками параболического фронта ЧС ШАЛ. Чем меньше отличие временных задержек модели от эксперимента, тем потенциально ближе ориентация модельного фронта к истинному направлению ШАЛ.

Минимум функции определяется по методу наименьших квадратов, сравнивающему набор данных наблюдений и модель фронта.

$$S = \sum_{i=1}^n (t_i^{exp} - t_i)^2 = \min, \quad (6)$$

где  $t_i^{exp}$  — задержки из набора данных наблюдения в нс,  $t_i$  — соответствующие задержки из модели фронта в нс. В сумму входят только данные пикселей (ФЭУ) мозаики, удовлетворяющих некоторым ограничениям. Ищем минимум  $S$  по углам и параметрам фронта.

Модель черенковского фронта ливня — симметричная относительно оси ливня поверхность вращения квадратичной функции, принимающий в качестве аргумента расстояние от оси ливня до оптического детектора.

$$t_i = a_0 + a_1 R' + a_2 R'^2, \quad (7)$$

где  $t_i$  — модель черенковского фронта ливня,  $a_0, a_1, a_2$  — параметры фронта ливня,  $R'$  — расстояние от оси ливня до оси телескопа в горизонтальной плоскости снега в м.

В связи с этим нужно преобразовать координаты детектора на снегу в системе телескопа в его же координаты в системе ливня.

Происходит поворот системы координат сначала вокруг оси  $Z$  на  $\varphi$ , потом вокруг оси  $Y'$  на  $\theta$ , где углы  $\theta$  и  $\varphi$  в данном случае соответствуют зенитному и азимутальному углу ливня. Схема поворотов вокруг осей находится на рис. 3.

$$AO = 1, BO = \cos \phi, CO = \cos \phi \cos \theta = \cos \zeta. \quad (8)$$

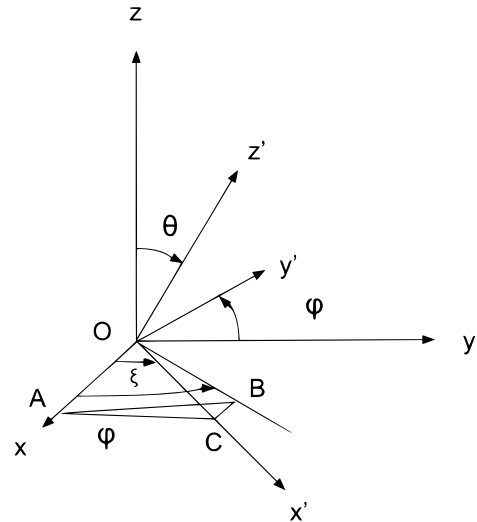


Рис. 3. Схема поворота система координат

$$\begin{aligned} x' &= \cos \theta \cos \phi (x - x_0) + \cos \theta \sin \phi (y - y_0) \\ y' &= -\sin \phi (x - x_0) + \cos \theta (y - y_0) \\ z' &= \sin \theta \cos \phi (x - x_0) + \sin \theta \sin \phi (y - y_0), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $x_0, y_0$  — координаты оси ливня в системе телескопа в м,  $x, y, z$  — координаты фотонов в системе телескопа в м,  $\theta, \phi$  — углы в рад.

Из формулы (9) получаем выражение расстояние от оси ливня до оптического детектора:

$$R' = \sqrt{x'^2 + y'^2}. \quad (10)$$

Параболический фронт определен в системе ливня и отсчитывается от плоского параллельно оси каскада, поэтому полностью параболический фронт записывается как:

$$t_i = a_0 + a_1 R' + a_2 R'^2 + \frac{z'}{c}, \quad (11)$$

где  $c$  — скорость света в м/нс.

Среди всех параметров из эксперимента знаем:  $x, y$  и  $x_0, y_0$ . Последние два параметра определяются координатами ФЭУ, содержащего максимальное количество фотонов, после перенесения на снег они принимаются за координаты оси ливня. Нам еще надо определить  $\theta, \phi, a_0, a_1, a_2$ . (\*)

Удаление оси ливня (соответствующей ФЭУ с максимальным числом фотонов) от оси телескопа искажает фронт, поскольку регистрируется только его часть, и определение направления затрудняется. Для надежного определения максимума черенковского образа важно, чтобы он не лежал в крайних ФЭУ. В связи с этим введено ограничение на минимальное расстояние от центра ФЭУ с максимальным количеством фотонов до оси телескопа на мозаике, радиус которой

230 мм. Учитываются образы с максимумами ближе 200 мм от оси телескопа.

Кроме того, введем некоторые ограничения по пороговому числу фотонов в каждом ФЭУ, которые будут использоваться для оценки направления ШАЛ.

Существуют ФЭУ, для которых число фотоэлектронов недостаточно для определения времени прихода ШАЛ с приемлемыми флуктуациями. В связи с этим, следует определить минимальное пороговое число фотонов в каждом ФЭУ, позволяющее ему участвовать в оценке направления. Увеличение порога уменьшает количество ФЭУ, участвующих в процедуре. Причем обрезаются ФЭУ, соответствующие большим расстояниям от оси ливня, и геометрическая база процедуры сокращается, что ведет к увеличению ошибки направления. Если же учитывать далекие ФЭУ с малым количеством света, будет еще хуже, так как их показания сильно флуктуируют.

Алгоритм поиска направления использует метод MIGRAD программы Minuit [17].

Создается функция  $S$  с параметрами, подлежащими оптимизации. В нее закладывается выражение (11) с учетом (9) и (10), включающее набор данных наблюдений и модельный фронт. Функция  $S$  зависит от аргументов  $\theta$ ,  $\phi$ ,  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ , по которым и производится минимизация. Для них фиксируются начальные значения, шаг и диапазон поиска. Для  $\theta$  и  $\phi$  определяются диапазоны поиска от 0 до  $30^\circ$  и от 0 до  $360^\circ$  соответственно.

При обработке образа результаты поиска минимума функции  $S$  могут зависеть от начальных значений параметров и начальных значений шагов по ним из-за наличия у функции нескольких локальных минимумов. Для нахождения глобального минимума в интересующей нас области параметров мы применяем серию спусков из разных начальных точек по  $\theta$  и  $\phi$ .

В связи с данным наблюдением фиксируется многостартовый пуск для углов. Поскольку в моделирующей программе сравниваются углы в радианах, то диапазон углов, применяемый для многостартового пуска, тоже в радианах:

$\theta$  — 0.05, 0.15, 0.20, 0.35 (рад),

$\phi$  от 0 до 6 с шагом 0.5 (рад).

Далее полученные результаты конвертируются в градусы для простоты понимания.

По результатам серии спусков выбирается направление, соответствующее глобальному минимуму.

Ошибка определения направления есть угол  $\delta$  между истинным направлением и оцененным направлением. Формулы ниже дают составляющие косинуса этого угла, а сам  $\delta$  выражается формулой (12).

$$\begin{aligned} cx_r &= \sin \theta_r \cos \phi_r & cx_f &= \sin \theta_f \cos \phi_f, \\ cy_r &= \sin \theta_r \sin \phi_r & cy_f &= \sin \theta_f \sin \phi_f, \\ cz_r &= \cos \theta_r & cz_f &= \cos \theta_f \\ \delta &= \arccos(cx_r cx_f + cy_r cy_f + cz_r cz_f). \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\theta_r$  и  $\phi_r$  — истинные значения углов в рад с которыми сравниваем результаты,  $\theta_f$  и  $\phi_f$  — полученные углы в рад через функции минимизации.

Полученные оценки углов сильно зависят от параметров фронта  $a_0$ ,  $a_1$ , и  $a_2$ . В таблице приведены примеры полученных ошибок  $\delta$  в градусах при изменении отдельных параметров фронта (показаны жирным шрифтом) в сравнении с исходным (левым) набором параметров для избранных образов протонов для высоты наблюдения 500 м при зенитном и азимутальном направлениях  $20^\circ$  и  $175.12^\circ$  соответственно.

Из таблицы видна сильная зависимость ошибок от изменений одного параметра фронта при фиксированных остальных. Более того, для каждого образа параметров, дающие минимальные ошибки, различны.

Основную цель составляет нахождение единого фронта, подходящего для всей выборки событий, при котором оцененные направления близки к истинным направлениям.

Свободный член  $a_0$  имеет сильное влияние на найденные ошибки. Он регулирует расстояние параболического фронта от плоского. У далеко упавшего ливня мы видим только часть фронта, что затрудняет аппроксимацию, и изменение  $a_0$  помогает нам уменьшить ошибку направления в этих случаях.

Для уменьшения ошибки направления была построена зависимость значений  $a_0$ , дающих минимальные ошибки, от расстояния  $d$  оси ливня на снегу от оси телескопа.

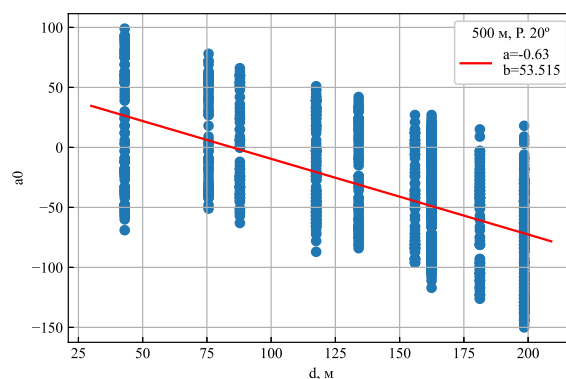


Рис. 4. График зависимости подходящих  $a_0$  от расстояния  $d$  от оси ливня до оси телескоп

На рис. 4 синими точками показаны значения  $a_0$ , дающие минимальные ошибки направления для различных событий выборки, у которых оси ливней (максимумы поперечного распределения света) лежат на расстоянии  $d$  от оси телескопа. Дискретная структура данных по  $d$  обусловлена растровой структурой мозаики телескопа: каждый пиксель обозревает целую область расстояний. Зависимость оптимальных значений  $a_0$  аппроксимируется прямой.

Параметр  $a_0$  уменьшается по мере увеличения расстояния  $d$ :



Таблица. Полученные ошибки в градусах при изменении отдельных параметрах фронта

	$a_0=-60$ $a_1=0.00001$ $a_2=0.001$	$a_0=-10$ $a_1=0.00001$ $a_2=0.001$	$a_0=-60$ $a_1=0.005$ $a_2=0.001$	$a_0=-60$ $a_1=0.00001$ $a_2=0.0001$
Образ 1	2.25°	6.43°	2.34°	3.18°
Образ 2	3.69°	2.75°	3.63°	7.68°
Образ 3	9.47°	2.11°	4.12°	8.87°

$$a_0 = ad + b. \quad (13)$$

Поиск оптимального значения дал  $a_1 = 0.00001$ .

Параметр  $a_2$  влияет на кривизну модельного фронта. Чем больше параметр  $a_2$ , тем больше кривизна фронта. Тем же методом, что и для поиска оптимального  $a_0$ , были найдены оптимальные  $a_2$ , при которых ошибки наименьшие. Результат дал  $a_2 = 0.001$  в качестве наиболее подходящего значения.

### 3. ОСОБЕННОСТИ МЕТОДА ДЛЯ 10 ПэВ

Как видно из рис. 5, для энергии 10 ПэВ в каждом ФЭУ по несколько десятков фотонов, числа которых меняются в зависимости от его расстояния от оси ливня на мозаике. Из-за небольшого числа фотонов в большинстве ФЭУ, в качестве временной задержки фронта в каждом ФЭУ используется среднее значение времени прихода фотонов в нем.

Найденный оптимальный нижний порог для обработки образов ШАЛ от первичной частицы 10 ПэВ соответствует 5 фотонам в отдельном ФЭУ.

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ 10 ПэВ

Проделан анализ выборок, каждая из которых состояла из 60 событий. Каждое событие отличается зенитным (10–20°) и азимутальным направлением (0–360°), в котором входит 100 клонов, имеющих только разные координаты оси ливня. На рис. 6 представлены распределения ошибок этих выборок для разных ядер.

### 5. ОСОБЕННОСТИ МЕТОДА ДЛЯ БОЛЕЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

При увеличении первичной энергии увеличивается число релятивистских частиц ливня с энергиями выше черенковского порога, и, соответственно, число генерируемых ими черенковских фотонов. Следующие расчеты проведены для энергии 30 ПэВ.

Теперь фронт не обязательно определять по центру тяжести импульса, удобнее фиксировать момент его прихода по некоторому заданному уровню на фронте

импульса. Введем новый способ, определяющий этот момент по заданной доле полного интеграла от импульса. Момент прихода фронта  $t_{front}$  определяется следующим образом (уравнение 13): сначала вычисляется полная сумма  $S$  (интеграл по всему импульсу, полное число фотонов или фотоэлектронов), затем упорядоченные по временам прихода  $t_i$  фотоны суммируются, начиная с пришедшего первым, до достижения частичной суммой величины порога  $\nu = [S * fr]$ :

$$t_{front} = t_i : i = \nu. \quad (14)$$

Здесь [...] — операция взятия целой части действительного числа, а  $fr$  — доля полного числа фотонов ( $0 < fr < 1$ ).

Была найдена оптимальная доля 0.55 полного интеграла, приводящая к минимальным ошибкам направления. На рис. 7 представлены экспериментальные черенковские импульсы и доля интеграла полного импульса для избранных образов. Оптимальное пороговое число фотонов в каждом ФЭУ было принято равным 25.

### 6. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ БОЛЕЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Для первичной энергии 30 ПэВ также использовались выборки с зенитными углами в диапазоне 10–20° и азимутальными углами 0–360° объемом 60 событий для каждого из четырех ядер p, He, S, Fe. От каждого события были получены по 100 образов в телескопе, различающиеся только положением оси ливня на снегу в поле зрения телескопа. За увеличением энергии первичной частицы следует увеличение числа фотонов, и соответственно увеличение числа регистрируемых фотоэлектронов. Ошибки восстановления направления уменьшаются.

На рис. 8 представлены распределения ошибок этих выборок для разных ядер и разных высот.

### 7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для 10 ПэВ, при высоты наблюдения 500 м, ошибки событий в среднем 2.5° для каждого ядра. Доля дошедших до мозаики фотонов уменьшается при более высокой высоте. В связи с этим, ошибка увеличивается на около 1° на высоте телескопа 900 м.

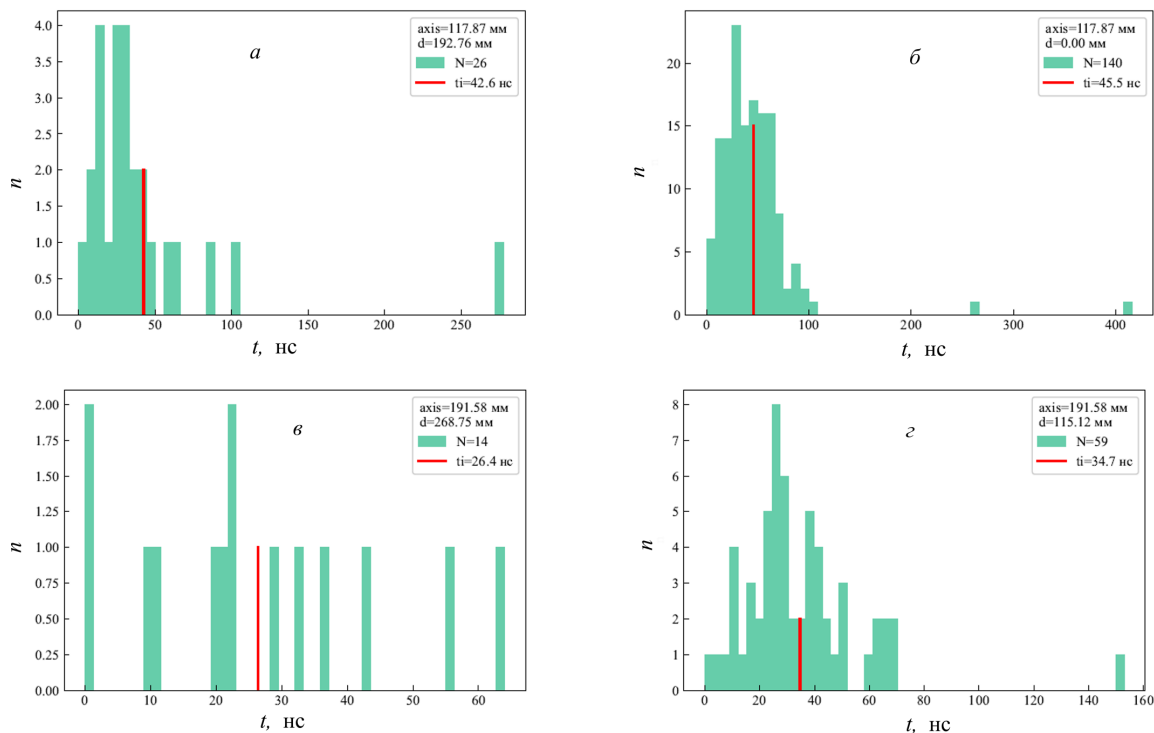


Рис. 5. Примеры импульсов эксперимента в ФЭУ для произвольных клонов, при энергии 10 ПэВ: axis — расстояние от ближайшего к оси ливня ФЭУ до оси телескопа на мозаике;  $d$  — расстояние между данным ФЭУ и ФЭУ, ближайшим к оси ливня, на мозаике;  $N$  — число фотоэлектронов в ФЭУ

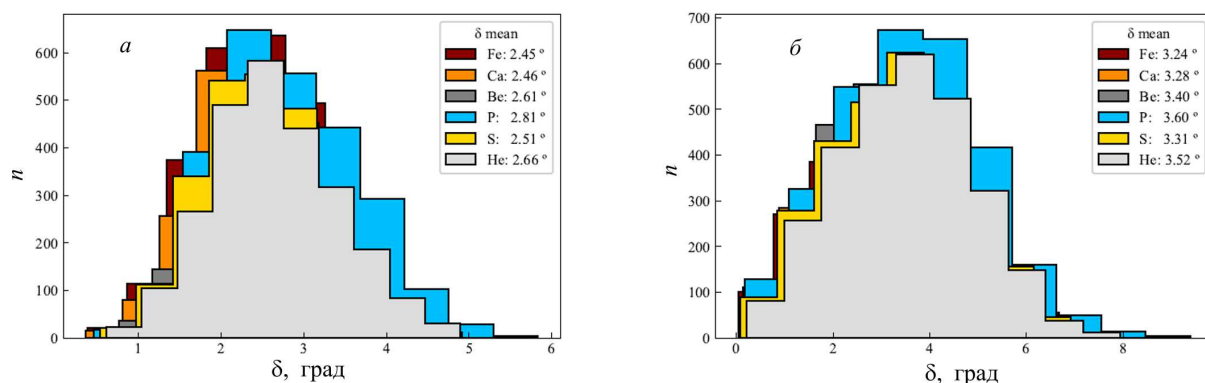


Рис. 6. Распределение ошибок для разных ядер с энергией 10 ПэВ для (а) 500 м и (б) 900 м высоты

При увеличении первичной энергии частицы, число черенковских фотонов увеличивается, что уменьшает флуктуации их временных распределений и позволяет определить точнее момент прихода фронта. Для 500 м получаем ошибки, близкие к  $1^\circ$ , а для 900 м, также как и для 10 ПэВ, ошибки увеличиваются на  $1^\circ$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализировано большое число событий для разных ядер и углов падения. Первичная энергия 10 ПэВ близка к нижнему порогу эксперимента СФЕРА-2 для

оценки первичных параметров с приемлемой точностью (направления с точностью порядка  $1^\circ$ , энергии с точностью 15–20%, первичных масс с разделением хотя бы на три группы), поэтому направление определяется хуже, чем для 30 ПэВ. Результаты сильно зависят от регистрируемого числа черенковских фотонов.

Для 30 ПэВ направление прихода ШАЛ восстановлено с точностью, в среднем, около  $1.5^\circ$ . Более высокое число фотонов обеспечивает регулярность результатов практически независимо от ядра и зенитного направления.

Полученные направления позволяют выбрать нуж-

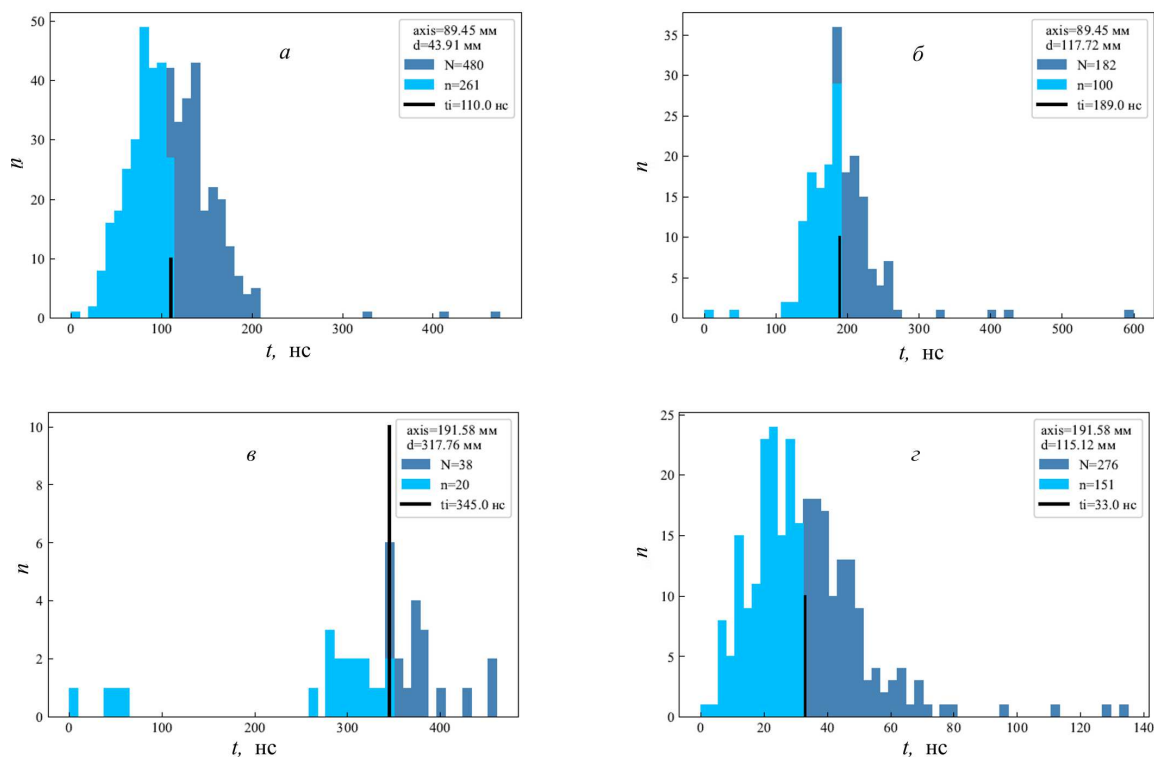


Рис. 7. примеры импульсов эксперимента в ФЭУ для произвольных клонов, при энергии 30 ПэВ. axis — расстояние от ближайшего к оси ливня ФЭУ до оси телескопа на мозаике;  $d$  — расстояние между данным ФЭУ и ФЭУ, ближайшим к оси ливня, на мозаике;  $N$  — число фотоэлектронов в ФЭУ

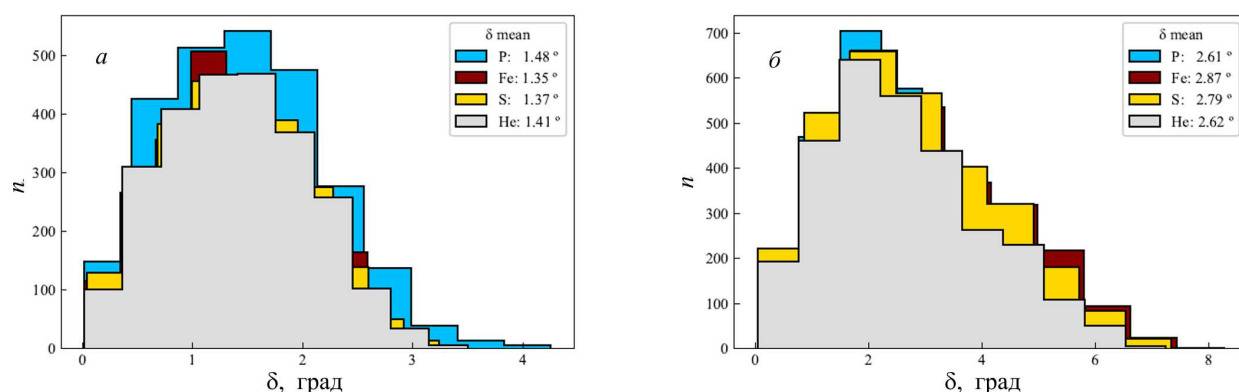


Рис. 8. Распределение ошибок для разных ядер с энергией 30 ПэВ для (а) 500 м и (б) 900 м высоты

ную из набора процедур оценки первичной массы и впоследствии оценить среднее массовое число в зависимости от первичной энергии [18]. В условиях эксперимента СФЕРА-2 достаточно получить точность измерений около  $3^\circ$  для такого выбора, что вполне успешно реализуется алгоритмом.

Данный алгоритм восстановления направления будет развиваться и применяться дальше для событий с фоном, а также для обработки данных эксперимента

с телескопом СФЕРА-2 [19]. Параллельно метод будет адаптирован под различные варианты конструкции нового разрабатываемого телескопа СФЕРА-3 [20] для нахождения оптимального варианта.

Авторы выражают благодарность Российскому научному фонду (грант РНФ №23-72-00006) за поддержку работы.

- [1] Bayburina S.G., Borisov A.S., Cherdyntseva K.V. et al. // Nuclear Physics B. **191**, Iss. 1. 1. (1981).
- [2] Haungs A., Rebel H., Roth M. // Rep. Prog. Phys. **66**, 1145. (2003).
- [3] Kampert K.H., Watson A.A. // EPJ. **37**, 359. (2012).
- [4] Чудаков А.Е. / Возможный метод регистрации шал по черенковскому излучению, отраженному от заснеженной поверхности земли. в сборнике Экспериментальные методы исследования космических лучей сверхвысоких энергий. Материалы Всесоюз. симпозиума 19-23 июня 1972 г., г. Якутск, Изд. СО АН СССР Якутск, 1974 с. 69-74.
- [5] Castagnoli C., Navarra G., Morello C. / Detection of EAS Cerenkov light reflected from mountain snow. In Proceedings of 17th International Cosmic Ray Conference. **6**, 103. Paris, 1981.
- [6] Антонов Р.А., Иваненко И.П., Кузьмин В.А., Федоров А.Н. // Аэростатная установка для измерения энергетического спектра первичного космического излучения в области энергий от 1015 эВ до неск. ед. 1020 эВ. Краткие сообщения по физике (ФИАН Москва, 1989), с. 78-81. (Antonov R.A., Ivanenko I.P., Kuz'min V.A., Fedorov A.N. // Balloon setup for measuring energy spectrum of primary cosmic rays in the energy range from 1015 eV to several units of 1020 eV. In Investigations with High-Altitude Balloons. Brief Communications on Physics, P. 78. (LPI, Moscow, 1989).
- [7] Anokhina A.M., Antonov R.A., Bonvech E.A. et al. // Experiment SPHERE-2 status 2007. In: Proc. 30ICRC. Merida, **5**, 945. (2008).
- [8] Antonov R.A., Anokhina A.M., Bonvech E.A. et al. // A method for primary proton spectrum measurement at  $E_0 > 10$  PeV with SPHERE-2 telescope. Proceedings of 31st ICRC, **4**. Lodz, 2009.
- [9] Галкин В.И., Джатдоев Т.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. №3, **37**. (2010). (Galkin V.I. Dzhatdoev T.A. // Mosc. Univ. Phys. Bull. **65**, N 3. 195. (2010)).
- [10] Чернов Д.В., Антонов Р.А., Аулова Т.В. и др. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. **46**, № 1. 115. (2015). (Antonov R.A., Aulova T.V., Bonvech E.A. et al. // Physics of Particles and Nuclei. **46**, N 1. 115. (2015).)
- [11] Бонвеч Е.А., Галкин В.И., Джатдоев Т.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. **83**. 1096. (2019). (Bonvech E.A., Galkin V.I., Dzhatdoev T.A. et al. // Bull. RAS: Physics. **83**. 1096. (2019)).
- [12] Chernov D.V., Bonvech E.A., Finger M. et al. // Journal of Instrumentation. **15**, N 09. 1. (2020).
- [13] Antonov R.A., Beschapov S.P., Bonvech E.A. et al. // Journal of Physics: Conference Series. **409** (2013). England.
- [14] Чернов Д.В., Азра К.Ж., Бонвеч Е.А. и др. // Ядерная физика. **85**, № 6. 435 (2022). (Chernov D.V., Azra C., Bonvech E.A. et al. // Physics of Atomic Nuclei. **85**, 641. (2022)).
- [15] Heck D., Knapp J., Capdevielle J.N. et al. Report FZKA 6019 (1998), Forschungszentrum Karlsruhe; <https://www.iap.kit.edu/corsika/70.php>
- [16] Allison J. et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. **835**: 186, (2016). Apostolakis J. et al. // Radiation Physics and Chemistry, **78**(10). 859, (2009). Agostinelli S. et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. **506**(3): 250 (2003).
- [17] James F. / MINUIT — Function Minimization and Error Analysis. Reference Manual. Version 94.1. (1994).
- [18] Latypova V., Azra C., Bonvech E. et al. // Proceedings of Science. **423** 1. (2023).
- [19] Bonvech E., Chernov D., Finger M. et al. // Universe. **8** 46 (2022).
- [20] Vaiman I., Chernov D., Podgrudkov D. et al. // A drone-borne installation for studying the composition of cosmic rays in the range of 1-1000 PeV by registering the reflected Cherenkov light of EAS. Proceedings of Science. Sissa Medialab (Italy). **395**, (2021).

## Algorithm for retrieving the direction of EAS arrival for the SPHERE Telescope

C.G. Azra<sup>a</sup>, V.I. Galkin<sup>b</sup>

Department of Space Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

E-mail: <sup>a</sup>clemenceanastasia@gmail.com, <sup>b</sup>v\_i\_galkin@mail.ru

Reconstruction of the direction of arrival of a high atmospheric atmosphere (EAS) is one of the goals of the SPHERE experiment. A new method is presented for the recovery of direction, it compares the time delays of photons in the PMT, transferred to the snow, with the model delays of the curved front of the EAS CR. The analyzed events are initiated by nuclei (H, N, Fe) arriving at zenith (10Be, 15Be, 20Be) and azimuth angles (0-360Be) with primary energies of 10 PeV and 30 PeV. This method gives average errors of about 3Be for primary energies of 10 PeV at 500 m and 900 m, and about 2Be for 30 PeV on average for two heights.

PACS: 96.50.sb, 96.50.sd

Keywords: extensive air showers, Cherenkov light, Monte Carlo simulation, approximation.

Received 2023.

### Сведения об авторах

1. Азра Клеманс Жоржевна — студентка, тел.: (495) 939-36-06, e-mail: clemenceanastasia@gmail.com.
2. Галкин Владимир Игоревич — доктор физ.-мат. наук, доцент, профессор; тел.: (495) 939-36-06, e-mail: v\_i\_galkin@mail.ru.