Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 1, с. 3 – 12

Странная кварковая материя и астрофизическая природа аномальных эффектов в космических лучах при энергиях 1–100 ПэВ

С. Б. Шаулов[1], *В. А. Рябов, А. Л. Щепетов, С. Е. Пятовский, В. В. Жуков, Е. А. Куприянова, Е. Н. Гудкова*

Отделение Ядерной физики и астрофизики, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 31 марта 2022 г.
После переработки 23 мая 2022 г.
Принята к публикации 24 мая 2022 г.

Состав космических лучей имеет решающее значение для определения причин изменения наклона спектра широких атмосферных ливней (колено) в области энергий 1–100 ПэВ. Выводы данной работы основаны на анализе характеристик стволов широких атмосферных ливней, где сосредоточены наиболее энергичные вторичные адроны. В этой области наблюдается ряд аномальных эффектов, таких как увеличение длины поглощения адронных ливней, нарушение скейлинга в спектрах вторичных адронов, избыток мюонов в широких атмосферных ливнях с гамма-семействами, появление гало и выстроенность энергетических центров вдоль прямой, наблюдаемые в рентгеноэмульсионных камерах. При тех же энергиях, эквивалентных 1–100 ПэВ в лабораторной системе, по данным коллайдеров LHC и RHIC наблюдается скейлинговое поведение спектра адронов, что означает отсутствие новых процессов в ядерных взаимодействиях. Принимая во внимание эти данные, аномалии, наблюдаемые в космических лучах, следует объяснять астрофизическими причинами, т.е. изменениями в составе космических лучей. Анализ данных о стволах ШАЛ позволяет предположить, что колено в их спектре формируется компонентой космических лучей неядерной природы, возможно, состоящей из частиц странной кварковой материи.

DOI: 10.31857/S1234567822130018, EDN: iwajso

1. Введение. Спектр космических лучей (КЛ) при энергиях выше 0.1 ПэВ восстанавливается по данным широких атмосферных ливней (ШАЛ). При энергии $E_0 = 3$ ПэВ спектр ШАЛ имеет излом [1], получивший название колено. Поиск причин излома является одной из важнейших задач астрофизики на протяжении более чем пятидесяти лет. Данные о стволах ШАЛ, накопленные за это время, позволяют сформулировать новую модель образования колена.

КЛ в основном состоят из пяти групп ядер: протоны, He, CNO, Si и Fe, образовавшихся в результате взрыва сверхновых [2]. Ускорение ядер происходит на ударных волнах [3] до максимальных энергий, определяемых магнитной жесткостью $R_{\max} \simeq \frac{E_0}{Z}$, где E_0 – энергия ядра и Z – электрический заряд ядра.

В соответствии с этой схемой, существует два варианта излома: $R_{\max} \simeq 0.1$ ПВ, при этом излом при 3 ПэВ формируется ядрами группы железа, несущими максимальный заряд Z, либо $R_{\max} \simeq 3$ ПВ и в этом случае излом формируется протонным спектром.

Как показывают расчеты в [4, 5], и тот, и другой вариант можно теоретически обосновать, подбирая параметры модели.

Есть еще одна схема излома, связанная с аномально большим вкладом одиночного близкого источника [6–8]. Модель показывает, что существуют расстояния в Галактике, на которых одиночный источник может создавать излучение, сравнимое по интенсивности с полным спектром КЛ, и, кроме того, естественным образом объясняет наблюдаемую резкость излома спектра КЛ при 3 ПэВ [6].

Существует множество конкретных моделей состава КЛ в области колена, которые в основном предполагают ускорение КЛ при $R_{\max} \simeq 3$ ПВ [9]. Основной причиной такого выбора является необходимость согласования галактического и внегалактического спектров КЛ при энергиях $10^{18} - 10^{19}$ эВ. При $R_{\max} \simeq 0.1$ ПВ галактический спектр заканчивается при энергии 3 ПэВ и в этом случае нет вариантов, которые могли бы объяснить существование КЛ до энергий $10^{18} - 10^{19}$ эВ, где происходит существенное изменение характеристик ШАЛ [10, 11].

В нашем обзоре собраны результаты изучения стволов ШАЛ. По этим данным модель с магнитной жесткостью $R_{\max} \simeq 0.1$ ПВ также можно согласовать с внегалактическим спектром.

[1] e-mail: ser101@inbox.ru

При интерпретации данных мы опираемся на результаты экспериментов LHCf и RHICf [12–16], из которых следует, что при энергиях, эквивалентных 1–100 ПэВ, в лабораторной системе наблюдается скейлинг, т.е. в области колена не должно быть качественных изменений характеристик ядерных взаимодействий.

В ШАЛ можно выделить две области, отличающиеся чувствительностью к первичному составу КЛ. Это электромагнитная периферия в радиусе сотни метров, которую в дальнейшем мы будем обозначать, как собственно ШАЛ, и небольшая область вблизи оси ШАЛ, включающая наиболее энергичные адроны ливня – стволы ШАЛ.

Методы регистрации электромагнитной и ядерной компонент ШАЛ радикально отличаются. Установки для регистрации стволов ШАЛ наиболее сложные. Это либо ионизационные калориметры, либо рентгеноэмульсионные камеры (РЭК). РЭК является наиболее информативным детектором стволов. Высокое пространственное разрешение (~ 100 мкм) позволяет измерять индивидуальные энергии гамма-квантов с энергиями, выше нескольких ТэВ, образовавшихся от распада $\pi^0 \Rightarrow 2\gamma$.

Полноценная установка должна сочетать детектор стволов и установку ШАЛ, так как только такое сочетание позволяет получать информацию о первичной энергии КЛ.

Установки для изучения стволов ШАЛ по сравнению с установками ШАЛ значительно выигрывают в информативности, но проигрывают в статистике событий. Поэтому область их применения ограничена энергиями 10^{15}–10^{18} эВ, т.е. областью колена в спектре ШАЛ.

Высокий порог регистрации гамма-квантов в РЭК приводит к отбору событий, в основном образованных первичными протонами. Это существенно упрощает построение спектра протонов и определение магнитной жесткости излома $R_{\max}$.

2. Экспериментальные результаты изучения стволов ШАЛ.

2.1. Аэростатный эксперимент JACEE. В аэростатном эксперименте JACEE, использовавшем эмульсионную камеру, делается вывод об изломе спектра протонов при энергии $E_{\max} \simeq 0.1$ ПэВ [17]. Спектры ядер приведены на рис. 1.

Излом в спектрах ядер наблюдается при магнитной жесткости $R \simeq 0.1$ ПВ. В соответствии с этими данными излом в спектре всех частиц должен формироваться ядрами группы железа, поэтому при энергиях выше 3 ПэВ должна появляться новая компонента КЛ.

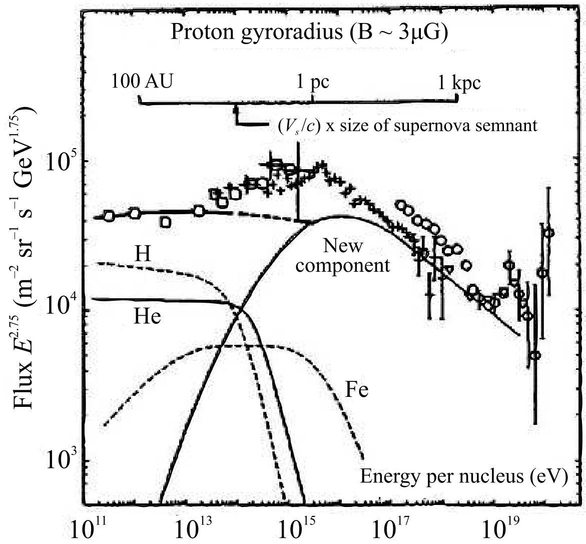

Рис. 1. Массовый состав ПКИ в соответствии с данными эксперимента JACEE [17]

2.2. Эксперимент ASγ. Результат JACEE подтверждают данные измерений на уровне гор. Протонный спектр при энергиях, более 100 ТэВ, был получен в гибридном эксперименте ASγ на Тибете (высота 4300 м над уровнем моря, 606 г/см^2) [18, 19, 20]. В эксперименте изучалась область стволов ШАЛ с помощью толчковой установки и РЭК площадью 80 м^2, объединенной с установкой ШАЛ. Наблюдаемый спектр может быть представлен в степенном виде с показателями $\kappa_1 = -3.01 \pm 0.11$ и $\kappa_2 = -3.05 \pm 0.12$ при использовании моделей QGSJET и SIBYLL соответственно. В обоих случаях наклон спектра заметно круче, чем для спектра в диапазоне энергий ниже 100 ТэВ, полученного из прямых наблюдений: $\kappa = -2.74 \pm 0.01$. Полученный спектр приведен на рис. 2.

Для сравнения на этом же рисунке приведен спектр протонов, полученный в эксперименте KASCADE-Grande (Карлсруэ) по данным электромагнитной компоненты ШАЛ на уровне моря. Данные KASCADE-Grande также приведены в двух вариантах, с использованием моделей QGSJET и SIBYLL. В последнем варианте данные согласуются с результатами, полученными на Тибете, но в случае использования модели QGSJET предполагается излом протонного спектра около энергии 3 ПэВ.

Утяжеление состава КЛ подтверждается данными группы ASγ, представленными на рис. 3. Доля ядер тяжелее гелия в первичных КЛ вокруг области колена растет с увеличением первичной энергии. По мнению авторов это означает, что колено в спектре

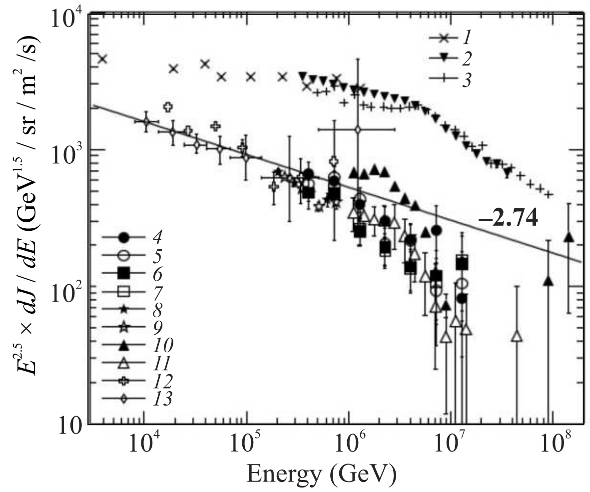

Рис. 2. Спектр первичных протонов, полученный в эксперименте ASγ, в сравнении с результатами других экспериментов [18]: *1* – PROTON satellite; *2* – Tibet-III; *3* – AKENO; *4* – QGSJET + HD; *5* – QGSJET + PD; *6* – SIBYLL + HD; *7* – SIBYLL + PD; *8* – Tibet-B.D.(QGSJET + HD); *9* – Tibet-B.D.(QGSJET + PD); *10* – KASCADE(QGSJET); *11* – KASCADE(SIBYLL); *12* – JACEE; *13* – RUNJOB

всех частиц формируется ядрами более тяжелыми, чем ядра гелия.

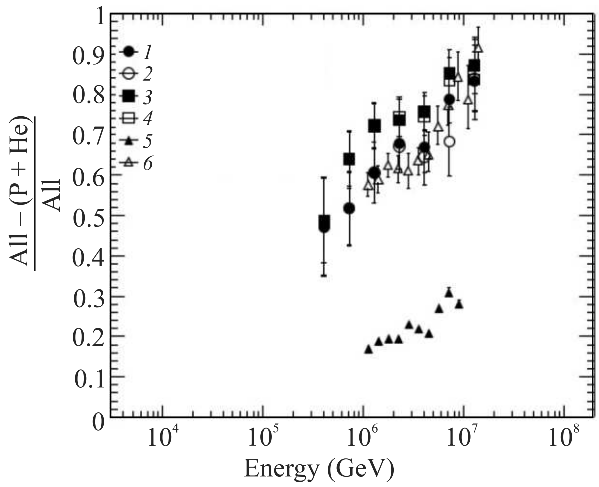

Рис. 3. Доля ядер тяжелее ядер He в массовом составе ПКИ, полученная с применением моделей ядерных взаимодействий QGSJET и SIBYLL. Результаты эксперимента ASγ приведены в сравнении с результатами эксперимента KASCADE-Grande [18]: *1* – QGSJET + HD; *2* – QGSJET + PD; *3* – SIBYLL + HD; *4* – SIBYLL + PD; *5* – KASCADE(QGSJET); *6* – KASCADE(SIBYLL)

На этом же рисунке приведены данные эксперимента KASCADE-Grande. При использовании программы SIBYLL, они, как и прежде, согласуются с данными ASγ. В случае использования модели взаимодействия QGSJET также наблюдается рост тяжелой компоненты, но доля этих ядер в три раза меньше. Из рисунков 2 и 3, также следует, что данные ASγ существенно меньше зависят от модельных представлений.

Так же, как в данных JACEE, излом в спектре протонов определяет значение магнитной жесткости $R_{\max} \simeq 0.1$ ПВ.

2.3. Эксперимент ШАЛ. Первое указание на существование проникающей компоненты в КЛ было получено Яковлевым с сотрудниками в эксперименте с калориметром на Тянь-Шане [21]. Было обнаружено, что при энергиях адронов ~ 100 ТэВ длина каскада поглощения в свинцовом калориметре увеличивается с 800 до 1100 г/см^2.

2.4. Эксперимент ПАМИР. Этот эффект был подтвержден в работах сотрудничества ПАМИР с толстой свинцовой РЭК [22, 23]. На глубине более 50 см свинца наблюдалось замедление поглощения адронов, соответствующая длина поглощения менялась с 200 ± 5 до 340 ± 80 г/см^2.

2.5. Эксперимент АДРОН. В высокогорном гибридном эксперименте АДРОН (Тянь-Шань, 3330 м н.у.м.) семейства гамма-квантов в РЭК были объединены с ШАЛ, что позволило получить для каждого семейства полное число электронов в ШАЛ N_e (первичную энергию E_0) и построить энергетические спектры гамма-квантов в Фейнмановских переменных E_γ/E_0 для разных интервалов N_e [24, 25].

На рисунке 4 показана зависимость наклона спектра гамма-квантов от N_e.

Горизонтальная (серая) линия соответствует скейлингу в спектрах. Изменение наклона экспериментальных спектров означает нарушение скейлинга. Вероятность случайного отклонения от скейлинга по критерию χ^2 не превышает $P = 10^{-8}$ [25].

Нарушение скейлинга совпадает с изломом спектра ШАЛ при $\lg N_e = 6.1$. Совпадение нельзя считать случайным и излом в спектре ШАЛ следует связывать с нарушением скейлинга, т.е. с соответствующим изменением состава КЛ. Уменьшение наклона спектров означает увеличение энергии адронов или появление проникающей компоненты КЛ.

Другой особенностью является локальный характер нарушения скейлинга. Статистика событий по спектрам уменьшается с увеличением энергии, поэтому более точные результаты о максимальной энергии нарушения скейлинга следуют из зависимости суммарной энергии семейств ΣE_γ от N_e, показанной на рис. 5.

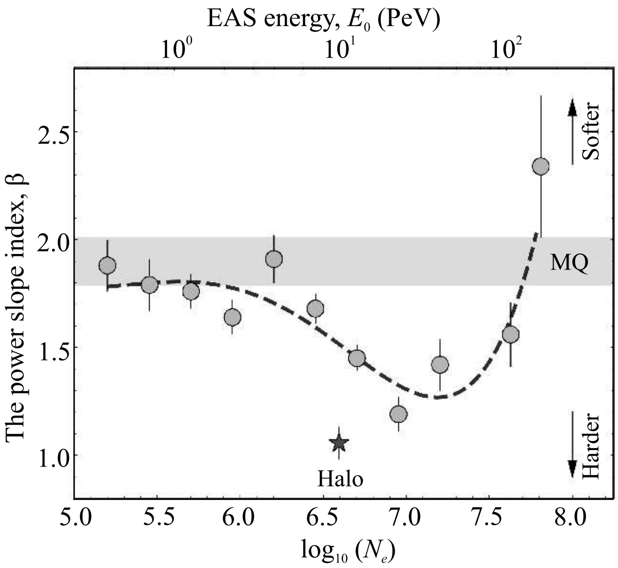

Рис. 4. Зависимость наклона спектра гамма-квантов в РЭК от полного числа электронов в ШАЛ N_e [25]

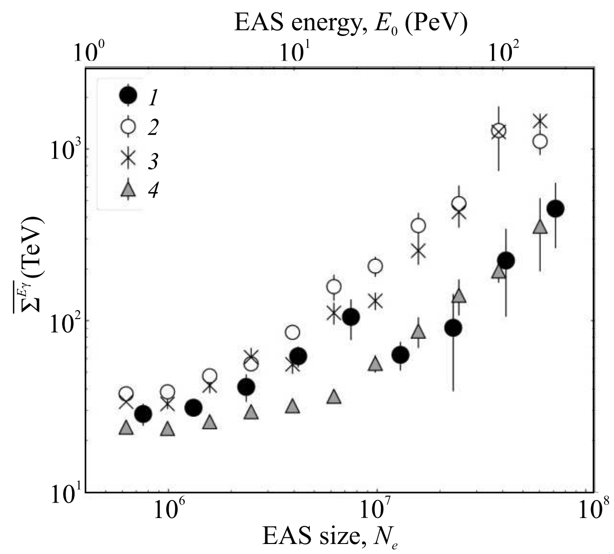

Рис. 5. Зависимость полной энергии семейств гамма-квантов ΣE_γ от N_e в сравнении с результатами моделирования [26]: *1* – эксперимент; *2* – модель А (легкий состав); *3* – модель А (тяжелый состав); *4* – модель В

Из приведенной зависимости следует, что максимальная энергия нарушения скейлинга соответствует $N_e = 10^7$ или энергии $E_0 = 20$ ПэВ, где ΣE_γ уменьшается с 100 до 50 ТэВ.

На рисунке 5 приведена аппроксимация экспериментальных данных по разным моделям японских физиков. Модель А основана на ускорительных данных и представлена в двух вариантах для легкого и тяжелого составов КЛ. В модели В используется экзотический вариант присутствия в КЛ частиц типа Кентавров [27]. Важно, что модели А и В, использованные в [26], отличаются почти на порядок величины по передаче энергии гамма-квантам, и ни одна модель не описывает зависимость экспериментальных данных во всей энергетической области.

Природу проникающей компоненты помогают установить данные о мюонах.

На рисунке 6 показана зависимость среднего числа мюонов $< N_\mu >$ от N_e для всех ШАЛ (кружки) и ШАЛ с гамма-адронными семействами (треугольники) [28]. Пунктир качественно указывает на ожидаемое количество мюонов в ШАЛ с гамма-адронными семействами для стандартной ядерной модели.

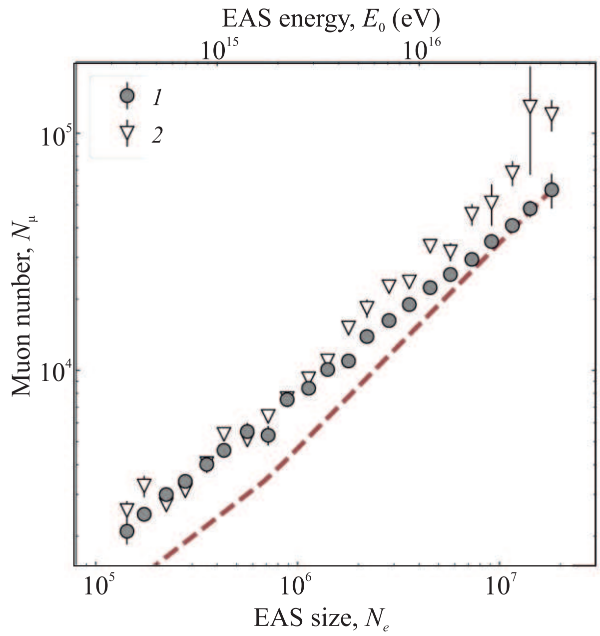

Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость среднего количества мюонов $\langle N_\mu \rangle$ от N_e: *1* – для всех ШАЛ; *2* – для ШАЛ с гамма-квантами и адронами. Пунктирная линия – ожидаемое количество мюонов в ШАЛ с гамма-квантами и адронами [28]

Согласно ядерным модельным представлениям, основная часть ШАЛ с гамма-адронными семействами в РЭК образована протонами, поэтому ожидаемое количество мюонов в этих событиях должно быть в полтора раза ниже среднего значения для всех ШАЛ [29]. Одновременное увеличение энергии адронов в ШАЛ и числа мюонов в этих же событиях не совместимо с ядерной моделью каскада. Учитывая ускорительные данные, два этих эффекта нельзя объяснить ни аномальным характером взаимодействия, ни изменением состава в рамках ядерной модели КЛ.

Наблюдаемое противоречие имеет общий характер. Отбор ШАЛ с гамма-семействами – это отбор флуктуаций в развитии ядерных каскадов, когда относительно меньшая часть первичной энергии рассеялась в атмосфере и, в частности, передалась мюонам. С другой стороны увеличение числа мюонов говорит об увеличении диссипации энергии. Поэтому остается предполагать, что новая компонента на рис. 1 имеет неядерную природу.

События, регистрируемые в РЭК (гамма-адронные семейства), являются стволами ШАЛ. Среди этих событий особый класс составляли так называемые суперсемейства с энергиями $\Sigma E_\gamma \geq 300{-}500$ ТэВ. В их составе были обнаружены два ярких эффекта. Это образование сплошного пятна потемнения (гало) и нарушение азимутальной симметрии, связанное с выстройкой энергетически выделенных центров (ЭВЦ) семейства по прямой линии.

2.6. Гало. На рисунке 7 приведен пример гамма-семейства с гало (эксперимент ПАМИР, гало “Фианит”) [30]. Размер гало может варьироваться от десятков мм^2 до квадратных сантиметров. Гало, приведенное на рис. 7, имеет площадь $S = 1017$ мм^2. Суммарная энергия гамма-квантов составляет $\Sigma E_\gamma = 20$ ПэВ и первичная энергия по оценке равна $4 \cdot 10^{17}$ эВ.

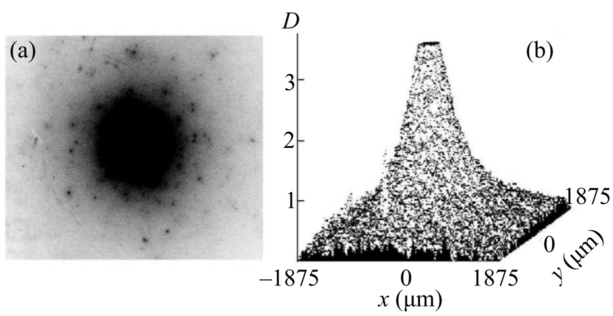

Рис. 7. (a) – Пример гало, полученного в РЭК эксперимента ПАМИР (“Фианит”). (b) – Денситограмма гало “Фианит” [30]

В серии расчетов и экспериментальных работ было установлено, что образование гало связано с электромагнитными процессами, инициированными гамма-квантами высокой энергии. При этом существенную роль в их формировании играют подпороговые кванты.

В совместной работе коллаборации ПАМИР-Чакалтайа [31] отмечается, что для объяснения наблюдаемых характеристик супер-семейств с гало необходимо предполагать изменение ядерных взаимодействий в ШАЛ.

Вывод связан с тем, что в таких семействах наблюдаются кластеры явно электромагнитного происхождения с малыми поперечными импульсами ($P_t \sim$ ~ 10 МэВ), которые в то же время обладают аномально высокой проникающей способностью.

Развитие кластеров в свинце РЭК приводит к образованию сплошного пятна гало, обладающего проникающей способностью адронов. Наличие в кластерах адронов с электромагнитными поперечными импульсами приводит авторов к выводу о необходимости учета новых процессов в области фрагментации.

Зависимость спектра семейств с гало от первичной энергии была получена в эксперименте АДРОН. На рисунке 8 приведено распределение событий с гало в зависимости от $\lg(N_e)$.

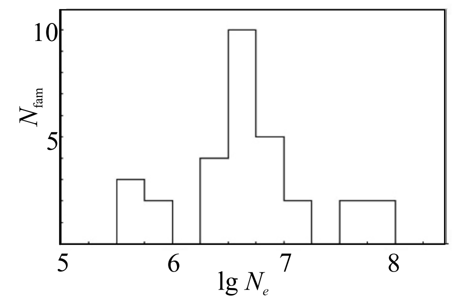

Рис. 8. Распределение семейств гамма-квантов с гало в зависимости от $\lg(N_e)$

Основная доля событий с гало находится в области колена. Максимум распределения находится в области нарушения скейлинга при $N_e \simeq 4 \cdot 10^6$ (~ 10 ПэВ). Можно считать, что это порог энергии образования гало. Результат согласуется с оценкой начальной энергии образования гало в работе [32]. Максимум событий с гало, полученный в эксперименте АДРОН, отмечен звездочкой на рис. 4. Как следует из этого рисунка, событиям с гало соответствует наиболее жесткий спектр гамма-квантов. Их энергия и множественность примерно в четыре раза превышают средние значения для этого интервала N_e.

2.7. Выстроенность ЭВЦ. На рисунке 9 приведены примеры выстроенности ЭВЦ в гамма-семействах. Выстроенность ЭВЦ вдоль прямой нарушает одно из основных геометрических свойств ядерных взаимодействий – изотропию.

Выстроенность ЭВЦ растет с энергией семейств $\sum E_\gamma$ и наблюдается примерно в половине суперсемейств, т.е. становится общей характеристикой взаимодействия, несовместимой со случайной выбор-

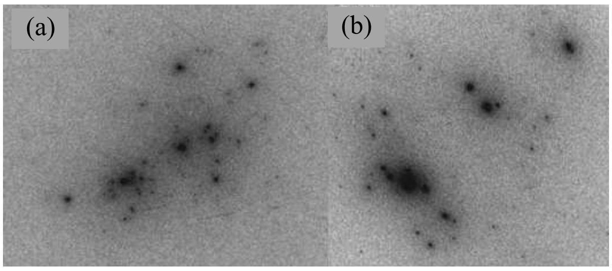

Рис. 9. Примеры выстроенных энергетически выделенных центров в семействах гамма-квантов

кой событий. Объяснить выстроенность тривиальными процессами не удается.

В работе [32] показано, что порог появления выстроенности так же, как и для гало, соответствует энергии ~ 10 ПэВ, т.е. находится в области колена.

2.8. Кентавры. Еще один аномальный эффект наблюдался в РЭК японо-бразильского сотрудничества на горе Чакалтайя (5200 м), состоящей из двух камер, разделенных воздушным зазором 158 см. События, которые были названы Кентаврами, состояли только из заряженных адронов, гамма-кванты практически отсутствовали [27].

Например, в одном из событий (CENTAURO-I) наблюдалось 49 адронов и только один гамма-квант. При этом, согласно оценкам эффективности регистрации, 22 адрона должны были пройти РЭК без взаимодействия.

В экспериментах JACEE и ASγ [17–20] установлена магнитная жесткость обрезания ядерных спектров КЛ $R_{\max} \simeq 0.1$ ПВ. Поэтому галактическая ядерная компонента должна заканчиваться в области энергий ~ 3 ПэВ.

Нарушение скейлинга, наблюдаемое при энергиях, выше 3 ПэВ, означает появление проникающей компоненты КЛ. При этом колено должно формироваться либо легкими ядрами (протонами), ускоренными более эффективным механизмом, чем ускорение на ударных волнах, либо компонентой КЛ иной природы. Протонный вариант исключается данными ASγ об утяжелении состава КЛ в области колена, представленном на рис. 3.

Кроме того, в области колена энергия адронов, генерирующих гамма-семейства, увеличивается [24, 25] и одновременно увеличивается число мюонов [28]. С учетом ускорительных данных [12–16], наблюдаемые эффекты не могут объясняться изменением ядерных взаимодействий. Мюонные данные также противоречат увеличению доли легких ядер (протонов), так как число мюонов при этом должно уменьшаться. Одновременное увеличение энергии адронов и числа мюонов приводит к необходимости выхода за пределы ядерного состава и рассмотрения неядерной компоненты КЛ.

Возможность привлечения частиц неядерной природы ограничена необходимым условием их стабильности (квази-стабильности), так как для КЛ учитываются лишь частицы, которые могут преодолеть космические расстояния от звезд и достичь Земли.

Представляется, что такой вариант только один. Это могут быть частицы гипотетической странной кварковой материи (СКМ) [33, 34]. Вариант возник в связи с открытием кварковой структуры вещества [35, 36] и на основании ряда теоретических работ, например [34], в которых показано, что при больших барионных числах $A = 10^2 - 10^3$ частицы СКМ становятся стабильными и заряженными, именно такие частицы называются странглетами.

Область существования странглетов ограничена. Наличие у них заряда связано с отличием концентраций u-, d- и s-кварков в области относительно малых барионных чисел порядка $A = 10^3 - 10^8$, возникающей из-за большой разницы массы u-, d- и s-кварков. При большем числе кварков в странглете (большем A) концентрации разных кварков выравниваются и частицы СКМ становятся нейтральными. Барионное число нейтральных частиц может расти вплоть до звездной величины $A = 10^{52}$. Такой по сути адрон представляет собой странную кварковую звезду (СКЗ).

Интенсивное образование СКЗ могло происходить при фазовом переходе кварк-глюонной плазмы в адроны в ранней Вселенной, приведшем к разделению вещества на ядерное и кварковое, что закончилось образованием ядерных и кварковых звезд [34]. Свойства таких астрономических объектов различаются кардинально в связи с тем, что в ядерных звездах идут термоядерные процессы синтеза тяжелых ядер, тогда как эволюция кварковых звезд представляется более простой, излучая они остывают с температуры эквивалентной 170 МэВ до, возможно, температуры реликтового излучения. В этом случае, находясь в тепловом равновесии с реликтовым излучением, они могут давать вклад в темную материю [34, 37]. Однако вопрос о скорости остывания и испарения СКЗ пока не решен.

Кроме реликтового варианта, существует возможность современного образования СКЗ. При взрывах сверхновой может оказаться, что нейтронная звезда продолжает сжиматься и переходит в кварковую звезду, так как ее плотность и стабильность превосходит такие же характеристики ядерного вещества (см. обзор [38]).

Если в природе осуществляется фазовый переход от нейтронной звезды к кварковой, то странглеты так же, как и ядра, могут образовываться при взрывах сверхновых. Однако, если существуют реликтовые кварковые звезды, они могут инжектироваться в окружающее пространство при слиянии двойных звездных систем, хотя бы одним участником которой является кварковая звезда. Вывод о присутствии в КЛ странглетов следует также из рассмотрения событий типа Кентавров [27]. В рамках ядерного каскада в этом случае нарушается фундаментальное свойство – изотопическая инвариантность. Чтобы спасти ситуацию, Бьоркен и МакЛерран предположили, что в КЛ есть частицы странной кварковой материи. В этом случае их распад должен порождать струи, состоящие не из пионов, а из гиперонов [33], что объясняет наличие Кентавров.

Учитывая наличие кулоновского барьера, преимуществом обладают нейтральные частицы, в первую очередь π^0-, K^0-, ρ^0-мезоны, нейтроны и гамма кванты. Коэффициент неупругости при этом оказывается маленьким, порядка $K_{\rm in} \simeq 0.001$, а сечение взаимодействия наоборот большим $\sigma_{\rm geo} \sim A^{2/3}$ и для $A = 10^3{-}10^7$ геометрическое сечение $\sigma_{\rm geo} \simeq 1{-}10^3$ барн [24]. При этом длина взаимодействия в воздухе составляет $\lambda_{\rm int} \simeq (A_{\rm air} \cdot m_p)/\sigma_{\rm geo} = 10 - 0.01\,$г/см^2.

На границе стабильности странглеты, состоящие из u-, d-, s-кварков, имеют электрический заряд около $Z = 30$, а их максимальный заряд из-за большого размера может достигать величины $Z \simeq 1000$ при $A \simeq 10^7$. При значениях барионных чисел выше $A = 10^7{-}10^8$ концентрация u-, d-, s-кварков выравнивается, электрический заряд таких адронов обращается в ноль и их ускорение на ударных волнах прекращается. В результате масса странглетов лежит в пределах $A = 10^3{-}10^8$, а электрический заряд в интервале $Z = 30$–1000.

3. Аномалии в КЛ. Расчеты взаимодействия странглетов в рамках КХД сложны, и потому отсутствуют. Однако, учитывая приведенные характеристики странглетов, можно попытаться хотя бы качественно воспроизвести наблюдаемые в КЛ аномалии.

3.1. Ускорение КЛ. Важным преимуществом СКМ модели является одинаковый механизм ускорения на ударных волнах ядер и странглетов, так как по сути странглеты являются квази-ядрами. Учитывая, что электрический заряд странглетов может составлять $Z = 1000$, при магнитной жесткости излома индивидуальных спектров $R = 0.1$ ПВ максимальная энергия КЛ продлевается до $E_0 = 10^{17}$ эВ. При этом длина взаимодействия странглета в атмосфере составляет $\lambda_{\rm int} \simeq 0.01\,$г/см^2, т.е. на ядерной длине взаимодействия порядка $100\,$г/см^2 он провзаимодействует около 10^5 раз. Даже при минимальном коэффициенте неупругости $K_{\rm in} \simeq 0.001$ и с учетом поглощения, можно ожидать, что количество электронов в этом случае окажется не меньшем, чем для ядер $N_e^S \geq N_e^{\rm nucl}$.

Увеличение наклона в спектре КЛ (колено) обусловлено существенно более тяжелым весом квазиядер.

3.2. Спектр КЛ. По оценкам Бъеркена и МакЛеррана [33] ШАЛ, образуемый странглетами, похож по характеристикам на ядерный для группы CNO. Учитывая значительный рост сечения взаимодействия странглетов с увеличением барионного числа A ($\sigma \simeq 100$ барн), можно ожидать, что при максимальной энергии 100 ПэВ они вполне могут образовывать ШАЛ с числом электронов $N_e \sim 10^9$, что обеспечивает согласование галактического и внегалактического спектров КЛ.

Отсутствие странглетов при энергиях ниже 3 ПэВ можно объяснять тем, что часть спектра КЛ выше колена образуется излучением близкого одиночного источника [6, 7, 8], которым может быть странная кварковая звезда [34].

3.3. Нарушение скейлинга. Нарушение скейлинга в области $N_e = 10^6{-}10^7$ довольно естественно объясняется вероятным распадом странглетов на границе стабильности в результате взаимодействия с ядрами воздуха. Локальный характер этой области можно относить за счет увеличения энергии связи странглетов с увеличением барионного числа и возникновением их стабильности относительно взаимодействия для $A = 10^4{-}10^5$.

3.4. Избыток мюонов. Аномальный избыток мюонов возникает из за большого числа взаимодействий странглетов в атмосфере. При относительно малом пороге регистрации мюонов (5 ГэВ) их число будет накапливаться при прохождении странглета через атмосферу и в результате может превысить среднее число мюонов в ядерных ШАЛ. При этом следует ожидать, что максимальное число мюонов окажется в ШАЛ с гамма-семействами, где странглет развалился на сотни гиперонов.

3.5. Гало. Гало имеет электромагнитное происхождение, но обладает большой (адронной) проникающей способностью. При наличии кулоновского барьера у странглета, он должен наиболее эффективно генерировать π^0 и непосредственно гамма-кванты, учитывая отсутствие у них заряда и массы. Образование энергичных гамма-квантов от распада π^0 и интенсивная прямая генерация малоэнергичных (подпороговых) гамма-квантов и является причиной возникновения гало. При этом проникающая способность гало определяется проникающей способностью самого странглета.

3.6. Выстроенность. Выстроенность можно объяснять, например, с помощью капельной модели. Если в области нарушения скейлинга, странглет полностью разваливался, то при больших барионных числах он может распадаться на два стабильных (квазистабильных) странглета. При распаде странглета между его частями должна возникать мощная струна, состоящая из сотен кварк-кварковых струн. Разрыв таких струн должен приводить к рождению кварк-антикварковых пар и формированию мезонов, возникающих вдоль струны.

3.7. Кентавры. События типа Кентавров появляются в связи с распадом странглетов на гипероны, чем объясняется отсутствие π^0-мезонов.

Ситуацию с объяснением природы колена, сложившуюся в настоящее время, можно охарактеризовать следующим образом. Существует две точки зрения. В одной, основанной на изучении электромагнитной компоненты ШАЛ, предполагается, что ядра ускоряются до энергий, определяемых магнитной жесткостью $R \simeq 3$ ПВ. Другая точка зрения основывается на результатах изучения стволов ШАЛ и предполагает, что излом ядерных спектров происходит при магнитной жесткости $R \simeq 0.1$ ПВ, а колено, вплоть до внегалактической компоненты КЛ, формируется странглетами (частицами СКМ). Мы обозначим эти модели как EAS и CORE соответственно. Проблемы существуют в обеих моделях.

Основная проблема EAS модели связана с большой зависимостью результата от модели взаимодействия. Как показали китайские физики в [18], результаты эксперимента KASCADE-Grande могут отличаться в разы (рис. 2) при использовании моделей взаимодействия QGSJET и SIBYLL.

В CORE модели описание взаимодействия странглетов с ядрами воздуха практически отсутствует, поэтому результаты носят качественный характер. С другой стороны, это можно рассматривать как ее преимущество. Эмпирические выводы, лежащие в основе CORE модели, не зависят или слабо зависят от модельных представлений.

4. Экспериментальные подтверждения неядерной компоненты в КЛ. В конечном итоге выбор должен определяться экспериментом. Можно привести два экспериментальных результата, которые могут подтверждать вывод о наличии в КЛ неядерной компоненты.

4.1. Данные о мюонах. В ряде экспериментов наблюдается избыток мюонов (*muon puzzle*) [39, 40]. Анализируя мюонные данные с помощью параметра

$$z = \frac{\ln < N_\mu > - \ln < N_\mu >_p}{\ln < N_\mu >_{Fe} - \ln < N_\mu >_p}, \qquad (1)$$

было обнаружено, что при энергиях выше 10^{17} эВ наблюдаются события с $z > 1$, т.е. в КЛ могут присутствовать первичные частицы тяжелее железа.

4.2. Задержанные ливни. Достаточно давно в ряде экспериментов наблюдаются так называемые задержанные ливни, фронты которых отстоят друг от друга на сотни наносекунд. Впервые обнаружил такие события Джелли с сотрудниками [41]. Результат был подтвержден во многих экспериментах, обзор которых можно найти в [42]. В частности, на уровне моря этот эффект исследовался на установке НИИЯФ МГУ [43–45].

Хотя основная тема обзора связана с регистрацией стволов ШАЛ, наличие запаздывающих ливней является ярким эффектом, который невозможно объяснить развитием обычного ядерного каскада. Предпринятые ранее попытки объяснить его рождением в атмосфере тяжелых адронов потерпели неудачу, так как для объяснения наблюдаемых задержек прихода фронта ШАЛ нужны частицы с массами ТэВ и выше. Сечение рождения таких частиц в атмосфере слишком мало, кроме того такие процессы противоречат теоретическим выводам КХД о ядерных взаимодействиях и ускорительным данным. В то же время гипотеза СКМ предполагает наличие супертяжелых адронов в первичных КЛ. Наиболее детально эффект задержанных ШАЛ исследован на Тянь-Шане.

Регистрация задержанных фронтов ШАЛ на Тянь-Шане впервые была осуществлена В. И. Яковлевым с сотрудниками в высокогорном эксперименте ВЭГА [46]. В дальнейшем эти работы были продолжены на Тянь-Шане Р. У. Бейсембаевым и Н. Г. Вильдановым с сотрудниками на специализированной установке ГОРИЗОНТ-Т [47–49]. В этих работах не только были зарегистрированы задержки фронтов, но и получена важная информация о необычных свойствах таких ливней. Длительность импульсов и плотность частиц в ливнях, регистрируемых отдельными детекторами, оказались существенно меньше, чем предсказывают модели ядерного каскада. Анализ этих данных показал, что при энергиях выше 10^{16} эВ, т.е. в области колена, ШАЛ состоят из отдельных мини-ливней, взаимные задержки между которыми иногда могут достигать значений около микросекунды. Исследования в этом направлении продолжаются, но уже сейчас можно сказать, что наличие нескольких задержанных фронтов в ШАЛ не может объясняться ядерными ливнями.

Таким образом на существование неядерных частиц в первичных КЛ указывают разные эксперименты. Это исследования стволов ШАЛ, мюонов в ШАЛ и пространственно-временных характеристик ШАЛ.

5. Выводы и обсуждение.

○ Основываясь на экспериментальных данных, сформулирована модель состава КЛ, совместимая с магнитной жесткостью $R_{\max} = 0.1$ ПВ.

○ В этом случае, вплоть до объединения с внегалактической компонентой, КЛ представляют из себя смесь ядер и квази-ядер (странглетов).

○ Ядра и странглеты ускоряются единым механизмом на ударных волнах.

○ Не исключено, что внегалактическая компонента также может содержать странглеты [50].

Соответствующий галактический спектр КЛ приведен на рис. 10. Косой штриховкой на этом рисунке выделена внегалактическая компонента КЛ.

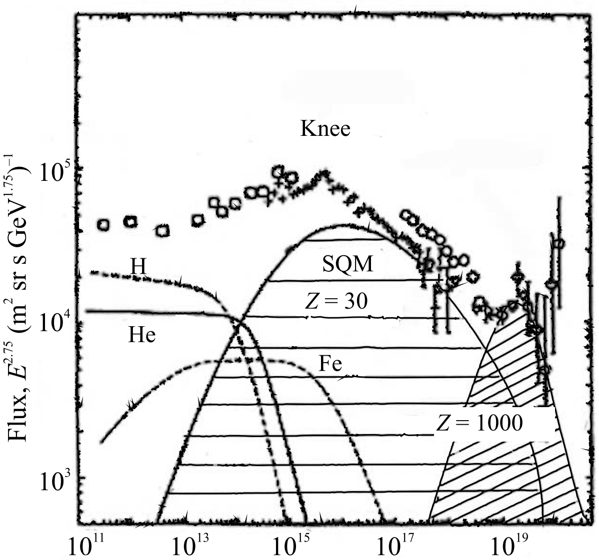

Рис. 10. SQM-модель спектра галактических КЛ, состоящая из ядер и квази-ядер (странглетов). На рисунке 1 [17] новый компонент заменен странглетами

Являются ли странглеты экзотикой? Ответ скорее отрицательный, так как их существование допускается в рамках Стандартной модели. В ряде экспериментов в КЛ наблюдались единичные события, которые можно интерпретировать как странглеты [51–53]. Для окончательного решения вопроса о существовании в природе странной кварковой материи необходимо создание светосильных установок в открытом космосе.

1. Г. В. Куликов, Г. Б. Христиансен, ЖЭТФ **35**3(9), 635 (1958).
2. В. Л. Гинзбург, С. Сыроватский, УФН **88**(3), 485 (1966).
3. Г. Ф. Крымский, Докл. АН СССР **234**(6), 1306 (1977).
4. Е. Г. Бережко, В. К. Елшин, Л. Т. Ксенофонтов, ЖЭТФ **109**, 3 (1996).
5. E. G. Berezhko, S. P. Knurenko, and L. T. Ksenofontov, Astropart. Phys. **36**(1), 31 (2012).
6. A. D. Erlykin and A. W. Wolfendale, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **23**, 979 (1997).
7. A. D. Erlykin and A. W. Wolfendale, Astropart. Phys. **7**, 203 (1997).
8. A. D. Erlykin, A. W. Wolfendale, and M. Lipski, Astropart. Phys. **8**, 283 (1998).
9. J. R. Horandel, Astropart. Phys. **21**, 241 (2004).
10. А. В. Глушков, А. В. Сабуров, Письма в ЖЭТФ **97**(7–8), 514 (2013).
11. А. В. Глушков, А. В. Сабуров, Письма в ЖЭТФ **100**(11–12), 793 (2014).
12. O. Adriani, L. Bonechi, M. Bongi et al. (Collaboration), Phys. Lett. B **703**(2), 128 (2011); DOI: 10.1016/j.physletb.2011.07.077.
13. C. Klein-Bosing and L. McLerran Phys. Lett. B **734**, 282 (2014).
14. O. Adriani, E. Berti, L. Bonechi et al. (Collaboratin), Phys. Rev. D **94**(3), 032007 (2016); DOI: 10.1103/PhysRevD.94.032007.
15. H. Menjo, O. Adriani, E. Berti et al. (Collaboratin), *Proc. 2016 Int. Conf. Ultra-High Energy Cosmic Rays (UHECR2016)*. JPS Conf. Proc., 011017 (2018); DOI: 10.7566/JPSCP.19.011017.
16. H. P. Dembinski, J. C. Arteaga-Velazquez, L. Cazon et al. (Collaboratin), EPJ Web of Conferences 210, 02004 (2019). UHECR 2018; DOI: 10.1051/epjconf/201921002004
17. Y. Takahashi, for the JACEE collaboration, Nuclear Physics B – Proceedings Supplements **60**(3), 83 (1998); DOI: 10.1016/S0920-5632(97)00503-3.
18. M. Amenomori, S. Ayabe, D. Chen et al. (Collaboratin), Adv. Space Res. **37**(10), 1938 (2006); DOI: 10.1016/j.asr.2005.11.018.
19. M. Amenomori, S. Ayabe, D. Chen et al. (Collaboration), Phys. Lett. B **632**(1), 58 (2006); DOI: 10.1016/j.physletb.2005.10.048.
20. M. Amenomori, X. J. Bi, D. Chen et al. (Collaboration), Astrophys. Space Sci. Trans. **7**, 15 (2011); DOI: 10.5194/astra-7-15-2011.
21. V. I. Yakovlev, Nucl. Phys. B **122**, 417 (2003).
22. T. Arisawa, Y. Fujimoto, S. Hasegawa et al. (Collaboration), Nucl. Phys. B **424**(2), 241 (1994); DOI: 10.1016/0550-3213(94)90295-X.

23. Т. П. Аминева, И. П. Иваненко, Н. П. Ильина и др. (Collaboration), Известия АН СССР. Серия физическая **53**(2), 277 (1989).
24. S. B. Shaulov, in Proc. Conf. Heavy Ion Phys. **4**, 403 (1996).
25. S. B. Shaulov, L. I. Vil'danova, E. A. Kupriyanova et al. (Collaboration), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **48**, 125202 (2021); DOI: 10.1088/1361-6471/ac2e58.
26. M. Tamada, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **20**, 487 (1994).
27. C. M. G. Lattes, Y. Fujimoto, and S. Hasegawa, Phys. Rep. **65**(3), 151 (1980); DOI: 10.1016/0370-1573(80)90165-9.
28. A. L. Shepetov, S. B. Shaulov, O. I. Likiy et al. (Collaboration), Astropart. Phys. **133**, 102642 (2021); DOI: 10.1016/j.astropartphys.2021.102642.
29. S. I. Nikolsky, Energy spectrum of primary cosmic rays, *Proc. of Int. Symp. on cosmic rays and particle physics, March 19–23, 1984*, Tokyo, p. 507.
30. V. M. Maximenko, V. S. Puchkov, S. E. Pyatovsky et al. (Collaboration), arXiv:1805.00971 [hep-ex]; DOI: 10.48550/arXiv.1805.00971.
31. L. T. Baradzei, A. S. Borisov, K. V. Cherdyntseva et al. (Collaboration), Nucl. Phys. B **370**(2), 365 (1992); DOI: 10.1016/0550-3213(92)90291-I.
32. R. A. Mukhamedshin, V. S. Puchkov, S. E. Pyatovsky et al. (Collaboration), Astropart. Phys. **102**, 32 (2018); DOI: 10.1016/j.astropartphys.2018.05.005.
33. J. D. Bjorken and L. D. McLerran, Phys. Rev. D **20**, 2353 (1979).
34. E. Witten, Phys. Rev. D **30**, 272 (1984).
35. G. Zweig, CERN Reports N8182/TH **401**, 24 (1964).
36. M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
37. В. А. Рябов, В. А. Царев, А. М. Цховребов, УФН **178**(11), 1 (2008).
38. F. Weber, Prog. Part. Nucl. Phys. **54**, 193 (2005).
39. A. A. Petrukhin, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **692**, 228 (2012).
40. J. Albrecht, L. Cazon, H. Dembinski et al. (Collaboration), Astrophys. Space Sci. **367**, 27 (2022); DOI: 10.1007/s10509-022-04054-5.
41. J. V. Jelly and W. J. Whitehouse, Proc. Phys. Soc. A **66**, 454 (1953).
42. В. Б. Атрашкевич, О. В. Веденеев, Г. В. Куликов и др. (Collaboration), Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ), сер. тех. физ. эксп. **3**(29), 47 (1986).
43. V. B. Atrashkevich, O. V. Vedeneev, G. K. Garipov et al. (Collaboration), Izvestiya Akademii nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya **58**(12), 98 (1994).
44. Г. К. Гарипов, А. А. Силаев, Ядерная физика **83**(3), 235 (2020).
45. Г. К. Гарипов, Изв. РАН, сер. физ. **85**(8), 1173 (2021).
46. В. И. Яковлев, М. И. Вильданова, Н. Г. Вильданов, Письма в ЖЭТФ **85**(1–2), 111 (2007); eLIBRARY ID: 9513308.
47. R. U. Beisembaev, Y. N. Vavilov, and M. I. Vil'danova, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **75**, 354 (2011); DOI: 10.3103/S1062873811030117.
48. D. Beznosko, R. Beisembaev, and K. Baigarin, EPJ Web of Conferences **145**, 14001 (2017); DOI: 10.1051/epjconf/201714514001.
49. R. U. Beisembaev, E. A. Beisembaeva, O. D. Dalkarov et al. (Collaboration), Phys. Atom. Nuclei **82**, 330 (2019); DOI: 10.1134/S1063778819040057.
50. P. Kankiewicz, M. Rybczynski, Z. Wlodarczyk et al. (Collaboration), Astrophys. J. **839**, 31 (2017); DOI: 10.3847/1538-4357/aa67ee.
51. T. Saito, Y. Hatano, Y. Fukada, and H. Oda, Phys. Rev. Lett. **65**(17), 2094 (1990).
52. M. Ichimura, E. Kamioka, M. Kitazaw et al. (Collaboration), Il Nuovo Cimento A **106**(6), 843 (1993).
53. P. B. Price, E. K. Shirk, W. Z. Osborne, and L. S. Pinsky, Phys. Rev. D **18**(5), 1382 (1978).