

# ПРОБЛЕМА ПРОИСХОЖДЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А.А.Петрухин

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"

Россия, Москва

AAPetrukhin@mephi.ru

**ABSTRACT.** The problem of cosmic ray origin comes to two main questions: were and how cosmic particles are accelerated up to very high energies. In this paper, arguments in favor of two basic sources of cosmic rays (Galaxy and Metagalaxy) are considered and consequences for observed parameters of cosmic rays (energy spectrum and mass composition) are analyzed. Model of cosmic ray generation in plasma pinches is discussed.

## Введение

Наблюдение в космических лучах (КЛ) частиц с энергиями, на много порядков превышающими энергии частиц, которые образуются в ядерных и термо-ядерных реакциях и могут быть получены в ускорителях, всегда вызывало большой интерес и естественные вопросы, где и как могут ускоряться такие частицы. Термин "сверхвысокие энергии" является довольно условным и скорее техническим, т.к. фактически он означает "сверхускорительные", и поэтому граница его применения меняется со временем. Когда-то это было  $\sim 10^{11}$  эВ, сейчас  $\sim 10^{15}$  эВ, а в ближайшем будущем станет  $\sim 10^{17}$  эВ. Но величина  $\sim 10^{15}$  эВ является выделенной в связи с тем, что выше этой энергии начинают проявляться изменения в энергетическом спектре и массовом составе космических лучей.

Вторая особенность КЛ сверхвысоких энергий (выше  $10^{15}$  эВ) связана с тем, что единственным источником информации о частицах с такими энергиями являются вызываемые ими широкие атмосферные ливни (ШАЛ), состоящие из адронов, мюонов и электромагнитной компоненты (электроны, позитроны и гамма-кванты), которые и являются предметом экспериментальных исследований. В последние годы при исследовании ШАЛ стали широко использоваться детекторы черенковского и флуоресцентного излучений от каскадного процесса в атмосфере. При этом регистрируется весь профиль ШАЛ, в том числе глубина максимума его развития  $X_{max}$ , которая наряду с числом мюонов  $N_\mu$  является важным параметром при определении типа первичной частицы (рис. 1).

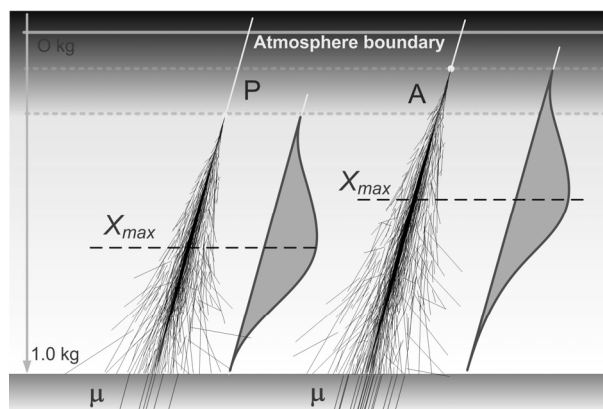


Рисунок 1. ШАЛ от протонов и ядер

Схема преобразования характеристик КЛ в измеряемые параметры ШАЛ и последующего восстановления этих характеристик приведена на рис. 2. При этом обычно предполагается, что характеристики взаимодействия частиц слабо изменяются с ростом энергии, а доля энергии, уносимая нерегистрируемыми частицами (например, нейтрино), оценивается и учитывается корректно.

Полученные таким образом в многочисленных экспериментах результаты приведены на рис. 3 – 5.

Из рисунков видно, что в области энергий  $10^{15}$  –  $10^{16}$  эВ наблюдаются три особенности в результатах измерений: энергетический спектр изменяет свой наклон с  $\gamma_1 \approx 2,7$  до  $\gamma_2 \approx 3,0 - 3,1$  (образуется излом или "колени" – the knee). Отношение  $N_\mu/N_e$  начинает увеличиваться. Скорость изменения  $X_{max}$  начинает уменьшаться. При этом изотропия потока КЛ, которая

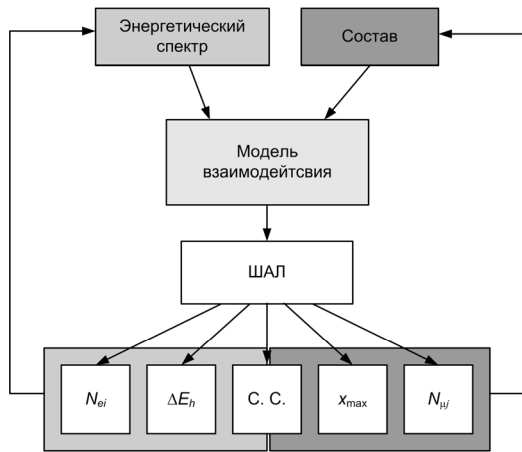


Рисунок 2. Восстановление характеристик КЛ по измеренным параметрам ШАЛ.

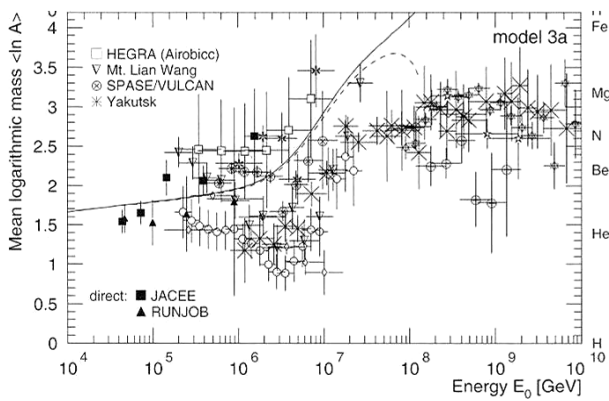


Рисунок 4. Результаты исследования состава КЛ по  $N_{\mu}$  [1].

наблюдается при энергиях ниже излома, сохраняется. В статье рассматриваются возможности объяснения полученных результатов в рамках различных моделей происхождения космических лучей.

**Галактическая модель**

В настоящее время эта модель является доминирующей, хотя она не лишена серьезных недостатков и противоречий с экспериментальными данными.

В модели предполагается, что КЛ образуются в Галактике и диффундируют в ней  $\sim 10^7 - 10^8$  лет. За это время частицы могут сотни и тысячи раз пересечь всю Галактику и в результате их поток становится изотропным. Максимальная энергия частиц, которые могут быть ускорены и удержаны в Галактике, пропорциональна заряду и составляет  $Z \cdot E_0$  эВ. Величина  $E_0$  в теоретических расчетах медленно, но неуклонно увеличивалась с  $10^{12}$  до  $(3 - 5) \cdot 10^{15}$  эВ. Выше этой энергии начинается выбывание частиц из потока, сна-

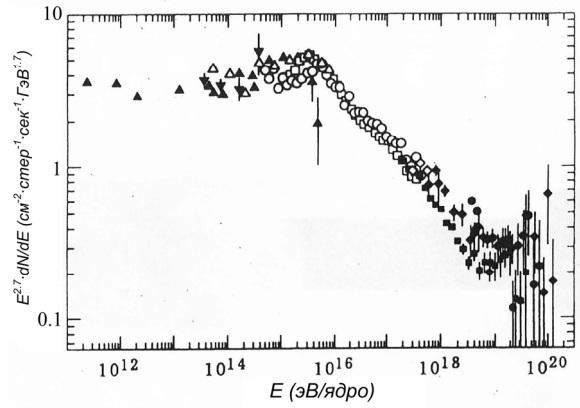


Рисунок 3. Энергетический спектр КЛ. Ось ординат умножена на  $E^{2.7}$ , чтобы лучше выделить особенности спектра.

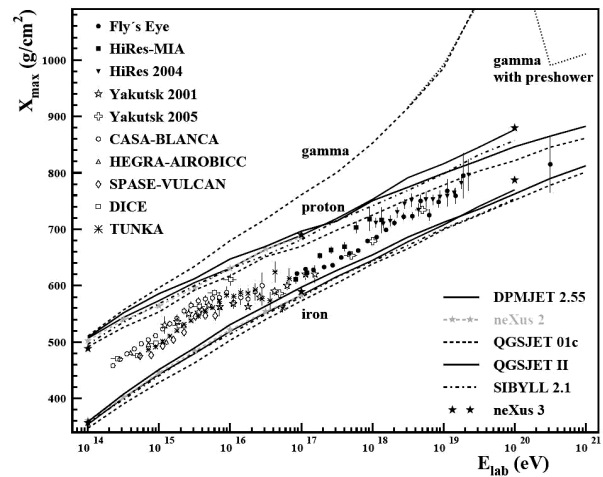


Рисунок 5. Результаты исследования  $X_{max}$  [2].

чала протонов, затем ядер гелия и далее последовательно более тяжелых ядер, вплоть до железа. Такая схема является очень привлекательной, т.к. позволяет единым образом объяснить как изменение энергетического спектра (уменьшение количества регистрируемых частиц за счет достижения ими предела ускорения и/или выхода из Галактики), так и утяжеление состава регистрируемых частиц, так как первыми из потока выбывают протоны (рис. 6).

В то же время эта модель имеет серьезные недостатки. Основной из них – очень трудно объяснить изотропию потока космических лучей. Наша Галактика является спиральной и плоской. Солнце находится в одном из рукавов, довольно далеко от ее центра. Чтобы обеспечить изотропию потока в результате рассеяния частиц на магнитных полях (диффузия), их количество и величина, особенно в гало, должны быть достаточно большими. Как можно обеспечить необходимые поля в самой Галактике, в ее практически пустом межзвездном пространстве, остается большим вопро-

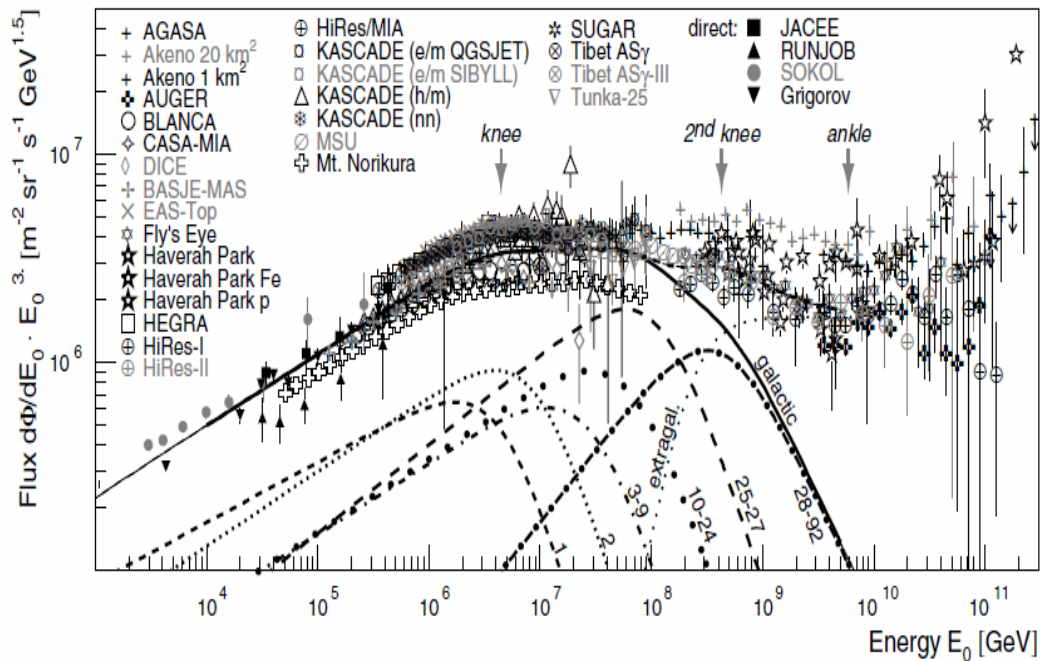


Рисунок 6. Объяснение спектра и состава КЛ в рамках галактической модели [3]

сом. Еще сложнее объяснить существование таких полей в гало. Обычно при расчетах используются средние значения магнитных полей, полученные из результатов экспериментов по нетепловому радиоизлучению галактик, по вращению плоскости поляризации радиоизлучения, межзвездной поляризации света звезд, по эффекту Зеемана в межзвездных радиополосах. При этом нельзя исключить такую возможность, что основные изменения в измеряемых величинах происходят вблизи излучающих объектов, а результат измерений размывается на все пространство.

Непонятно также отсутствие анизотропии в потоке частиц от центра Галактики, а также при максимальных энергиях частиц, выше которых они вылетают за пределы Галактики.

Еще один вопрос связан с изменениями массового состава при энергиях выше излома. В рамках галактической модели нормальный состав, который наблюдается при энергиях ниже излома, при энергиях выше излома должен плавно утяжеляться за счет выбывания сначала легких, а затем более тяжелых ядер. Однако, как следует из рисунков 4 – 5, массовый состав начинает меняться достаточно резко, и, не доходя до чистого железа, начинает медленно возвращаться к нормальному составу или даже более легкому (чисто протонному). Это противоречие достаточно серьезное и ставит под сомнение возможность объяснения наблюдаемых явлений в рамках галактической модели.

### Внегалактическая модель

Если космические лучи генерируются и распространяются равномерно по всей Метагалактике, то в этом случае нет никаких проблем с изотропией. Но возникает проблема появления излома энергетического спектра и изменения массового состава в этой области энергий.

Если рассматривать историю вопроса, то главным аргументом против метагалактической модели был энергетический. Плотность энергии космических лучей вблизи Земли составляет  $\sim 0,6$  эВ/см<sup>3</sup> или  $10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup>. Средняя плотность видимого вещества в Галактике составляет  $\sim 2 \cdot 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup> или, если пересчитать в электронвольтах,  $\sim 10^9$  эВ/см<sup>3</sup>, что соответствует приблизительно 1 протону в кубическом сантиметре. А плотность энергии космических лучей составляет всего лишь  $\sim 10^{-9}$  от видимого вещества.

Средняя плотность видимой Вселенной (Метагалактика) составляет  $\sim (2 - 7) \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> или  $\sim (1 - 3) \cdot 10^3$  эВ/см<sup>3</sup>, что соответствует 1 протону в кубическом метре. В этом случае вклад КЛ в общую массу видимой Вселенной возрастает до  $10^{-4} - 10^{-3}$ . Такая величина казалась слишком большой. В наше время, когда установлено, что видимая часть Вселенной составляет всего лишь 5% от полной ее массы (энергии), этот аргумент не выглядит достаточно серьезным.

Если космические лучи генерируются во всех областях Вселенной и равномерно распределяются по ее объему, то в этом случае энергетический спектр должен обрезаться со стороны ультравысоких энергий, вследствие их взаимодействия с реликтовым излучением (эффект Грейзена-Зацепина-Кузьмина), который в настоящее время, по-видимому, экспериментально обнаружен. Необходимо отметить, что существование эффекта ГЗК не является доказательством метагалактического происхождения всех космических лучей сверхвысоких энергий. В существующих галактических моделях поток космических лучей, благодаря их утечке, уменьшается с ростом энергии до тех пор, пока не сравняется с метагалактическим потоком, который в этом случае полагается существенно меньшим, чем галактический.

### Процессы образования и ускорения КЛ

Независимо от места образования космических лучей (Галактика или Метагалактика) остается открытым вопрос о механизмах (процессах) ускорения частиц до таких высоких энергий, которые наблюдаются в космических лучах. Существует много моделей ускорения космических частиц в различных процессах: взрывы сверхновых, процессы многократного рассеяния на магнитных полях (механизм Ферми), ускорение на ударных волнах, относительно новые механизмы: bottom-up, top-down и другие, подчас экзотические, модели. В последние годы наибольшим вниманием пользуется модель ускорения на ударных волнах [4].

Следует подчеркнуть, что ни один из перечисленных подходов к описанию процессов ускорения космических частиц не дает энергетический спектр с показателями 2,7 (обычно 2,0 – 2,2). Изменение наклона спектра происходит во время длительной диффузии космических лучей в Галактике, при которой в результате взаимодействий генерируются легкие ядра Li, Be и B, которых практически нет в кривой распространности элементов в природе, но которые присутствуют в космических лучах.

В то же время существует модель ускорения космических лучей в плазменных пинчах, которая дает степенной энергетический спектр ускоряемых частиц с показателем  $\gamma \approx 2,73$  [5]. Идея этой модели следующая. В космической плазме любого происхождения могут образовываться цилиндрические z-пинчи, в которых протекает электрический ток. Вокруг таких пинчей возникает круговое магнитное поле, которое их сжимает. В силу обычных флуктуаций в каком-либо месте пинча может возникнуть перетяжка и соответственно в этом месте увеличится магнитное поле, которое будет сильнее сжимать пинч. Этот процесс приведет к быстрому уменьшению диаметра пинча в данном месте и в конечном счете к его разрыву. При этом частицы плазмы выдавливаются из пинча, а их энергия увеличивается по мере сокращения его радиуса и увеличения скорости сжатия (рис. 7).

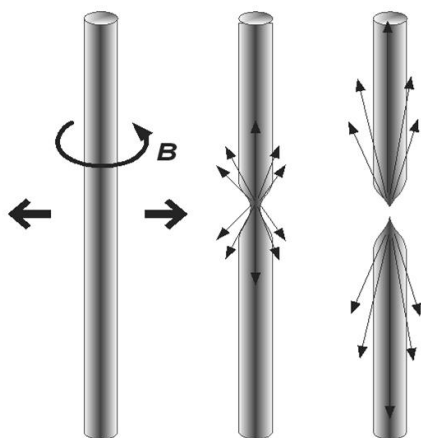


Рисунок 7. Механизм ускорения КЛ в плазменных пинчах

В работе [5] было показано, что энергетический спектр частиц, ускоряющихся в плазменных пинчах, имеет следующий вид:

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-(1+\sqrt{3})},$$

который не зависит ни от размера пинча, ни от величины тока в нем, ни от каких-либо других параметров. Все эти параметры определяют лишь величину коэффициента пропорциональности. В модели используются только хорошо известные уравнения физики плазмы. Модель не имеет свободных параметров, кроме абсолютной интенсивности. В ней практически отсутствуют ограничения на максимальную величину ускоряемой энергии, поэтому суммарный спектр от различных источников будет иметь тот же самый наклон.

Таким образом, в рамках этой модели возможно образование единого энергетического спектра КЛ во всей Вселенной. Что касается массового состава, то он должен соответствовать распространенности различных ядер во Вселенной и не меняется с энергией. Естественно возникает вопрос, как это можно совместить с имеющимися экспериментальными данными по изменению энергетического спектра и массового состава космических лучей выше излома.

### Ядерно-физическая модель образования излома

Возможность объяснения излома в результате изменения характеристик ядро-ядерных взаимодействий рассматривалась еще в первой работе об обнаружении излома [6]. Однако в дальнейшем большинство исследований склонилось к космофизической модели происхождения излома, тем более что ускорительные данные до энергий  $\sqrt{s} \sim 1$  ТэВ ( $\sim 10^{15}$  эВ в космических лучах) не давали каких-либо указаний на изменение характера адронных взаимодействий.

Однако упомянутые выше трудности объяснения имеющихся экспериментальных данных (по массовому составу и изотропии), а также наблюдения различных необычных событий и явлений (выстроенность, проникающие каскады, большие  $p_t$  и др.) [7] возродили интерес к ядерно-физическому объяснению имеющейся информации о космических лучах сверхвысоких энергий.

Что необходимо для объяснения самого излома и других наблюдаемых явлений при высоких энергиях? Для этого требуется модель адронного взаимодействия, которая может обеспечить: пороговое поведение при энергиях порядка нескольких ПэВ, большое сечение, чтобы изменить наклон спектра ШАЛ, более быстрое развитие ШАЛ (для увеличения доли  $N_\mu/N_e$  и уменьшения  $X_{\max}$ ).

Такой моделью может быть образование сгустка кварк-глюонной плазмы (лучше говорить о кварк-глюонной материи, так как обычная плазма – это газ, а кварк-глюонная – жидкость). Образование КГП (КГМ) обеспечивает выполнение двух главных

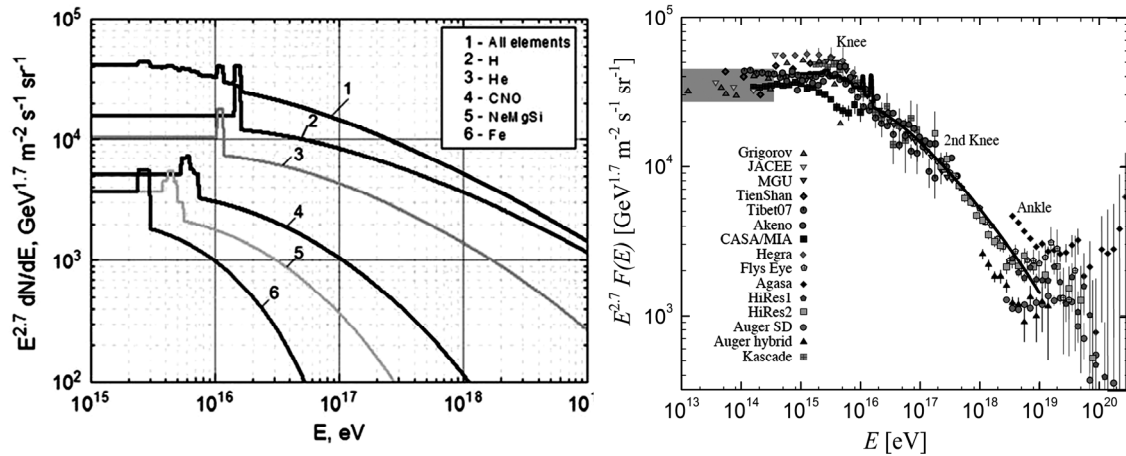


Рисунок 8. Формирование энергетического спектра КЛ в рамках модели образования КГМ. Слева – для некоторых групп ядер, справа – спектр всех частиц.

условий: пороговое поведение, так как требуется определенная температура, и большое сечение, так как необходим переход от кварк-кваркового взаимодействия к взаимодействию многих кварков, т.е.

$\sigma = \pi\lambda^2 \rightarrow \sigma = (\lambda + R)^2$  или  $(R_1 + R_2)^2$ , где  $R$  – радиус сгустка КГП.

Для объяснения других наблюдаемых явлений требуется большая величина углового орбитального момента. В работе [8] было показано, что в нецентральных соударениях ионов образуется КГП с большим угловым орбитальным моментом, который увеличивается с энергией  $L \sim \sqrt{s}$ .

Такое состояние кварк-глюонной материи может рассматриваться как обычный резонанс с большим центробежным барьером,  $V(L) = L^2/2mr^2$ , который будет большим для легких кварков и малым для тяжелых (для t-кварка в  $m_t/m_u, d \sim 3 \times 10^4$  раз).

Пороговая энергия образования нового состояния материи будет ниже для тяжелых ядер и в Ц-системе изменится скачкообразно:

$$\sqrt{S} = \sqrt{2m_p E_1} \rightarrow \sqrt{2nm_p E_1}, \quad n \sim 4 \text{ (}\alpha\text{-частица)}.$$

Образовавшаяся  $t\bar{t}$ -пара унесет энергию  $\geq 2m_t = 350$  ГэВ, а с учетом энергии разлета  $\geq 500$  ГэВ (в Ц-системе). Часть этой энергии "исчезнет" ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \mu$ ), а часть изменит начальную стадию развития ШАЛ, параметры которой обычно не регистрируются. В результате измеренная энергия ШАЛ не будет равна энергии первичной частицы.

На рис. 8 приведены результаты расчетов в рамках рассмотренных предположений для различных групп ядер (слева) и суммарный спектр (справа), который очень хорошо описывает экспериментальные данные. Объясняется также изменение состава КЛ: вначале резкий рост за счет регистрации ШАЛ от тяжелых ядер, затем медленный выход на протонный состав. Важно подчеркнуть, что, в отличие от модели, приведенной на рис. 6, в которой состав КЛ изменяется реально, в рассматриваемом подходе наблюдаемые из-

менения не связаны с изменением состава КЛ, и являются результатом изменения модели взаимодействия.

### Заключение

1. Проблема происхождения космических лучей сверхвысоких энергий остается открытой. Хотя большинство исследователей склоняется к их галактическому происхождению, но пока не удастся удовлетворительно описать образование излома энергетического спектра, открытого в 1958 году, и изменения массового состава КЛ выше излома.

2. Мегagalacticкое происхождение КЛ, особенно в рамках модели плазменных пинчей, выглядит более привлекательно, но требует изменения характера адронного взаимодействия.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД в рамках ведущей научной школы (НШ-5712.2010.2) при поддержке Министерства образования и науки РФ (АВЦП "Развитие научного потенциала высшей школы на 2009-2010 годы").

### Литература

1. J. Hoerandel: 2003, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., Vol. 29, p. 2439.
2. D. Heck: 2005, VINKOS CORSIKA School.
3. J. Hoerandel: 2007, Mod. Phys. Lett., Vol. A22, p. 1533.
4. Е.Г. Бережко, Г.Ф.Крымский: 1988, УФН, Том 154, с. 49.
5. В.П. Власов, С.К. Жданов, Б.А. Трубников: 1989, Письма ЖЭТФ, Том 19, с. 581.
6. Г.Б. Христиансен, и Г.В. Куликов: 1958, ЖЭТФ, Том 35, с. 635.
7. S.A. Slvatinsky: 2003, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), Vol. 122, p. 3.
8. Zuo-Tang Liang and Xin-Nian Wang: 2005, Phys. Rev. Lett., Vol. 94, p. 102301.