

Тонкая структура спектра электронов космических лучей по результатам экспериментов АТИС-2 и АТИС-4

А.Д. Панов*, В.И. Зацепин, Е.Б. Постников, Н.В. Сокольская – от имени коллаборации АТИС

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ, Россия

Аннотация

Первые результаты измерений спектра электронов в баллонном эксперименте АТИС в диапазоне энергий от 20 ГэВ до 3 ТэВ [1] обнаружили существенную аномалию в виде широкого пика в диапазоне энергий 300–700 ГэВ (аномалия АТИС), что привело к широкому обсуждению возможной природы этого явления. В настоящей работе проведен анализ электронного спектра АТИС, полностью независимый от предыдущей публикации, и с использованием других критериев селекции электронов. Новый независимый анализ показал, что спектр в области аномалии распадается на несколько узких пиков. В работе также развита новая методика коррекции рассеяния электронов в остаточной атмосфере, и новая, независимая от симуляции, техника вычитания протонных фонов. Полученный в результате абсолютный электронный спектр сравнивается с данными других экспериментов.

Введение

АТИС (Advanced Thin Ionization Calorimeter) является баллонным спектрометром, который был разработан для прямого измерения энергетических спектров ядер первичных космических лучей от протонов до железа с индивидуальным разрешением по заряду. АТИС совершил три удачных полета вокруг Южного Полюса в 2000–2001 гг. (АТИС-1), 2002–2003 гг. (АТИС-2) и 2007–2008 гг. (АТИС-4). Полет АТИС-1 являлся тестовым, и в этой статье обсуждаться не будет. Спектрометр АТИС состоит из полностью активного ВГО-калориметра; углеродной мишени с встроенными в нее сцинтилляционными годоскопами; кремниевой матрицы, которая используется как основной детектор заряда первичной частицы. Калориметр представлен 8 слоями кристаллов ВГО в АТИС-2, и 10 такими же слоями в АТИС-4. Детали конструкции прибора и процедуры калибровки описаны в статьях [2, 3, 4]. Было показано, что спектрометр АТИС способен измерять не только спектры ядерной компоненты космических лучей, но также суммарный спектр электронов и позитронов [5] (ниже такой спектр будет называться просто электронным спектром). Для выделения электронов из значительно более высокого фона протонов и других ядер используются отличия в развитии ливня в приборе для электронов и для ядер. Спектр электронов, измеренный с помощью спектрометра АТИС таким способом, был опубликован в статье [1]. Наиболее заметной деталью опубликованного спектра оказалась «аномалия», имеющая форму широкого пика в области приблизительно от 300 до 700 ГэВ. Уже в статье [1], в которой был опубликован спектр, была рассмотрена возможная связь этой «аномалии АТИС» как с вкладом близких источников электронов вроде пульсаров или остатков сверхновых, так и с распадом или аннигиляцией частиц темной материи с массой 600–700 ГэВ. Эти возможности затем чрезвычайно широко обсуждались в литературе.

Так как результат, полученный в работе [1], исключительно важен, а методика выделения сигнала электронов из интенсивного адронного фона в спектрометре АТИС достаточно сложна, то результат должен быть, по возможности, проверен и воспроизведен на том же спектрометре АТИС альтернативными способами. Решение именно этой задачи было основной исходной целью данной работы. Настоящая работа проведена полностью независимо от предыдущих работ [5, 1] в группе НИИЯФ МГУ коллаборации АТИС, начиная с процедур низкого уровня, относящихся к калибровке прибора и к чтению сырых полетных данных, вплоть до получения конечных результатов.

1 Фильтрация электронов из входного потока частиц

Для того, чтобы отличить электроны от адронов во входящем в спектрометр потоке частиц, строятся некоторые специальные численные характеристики, интегрально описывающие форму каскада в приборе таким способом, чтобы они принимали сильно различающиеся значения для «типичных» электронов и «типичных» адронов. Можно использовать, например, то, что при одном и том же энерговыделении в калориметре каскады от электронов в среднем уже, чем от адронов, и более короткие в продольном направлении.

* Авторы поддерживаются РФФИ, грант 08-02-00238

Очевидно, по значению такой характеристики можно отличать электроны от адронов. Различные характеристики такого типа будем называть электронными фильтрами или дискриминаторами. Типичное распределение значений одного из фильтров (Chi) для потока входящих частиц показано на рис. 1.

В отличие от работ [5, 1], где был использован единственный фильтр, мы построили пять фильтров различной природы, чтобы обеспечить возможность перекрестной проверки результатов и оценку их методической надежности. Детальное описание каждого фильтра будет дано в более полной публикации. Отметим, что фильтры различались, главным образом, набором базовых параметров для описания формы каскада, но также и математическими идеями, на основе которых из базовых параметров строились числа-дискриминаторы. Все приводимые ниже результаты относятся к одному из наших фильтров, который называется «Chi», но подтверждаются также другими фильтрами. Базовыми параметрами, описывающими форму каскада в калориметре, для фильтра Chi являются относительные энерговыделения в слоях калориметра C_l и среднеквадратичные отклонения энерговыделения от центра каскада в каждом слое R_l : $C_l = E_l/E_d$, $R_l^2 = [\sum_i E_l^i (X_i - X_l^c)^2] / \sum_i E_l^i$, где E_d есть полное энерговыделение в калориметре, E_l – энерговыделение в l -м слое, X_l^c – центр тяжести энерговыделения в l -м слое, X_i – горизонтальная координата i -го сцинтиллятора в l -м слое, E_l^i – энерговыделение в этом сцинтилляторе. Значение фильтра Chi вычисляется по формуле:

$$\text{Chi} = \sqrt{\frac{1}{8} \left[\sum_{l=0}^3 \left(\frac{R_l - \bar{R}_l}{\sigma_l^R} \right)^2 + \sum_{l=4}^7 \left(\frac{F_l - \bar{F}_l}{\sigma_l^F} \right)^2 \right]},$$

где $F_l^2 = R_l^2 C_l$, а средние значения \bar{R}_l , \bar{F}_l и стандартные отклонения σ_l^R , σ_l^F для первичных электронов вычислялись с использованием симуляции на основе пакета FLUKA [6].

Еще перед применением фильтра входной поток событий подвергался предварительной фильтрации на предмет принадлежности реконструированной траектории частицы заданной апертуре, и выполнения специального энергетического условия, определяемого минимальными относительными энерговыделениями в отдельных слоях калориметра и максимальным энерговыделением в самом нижнем слое калориметра (последний использовался только для полета АТИС-4 с 10-рядным калориметром). Эти величины выбирались на основе симуляции так, чтобы они отсеивали лишь очень небольшую часть электронов (1–2%), но значительную часть протонов и других ядер (до 80% протонов).

Было показано, что фильтр Chi практически не пропускает ядра тяжелее водорода, поэтому спектр электронов можно получить без дополнительной селекции частиц с зарядом 1. Достаточно потребовать, чтобы заряд был больше нуля (т.е. каскад вызван не гамма-квантом с нулевым зарядом). Именно так мы и поступали в части работы, где детально исследовалась тонкая структура спектра электронов (раздел 2). Это выгодно с точки зрения увеличения статистики в спектре. Однако при решении проблемы вычисления адронного фона (раздел 3) оказалось выгоднее проводить селекцию частиц с единичным зарядом, чтобы иметь дело гарантированно только с фоном протонов.

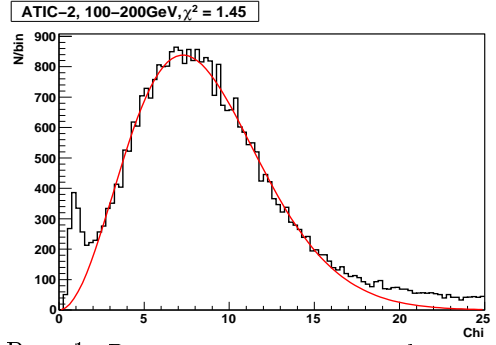


Рис. 1: Распределение значений фильтра Chi для всех однозарядных частиц, удовлетворяющих геометрическому и энергетическому условиям (см. текст). Узкий пик слева соответствует электронам, широкий пик соответствует протонам, сплошной линией показана аппроксимация протонного распределения для вычитания протонного фона (см. раздел 3).

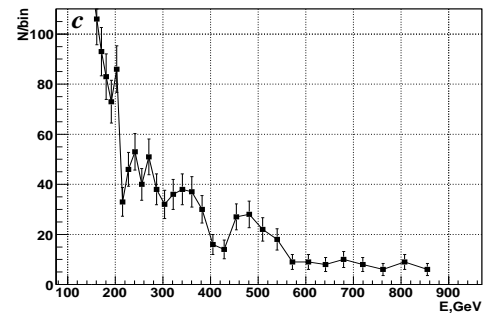
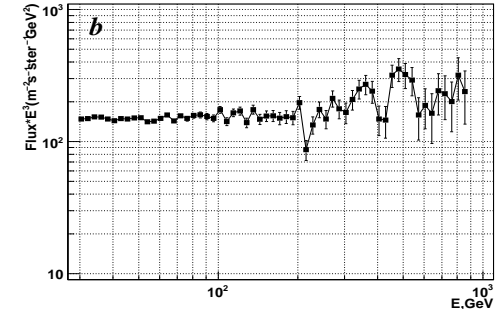
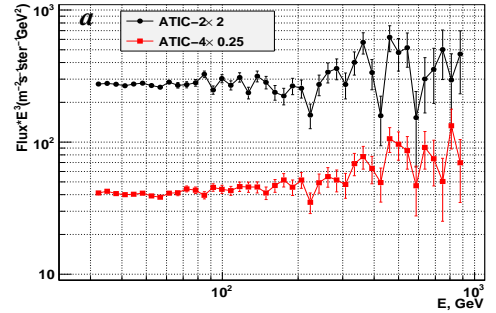


Рис. 2: *a* – спектр электронов на входе в прибор без вычитания протонного фона с шагом 0.035 декады по энергии, измеренный в экспериментах АТИС-2 и АТИС-4; *b* – аналогичный спектр, определенный по суммарной статистике АТИС-2 и АТИС-4, измеренный с шагом 0.025 декады по энергии; *c* – статистика событий в отсчетах на энергетический шаг спектра для спектра на графике *b*.

2 Тонкая структура спектра электронов

Для электронов калориметр спектрометра АТИС фактически является толстым, поэтому энергия электрона на входе прибора легко определяется по полному энерговыделению в калориметре (с небольшой поправкой, определяемой симуляцией). Как показали тестовые измерения на пучке электронов в ЦЕРН [7] и как подтверждает симуляция, для электронов спектрометр АТИС имеет очень высокое энергетическое разрешение. Разрешение слабо зависит от энергии, и в терминах половины ширины линии на половине высоты для наиболее интересной (см. ниже) области энергий 200–600 ГэВ составляет не более 3%. Высокое разрешение вместе с достаточно высокой экспериментальной статистикой позволяет исследовать спектр электронов на предмет существования в нем структуры на масштабе 0.1–0.2 декады по энергии. Существенно, что для обнаружения такой структуры нет нужды изучать абсолютный спектр электронов, полученный после вычитания протонного фона (см. рис. 1), и после коррекции рассеяния электронов в остаточной атмосфере. Как фон, так и рассеяние электронов в атмосфере не могут привести к появлению короткопериодической структуры в спектре электронов (это было явно показано симуляцией), поэтому если такая структура существует, она должна быть независима от методических эффектов, определяемых фонами и рассеянием в атмосфере.

Спектры электронов без атмосферных поправок и без вычитания протонного фона в области от 30 до 900 ГэВ с шагом 0.035 декады по энергии, измеренные в экспериментах АТИС-2 и АТИС-4, приведены на рис. 2(a). В области энергий от 200 ГэВ до 600 ГэВ на глаз легко различается структура, которая хорошо воспроизводится в обоих экспериментах АТИС-2 и АТИС-4. Эта тонкая структура спектра электронов представлена тремя пиками при энергиях приблизительно 260, 350 и 480 ГэВ и тремя провалами при энергиях 220, 300 и 410 ГэВ. В области энергий ниже 200 ГэВ никакой воспроизводящейся структуры не видно, а для области более 600 ГэВ трудно сделать определенные выводы из-за недостатка статистики.

На рис. 2(b) представлен спектр, построенный по суммарной статистике АТИС-2 и АТИС-4 с более мелким шагом по энергии, чем на рис. 2(a) – 0.025 декады энергии вместо 0.035. На рис. 2(b) видно, что каждый пик спектра представляет собой согласованное поведение нескольких соседних точек спектра. На рис. 2(c) показана абсолютная статистика, соответствующая спектру на рис. 2(b). Для всей области, занимаемой тонкой структурой, статистика не мала и в пиках составляет 3–5 десятков событий на канал спектра.

Важный вопрос состоит в том, насколько велика статистическая значимость обнаруженной тонкой структуры. Мы лишь вкратце наметим путь решения этой задачи и приведем главный результат, оставив подробности для более детальной статьи.

Вопрос о статистической значимости оказывается сложным прежде всего потому, что задача оказывается не вполне стандартной. На интуитивном уровне ясно, что значимость определяется двумя обстоятельствами: во-первых, наличием короткопериодической структуры в каждом из спектров относительно некоторого среднего значения (относительно «сглаженного спектра»), и, во-вторых, корреляцией этих структур в спектрах, измеренных АТИС-2 и АТИС-4. Кажется, что здесь уместен анализ на основе автокорреляций (для обнаружения структуры в каждом из спектров) и на основе кросс-корреляций (для обнаружения сходства структур АТИС-2 и АТИС-4). Однако стандартный аппарат корреляционного анализа развит для последовательностей, которые представляются стационарными процессами или временными рядами – такими рядами, для которых дисперсия не зависит от номера точки. Мы же имеем спектр (аналог временного ряда), который представляет собой заведомо очень сильно нестационарную последовательность, причем с дисперсией, зависимость которой от номера точки заранее неизвестна, так что стандартный аппарат неприменим. В настоящей работе мы даем предварительное решение проблемы, основанное на модифицированном анализе временных рядов.

Прежде всего, мы отказываемся от изучения одновременно автокорреляций в спектрах и кросс-корреляций между спектрами, так как такой анализ ведет к результатам, которые очень трудно интерпретировать (подробности в другой статье). Внимание сосредотачивается только на кросс-корреляции. Ясно, что при этом теряется часть статистической значимости результата, и мы получим оценку статистической значимости снизу. Для оценки значимости через кросс-корреляцию мы вводим величину:

$$C_{\chi^2} = \frac{1}{N} \sum_i \frac{(x_i - \bar{x}_i)(y_i - \bar{y}_i)}{\sigma_{\bar{x}_i} \sigma_{\bar{y}_i}}. \quad (1)$$

Здесь x_i и y_i – значения спектров в точке номер i , \bar{x}_i и \bar{y}_i – значения сглаженного (среднего) спектра в точке i , $\sigma_{\bar{x}_i}$, $\sigma_{\bar{y}_i}$ – значения дисперсий, соответствующих амплитуде сглаженного спектра в точке i (и меняющиеся от точки к точке!), N – число точек спектра. Заметим, что, хотя формула (1) напоминает обычную функцию корреляции, она ей не является. В частности, корреляция может изменяться в диапазоне $(-1, +1)$, а C_{χ^2} – в диапазоне $(-\infty, +\infty)$. Величина C_{χ^2} родственна как корреляции, так и величине χ^2 , так как величина C_{χ^2} , вычисленная для случая $x_i = y_i$, дает χ^2 на степень свободы для спектра x_i относительно среднего спектра \bar{x}_i .

В принципе, процедура оценки статистической значимости состоит в следующем. Для двух экспериментальных спектров и некоторого выбранного способа сглаживания считается величина C_{χ^2} . Затем в предположении, что два случайных спектра имеют то же среднее поведение, что и экс-

периментальные спектры, путем Монте Карло симуляции строится распределение величины C_{χ^2} для таких случайных спектров. По этому распределению определяется вероятность того, что для случайных спектров величина C_{χ^2} превышает экспериментальную. Это и есть оценка статистической значимости корреляции экспериментальных спектров и, следовательно, наличия в них искомой тонкой структуры.

Эта процедура встречается с двумя проблемами. Во-первых, метод получения среднего спектра принципиально неоднозначен, что приводит к тому, что неоднозначна и оценка значимости. Решение проблемы состояло в том, что исследовались разные способы построения среднего спектра (фактически, сглаживание сплайном с разной величиной шага), и было показано, что результат не зависит существенно от способа сглаживания. Во-вторых, полученный результат довольно сильно (и случайным образом) зависит от того частного биннинга (разбиения всей области энергий на логарифмически-эквидистантные шаги), который использован для построения спектра. Поэтому результат усредняется по всем возможным и разумным биннингам (фактически была взята последовательность размеров бинов спектра от 0.015 до 0.035 с шагом 0.001). Окончательный результат таков: Реально наблюдаемый уровень корреляции спектров случайно мог возникнуть с вероятностью $0.0023^{+0.0009}_{-0.0006}$. Иными словами, статистическая значимость тонкой структуры около 99.8%, то есть эффект, вне всяких сомнений, статистически значим.

Был проведен ряд тестов с целью исключения методических причин возникновения обнаруженной структуры. 1) Изучалась статистика протонных фонов, в области, свободной от электронного сигнала. Признаков структуры не обнаружено. 2) Изучались фильтры электронов различной природы – все фильтры дают подобную структуру. 3) Использовались различные пороги для фильтров, что означает разную степень загрязнения спектра протонными фонами. Структура воспроизводится при любых порогах. 4) Исследовались спектры электронов для разных телесных углов и разных периодов времени эксперимента. Тонкая структура воспроизводится во всех случаях. 5) Исследовались спектры для разных областей в пространстве параметров, описывающих структуру ливня. Структура спектра воспроизводится для разных областей. Таким образом, признаков того, что обнаруженная тонкая структура может быть методическим эффектом, не найдено. Конечно, окончательное заключение о реальности обнаруженной структуры может быть сделано только после подтверждения результата АТИС независимыми экспериментами с достаточно высоким разрешением и достаточно высокой статистикой электронного спектра.

Если существование тонкой структуры подтвердится, то ее наиболее вероятным источником будут близкие остатки сверхновых и/или пульсары, но не распад или аннигиляция частиц темной материи. Структура, аналогичная наблюдаемой, была предсказана в работе [8], где было специально подчеркнuto, что подобная структура может быть использована как признак, по которому можно различить между аннигиляцией или распадом частиц темной материи и другими источниками электронов, вроде близлежащих пульсаров. Темная материя не может быть источником структуры, представленной несколькими узкими пиками [8].

3 Абсолютный спектр электронов

Спектр, приведенный на рис. 2(b), не дает основы для сравнения с результатами других экспериментов, так как он не дает правильной абсолютной интенсивности потока электронов. Для получения правильной абсолютной интенсивности из спектра должен быть вычтен фон протонов и спектр должен быть откорректирован на рассеяние электронов в остаточной атмосфере (мы будем прене-

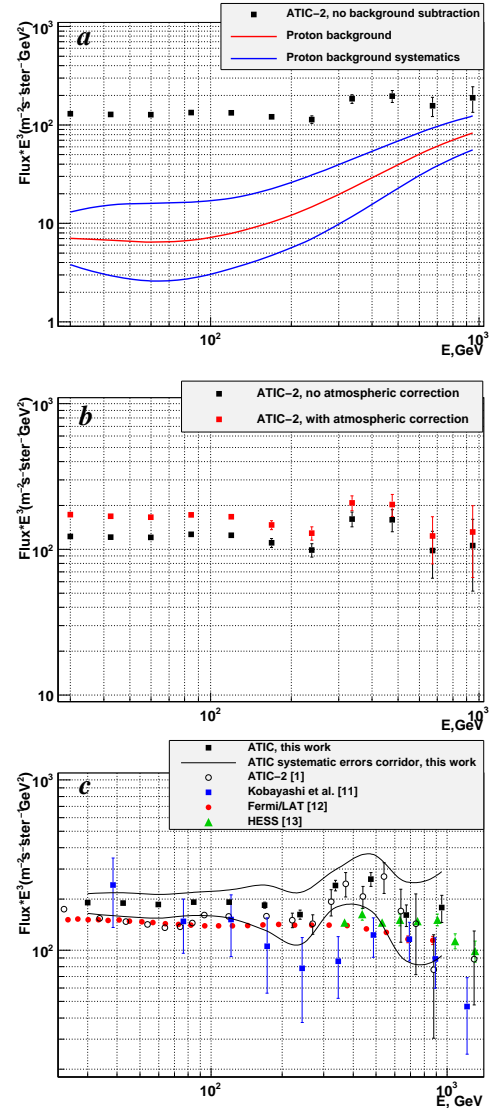


Рис. 3: *a* – оценка протонного фона для спектра электронов АТИС-2; *b* – спектр электронов АТИС-2 после вычитания протонного фона и после коррекции на рассеяние в атмосфере; *c* – абсолютный спектр электронов АТИС-2+АТИС-4 настоящей работы, спектр АТИС-2 работы [1] и результаты некоторых других экспериментов

бегать фоном вторичных атмосферных электронов от адронной компоненты космических лучей, так как он мал [9]).

В нашей предыдущей работе [10] было показано, что процедура вычитания протонного фона, основанная на симуляции протонных каскадов в приборе, приводит к неустойчивому результату: малые ошибки в симуляции ведут к большим ошибкам в электронном сигнале. В данной работе мы реализовали методику, независимую от симуляции. Она основана на аппроксимации протонной части графика распределения значений электронного фильтра, которая ясно видна на экспериментальной кривой (см. рис. 1), простыми функциями и интерполяцией этих функций через область, где чистый протонный фон не виден под электронным пиком, к точке (0, 0). В качестве функций для аппроксимации фона использовались функции из двух семейств: $x^p \exp[-(x/\sigma)^\alpha]$ и $x^p/[1 + (x/\sigma)^\alpha]$. Оба типа функций дают хорошую аппроксимацию согласно критерию χ^2 , а различие между результатами интерполяции фона может быть использовано в качестве меры методической ошибки. Конечно процедура, основанная на интерполяции, не является вполне строгой, то же самое можно сказать и относительно конечного результата, касающегося абсолютного электронного спектра. На рис. 3(a) показан результат вычисления протонного фона для электронного спектра АТИС-2 вместе с коридором методических ошибок. Заметим, что на рис. 3(a) и далее используется большой шаг по энергии (0.15 декады), который скрывает тонкую структуру спектра, но который удобнее для сравнения с результатами других экспериментов.

Атмосферные поправки были вычислены на основе симуляции рассеяния первичных электронов в атмосфере. Как и предполагалось в нашей статье [10], в реконструированную энергию первичного электрона на входе в спектрометр не требуется вносить поправку для вычисления энергии на входе в атмосферу, так как из-за малых углов рассеяния электрон регистрируется вместе с вторичными гамма-квантами, которые несут с собой энергию, потерянную электроном. Однако, эти же кванты могут исказить форму каскада в приборе, что приводит к некоторой дополнительной неэффективности при фильтрации электронов. Как показала симуляция, она составляет 40-20% в зависимости от первичной энергии электрона, уменьшаясь с ростом энергии. На рис. 3(b) сравнивается чистый спектр электронов после вычитания протонного фона и тот же спектр после атмосферной коррекции.

На рис. 3(c) показан абсолютный спектр электронов настоящей работы, полученный усреднением результатов АТИС-2 и АТИС-4, вместе с результатами АТИС-2 работы [1], результатами японского эмульсионного эксперимента [11], результатами космического спектрометра Fermi/LAT [12] и результатами телескопа H.E.S.S. [13]. Видно, что наши результаты в основном подтверждают спектр, полученный раньше в работе [1], но относительная амплитуда «аномалии АТИС» стала заметно меньше. Различие интенсивностей в низкоэнергетической области объясняется отсутствием адекватной коррекции атмосферных эффектов в [1]. Обращает на себя внимание сходство поведения спектра АТИС и спектра эмульсионного эксперимента [11] в области 150–350 ГэВ. С учетом больших систематических ошибок эксперимента АТИС при определении абсолютной интенсивности спектра трудно говорить о существовании серьезных противоречий между результатами АТИС с одной стороны, и экспериментов Fermi/LAT и H.E.S.S. – с другой (надо также учитывать, что систематические ошибки Fermi/LAT и H.E.S.S., согласно [12, 13], сами по себе достаточно велики).

Работа поддержана грантом РФФИ 08-02-00238.

Список литературы

- [1] J. Chang, J.H. Adams Jr, H.S. Ahn, et al. 2008, Nature, 456, 362.
- [2] T.G. Guzik, J.H. Adams Jr, H.S. Ahn, et al. 2004, Adv. Sp. Res., 33, 1763.
- [3] V.I. Zatsepin, J.H. Adams Jr, H.S. Ahn, et al. 2004, Nucl. Instr. Meth. A, 524, 195.
- [4] А.Д. Панов, В.И. Зацепин, Н.В. Сокольская и др. 2008, ПТЭ. No 4, 17.
- [5] J. Chang, J.H. Adams Jr, H.S. Ahn, et al., 2008, Adv. Sp. Res., 42, 431.
- [6] G. Battistoni, S. Muraro, P.R. Sala, et al., 2007, AIP Conference Proceeding 896, 31-49.
- [7] Ganel O., H. Adams.Jr, H.S. Ahn, et al. 2005, Nucl. Instr. Meth. A. 552, 409.
- [8] D. Malyshev, I. Cholis, and J. Gelfand. 2009, Phys. Rev. D. 80, 063005.
- [9] J. Nishimura, M. Fujii, T. Taira, et al. 1980, ApJ, 238, 394.
- [10] A.D. Panov, V.I. Zatsepin, N.V. Sokolskaya, et al. 2009. Proceedings of the 31th ICRC. <http://icrc2009.uni.lodz.pl/proc/pdf/icrc0356.pdf>
- [11] T. Kobayashi, Y. Komori, K. Yoshida, and J. Nishimura. 2004, ApJ, 601, 340.
- [12] A.A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, et al. 2009. Phys.Rev.Lett., 102, 181101.
- [13] F. Aharonian, A.G. Akhperjanian, G. Anton, et al. Astron.Astrophys. 2009, 508, 561.