

Наблюдение тени Луны в потоке мюонов и ее применение для калибровки нейтринного телескопа ANTARES

Е. С. Давыдова,^{*} А. Н. Романов[†]

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 05.04.2018; Подписана в печать 10.04.2018)

Солнце и Луна, как ожидается, должны являться препятствиями для первичных космических лучей на их пути к Земле. В результате поглощения должен возникать эффект их дефицита и, следовательно, дефицита и в потоке атмосферных мюонов, измеряемом на Земле в направлении Солнца и Луны. Обнаружение такого недостатка событий, «тени», и определение ее положения в небе обеспечивают возможность измерения разрешающей способности детектора частиц и определения его ориентации. Данные этих измерений могут быть применены для его калибровки. В настоящей статье представлены результаты анализа данных с детектора ANTARES, собранных за период с 2008 по 2015 гг.

PACS: 29.40.Ka 95.55.Vj 41.60.B

УДК: 53.087.45

Ключевые слова: нейтрино, нейтринный телескоп, черенковское излучение, нейтринная астрофизика, тень Луны.

ВВЕДЕНИЕ

ANTARES — один из крупнейших водных детекторов, предназначенных для регистрации мюонных нейтрино от астрофизических источников высоких энергий, с целью изучения удаленных и невидимых в других диапазонах объектов Вселенной (таких как квазары, следы сверхновых, черные дыры и др). Детектор расположен в водах Средиземного моря на глубине 2475 м, приблизительно в 42 км на юг от французского города Тулон.

Земля является естественным фильтром для всех известных частиц, кроме нейтрино (из-за его свойства крайне мало взаимодействовать с веществом). Поэтому детектор направлен, в основном, на регистрацию частиц, летящих снизу вверх (пролетающих планету насквозь), посредством того, что фотоумножители в каждом модуле смотрят вниз под углом 45° .

Задачей детектора является регистрация заряженных мюонов, рожденных в реакциях взаимодействия нейтрино с веществом Земли, по черенковскому излучению (рис. 1). Поскольку нейтрино почти не имеет массы, оно практически не растрчивает свою начальную энергию, т.е. речь идет о диапазоне $10^9 - 10^{20}$ эВ. Поэтому можно считать, что родившийся мюон продолжит распространяться в том же направлении, что и образовавшее его нейтрино. Есть немалая вероятность, что этот мюон долетит до воды, не взаимодействуя с веществом Земли, и попадет в область, охватываемую детектором (для повышения этой вероятности ученые стремятся увеличивать объемы таких телескопов). При этом он будет испускать черенковское излучение, которое непосредственно регистрируется фото-

умножителями. Данные о последовательности «вспыхнувших» ФЭУ используются для восстановления трека исходного нейтрино [1].

Угловая восприимчивость телескопа, однако, позволяет регистрировать и частицы, летящие сверху. Поскольку основной целью эксперимента ANTARES является поиск и исследование точечных источников астрофизических нейтрино, точность наведения и угловое разрешение детектора являются важными его характеристиками, и необходим достоверный способ их оценки. В результате взаимодействия космических лучей с атмосферой рождается большое количество нисходящих мюонов, которые также обнаруживаются телескопом. Этот фон может быть использован для измерения недостатка количества событий в области, соответствующей направлению на Солнце или на Луну. Поскольку атмосферные мюоны должны обладать достаточно высокой энергией (≈ 500 ГэВ), чтобы достичь области расположения детектора пройдя ≈ 2800 м под водой, мы полагаем, что их направление сопоставимо с направлением первичных частиц. Следовательно, можно использовать данные об этих событиях для обнаружения тени выбранного космического объекта, что позволит в дальнейшем более точно определять ориентацию детектора и его угловое разрешение. Подобные исследования проводились ранее некоторыми коллаборациями: CYGNUS [2], TIBET [3], CASA [4], MACRO [5], SOUDAN [6], ARGO [7] и IceCube [8]. В настоящей статье представлены результаты проведенного нами анализа для данных эксперимента ANTARES.

1. КОНФИГУРАЦИЯ ТЕЛЕСКОПА ANTARES И СБОР ДАННЫХ

1.1. Конфигурация детектора

Детектор ANTARES состоит из 12 вертикальных линий, закрепленных на морском дне на расстоянии 70

^{*}E-mail: jane_d@inbox.ru

[†]E-mail: romanov.andrey.96@gmail.com



Рис. 1: Принцип работы детектора. Земля используется в качестве щита от космических мюонов

метров друг от друга и поддерживаемых в вертикальном положении с помощью буйа, а также благодаря своей естественной плавучести (рис. 2). Каждая линия несет на себе 75 оптических модулей, расположенных на 25 этажах (т.е. по 3 оптических модуля на этаже), с вертикальным шагом между соседними этажами 14.5 м. Оптические модули на каждом этаже расположены под углом 120° друг к другу и смотрят вниз под углом 45° к горизонту. Его проекция на морское дно занимает площадь около 0.1 км^2 .

Элементарной единицей детектора можно назвать оптический модуль, состоящий из фотоумножителя, различных сенсоров и соответствующей электроники, помещенный в стеклянный корпус, устойчивый к высокому внешнему давлению. Электроника предназначена, в частности, для калибровки телескопа. Она справляется также с задачами чтения показаний сенсоров, отлаживания параметров, включает в себя программы первичной обработки, распределения мощности и часы. Оптические модули сгруппированы, образуя так называемые «этажи» из трех фотоумножителей, соединенных общим кабелем. Некоторые этажи оснащены дополнительными устройствами для калибровки и акустического позиционирования (гидрофоны). Помимо этого на каждом этаже установлен цифровой компас для мониторинга ориентации этажа в пространстве. На дне детектора вмонтированы световые источники, также предназначенные для калибровки детектора. Угловая восприимчивость модулей довольно широкая, падает в два раза при значении угла 70° от его оси. Это означает, что детектор способен с большой эффективностью фиксировать частицы со всего нижнего полушария, но также может регистрировать и частицы, летящие сверху.

1.2. Сбор и обработка данных

Первоначально, в процессе сбора данных детектора, все сигналы с ФЭУ, имеющие в амплитуде больше, чем 0.3 фотоэлектрона, доставляются на берег, где происходит их первичная обработка при помощи специальных программ, называемых триггерами, и накопление этих данных. Задача триггеров заключается в отсеивании бесполезных данных при одновременном сохранении максимального количества полезных. Телескоп находится в рабочем состоянии в течение определенного цикла (рана; от англ. «grip» — пробег), который длится около 3–4 ч. Основная единица информации, которая подтверждает регистрацию фотона (или фотонов) ФЭУ, называется хит (от англ. «hit» — удар, попадание). Хит несет в себе данные о времени сигнала, а также о его заряде (который связан с количеством одновременно зафиксированных фотонов). Событием называют группу хитов, связанных пространственно-временными соотношениями. След частицы определяется двумя углами: зенитным и азимутальным. Если рассматривать направление, из которого частица пришла (ее след), как вектор, то зенит — это угол между осью z и этим вектором, а азимут — это угол между осью x и проекцией этого вектора. События восстанавливаются с использованием информации о времени и местоположении хитов, с помощью метода максимального правдоподобия [9]. Качество реконструкции трека частицы характеризуется параметром λ . Мюонным событием называется событие, траектория которого реконструирована с параметром качества трека $|\lambda| > 5$. Также, вычисляется угловая ошибка восстановленного трека мюона β . Два этих параметра, λ и β , являются стандартными параметрами «среза» данных,

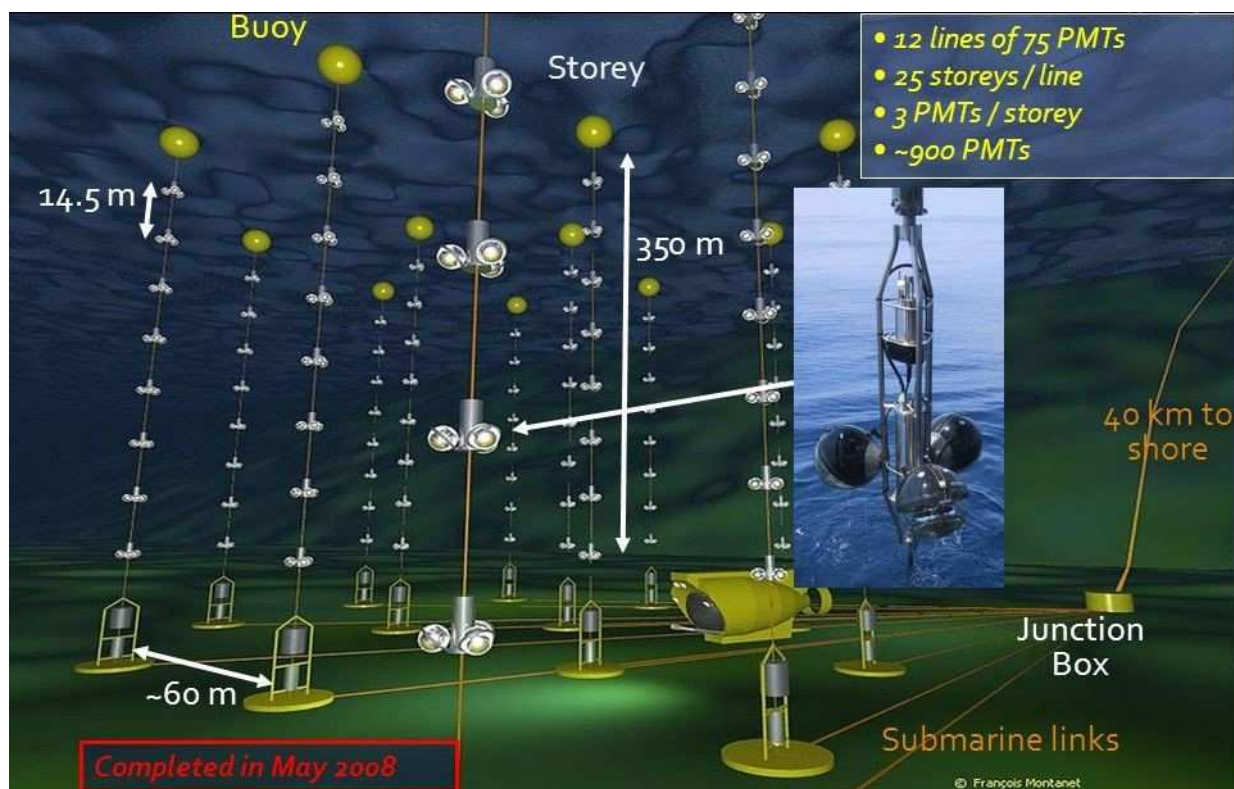


Рис. 2: Схема нейтринного телескопа ANTARES

используемыми при поиске источников астрофизических нейтрино и других анализах, проводимых в рамках эксперимента ANTARES.

2. СТАТИСТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ И УРОВЕНЬ ДОСТОВЕРНОСТИ

В случае получения положительных результатов при поиске дискретных источников испускания (или поглощения) измеряемого потока частиц немаловажной задачей является оценка достоверности этих результатов, т.е. вероятности того, что повышенная (или пониженная) частота регистрации событий получается из-за наличия подлинного источника излучения (поглощения), а не флуктуации фона, даже если все систематические эффекты, как предполагается, были удалены. Оценка уровня достоверности наблюдаемого недостатка мюонов с направлений, соответствующих расположению рассматриваемого космического объекта (Солнца или Луны), означает нахождение вероятности того, что дефицит мюонов получается вследствие поглощения частиц предполагаемым «источником», а не из-за статистической флуктуации. Воспользуемся оценкой стандартного отклонения наблюдаемого сигнала. Пусть N_s — число событий, вносимых источником. Тогда для нашей задачи N_s соответствует числу мюонов, поглощаемых Солнцем или Луной ($N_s < 0$). Введем также следующие обозначения: N_{on} — изме-

рения в направлении подозреваемого источника, т.е. число событий в телесном угле Ω_{on} , соответствующем зоне предполагаемой затененности; N_{off} — измерения фона, т.е. число событий в телесном угле Ω_{off} , соответствующем зоне, где эффект затененности отсутствует. Время измерения для обеих зон одинаковое ($t_{on} = t_{off}$), т.к. детектирование событий производится одновременно по всем направлениям. Внутренняя сторона телесного угла Ω_{off} совпадает с внешней стороной телесного угла Ω_{on} , а внешняя — соответствует максимальному значению углового расстояния от источника в массиве используемых данных. Таким образом, $\Omega_{off} = \Omega_{max} - \Omega_{on}$.

Обозначим $\gamma = \frac{\Omega_{on}}{\Omega_{off}}$ — отношение телесного угла, соответствующего зоне предполагаемой тени, к телесному углу, который используется для измерения фона. Зная это соотношение, можно оценить число фоновых мюонов, которое регистрировалось бы в области источника (в телесном угле Ω_{on}) при условии его отсутствия. Обозначим буквой ρ плотность мюонов (на единицу телесного угла): $\rho = \frac{N}{\Omega}$. Тогда для фоновых мюонов можем записать следующее выражение:

$$\rho_b = \frac{N_b}{\Omega_{on}}$$

С другой стороны:

$$\rho_b = \rho_{off} = \frac{N_{off}}{\Omega_{off}}$$

Используя два этих соотношения, можно сделать оценку числа фоновых мюонов:

$$\hat{N}_b = N_{off} \cdot \frac{\Omega_{on}}{\Omega_{off}} = \gamma N_{off} \quad (1)$$

Тогда наблюдаемый сигнал, т.е. вероятное число мюонов, поглощаемых объектом, определяется формулой:

$$N_s = N_{on} - \hat{N}_b = N_{on} - \gamma N_{off} \quad (2)$$

«Избыточные» события $N_{on} - \hat{N}_b$ (в данном случае, эта величина отрицательная), возможно, могли быть вызваны только статистической флуктуацией числа фоновых событий. При проведении оценки статистической надежности наблюдаемого результата, т.е. вероятности того, что наблюдаемый сигнал является следствием флуктуации фона, следует предположить, что не было никакого дополнительного источника, и количество всех регистрируемых событий, не только N_{off} , но и N_{on} , было обусловлено только фоном. В этом предположении число событий N_{on} в области, соответствующей расположению источника (в телесном угле Ω_{on}), будет следовать распределению Пуассона с математическим ожиданием и дисперсией $\langle N_b \rangle$ (т.е. $\langle N_b \rangle$ — это математическое ожидание для фоновых событий в данной области). Число событий вне области источника N_{off} также будет следовать распределению Пуассона, но с математическим ожиданием и дисперсией $\langle N_b \rangle / \gamma$ вместо $\langle N_b \rangle$. При таком предположении выражение для дисперсии сигнала N_s может быть записано в виде:

$$\sigma^2(N_s) = \sigma^2(N_{on}) + \gamma^2 \sigma^2(N_{off}) = (1 + \gamma) \cdot \langle N_b \rangle$$

Для оценки фона обычно используется соотношение (1). Но в случае предположения о том, что количество всех зарегистрированных мюонов было обусловлено только фоном, можно получить более точную оценку $\langle N_b \rangle$ (ожидаемое число фоновых мюонов), используя все наблюдаемые данные (N_{on} , N_{off}):

$$\langle \hat{N}_b \rangle = \frac{N_{on} + N_{off}}{\Omega_{on} + \Omega_{off}} \cdot \Omega_{on} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \cdot (N_{on} + N_{off})$$

Тогда оценка стандартного отклонения N_s :

$$\hat{\sigma}(N_s) = \sqrt{(1 + \gamma) \langle \hat{N}_b \rangle} = \sqrt{\gamma(N_{on} + N_{off})} \quad (3)$$

Определяя значимость S как отношение избыточного (недостаточного в случае поглощения) количества событий (2), по сравнению с фоном, к его стандартному отклонению (3), имеем:

$$S = \frac{N_s}{\hat{\sigma}(N_s)} = \frac{N_{on} - \gamma N_{off}}{\sqrt{\gamma(N_{on} + N_{off})}} \quad (4)$$

В случае, когда число регистрируемых мюонов не слишком мало ($N_{on} \geq 10$, $N_{off} \geq 10$), N_{on} , N_{off} и потом N_s будут приблизительно нормально распределены. В предположении, упомянутом выше (что не существует каких-либо дополнительных источников, $\langle N_b \rangle = 0$), значимость S будет приближаться к стандартной нормальной переменной с нулевым средним и единичной дисперсией, и мы можем использовать гауссовую вероятность для определения уровня достоверности результатов наблюдений. Если интерес представляют источники испускания (или поглощения), т.е. когда рассматривается случай $N_s > 0$ (или, для случая поглощения, $N_s < 0$), уровень значимости события, или вероятность того, что событие со значимостью, которая не меньше S (не больше, чем S в случае поглощения, $S < 0$), производится фоном, можно оценить следующим образом: $p = N(u = S; 0; 1)$, где $N(u; 0; 1)$ является функцией стандартного нормального распределения, т.е. функцией распределения нормальной переменной u с нулевым средним и единичной дисперсией. Далее несложно вычислить вероятность того, что реальный источник существует, т.е. уровень достоверности наблюдаемого эффекта: $\xi = 1 - p$.

3. ПРОФИЛЬ ТЕНИ СОЛНЦА И ЛУНЫ

Для обнаружения дефицита в потоке мюонов была найдена зависимость плотности мюонов (их количества на единицу телесного угла) от углового расстояния от центра рассматриваемого космического объекта (угла между направлением на Солнце или на Луну и направлением трека мюона). На рис. 4, 5 представлены соответствующие гистограммы. Угловое расстояние разбивалось на порции (бины; от англ. «bin» — интервал статистической гистограммы) при постоянных приращениях 0.2° от 0° до максимального значения углового расстояния от объекта в массиве анализируемых данных. Для телесных углов, соответствующих каждому последующему бину (они имеют форму конусовидных слоев), вычислялось количество мюонов, прилетевших с направлений, содержащихся в этих телесных углах. Далее считалось отношение этого количества к соответствующему телесному углу.

Для повышения точности анализа необходимо было также определить, при каких значениях параметров «среза» λ и β уровень достоверности обнаруженного явления принимает наибольшее значение. Очевидно, что большее значение значимости S (по модулю) соответствует большему уровню достоверности. Таким образом, анализируя значения S , можно сделать вывод о степени достоверности наблюдаемого явления. Используя полученное ранее выражение (4) для статистической значимости, был проведен анализ, показывающий, при каких значениях параметров λ и β исследуемый нами эффект наблюдается с максимальной значимостью (по абсолютной величине). Для этого был использован алгоритм, который перебирает все

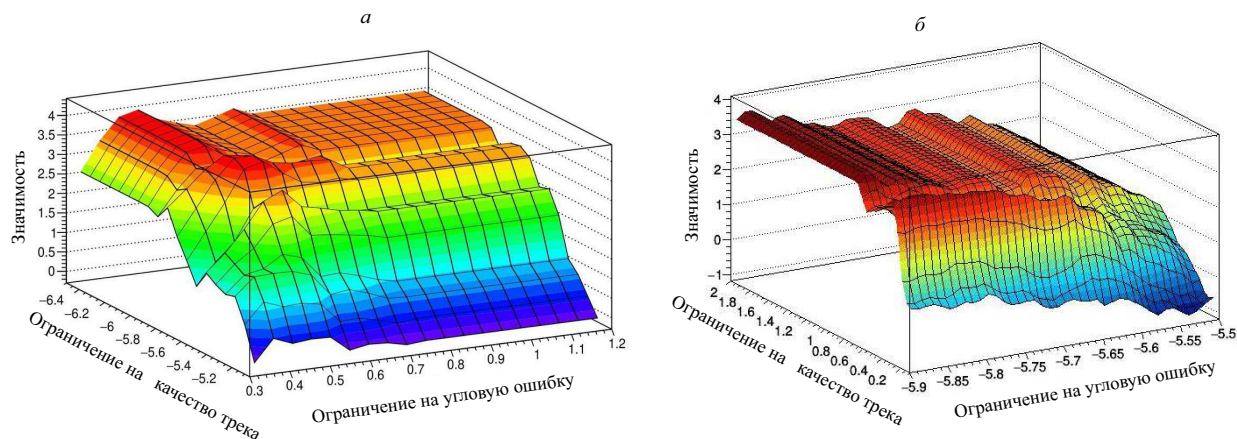
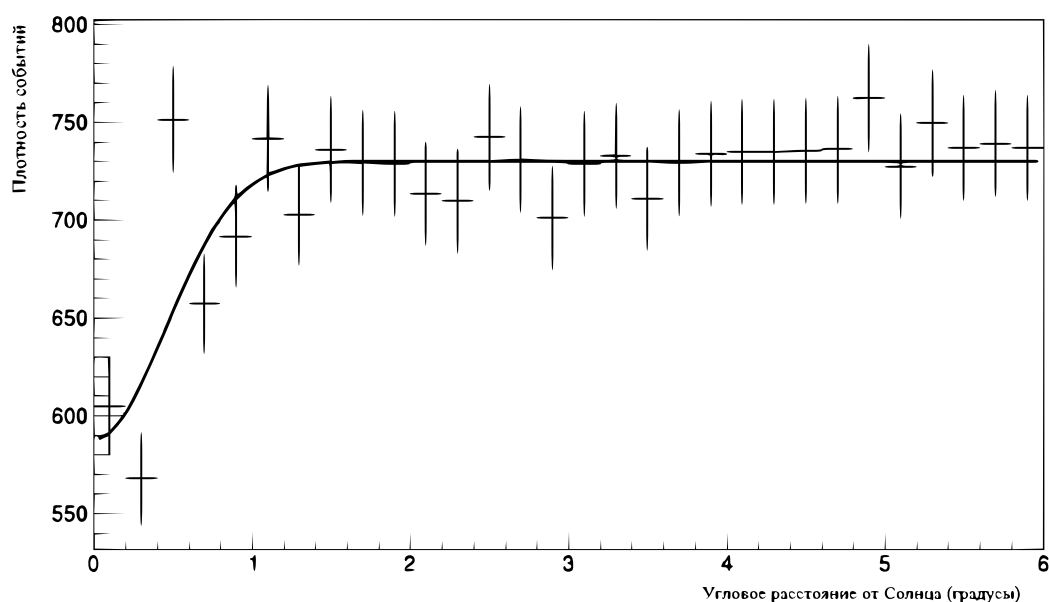
Рис. 3: Зависимость значимости S детектирования тени Солнца (а) и Луны (б) от параметра качества λ и угловой ошибки β 

Рис. 4: Распределение плотности мюонов как функция от углового расстояния от центра Солнца

возможные пары λ и β в заданных диапазонах значений, отбирает соответствующие события и вычисляет значение S для каждой такой пары. Графики, отображающие зависимость значимости S от величин λ и β , представлены на рис. 3,а и рис. 3,б (для Солнца и Луны, соответственно). Значения S здесь положительные, т.к. для удобства брались с противоположным знаком. В результате такого анализа были получены следующие значения максимального по модулю значения значимости S и соответствующие ей значения параметров λ и β : $S = 3.71\sigma$, $\lambda = -5.7$, $\beta = 0.5$ (для Солнца) и $S = 3.65\sigma$, $\lambda = -5.88$, $\beta = 0.7$ (для Луны). Приведенные на рис. 4, 5 профили тени Солнца и Луны строились с использованием этих полученных значений параметров «среза». Таким образом, зависимость плотности мюонов от углового расстояния показывает, что имеет место их недостаток с направлений, которые соответствуют области текущего расположе-

ния рассматриваемых космических объектов. Угловая разрешающая способность находилась путем аппроксимации полученной зависимости следующей функцией [6]:

$$\frac{dN_\mu}{d\theta} = \mu \left(1 - \frac{R^2}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right) \right),$$

где μ — угловая плотность мюонов, σ — угловая разрешающая способность детектора, $R = 0.26^\circ$ — угловой радиус космического объекта.

В результате аппроксимации были получены значения угловой разрешающей способности: $\sigma = 0.45^\circ \pm 0.03^\circ$ (для Солнца) и $\sigma = 0.69^\circ \pm 0.07^\circ$ (для Луны).

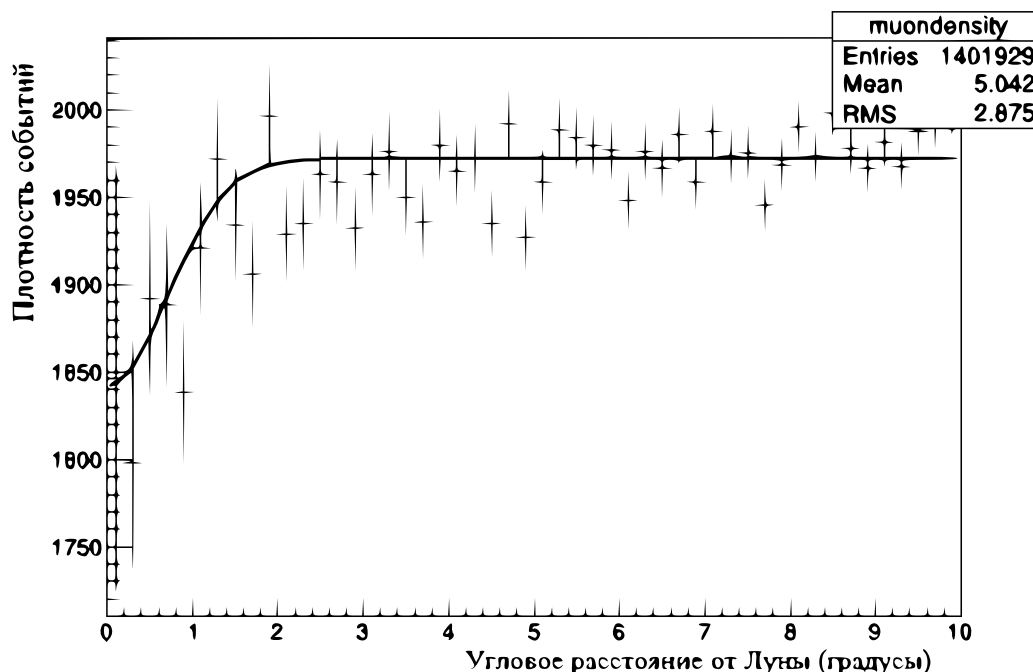


Рис. 5: Распределение плотности мюонов как функция от углового расстояния от центра Луны

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эффект дефицита мюонов был обнаружен, и статистическая значимость этого результата составила 3.71σ и 3.65σ для Солнца и Луны соответственно. Измерение тени таких космических объектов как Солнце или Луна в потоке частиц является хорошим спосо-

бом получить оценку угловой разрешающей способности телескопа. Распределение мюонов аппроксимировалось функцией Гаусса. По итогам анализа были получены следующие результаты для разрешающей способности детектора: $\sigma = 0.45^\circ \pm 0.03^\circ$ (в случае Солнца) и $\sigma = 0.69^\circ \pm 0.07^\circ$ (в случае Луны).

-
- | | |
|--|---|
| <p>[1] (ANTARES Coll.) arXiv:astro-ph/9907432, 1999
 [2] D. E. Alexandreas et al. Phys. Rev. D 1991. 43. P. 1735.
 [3] M. Amenomori et al. Phys. Rev. D 1993. 47. P. 2675.
 [4] A. Borione et al. Phys. Rev. D. 1994. 49. P. 1171.
 [5] M. Ambrosio et al. Phys. Rev. D 1999. 59. P. 012003.
 [6] H. Cobbs et al. Phys. Rev. D 2000. 61 P. 092002.
 [7] ARGO-YBJ Collaboration Phys. Rev. D 2011. 84. P. 022003.
 [8] ICECUBE Collaboration Phys. Rev. D 2014. 89. P.</p> | <p>102004.
 [9] S. Adrian-Martinez et al. (ANTARES Coll.) JCAP 2013. 1303. P. 6.
 [10] A. Albert et al. (ANTARES Coll.) arXiv:1706.01857. 2017.
 [11] Ti-Pei Li, Yu-Qion Ma ApJ. 1983. 272. P. 317.
 [12] M. Ageron et al. (ANTARES Coll.), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 2011. 656. P. 11-38.</p> |
|--|---|

Observation of the Moon shadow in the muon flux and its application for the calibration of the ANTARES neutrino telescope.

E.S. Davydova^{1,a}, A.N. Romanov^{1,b}

¹Department of general nuclear physics, Faculty of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.
 E-mail: ^ajane_d@inbox.ru, ^bromanov.andrey.96@gmail.com

The Sun and the Moon are expected to be obstacles for the primary cosmic rays on their way to the Earth. As a result of absorption, the effect of their deficiency and, consequently, the deficiency in the flow of atmospheric muons, measured on the Earth in the direction of the Sun and the Moon, should also arise. Detection of such a lack of events («shadow») and the determination of its position in the sky provide the ability to measure the resolving power of the particle detector and determine its orientation.

The data of these measurements can be applied for its calibration. This article presents the results of analysis of data from the ANTARES detector collected during the period from 2008 to 2015

PACS: 29.40.Ka 95.55.Vj 41.60.Bq

Keywords: neutrino, neutrino telescope, Cherenkov radiation, neutrino astrophysics, Moon shadow.

Received 05 April 2018.

Сведения об авторах

1. Давыдова Евгения Сергеевна — соискатель ученой степени канд. физ.-мат. наук; e-mail: jane_d@inbox.ru.
 2. Романов Андрей Николаевич — студент МГУ; тел.: +7(916)948-23-42, e-mail: romanov.andrey.96@gmail.com.
-