

# ЛОКАЛЬНАЯ АНИЗОТРОПИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С $E_0 \geq 10^{17}$ эВ ПО ДАННЫМ ЯКУТСКОЙ УСТАНОВКИ ШАЛ

А. В. Глушков\*

*Институт космофизических исследований и астрономии им. Ю. Г. Шафера  
Якутского научного центра Сибирского отделения Российской академии наук  
677891, Якутск, Россия*

Поступила в редакцию 6 октября 2009 г.

Приведены результаты анализа направлений прихода первичных частиц с энергией  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ и зенитными углами  $\theta \leq 60^\circ$ , зарегистрированных на Якутской установке за период 1974–2009 гг. Показано, что эти события в разных интервалах энергии имеют разную анизотропию.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование космических лучей (КЛ), образующих широкие атмосферные ливни (ШАЛ) сверхвысоких энергий ( $E_0 \geq 10^{17}$  эВ) — одна из самых трудных задач астрофизики. С момента их обнаружения проведено много экспериментов и расчетов, но до сих пор нет однозначного понимания природы этого явления. В работах [1–17] показано, что КЛ с  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ имеют определенную корреляцию с плоскостями Галактики и Сверхгалактики (местного сверхскопления галактик). В работах [5–16] приведены свидетельства наличия в разных интервалах энергии как глобальной, так и мелкомасштабной анизотропии. На основании этого сделано предположение, что КЛ состоят из двух компонент. Одна из компонент имеет внегалактическое происхождение и может генерироваться квазарами [7, 9, 11, 13]. Недавно группа авторов [18] сообщила о том, что основными источниками КЛ с  $E_0 \geq 5.7 \cdot 10^{19}$  эВ являются галактики с активными ядрами, расположенные в местном объеме пространства с радиусом 75 Мпк. На своем пути к Земле частицы сверхвысоких энергий «просвечивают» Сверхгалактику и Галактику. Какая-то их часть вступает в ядерные реакции с газом, который наиболее плотно сконцентрирован в дисках этих структур. Это во многом объясняет наблюдавшуюся в работах [1–18] картину. Экваториальная плоскость нашей солнечной системы также является областью относительно высокой концентрации вещества. Не исключено, что она мо-

жет как-то влиять на анизотропию КЛ. Мы исследовали этот вопрос. Ниже приведены экспериментальные результаты, которые демонстрируют некоторые новые особенности анизотропии КЛ указанных выше энергий.

## 2. МЕТОД ОБРАБОТКИ И АНАЛИЗА ДАННЫХ

Мы рассмотрели ШАЛ с  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ и зенитными углами  $\theta \leq 60^\circ$ , зарегистрированные на Якутской установке за период 1974–2009 гг. Для анализа отобрали ливни, направления прихода которых определялись по четырем и более станциям наблюдения. Их угловая точность не хуже  $3\text{--}5^\circ$ , а при  $E_0 \geq 5 \cdot 10^{18}$  эВ — не хуже  $2\text{--}3^\circ$ . Энергия  $E_0$  находилась из соотношений

$$E_0 [\text{эВ}] = (4.8 \pm 1.6) \cdot 10^{17} \rho_{s,600}^{1.0 \pm 0.0}(0), \quad (1)$$

$$\rho_{s,600}(0) [\text{м}^{-2}] = \rho_{s,600}(\theta) \exp\left(1020 \frac{\sec \theta - 1}{\lambda_\rho}\right), \quad (2)$$

$$\lambda_\rho [\text{г/см}^2] = (450 \pm 44) + (32 \pm 15) \lg \rho_{s,600}(0), \quad (3)$$

где  $\rho_{s,600}(\theta)$  — плотность заряженных частиц, измеряемая наземными сцинтилляционными детекторами на расстоянии  $R = 600$  м от оси ливня с точностью около 30 %.

Была исследована глобальная анизотропия этой выборки традиционным методом гармонического анализа [19] в экваториальных координатах. Суть его заключается в выборе наилучших значений амплитуды  $A_1$  и фазы  $\varphi_1$  функции

\*E-mail: a.v.glushkov@ikfia.ysn.ru

$$f(\alpha) = f_0 [1 + A_1 \cos(\alpha - \varphi_1)] \quad (4)$$

путем минимизации величины

$$X^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(f_i - N_i)^2}{f_i}, \quad (5)$$

где  $N_i$  — число ливней в  $i$ -м секторе  $(\Delta\alpha)_i$ ,  $\alpha$  — прямое восхождение в экваториальных координатах,

$$f_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n N_i = \frac{N}{n}, \quad (6)$$

$$A_1 = (f_{max} - f_{min}) / (f_{max} + f_{min}),$$

$f_{max}$  и  $f_{min}$  — максимальное и минимальное значения амплитуды синусоиды.

Анизотропия изучалась в интервалах  $h = \Delta \lg E_0 = 0.2$  путем последовательного их сдвига по энергии на  $0.4h$ . Это делалось для более детального изучения поведения фазы первой гармоники  $\varphi_1$  в отдельных диапазонах энергии, где по данным работ [9, 10, 13, 20] наблюдаются ее быстрые изменения. По мнению автора, они не случайны, а вызваны реальной многополярной анизотропией первичного космического излучения в пространстве.

Мерой наличия анизотропии является амплитуда  $A_1$  первой гармоники. Если она заметно (с величиной, в три раза превышающей стандартную ошибку  $\sigma$ ) превышает амплитуду адекватного изотропного потока, то в этом случае полагают, что фаза  $\varphi_1$  отражает реальную анизотропию. Ее сравнивают с амплитудой  $\Delta A_1$  для изотропного потока, у которого число событий одинаково с реальным количеством ливней  $N$ . Амплитуда  $\Delta A_1$  может быть найдена из розыгрыша методом Монте-Карло или аналитически [19]:

$$\Delta A_1 \approx 1.25 \sqrt{2/N}. \quad (7)$$

Соотношение (7) говорит о том, что в эксперименте, даже в отсутствие реальной анизотропии, всегда будут наблюдаться отличные от нуля амплитуды, значения которых увеличиваются при уменьшении числа событий  $N$ . Это происходит при увеличении энергии  $E_0$  анализируемых ливней, т. е. случайное распределение может имитировать ожидаемую из физических соображений зависимость амплитуды первой гармоники от энергии. Вопрос о распределении параметров наблюдаемого вектора анизотропии, возникающей из-за ограниченности выборки при малых  $N$ , рассматривался Линслеем [19], который ввел коэффициент  $k = N(A_1/2)^2$  и вероятность того, что можно получить наблюдаемое значение  $A_1$  при изотропном потоке:

$$p(\geq A_1) = e^{-k}. \quad (8)$$

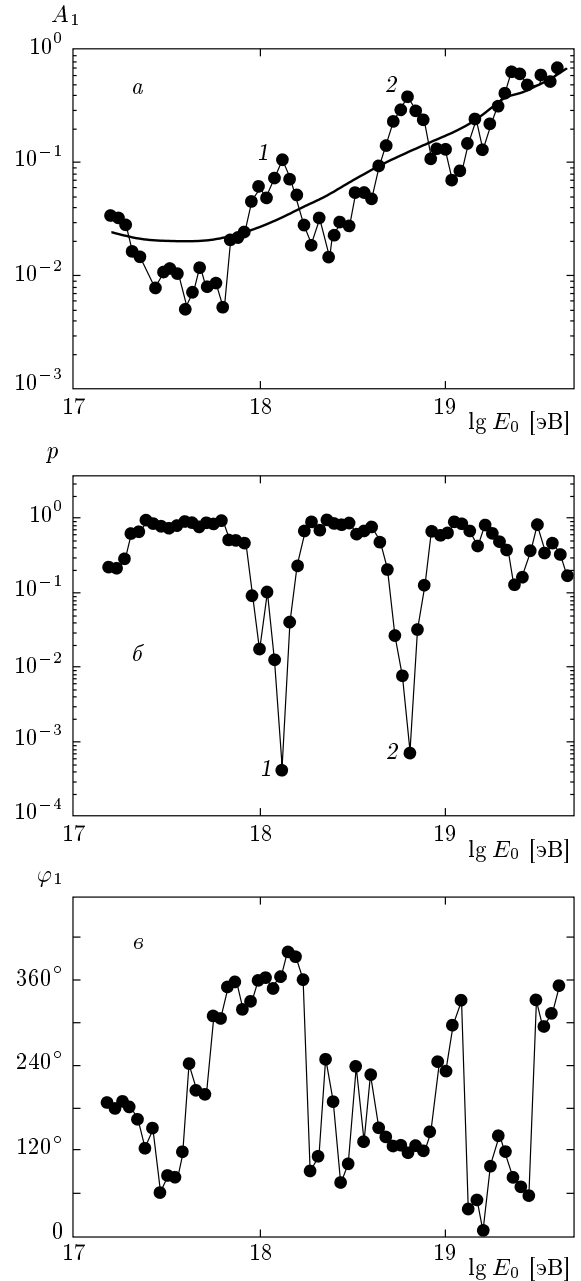
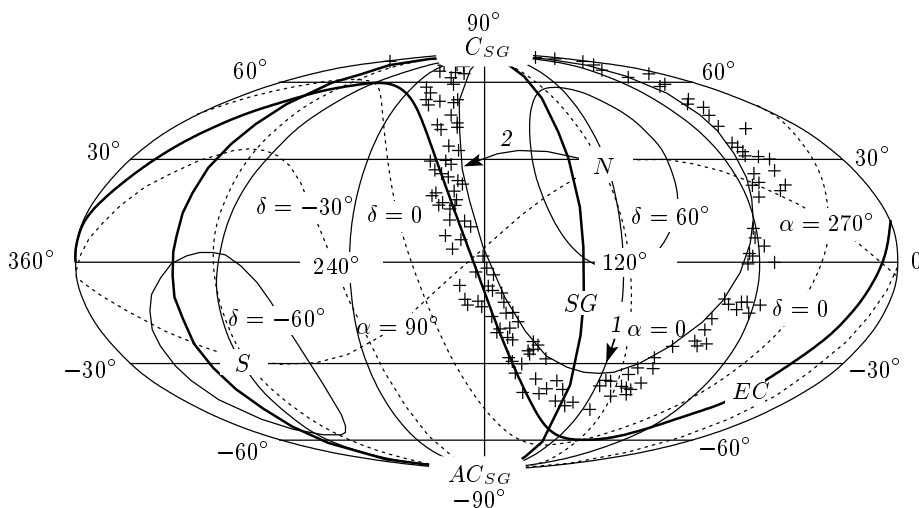


Рис. 1. Зависимости амплитуды (а), вероятности (б) и фазы (в) первой гармоники от энергии КЛ для выборки событий в полосе склонений  $\delta = 15\text{--}30^\circ$ : точки — эксперимент; кривая — ожидаемая величина амплитуды первой гармоники  $A_1$  в случае изотропного потока; 1 и 2 — статистически значимые величины

### 3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

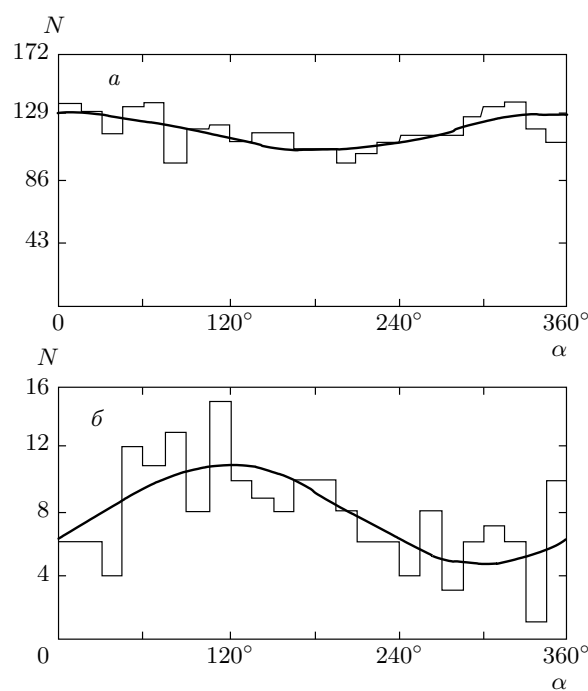
На рис. 1а показаны измеренные и вычисленные из соотношения (7) значения амплитуд. Соот-



**Рис. 2.** Направления прихода в галактических координатах 193 ливней с энергией  $E_0 = 10^{18.7-18.9}$  эВ в полосе склонений  $\delta = 15-30^\circ$  (крестики); стрелки 1 и 2 — фазы первых гармоник  $\varphi_1 \approx 5^\circ$  и  $\varphi_1 \approx 119^\circ$  у выборки событий соответственно с  $E_0 = 10^{18.0-18.2}$  и  $E_0 = 10^{18.7-18.9}$  эВ;  $\alpha$  и  $\delta$  — прямое восхождение и склонение (экваториальные координаты);  $N$  и  $S$  — Северный и Южный полюсы Земли;  $SG$ ,  $C_{SG}$  и  $AC_{SG}$  — соответственно диск, центр и антицентр Сверхгалактики;  $EC$  — эклиптика

ветствующие им вероятности (8) и фазы  $\varphi_1$  изображены на рис. 1б,в. Эти значения получены для выборки событий в полосе склонений  $15-30^\circ$ . Середина этой полосы ( $23.5^\circ$ ) приходится на максимум летнего солнцестояния, когда плоскость эклиптики наилучшим образом оказывается в поле зрения Якутской установки. Это видно на рис. 2, где показана развернутая карта неба в галактических координатах, на которую дополнительно нанесены экваториальные координаты. Кривыми  $EC$  и  $SG$  изображены соответственно плоскости эклиптики и Сверхгалактики. Плоскость эклиптики наклонена к плоскости небесного экватора (кривая с  $\delta = 0$ ) под углом  $23.44^\circ$ . Крестиками показаны направления прихода космических лучей с энергией  $E_0 = 10^{18.7-18.9}$  эВ.

На рис. 1а отчетливо видны пики 1 и 2 в интервалах энергии  $\Delta \lg E_0 = 18.0-18.2$  и  $18.7-18.9$  с вероятностями их случайного исхода соответственно  $p \approx 4 \cdot 10^{-4}$  и  $p \approx 6 \cdot 10^{-4}$ . Первый из них включает в себя 2892 ливня. Его фаза  $\varphi_1 = 5 \pm 16^\circ$  никак не связана с плоскостью Галактики, откуда, казалось бы, можно ожидать анизотропию потока заряженных частиц КЛ в рамках диффузионной модели их распространения. Это направление указывает на один из секторов экваториальной области Сверхгалактики (стрелка 1 на рис. 2). Второй сектор при  $\alpha \approx 180^\circ$  находится в минимуме общего распределения событий (гистограмма на рис. 3а). Распределения на рис. 3 имеют ярко выраженную северо-южную га-



**Рис. 3.** Распределения ШАЛ с энергиями  $E_0 = 10^{18.0-18.2}$  (а) и  $E_0 = 10^{18.7-18.9}$  эВ (б) по прямому восхождению в полосе склонений  $\delta = 15-30^\circ$ : плавные кривые — первая гармоника (4)

лактическую асимметрию (см. рис. 2). Ее легко понять, если предположить, что некоторая часть КЛ в этом интервале энергий имеет внегалактическое происхождение. В работах [7, 9, 11, 13] показано, что возможными источниками КЛ сверхвысоких энергий могут быть квазары. Они являются одними из самых мощных источников в Метагалактике. Эти объекты расположены на космологических расстояниях, значительно превосходящих размеры Сверхгалактики. На своем пути к Земле КЛ таких энергий ее «просвечивают». Наиболее плотная центральная часть Сверхгалактики ( $C_{SG}$  на рис. 2) приходится как раз на минимум распределения на рис. 3а. Мы полагаем, что максимальный поток в направлении  $\varphi \approx 5^\circ$  вызван этим обстоятельством, а именно, относительно более сильным поглощением метагалактических КЛ центральной областью Сверхгалактики по сравнению с ее противоположной, менее плотной частью в направлении на антицентр ( $AC_{SG}$  на рис. 2).

Теперь рассмотрим пик 2 на рис. 1. Его фаза  $\varphi_1 = 119 \pm 18^\circ$  (максимум кривой (4) на гистограмме 2 на рис. 3б) найдена для 193 ливней с энергией  $E_0 = 10^{18.7-18.9}$  эВ. В секторе с  $\alpha = 15-165^\circ$  насчитывается 96, а в противоположном секторе с  $\alpha = 195-345^\circ$  — 58 ливней. Превышение событий в первом секторе над вторым равно

$$\frac{96 - 58}{\sqrt{(96 + 58)/2}} \approx \frac{38}{8.77} \approx 4.3\sigma.$$

Это статистически значимое превышение, вызванное какой-то астрофизической причиной. Вряд ли здесь можно продолжать говорить о влиянии структуры Сверхгалактики. С Галактикой также трудно найти какую-либо явную связь, чтобы объяснить полученный результат. Фаза  $\varphi_1 \approx 119^\circ$  никак не связана с ее плоскостью. Хотя, конечно, можно предположить, что сектор  $\alpha = 15-165^\circ$  обозревает более прозрачную для внегалактических КЛ часть неба в направлении на антицентр Галактики по сравнению с сектором  $\alpha = 195-345^\circ$ , который приходится на более плотную часть ее диска с долготой  $l_G \approx 60^\circ$  (см. рис. 2).

Однако здесь возможна другая интерпретация, связанная с эклиптической. Стрелка 2 на рис. 2 указывает на ту часть неба, где совершают свое видимое для Якутской установки годовое движение Солнце, планеты и различные тела нашей солнечной системы (кривая  $EC$  на рис. 2). На своем пути к Земле частицы сверхвысоких энергий «просвечивают» эклиптику. Не исключено, что часть их вступает в ядерные реакции с газом и пылью, наиболее плотно

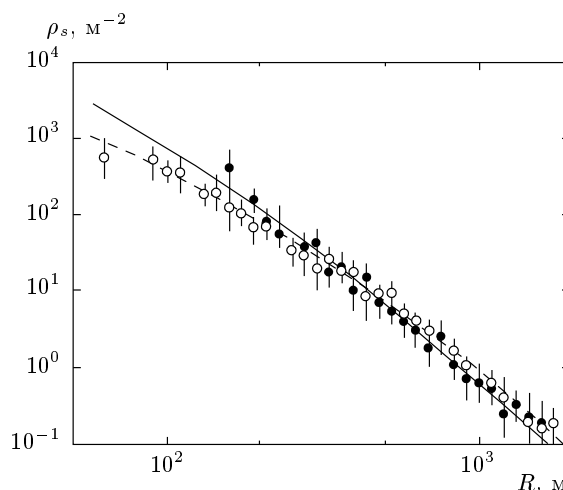


Рис. 4. Пространственные распределения заряженных частиц в ШАЛ с  $E_0 = 10^{18.7-18.9}$  эВ, направления прихода которых в пределах  $\pm 5^\circ$  лежат в плоскости эклиптики ( $\bullet$ );  $\circ$  — остальные события; сплошная и штриховая кривые — аппроксимации при помощи формулы (9) с параметрами, представленными в таблице

скоцентрированными в плоскости эклиптики. Если при этом образуются какие-то новые частицы, вызывающие аномальные ливни, более эффективно регистрируемые «мастерной» (триггерной) системой установки, тогда наблюдаемая анизотропия вполне возможна. Эту гипотезу в какой-то мере подтверждают функции пространственного распределения заряженных частиц, показанные на рис. 4. Кружками изображены средние функции распределения для ливней, направления прихода которых лежат в плоскости эклиптики (в пределах  $\pm 5^\circ$ ) и для остальных ливней, находящихся вне этой области. Кривыми изображены аппроксимации экспериментальных данных функцией вида [21]

$$\rho_s(R) = N_s C_s r^{-1.3} (1+r)^{1.3-b_s} (1+R/2000)^{g_s}, \quad (9)$$

где  $r = R/70$ ,  $C_s$  — нормировочная константа,  $N_s$  — полное число заряженных частиц на уровне наблюдения,  $g_s$  и  $b_s$  — варьируемые параметры. Первый из них брался равным  $g_s = 1$  согласно работе [21], а второй находился методом наименьших квадратов по всем точкам при логарифме расстояния от оси  $\lg R \geq 2.2$ , одинаково представленным в обеих выборках (их значения приведены в таблице). Обе функции пространственного распределения были получены для ливней, оси которых оказались внутри центрального круга установки радиусом 1 км и были найдены с точностью не хуже 50 м. Сред-

**Таблица.** Параметры представленных на рис. 4 наилучших аппроксимаций функции пространственного распределения заряженных частиц с помощью формулы (9)

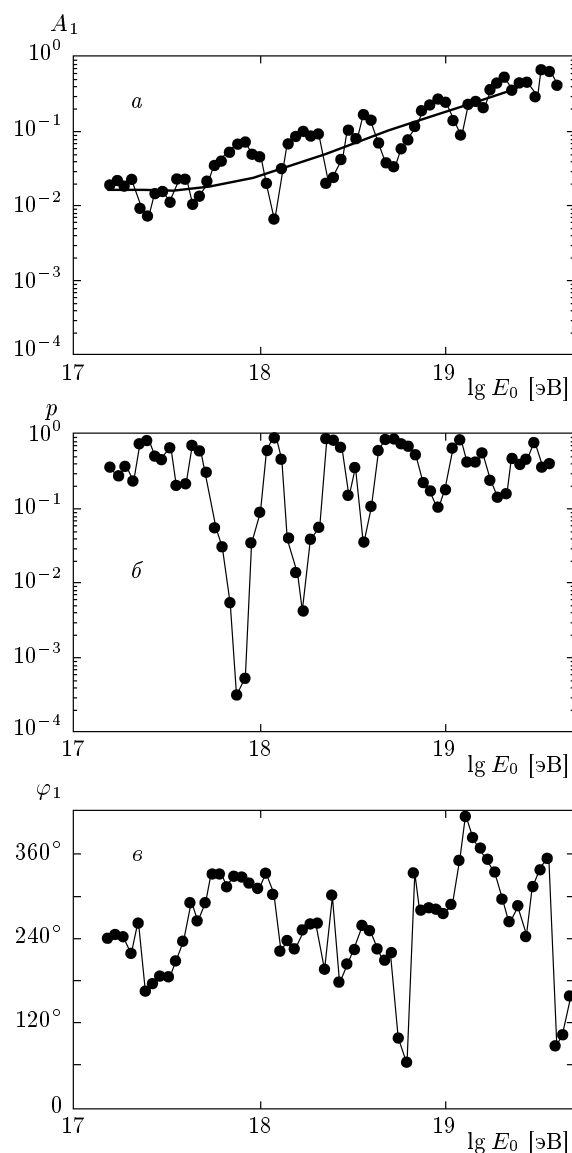
	В диске эклиптики	Вне диска эклиптики
Число ливней	31	80
$g_s$	1	1
$b_s$	$3.35 \pm 0.05$	$2.93 \pm 0.04$
$\lg \rho_{s,600}$	$0.56 \pm 0.01$	$0.65 \pm 0.01$
$\lg N_s$	$8.42 \pm 0.02$	$8.06 \pm 0.01$

ние энергия и зенитный угол этих выборок равны  $\lg \langle E_0 \rangle \approx 18.77$  и  $\langle \cos \theta \rangle \approx 0.69$ .

Видно, что функция распределения заряженных частиц из экваториальной области эклиптики очень крутая. Различие параметров  $b_s$  в таблице равно 0.42, что примерно в 10 раз больше самих ошибок его определения. По данным работы [21] для указанных энергии и зенитного угла функция распределения (9) должна быть гораздо более пологой с  $b_s \approx 3.0$ . Расчеты развития ШАЛ показывают, что функция распределения становится более крутой в основном за счет смещения глубины максимума каскадной кривой к уровню наблюдения. Как следствие этого растет полное число  $N_s$  заряженных частиц. В нашем случае это наблюдается: значение  $N_s$  в первом столбце таблицы примерно в 2.3 раза больше, чем во втором. Сама функция распределения для событий вне экваториальной области эклиптики близка по форме к наблюдаемой в работе [21].

После этого мы исследовали функцию пространственного распределения заряженных частиц для выборки событий, относящихся к пику 1 на рис. 1. Были рассмотрены отдельные характерные участки неба в полосе склонений  $15\text{--}30^\circ$ , но каких-либо существенных различий в развитии ШАЛ обнаружено не было. Полученные результаты в пределах ошибок эксперимента согласовывались между собой и не противоречили данным работы [21]. Это говорит о том, что относящаяся к указанному пику анизотропия не связана со сменой состава первичных частиц.

Проанализируем дополнительно анизотропию КЛ в полосе склонений  $\delta = 31\text{--}43^\circ$ , соседней с рассмотренной выше. Аналогичные рис. 1 распределения изображены на рис. 5. Виден лишь один значимый пик в интервале  $\lg E_0 = 17.8\text{--}18.0$  с



**Рис. 5.** Зависимости амплитуды (а), вероятности (б) и фазы (в) первой гармоники от энергии КЛ для выборки событий в полосе склонений  $\delta = 31\text{--}43^\circ$ : точки — эксперимент; кривая — ожидаемая величина амплитуды первой гармоники  $A_1$  в случае изотропного потока

вероятностью случайного исхода  $p \approx 3 \cdot 10^{-4}$ . Он находится по энергии возле пика 1 (см. рис. 1) и имеет фазу  $\varphi_1 = 330 \pm 15^\circ$ , в пределах ошибок близкую к  $\varphi_1 = 5 \pm 16^\circ$ . Мы полагаем, что обе эти фазы обусловлены одной и той же причиной, о которой говорилось выше: относительно более сильным поглощением метагалактических КЛ центральной областью Сверхгалактики ( $C_{SG}$  на рис. 2) по сравнению с ее противоположной, менее

плотной частью. Какая-либо значимая анизотропия КЛ вблизи интервала энергии  $\Delta \lg E_0 = 18.7-18.9$  на рис. 5 отсутствует, хотя полоса склонений  $\delta = 31-43^\circ$  включает в себя практически те же структурные особенности Галактики, что и предыдущая на рис. 2, за исключением эклиптики. Это можно интерпретировать как дополнительное указание в пользу гипотезы о возможной причастности эклиптики к образованию пика 2 на рис. 1.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из расчетов известно, что мюонная компонента очень чувствительна к развитию ШАЛ и составу КЛ. В работе [12] показано, что функции пространственного распределения мюонов с пороговой энергией  $E_\mu \geq 1.0 \text{ sec } \theta$  ГэВ для ливней из разных областей неба при  $E_0 \geq 10^{18}$  эВ различаются. Для ливней с направлениями прихода, лежащими в экваториальных областях Сверхгалактики и Галактики (с широтой  $|b_{SG}| \leq 10^\circ$  и  $|b_G| \leq 10^\circ$ ), структурный параметр  $b_\mu$  (аналогичный  $b_s$ ) оказался существенно больше при всех  $E_0$ , чем для событий из остальной части неба, не включающей в себя указанные области. В работе [12] высказано предположение, что в процессе соударения метагалактических КЛ с газом Сверхгалактики и Галактики рождаются какие-то новые частицы. Этот процесс условно можно представить в виде реакции взаимодействия неизвестных пока первичных частиц  $x$  с протонами  $p$  атомов водорода, являющегося основой газовой составляющей Сверхгалактики и Галактики:

$$x + p \rightarrow y + s, \quad (10)$$

где  $y$  — новая частица сверхвысоких энергий, образующая ШАЛ,  $s$  — одна или несколько дополнительных частиц, необходимых для выполнения законов сохранения энергии, импульса и пр. Вероятно, что частицы  $x$  и  $y$  образуют различающиеся между собой ШАЛ. Это находит свое отражение в разных по форме функциях пространственного распределения мюонов в работе [12] и заряженных частиц на рис. 4. Обе функции пространственного распределения оказались аномально крутыми для ливней с направлениями прихода, лежащими в экваториальных областях Сверхгалактики, Галактики и эклиптики.

Мы полагаем, что в основе всего этого находится нечто общее, связанное с изменением состава и взаимодействия КЛ при  $E_0 \geq 10^{18}$  эВ. К первичным частицам из необычного состава в первую очередь можно отнести гамма-кванты. По нашим оценкам [22] их

верхний предел в рассматриваемых областях энергий  $E_0 \geq 10^{18}$  эВ,  $E_0 \geq 2 \cdot 10^{18}$  эВ и  $E_0 \geq 4 \cdot 10^{18}$  эВ не превышает соответственно 0.4 %, 0.8 % и 4.1 %. Эта доля очень мала, чтобы сказаться на полученных выше результатах. Мы попытались дополнительно исследовать функции распределения мюонов с пороговой энергией  $E_\mu \geq 1.0 \text{ sec } \theta$  ГэВ для ливней, представленных на рис. 4. Их статистика (особенно в экваториальной области эклиптики) оказалась крайне малой, чтобы можно было бы определенно говорить о форме функций распределения. А вот доля мюонов от общего числа всех заряженных частиц в обоих выборках на рис. 4 оказалась примерно одинаковой. Этот факт дополнительно свидетельствует не в пользу первичных гамма-квантов, от которых доля мюонов в ливне ожидается примерно в 10 раз меньше.

В качестве других экзотических первичных частиц могут оказаться нейтрино. Расчеты [23] показывают, что при определенных условиях роста сечения взаимодействия нейтрино с нуклонами ( $\sigma_{\nu N}$ ) в области сверхвысоких энергий возможно образование ШАЛ, во многом схожих с ливнями от обычного состава КЛ. В работах [24, 25] рассмотрена гипотеза о нейтрино сверхвысоких энергий, которые взаимодействуют с реликтовыми нейтрино в окрестностях Земли и приводят к « $Z$ -бозонным» ливням. Все это требует дальнейшего углубленного развития теории до практического ее применения к реальным данным.

Обратим внимание на одно любопытное обстоятельство. Известно, что в первичном энергетическом спектре космических лучей при  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ отчетливо выделяются три характерных участка. Первый из них соответствует степенному закону изменения интенсивности энергетического спектра,

$$J(E_0) \propto E_0^{-\gamma}, \quad (11)$$

с показателем  $\gamma_1 = 3.02 \pm 0.02$ . Второй в интервале энергий  $E_0 = (0.7-9.0) \cdot 10^{18}$  эВ удовлетворяет закону (11) с  $\gamma_2 = 3.27 \pm 0.05$ . И, наконец, третий отражает наиболее пологий участок спектра с показателем  $\gamma_3 = 2.62 \pm 0.17$  (см., например, работу [13]). Мы видим, что пики на рис. 1 и 5 вблизи энергии  $E_0 \approx 10^{18}$  эВ находятся как раз там, где форма спектра быстро становится более крутой, а пик на рис. 1 вблизи  $E_0 \approx 5 \cdot 10^{18}$  эВ — там, где спектр снова становится очень пологим. Возможно, за всем этим стоит некоторая общая причина в происхождении космических лучей сверхвысоких энергий, которая пока недостаточно глубоко и всесторонне изучена. До сих пор преобладает мнение, что КЛ сверхвы-

соких энергий состоят в основном из заряженных частиц — протонов и ядер различных химических элементов. Они сильно перемешиваются магнитным полем Галактики и имеют почти изотропное распределение на небесной сфере. В этих условиях трудно обнаружить какую-либо анизотропию. Однако такое представление не является бесспорным, поскольку прямые измерения состава КЛ сверхвысоких энергий пока отсутствуют, а выводы из данных по ШАЛ все еще неоднозначны и противоречивы.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Если подытожить сказанное выше, то возникает следующая картина. В полосе склонений  $\delta = 15\text{--}30^\circ$  на рис. 1 в интервалах энергий  $\Delta \lg E_0 = 18.0\text{--}18.2$  и  $\Delta \lg E_0 = 18.7\text{--}18.9$  отчетливо видны пики 1 и 2 с вероятностями их случайного исхода соответственно  $p \approx 4 \cdot 10^{-4}$  и  $p \approx 6 \cdot 10^{-4}$ . Они обусловлены ярко выраженной анизотропией КЛ (см. рис. 3) с фазами соответственно  $\varphi_1 = 5 \pm 16^\circ$  и  $\varphi_1 = 119 \pm 18^\circ$ . В соседней полосе склонений  $31\text{--}43^\circ$  в интервале энергий  $\lg E_0 = 17.8\text{--}18.0$  также наблюдается статистически значимая анизотропия КЛ. Она находится по энергии возле пика 1 (см. рис. 1) и имеет фазу  $\varphi_1 = 330 \pm 15^\circ$ , в пределах ошибок близкую к  $\varphi_1 = 5 \pm 16^\circ$ . Мы полагаем, что обе эти фазы обусловлены одной и той же причиной — относительно более сильным поглощением внегалактических КЛ центральной областью Сверхгалактики ( $C_{SG}$  на рис. 2) по сравнению с ее противоположной, менее плотной частью.

Пик 2 на рис. 1 с фазой  $\varphi_1 = 119 \pm 18^\circ$  указывает на ту область неба, где видна для Якутской установки часть плоскости эклиптики (кривая  $EC$  на рис. 2). На своем пути к Земле частицы сверхвысоких энергий ее «просвечивают». Не исключено, что часть их вступает в ядерные реакции с газом и пылью, наиболее плотно сконцентрированными в плоскости эклиптики. Если при этом образуются какие-то новые частицы, вызывающие аномальные ливни, более эффективно регистрируемые мастерской системой установки, тогда наблюдаемая анизотропия вполне возможна. Подтверждением этой гипотезы в какой-то мере являются функции пространственного распределения заряженных частиц (см. рис. 4), которые вряд ли представляют собой гамма-кванты, так как их доля по нашим оценкам [22] при  $E_0 \geq 4 \cdot 10^{18}$  эВ не превышает 4%. Здесь еще много вопросов, требующих дальнейшего исследования.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Szabelsky, J. Wdowczyk, and A. W. Wolfendale, *J. Phys. G* **12**, 1433 (1986).
2. T. Stanev, P. L. Biermann, J. Lloyd-Evans et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3056 (1995).
3. N. Hayashida, M. Nagano, D. Nishikawa et al., *Astropart. Phys.* **10**, 303 (1999).
4. А. А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **72**, 233 (2000).
5. А. В. Глушков, Письма в ЖЭТФ **73**, 355 (2001).
6. А. В. Глушков, М. И. Правдин, ЖЭТФ **119**, 1029 (2001).
7. А. В. Глушков, Письма в Астрон. ж. **28**, 341 (2002).
8. А. В. Глушков, ЯФ **66**, 1292 (2003).
9. А. В. Глушков, ЯФ **67**, 983 (2004).
10. А. В. Глушков, М. И. Правдин, ЖЭТФ **128**, 103 (2005).
11. А. В. Глушков, ЯФ **68**, 262 (2005).
12. А. В. Глушков, М. И. Правдин, ЖЭТФ **130**, 963 (2006).
13. А. В. Глушков, ЯФ **70**, 353 (2007).
14. А. В. Глушков, М. И. Правдин, Письма в ЖЭТФ **87**, 406 (2008).
15. А. В. Глушков, ЯФ **72**, 91 (2009).
16. А. В. Глушков, ЖЭТФ **136**, 893 (2009).
17. А. А. Ivanov, A. D. Krasilnikov, and M. I. Pravdin, in *Proc. 28th ICRC* (Tsukuba, 2003), Vol. 1, p. 341.
18. The Pierre Auger Collaboration, arXiv:astro-ph/0711.2256v1.
19. J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1530 (1975).
20. A. A. Watson, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **28B**, 3 (1992).
21. А. В. Глушков, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов и др., ЯФ **63**, 1557 (2000).
22. A. V. Glushkov, I. T. Makarov, M. I. Pravdin et al., arXiv:0907.0374v1.
23. L. Anchordoqui, H. Goldberg, T. McCauley et al., arXiv:hep-ph/001197.
24. D. Fargion, B. Mele, and A. Salis, *Astrophys. J.* **517**, 725 (1999).
25. T. J. Weiler, *Astropart. Phys.* **11**, 303 (1999).