

Оценка интегрального потока фотонов в области предельных энергий по комплексным данным Якутской установки ШАЛ

С. П. Кнуренко¹⁾, И. С. Петров¹⁾

Институт космофизических исследований и аэронауки им. Шафера Сибирского отделения РАН, 677980 Якутск, Россия

Поступила в редакцию 13 декабря 2017 г.

После переработки 13 апреля 2018

Проведен комплексный анализ данных Якутской установки с целью поиска первичных фотонов, генерирующих широкие атмосферные ливни с энергией выше 10^{18} эВ. На основе расчетов и экспериментальных данных были сформированы критерии отбора и сделана выборка по этим критериям ливней близких по своим характеристикам к ливням, образованным первичными фотонами. По этим данным получена оценка верхнего предела интегрального потока фотонов в космическом излучении предельных энергий.

DOI: 10.7868/S0370274X18110048

1. Введение. Исследование космических лучей предельных энергий имеет важное значение для изучения свойств Вселенной и, в частности, такого раздела естествознания, как астрофизика и гамма-астрономия [1–3].

Природа образования первичных космических лучей с энергией выше 10^{18} эВ во Вселенной до конца неизвестна [4, 5]. Согласно моделям [6–8], предполагается присутствие в космологическом пространстве, наряду с ядрами различных химических элементов, первичных фотонов высоких и сверхвысоких энергий и астрофизических нейтрино. Ожидаемый поток космических лучей сверхвысоких энергий, вблизи Земли, будет зависеть от показателя степени эволюции и пространственного распределения астрофизических источников [9, 10].

В силу нейтральности фотоны не отклоняются от своего первоначального направления и по этой причине являются хорошим инструментом для поиска точечных источников, генерирующих частицы сверхвысоких энергий. Поэтому любая информация о первичных гамма-квантах может быть использована для определения физических характеристик источников космических лучей и изучения взаимодействия первичных фотонов сверхвысокой энергии с фотонным полем Вселенной и, как следствие, для объяснения формы спектра космических лучей в области энергий 10^{19} – 10^{20} эВ [11–16].

Нейтральные частицы ввиду их физических свойств могут пройти достаточно большой путь в веществе, прежде чем произойдет их взаимодей-

ствие со средой и образуется каскад вторичных частиц. В плотной атмосфере Земли нейтральные частицы образуют широкий атмосферный ливень (ШАЛ), который будет иметь максимум своего развития вблизи уровня моря. В терминах теории Нишимуры–Каматы–Грейзена [17–19], это ливни с возрастом $s \leq 1$, т.е. “молодые ливни”. Основу такого ШАЛ будет составлять электронно-позитронная, фотонная и в меньшей степени, мюонная компоненты, которые рассеиваются на большие углы и, таким образом, имеют временные задержки прихода на уровень моря (обычно $\tau_{\text{delay}} \leq 5$ мкс) относительно частиц формирующихся в стволе ливня. Следовательно, в таких событиях нужно ожидать на развертке сигнала от сцинтилляционного детектора большое количество импульсов (пиков) от электронно-фотонной компоненты ШАЛ [20–22].

Интерес для поиска нейтральных частиц вызывают сильно наклонные ливни с $\theta \geq 60^\circ$, у которых должнаждаться подобная картина в развитии ШАЛ, а именно большое количество пиков в развертке сигнала сцинтилляционного детектора. Это отличает ливень, образованный первичным гамма-квантом или нейтрино от ШАЛ, образованного первичным ядром, максимум развития которого находится высоко в атмосфере, а в диске ливня преимущественно сосредоточены только мюоны высоких энергий. В этом случае будет регистрироваться только один пик, сформированный компактно приходящими на уровень моря, мюонами высоких энергий [23].

Цель нашей работы состояла в поиске кандидатов ШАЛ, образованных первичными фотонами

¹⁾e-mail: s.p.knurenko@ikfia.ysn.ru, igor.petrov@ikfia.ysn.ru

пределных энергий. Для этого использован комплексный подход, когда одновременно анализировались все компоненты ливня: электроны, мюоны и черенковское излучение, включая и пространственно-временные развертки импульсов от сцинтилляционных детекторов Якутской установки ШАЛ. В принципе поиск первичных фотонов можно проводить и регистрируя одну из перечисленных выше компонент ливня. Такой подход будет менее точен, чем, если использовать предложенный в работе комплексный подход.

2. Расчеты и эксперимент. Комплексный подход. С целью изучения характеристик развития ШАЛ от первичного гамма-кванта были проделаны расчеты продольного развития ливня вплоть до уровня моря. Для расчетов использовался пакет программ CORSIKA [24]. Характеристики ШАЛ рассчитывались по модели QGSjetII-04 [25–27] с учетом сининга, в случае ливней с энергией выше 10^{18} эВ. В расчетах учитывались реальные условия регистрации каждой из компонент, включая отклик каждого детектора и методы обработки экспериментальных данных.

Экспериментальные данные получены по непрерывным и многолетним наблюдениям на Якутской комплексной установке электронной, фотонной и мюонной компонент ШАЛ с энергией выше 1 ЕэВ [28]. Радиальное развитие заряженных частиц ливня на плоскости установки регистрировалось 150 наземными сцинтилляционными детекторами площадью 2 м^2 каждый, и 125 подземными сцинтилляционными детекторами такой же площади. Продольное развитие восстанавливалось по наблюдениям черенковского света ШАЛ 50 черенковскими детекторами большой площади [29–31].

Результаты расчетов вместе с экспериментальными данными представлены на рис. 1–3. На рисунке 1 приведены расчеты относительного содержания мюонов в ШАЛ, используя плотность потока мюонов на расстоянии 600 м от оси. Расчеты выполнены для первичного гамма-кванта, протона и ядра железа. Из рисунка 1 видно, что среднее распределения каждой из компонент космического излучения локализуется в определенной области и может быть выделено в эксперименте при хороших точностях измерения мюонов [32]. Как видно из расчета (рис. 1), в ШАЛ от гамма-кванта содержание мюонов значительно меньше, чем это имеет место в ливне от протона или ядра железа. При точности измерения $\rho_\mu(600)$ порядка 5–8 %, можно выделить ШАЛ, образованный первичным гамма-квантом. Это обстоятельство использовалось нами в настоящей работе.

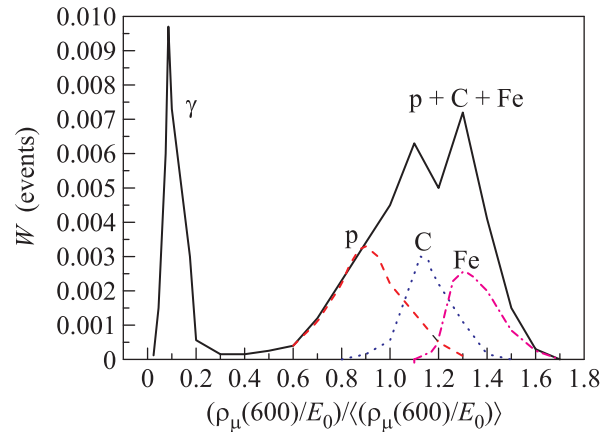


Рис. 1. (Цветной онлайн) Распределение ливней с энергией выше 10^{18} эВ и зенитными углами от 0° до 70° . Кривые: расчет для гамма-кванта (сплошная линия), протона (штриховая линия), углерода (пунктирная линия) и ядра железа (штрих-пунктирная линия) с использованием модели QGSjetII-04 [25, 33].

2.1. Глубина максимума. За основу метода определения X_{\max} было взято пространственное распределение черенковского света (ПРЧС) ШАЛ [31] и алгоритм, разработанный для восстановления каскадной кривой по ПРЧС, методом решения обратной задачи [29, 30]. Алгоритм представлял собой уравнение Фредгольма первого рода (1), решение которого осуществлялось с применением адаптивного метода [34].

$$Q_{\text{exp}} = \delta_Q + \int_{X_1} G(R, X/X_2) \cdot N(E_0, X) \cdot K(\lambda, X) dX, \quad (1)$$

где $G(R, X/X_2)$ – ядро уравнения (1), которое определяется пространственно-угловым распределением электронов в электронно-фотонном каскаде. $N(E_0, X)$ – каскадная кривая, δ_Q – уровень “шумов”, зависящий от неопределенности измерений, статистической обработки данных, функции $G(R, X/X_2)$, и т.п.; $K(\lambda, X)$ – коэффициент пропускания атмосферы; X_1 и X_2 – верхний и нижний пределы атмосферы.

В уравнении (1) последовательно учитывается физика развития электронно-фотонной компоненты ливня и характеристики атмосферных условий в период регистрации черенковского излучения в районе Якутской установки [35].

С использованием этой методики была создана база данных, включающая характеристики, восстановленной по черенковскому свету, каскадной кривой ШАЛ [6]. Далее эта база данных использовалась при поиске нейтральных частиц.

Надо отметить, что период черенковских наблюдений на установке намного меньше, чем время наблюдения других компонент ливня, поэтому в остальное время оценка X_{\max} проводилась по мюонным данным, используя связь доли мюонов с X_{\max} (см. раздел 2.3 и [37]).

В работах [25, 37] приводятся экспериментальные данные и расчеты, выполненные по разным моделям адронных взаимодействий для первичного протона, ядра железа и гамма-кванта сверхвысокой энергии. Из сравнения с расчетами следует, что X_{\max} каскадной кривой ШАЛ от гамма-кванта в среднем на $100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ ниже расчетов для ядер, т.е. находится вблизи уровня моря, и это обстоятельство использовалось в работе как первый критерий для отбора ливней – вероятных кандидатов ШАЛ, образованных гамма-квантом.

2.2. Мюоны с порогом $\varepsilon_{thr} \geq 1 \text{ ГэВ}$ в составе ШАЛ сверхвысоких энергий. Как уже говорилось выше, в ливне от гамма-кванта рождается незначительное количество мюонов. Если на установке измеряются мюоны, то по их содержанию в ливне можно судить о природе первичной частицы, т.е. о ее атомном весе. К такому выводу приходим, если обратиться к расчетам мюонной компоненты по моделям адронных взаимодействий из работ [39, 40].

На Якутской установке долю мюонов в ливне оценивают по отношению плотности потока мюонов на расстоянии 600 и 1000 м к общей заряженной компоненте $\rho_{\mu}/\rho_{\mu+e}$, так как эти параметры измеряются с лучшей точностью, чем полное число мюонов N_{μ} и заряженных частиц $N_{\mu+e}$ в ливнях с энергией $E_0 \geq 10^{18} \text{ эВ}$. Это и будет вторым критерием отбора ШАЛ, образованного первичным гамма-квантом. Количественно этот критерий вытекает из расчета, приведенного на рис. 1. В нашем случае за критерий отбора ливня, образованного гамма-квантом, было взято соотношение $\rho_{\mu}(600)/\rho_{\mu+e}(600) \leq 0.1$, как ширина на полувысоте распределения для гамма-кванта. Экспериментальные данные по мюонам и сравнение их с моделями приводятся в работах [41–45].

2.3. Зависимость доли мюонов от X_{\max} . Известно, что число мюонов зависит от высоты максимума развития ливня в атмосфере (рис. 2). Поэтому доля мюонов очень чувствительна к этому параметру каскадной кривой. Это следует из расчетов по модели QGSjetII-04 [46]. Причем доля мюонов от протона и ядра железа, как это следует из рис. 2, локализуется в разных местах, что позволяет разделить ливни на протонные и ливни от ядра железа по этому параметру. Это свойство было использовано в

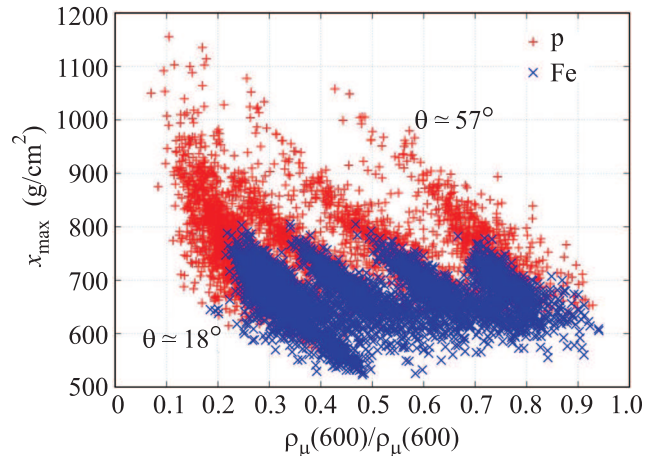


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость относительного содержания мюонов с $\varepsilon_{thr} \geq 1 \text{ ГэВ}$ от глубины максимума развития ШАЛ. Расчеты выполнены по модели QGSjetII-04 для протона и ядра железа в случае разных зенитных углов

настоящей работе для поиска нейтральных частиц в космических лучах.

Для этого мы воспользовались экспериментальной зависимостью X_{\max} от $\rho_{\mu}(600)/\rho_s(600)$. Эта зависимость была получена по ливням, у которых одновременно измерялись мюоны и черенковский свет ШАЛ, по пространственному распределению которого восстанавливалась глубина максимума развития ливня. Результат показан на рис. 3. На рисунке 3 на

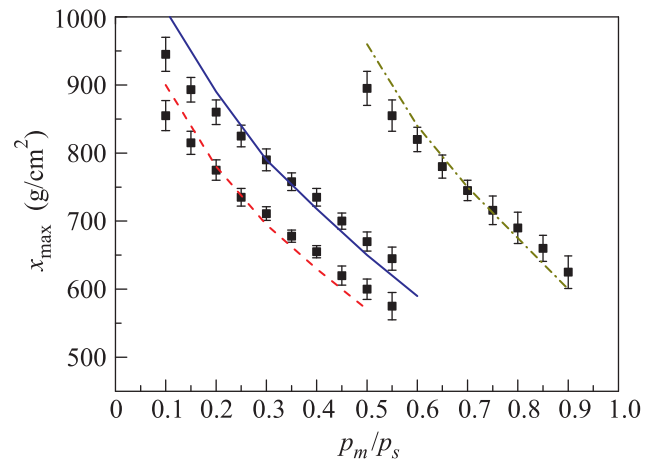


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость доли мюонов от глубины максимума электронно-фотонного каскада ШАЛ для зенитных углов $\theta_1 = 18^\circ$, $\theta_2 = 38^\circ$ и $\theta_3 = 58^\circ$. Эксперимент

несены расчеты по модели QGSjetII-04 для разных зенитных углов. Согласие расчетов с экспериментом указывает, что модель QGSjetII-03, после ее модернизации близка к описанию эксперимента по мюонной

Таблица 1. Статистика ливней, зарегистрированных на Якутской установке в 2009–2016

Год	Время наблюдения всей установки, ч.	N_{EAS}	Процент проанализ. событий, %	$N_{\mu on}$	N_{ch}	Время наблюдения детекторов черенковского света, ч.	Число ШАШ $E_0 \geq 10^{19}$
2009–2010	6153.83	113138	87	60618	9897	621.78	10
2010–2011	6455.25	137830	89	56130	8611	508.39	15
2011–2012	6533.94	155351	91	54559	9227	482.11	15
2012–2013	6515.54	149381	92	89430	10219	591.77	17
2013–2014	6446.44	147589	91	72110	7164	396.00	15
2014–2015	6365.05	140101	72	82392	7838	429.34	15
2015–2016	5671.43	127490	81.6	62599	4819	591.77	17

компоненте и вопрос дефицита мюонов постепенно решается [47–49]. В нашем случае удалось избежать влияния модели адронных взаимодействий на второй критерий отбора ливней по мюонам.

2.4. *Отклик в сцинтилляционном детекторе.* По данным эксперимента в Якутске, распределение заряженных частиц попадающих на сцинтилляционных детекторов в вертикальных ливнях с $\theta \leq 30^\circ$ состоит из нескольких импульсов (пиков) обычно от 5 до 10, которые в основном распределены во временном интервале 0–5 мкс [23]. Как показал анализ массива событий ШАЛ, число пиков зависит от глубины максимума развития каскадной кривой X_{\max} и зенитного угла прихода ливня θ . Для ливней с низким максимумом $X_{\max} = (850–950) \text{ г/см}^2$ на развертке всегда будет отслеживаться многопиковость, что будет означать – ШАЛ образован первичной частицей малой массы, т.е. протоном или гамма-квантом. В случае, если при больших θ будет много пиков, то такие ливни явно образованы гамма-квантами или нейтрино. В редких случаях (один из 100 ливней) во временной развертке присутствуют импульсы меньшей амплитуды, задержанные на время более 10 мкс [50, 51]. Такие ливни имеют высокий максимум развития, проходят большой путь в атмосфере и практически не имеют электронно-фотонного сопровождения, что и отличает их от ливней, образованных первичными гамма-квантами с низким максимумом и многопиковой структурой сигнала в сцинтилляционных детекторах. Этот факт, использовался в данной работе как третий критерий, подтверждающий, что ШАЛ мог быть образован фотоном предельной энергии.

2.5. *Предварительный отбор ливней.* Регистрация ливней с $E_0 \geq 0.1 \text{ ЕзВ}$ на Якутской установке ШАЛ с приемной площадью $s_0 \sim 9 \text{ км}^2$ для ливней (0.1–4) ЕзВ и $s_0 \sim 30 \text{ км}^2$ для ливней выше 10 ЕзВ началась в 1973 г. и непрерывно продолжается вот уже 45

лет [28]. События ШАЛ отбирались установкой двумя триггерами: триггером-500 и триггером-1000. При этом в анализ включались ливни, чьи оси попадали на границу установки или в приграничную область. В последнее время установка модернизировалась в плане выравнивания триггерной системы отбора событий ШАЛ: уменьшения расстояния между станциями наблюдения (сейчас это 500 м по всей площади установки при наличии сгущения станций с раздвижением 100 и 250 м в центральном круге с радиусом 500 м), усовершенствования электроники станций и временного канала. В последнее время приемная площадь уменьшилась до $s_0 = 12–13 \text{ км}^2$, если брать в расчет ливни с $E_0 \geq 10 \text{ ЕзВ}$.

Предварительно ливни отбирались по энергии $E_0 \geq 1 \text{ ЕзВ}$ и зенитному углу $\theta \leq 70^\circ$, зарегистрированные на всей площади установки с любой вероятностью регистрации $W_p = 0.3–1.0$. Здесь под вероятностью W_p понимается условие выработки триггера $C_6 = C_2 + C_3$ – совпадение сигналов от двух сцинтилляционных счетчиков, стоящих на расстоянии 1.5 м друг от друга в регистрирующих пунктах C_2 , за время 2 мкс и совпадение сигналов от трех станций наблюдения, стоящих на расстоянии 500 м друг от друга за время 40 мкс. В нашем случае W_p зависит от ширины пространственного распределения заряженных частиц и выбора порога по числу части, регистрируемых детекторами. Поэтому оценки эффективной площади S_{eff} на плоскости установки в случае ливней от протона и гамма-кванта будут разные и во многом будут зависеть от ограничений, наложенных условиями поиска и отбора ливней–кандидатов ШАЛ, образованных гамма-квантом. Влияния ограничений, а также аппаратных и методических ошибок на пространственное распределение ливня от первичного фотона проверялось методом Монте-Карло. Поправочные коэффициенты K_1 и K_2 приведены в табл. 2.

При этом для качественной выборки отбирались ливни, чьи оси были в пределах $S_{\text{eff},\gamma}$, где сосредоточена большая часть станций наблюдения и все пункты для регистрации мюонов [52]. В этом случае, точность определения оси ливня была приблизительно одинакова и наилучшая для всех отобранных событий. Отбор ливней по откликам в сцинтилляционных детекторах включал требование к форме импульса. Так в анализ включались ливни, у которых амплитуда импульса была на 3σ больше, чем усредненный шумовой сигнал на развертке.

Что касается регистрации и отбора ливней по мюонам и черенковскому свету ШАЛ, то эффективное время их наблюдения разное, это следует из табл. 1, поэтому для отбора ливней на анализ взято время наблюдения мюонной компоненты. В данном случае при подсчете эффективного времени наблюдения брались интервалы времени, где надежно работали мюонные пункты регистрации. В таблице 1 N_{EAS} – число зарегистрированных событий, $N_{\text{мюон}}$ – число ливней с зарегистрированными мюонами, N_{ch} – число ливней с зарегистрированным черенковским светом.

Доля мюонов определялась по соотношению плотности мюонов, зарегистрированной на расстояниях 600 м от оси ливня относительно потока всех заряженных частиц, зарегистрированных на этом же расстоянии. Точность определения каждой из компонент была в пределах $\sigma_{\rho,\mu,e} = (0.1-0.15)$ [53, 54]. Таким образом, за время наблюдений (12 лет), по всей установке было отобрано 959 событий ШАЛ с $\theta \leq 70^\circ$ и энергией выше 1 ЕэВ.

3. Эмпирическая оценка интегрального потока гамма-квантов предельных энергий. Окончательный поиск кандидатов ШАЛ от гамма-квантов был осуществлен в области энергий (1–50) ЕэВ по следующим критериям: 1) $X_{\text{max}} \geq 850 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$; 2) $\rho_{\mu}(600)/\rho_{\mu+e}(600) \leq 0.1$; 3) $n \geq 6$ пиков. Эти критерии вытекают из экспериментальных данных и модельных расчетов. В тех событиях где отсутствовали измерения черенковского света ШАЛ и не было возможности восстановить X_{max} , глубина максимума ливня определялась по мюонной компоненте (см. раздел 2.3 и [37]). В те периоды времени, когда измерение черенковского излучения не проводилось, первый критерий отбора ливней не применялся. В некоторых событиях ШАЛ, где отсутствовали данные о временной развертке сигнала в сцинтилляционных детекторах, третий критерий не использовался.

Светосила Якутской установки для ливней предельных энергий за выбранный период была равна

$S_{\text{geom}} \cdot T \cdot \Omega = 949.54 \text{ км}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{г}$. Для лучшей эффективности выборки, ливни отбирались на площади $S_{\text{eff},\gamma} = S_{\text{geom}} \cdot T \cdot \Omega \cdot K_1 \cdot K_2$ в каждом интервале энергий. Коэффициенты K_1 и K_2 учитывают влияние условий отбора ливней и точности измерений на ширину пространственного распределения заряженных частиц, и значит на площадь сбора частиц. Кроме того, эффективная площадь сбора ливней учитывала зависимость S_{eff} от зенитного угла и триггера отбора ШАЛ с порогом отбора ливня, равного 2 частицы/м. В этом случае вероятность регистрации ливней по заряженным частицам была равна $W_p \geq 0.95$ и выше, а точность определяемых параметров ШАЛ была не хуже 15%. Вероятность регистрации ШАЛ, образованного фотоном W_γ , будет выше, $W_{\text{ср}}$ (заряженной частицы), рассчитанной по функции пространственного распределения заряженных частиц и близка к $W_\gamma \sim 1$. Значения коэффициентов, эффективные площади и светосила установки приведены в табл. 2.

Таблица 2. Эффективная светосила Якутской установки

E_0 , эВ	K_1 , %	K_2 , %	$S_{\text{eff},\gamma} \cdot T \cdot \Omega$
$1 \cdot 10^{18}$	6.6	6.6	153.9
$3 \cdot 10^{18}$	7.5	7.5	210.6
$6 \cdot 10^{18}$	12.0	12.0	555.1
$9 \cdot 10^{18}$	15.2	15.2	853.5

Весь диапазон энергий был разбит на интервалы по энергии равные (1–3), (3–6), (6–9), (9–50) ЕэВ. В каждом интервале был осуществлен поиск событий ШАЛ, близких по характеристикам к фотонам. Статистика ШАЛ кандидатов ливней, образованных от гамма-квантов N_γ , включая эффективную светосилу установки, при которой окончательно отбирались события ШАЛ, приведена в табл. 3.

Таким образом, эффективная площадь сбора ливней учитывала зависимость $S_{\text{eff},\gamma}$ от зенитного угла и триггера ШАЛ с порогом отбора ливня, равного 2 частицы/м. В этом случае вероятность регистрации ливней по заряженным частицам была равна $W_p \geq 0.95$ и выше, а точность определяемых параметров ШАЛ была не хуже 15%.

В качестве примера в табл. 4 приведены характеристики некоторых из отобранных ливней. Из табл. 4 видно, что основу выборки составили молодые ливни, максимум которых находился вблизи уровня моря $X_{\text{max}} = 850-950 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, доля мюонов не превышала величины равной 0.1 и на развертке сигнала наблюдалось по 6–10 пиков. Такие ливни составили основу настоящего анализа.

Таблица 3. Верхний предел потока фотонов

E_0 , эВ	N_γ^*	$S_{\text{eff}\gamma} \cdot T \cdot \Omega$, км ² ·ср·г	n_γ	F_γ^{95CL} км ⁻² ·ср ⁻¹ ·г ⁻¹
$1 \cdot 10^{18}$	4	153.9	9.76	0.063
$3 \cdot 10^{18}$	2	210.6	6.72	0.032
$6 \cdot 10^{18}$	3	555.1	8.25	0.015
$9 \cdot 10^{18}$	2	853.5	6.72	0.008

*Здесь, N_γ – число отобранных кандидатов ШАЛ, образованных гамма-квантами. n_γ – верхний предел фотонов по распределению Пуассона.

Вычисление верхнего предела потока фотонов проведено с использованием статистической модели, предложенной в работе [61] для 95% доверительного интервала и числа кандидатов ШАЛ, предположительно образованных первичным фотоном предельной энергии (табл. 3).

Таблица 4. События ШАЛ, вероятно образованных первичными гамма-квантам

Дата	$\lg E_0$	θ , град	$\rho_\mu/\rho_{\mu+e}$	X_{max} г/см ²	n
24.01.2006	19.41	10.9	0.08 ± 0.03	947	7
11.05.2007	19.35	9.9	0.09 ± 0.04	909	6

Здесь данные $\rho_\mu/\rho_{\mu+e}$ приведены к вертикали, n – число импульсов на развертке сигнала.

Далее по формуле (2) был подсчитан верхний предел интегрального потока первичных гамма-квантов, как отношение n_γ к $S_{\text{eff}\gamma} \cdot T \cdot \Omega$ (км²·ср·г), в каждом из рассматриваемых интервалов:

$$F_\gamma^{95CL} = (n_\gamma(E_\gamma > E_0))/S_{\text{eff}\gamma} T \Omega \text{ (км}^{-2} \text{ ср}^{-1} \text{ г}^{-1}), \quad (2)$$

где E_γ – энергия фотона, n_γ – верхний предел фотонов по распределению Пуассона, $S_{\text{eff}\gamma} T \Omega$ – экспозиция работы детекторов Якутской установки ШАЛ.

Таким образом, по данным Якутской установки был получен вероятный интегральный поток фотонов F_γ^{95CL} выше 1 ЕэВ, вплоть до 10 ЕэВ. Настоящие результаты вместе с данными установок Auger [55, 56], TA [57] и более ранними данными Якутской установки [58], показаны на рис. 4. Там же различными кривыми показаны области теоретических предсказаний интегральной интенсивности потока первичных гамма-квантов, которые указывают на вероятные источники их генерации [4, 5, 59]. Это “super-heavy dark matter” (SHDM) [4] и (SHDM') [59] topological defects (TD) и Z-bursts [4]. Первые экспериментальные указания, полученные на установках ШАЛ, AGASA, Yakutsk, Auger скорее указывали на (SHDM) [4] и (SHDM') [59] в то время как полученные в последние годы результаты, в том числе и нынешний результат Якутской установки, ближе к об-

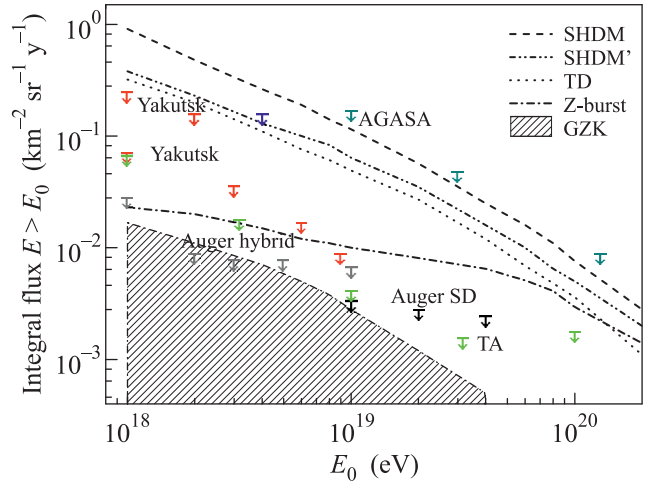


Рис. 4. (Цветной онлайн) Интегральный поток первичных фотонов космических лучей по данным Якутской установки (красные значки) – новый результат и старый результат (синие значки) [58]. Сравнение с экспериментами Auger (серые значки) [53, 54], AGASA (темно-зеленые значки [12], Telescope Array (зеленые значки) [57] и “top-down” предсказаниями для источников: супер-тяжелой темной материи ((dash) – “super-heavy dark matter” SHDM [6] и (dash dot dot) – SHDM [59]), (dot) – топологических дефектов (topological defects – (TD)) [6] и (dash dot) – Z-bursts [6], а также GZK – механизма генерации гамма-квантов предельных энергий (штриховка)

разованию гамма-квантов за счет механизма Greisen-Zatsepin-Kuz'min (GZK) [4].

Различие ранних результатов с новыми, связано с увеличением экспозиции и моделями, которые применялись при оценке потока фотонов в космических лучах по экспериментальным данным ШАЛ. Уточнение числа мюонов в новых моделях в сторону их увеличения обусловило изменение критериев отбора ливней и, следовательно, уменьшение интегрального потока первичных гамма-квантов.

Следовательно, по результатам работы получены эмпирические оценки верхнего предела интегрального потока фотонов в космических лучах с энергией $E_\gamma \geq 1$ ЕэВ.

4. Заключение. Проведенный многокомпонентный анализ экспериментальных данных с использованием модели QGSjetII-04 [60] позволил отобрать ливни по свойствам близким к ливням, образованным гамма-квантами и по отобраным событиям, методом, предложенным в работе [61], оценить верхний предел интегрального потока первичных фотонов в области энергий выше 1 ЕэВ. Полученные оценки, вместе с результатами других установок, позволяют наложить ограничение на возможные механизмы образования фотонов предельных энергий. Кроме того, полученные результаты (рис. 4) могут быть использованы для проверок различных астрофизических моделей (включая и поиск темной материи) и поиска источников, в которых образуются фотоны предельной энергии.

Из рисунков 1 (расчет) и 5 (эксперимент) видно, что отбор ШАЛ – кандидатов ливней, образованных фотоном, с использованием комплексного подхода и учетом флуктуаций в развитии ШАЛ, если рассматривать первичный протон и гамма-квант, позволяет качественно разделить эти ливни и отобрать те, что, предположительно, образованы гамма-квантом.

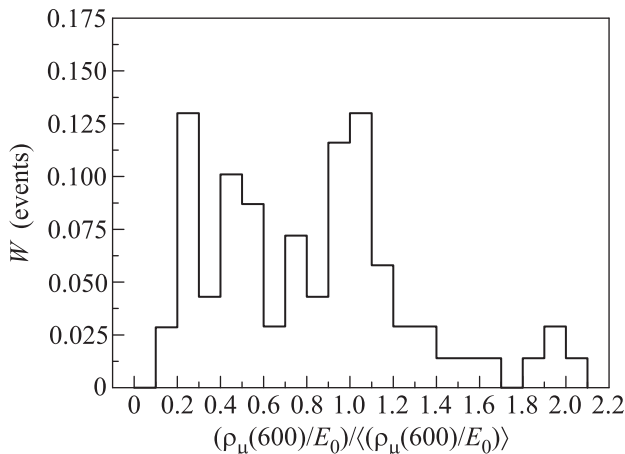


Рис. 5. Распределение доли мюонов в событиях ШАЛ, входящих в общую выборку

Если считать за фоновые события ливни от протона и других ядер то, можно сказать, что отобраные ливни (примеры ливней приведены в табл. 4) вероятнее всего образованы от первичных фотонов. Это подтверждается и значениями X_{\max} и числом пиков в развертках сцинтилляционных детекторов Якутской установки.

Вероятность появления хотя бы одного такого события в рассмотренной выборке равна $1/959 = 0.001$, а всех 11 ливней равна 0.011, что согласуется с данными других установок и расчетами интегрального

потока фотонов выше энергий 10^{18} эВ. Об этом говорят и последние результаты, полученные на больших установках ШАЛ (рис. 4).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ офи_м # 16-29-13019. Авторы также благодарны рецензенту за внимание и конструктивную помощь при подготовке статьи.

1. В. Л. Гинзбург, *Современная астрофизика*, Наука, М. (1970), с. 192.
2. В. Л. Гинзбург, УФН **160**, 419 (1999).
3. G. V. Gelmini, O. E. Kalashev, and D. V. Semikoz, JETP **106**(6), 1061 (2008).
4. P. Bhattacharjee and G. Sigl, Phys. Rev. **327**, 109 (2000) [V. S. Berezinsky and G. T. Zatsepin, Phys. Lett. B **28**(6), 423 (1969)].
5. F. Halzen and D. Hooper, Rep. Prog. Phys. **65**, 1025 (2002).
6. J. K. Becker, Phys. Rep. **458**, 173 (2008).
7. M. Ahlers, L. A. Anchordoqui, M. C. Gonzalez-Garcia, F. Halzen, and S. Sarkar, Astropart. Phys. **34**, 106 (2010).
8. K. Kotera, D. Allard, and A. V. Olinto, JCAP **10**, 013 (2010).
9. G. Gelmini, O. Kalashev and D. Semikoz, J. Theor. Phys. **106**, 1061 (2008).
10. V. S. Berezinsky and G. T. Zatsepin, Phys. Lett. B **28**, 423 (1969).
11. K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966) [G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, JETP Lett. **4**, 78 (1966)].
12. K. Shinozaki, M. Chikawa, M. Fukushima, N. Hayashida, N. Inoue, K. Honda, K. Kadota, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, S. Kawakami, Y. Kawasaki, N. Kawasumi, A. M. Mahrous, and K. Mase, Astrophys. J. **571**, L117 (2002).
13. M. Ave, J. A. Hinton, R. A. Vazquez, A. A. Watson, and E. Zas, Phys. Rev. Lett. **85**, 2244 (2000) [Phys. Rev. D **65**, 063007 (2002)].
14. M. Risse, P. Homola, R. Engel, D. Góra, D. Heck, J. Peřkala, B. Wilczyńska, and H. Wilczyński, Phys. Rev. Lett. **95**, 171102 (2005).
15. The Pierre Auger Collaboration, Astropart. Phys. **31**, 399 (2009).
16. Э. А. Мамиджян, С. И. Никольский, УФН **152**, 345 (1987).
17. J. Nishimura and K. Kamata, Progr. Theor. Phys. **6**, 262, 628 (1951).
18. J. Nishimura and K. Kamata, Progr. Theor. Phys. **7**, 185 (1952).
19. K. Greisen, Progress in Cosmic Ray Physics **3**, 1 (1956).

20. S. Knurenko, Z. Petrov, and Yu. Yegorov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **409**, 012090 (2013).
21. S. Knurenko and A. Sabourov, *Proc. of the 33th Int. Cosm. Ray Conf.*, Rio-de-Janeiro (2013), 0055.
22. G. I. Rubtsov, M. Fukushima, D. Ivanov, B. I. Stokes, G. B. Thomson, and S. V. Troitsky for the TA Collaboration, *EPJ Web of Conference* **53**, 05001 (2013).
23. S. Knurenko, Z. Petrov, Y. Yegorov, and N. Dyachkovsky, *Proc. 21st ECRS. Kosice (Slovakia)* (2008), p. 465.
24. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, *Forschungszentrum Karlsruhe Technical Report* **6019** (1998), 90 p.
25. S. P. Knurenko and A. V. Sabourov, *Nuclear Physics B* **196**, 319 (2009).
26. T. Pierog and K. Werner, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 171101 (2008).
27. S. S. Ostapchenko, *Nucl. Phys. B* **151**, 143 (2006).
28. В. П. Артамонов, Б. Н. Афанасьев, А. В. Глушков, А. А. Михайлов, С. П. Кнуренко, *Изв. РАН, сер. физ.* **58**(12), 92 (1994).
29. М. Н. Дьяконов, С. П. Кнуренко, В. А. Колосов, Д. Д. Красильников, Ф. Ф. Лищенко, И. Е. Слепцов, С. И. Никольский, *Черенковские детекторы и их применение в науке и технике*, Наука, М. (1990), с. 339.
30. M. N. Dyakonov, S. P. Knurenko, V. A. Kolosov, D. D. Krasilnikov, F. F. Lischenyuk, I. E. Sleptsov, and S. I. Nikolsky, *NIM A* **248**, 244 (1986).
31. S. Knurenko, V. Kolosov, Z. Petrov, I. Sleptsov, and S. Starostin, *Proc. 27-th ICRC, Hamburg* **1**, 177 (2001).
32. В. Б. Атрашкевич, Н. Н. Калмыков, Г. Б. Христиансен, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 236 (1981).
33. S. S. Ostapchenko, *Nucl. Phys. B* **151**, 143 (2006).
34. В. А. Кочнев, *Адаптивный метод решения систем линейных уравнений в задачах геофизики. Труды конференции*, в кн. *Применение ЭВМ в задачах управления*, сб. науч. тр., Красноярск, Президиум СО АН СССР (1985), с. 62.
35. М. Н. Дьяконов, С. П. Кнуренко, В. А. Колосов, И. Е. Слепцов, *Оптика атмосферы и океана* **12**, 315 (1999).
36. А. А. Иванов, С. П. Кнуренко, И. Е. Слепцов, *База данных "Измерения атмосферного излучения Вавилова–Черенкова от широких ливней космических лучей сверхвысоких энергий"*, Гос. реестр # 0220510941, регистрационное свидетельство # 10248 от 16 января 2006 г.
37. А. В. Глушков, А. Сабуров, *Изв. РАН, сер. Физ.* **79**(3), 365 (2015).
38. M. N. Dyakonov, A. A. Ivanov, S. P. Knurenko, V. A. Kolosov, I. Ye. Sleptsov, and G. G. Struchkov, *Proc. 23th ICRC, Calgary* **4**, 303 (1993).
39. S. P. Knurenko, I. T. Makarov, M. I. Pravdin, and A. V. Sabourov, *Proc. XVI Int. Symp., Chicago* (2010), arXiv: 1010.1185v1.
40. С. П. Кнуренко, А. К. Макаров, М. И. Правдин, А. В. Сабуров, *Изв. РАН, сер. физ.* **73**, 578 (2011).
41. S. P. Knurenko, V. P. Egorova, A. A. Ivanov, V. A. Kolosov, I. T. Makarov, Z. E. Petrov, I. Ye. Sleptsov, and G. G. Struchkov, *Nucl. Phys. B* **151**, 92 (2006).
42. S. P. Knurenko, A. A. Ivanov, M. I. Pravdin, A. V. Sabourov, and I. Ye. Sleptsov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **175–176**, 201 (2008).
43. S. P. Knurenko and A. V. Sabourov, *Nucl. Phys. B* **196**, 319 (2009).
44. K. Shinozaki, M. Chikawa, M. Fukushima, N. Hayashida, K. Honda, N. Inoue, K. Kadota, F. Kakimoto, K. Kamata, S. Kawaguchi, S. Kawakami, Y. Kawasaki, N. Kawasumi, K. Mase, and S. Mizobuchi, *Proc. 28th ICRC. Tsukuba (Japan)* **3**, 401 (2003).
45. С. П. Кнуренко, А. А. Иванов, И. Е. Слепцов, *Изв. РАН, сер. физ.* **69**, 363 (2005).
46. S. Knurenko, I. Petrov, and A. Sabourov, *EPJ (Web of Conferences)* **145**, 07005 (2017).
47. J. Allen for the Pierre Auger Collaboration, *Proc. 32-nd ICRC, Beijing, China* **2**, 83 (2011).
48. T. Pierog and K. Werner, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 171101 (2008).
49. R. D. Parsons, C. Bleve, S. S. Ostapchenko, and J. Knapp, *Astropart. Phys.* **34**, 832 (2011).
50. S. Knurenko, Z. Petrov, and Yu. Yegorov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **409**, 012090 (2013).
51. S. Knurenko and A. Sabourov, *Proc. of the 33-th Int. Cosmic Ray Conf., Rio-de-Janeiro* (2013), p. 0055.
52. В. П. Артамонов, Б. Н. Афанасьев, А. В. Глушков, *Изв. РАН, сер. физ.* **58**, 92 (1994).
53. M. N. Dyakonov, A. A. Ivanov, S. P. Knurenko, V. A. Kolosov, and D. D. Krasilnikov, *Proc. 17th ICRC* **6**, 76 (1981).
54. S. Knurenko, I. Petrov, Z. Petrov, and I. Sleptsov, *EPJ Web of Conference* **99**, 04001 (2015).
55. J. Abraham (for the Pierre Auger Collaboration), *Astropart. Phys.* **29**, 243 (2008).
56. A. Aab (for the Pierre Auger Collaboration), *JCAP* **1704**, 009 (2017).
57. G. I. Rubtsov (for the Telescope Array Collaboration), *Proceedings of Science*, 551 (2017).
58. A. V. Glushkov, I. T. Makarov, M. I. Pravdin, and I. E. Sleptsov, *Phys. Rev. D* **82**, 041101 (2002).
59. J. Ellis, V. E. Mayes, and D. V. Nanopoulos, *Phys. Rev. D* **74**, 115003 (2006).
60. S. Ostapchenko, *Phys. Lett. B* **636**, 40 (2006).
61. G. J. Feldman and R. D. Cousins, *Phys. Rev. D* **57**, 3873 (1998).