

Հ  
SECRET  
ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-513(56)-81

Տ.Գ.ՄԱՏԻՆՅԱՆ

ՓԻԶԻԿԱ ԿՕՍՄԻԿԵՍԻԿԻ ԼՈՒՇԵՅ ՏՎԵՐԽՎՅՍՈՒԿԻ  
ՔՆԵՐԴԻՅ Ի ՏՕՎՐԵՄԵՆՆԱՅ ԹԵՕՐԻՅ ԷԼԵՄԵՆՏԱՐՆԻԿ  
ՇԱՏԻՇ

ԵՐԵՎԱՆ 1981 ԵՐԵՎԱՆ

ФФМ-513(56)-81

УДК.537.591:539.1.12

С.Г.МАТИНЯН

ФИЗИКА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И  
СОВРЕМЕННАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.

Рассмотрены перспективы исследований взаимодействий в  
космических лучах сверхвысоких энергий с точки зрения теорий  
великого объединения и внутренней структуры кварков и лептонов

Ереванский физический институт

Ереван 1981

EDM-5I3(56)-8I

S.G.MATINYAN

SUPERHIGH ENERGY COSMIC RAYS PHYSICS  
AND THE MODERN THEORY OF ELEMENTARY PARTICLES

Prospects of investigation of interactions in cosmic rays of superhigh energies from the viewpoint of grand unification theories and inner structure of quarks and leptons are considered.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1981

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БФИ-513(56)-81

С.Г.МАТИНЯН

ФИЗИКА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И  
СОВРЕМЕННАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ  
ЧАСТИЦ.

Ереван 1981

© *Ереванский физический институт, 1981*

Развитие и широкое распространение идеи великого объединения кварков и лептонов ставят ряд задач перед физикой космических лучей сверхвысоких энергий.

Правда, если реализуются "классические" схемы объединений, основанные на  $SU(5)$  - или  $SO(10)$  - симметрии с их "плато" в интервале от  $10^2$  ГэВ до  $10^{14}$  ГэВ, то на первый взгляд кажется, что грандиозные установки будущего десятилетия типа АНИ [1] должны быть нацелены на те качественные отклонения (сюрпризы), которые здесь может принести - при общей правильности этих схем с "плато" - Природа. Тем не менее, даже при таком обороте дел, здесь имеет место обилие проблем, важность которых оправдывает создание гигантских установок, нацеленных на изучение адронных и лептонных взаимодействий с энергией  $10^3 - 10^6$  ТэВ в космических лучах.

Здесь, в первую очередь, следует упомянуть идею техникolora (гиперцвета) [2] и её дальнейшее развитие (обобщенный техникolor [3]), обеспечивающую динамическое нарушение калибровочных симметрий с тем, чтобы избежать по целому ряду соображений нежелательных хиггсовских элементарных скалярных полей [2], дающих

спонтанное нарушение симметрий.

Новое сильное взаимодействие, связанное с техникolorом, характеризуется масштабом энергии порядка 1 ТэВ, при котором его константа становится порядка единицы. При этом образуется конденсат пар безмассовых техникварков, что приводит к спонтанному нарушению киральной симметрии и, стало быть, к трем безмассовым голдстоуновским бозонам (технипионам), благодаря смешиванию которых с калибровочными бозонами электрослабой группы ( $W^\pm, Z^0$ ) возникает требуемая масса последних (именно этим определяется масштаб  $\Lambda$  т.с.  $\approx 1$  ТэВ). Расширение [3] модели приводит к возможности генерации масс фермионов и к новому, более высокому, масштабу энергии  $\Lambda_{\text{е.т.с.}} \sim 100$  ТэВ.

#### Идеи техницвета.

Таким образом, отходя от "классических" схем, можно прийти к промежуточным масштабам энергии ( $\Lambda$  т.с.;  $\Lambda$  е.т.с.  $\ll 10^{14}$  ГэВ) и к обилию новых "легких" частиц: бозоны (цветные технипионы и техниета) с массой в районе 200-250 ГэВ, техниклептокварки ( $m \sim 150$  ГэВ), техниаксионы ( $m \sim 10$  ГэВ) и т.д., которые могут распадаться на мюоны, приводя к увеличению выхода "прямых" (не пионных (каонных)) мюонов в области энергий  $10^2 - 10^3$  ТэВ.

В модели техницвета массы  $W^\pm, Z^0$  - бозонов получаются благодаря их связи с технипионами. Если взаимодействие между последними сильное (аналогичное взаимодействию между пионами), то промежуточные бозоны при энергиях  $\gtrsim 1$  ТэВ будут также сильно взаимодействовать, приводя к новому явлению - множественному рождению  $W^\pm, Z^0$  - бозонов.

Следует, однако, иметь в виду, что такое явление может иметь место и вне рамок концепции техницвета.

Если масса хиггсовского бозона велика ( $m_H \gg m_W$ ), то так как  $m_H \sim \sqrt{\lambda \eta}$ ,  $\eta \sim G^{-1/2} \sim 0.250 \text{ ТэВ}$ ,  $\lambda$  - константа самодействия хиггсовских бозонов - становится большой, и, начиная с  $E \gtrsim 1 \text{ ТэВ}$ , должно иметь место сильное взаимодействие скалярных и векторных бозонов (Вельтман) на расстояниях  $z \lesssim 10^{-17} \text{ см}$ , что должно привести к возникновению целого семейства характерных резонансов в тераэлектронвольтовой области.

Что касается технибарионов, то вполне возможно, что некоторые из них стабильны. Тогда их можно попытаться увидеть в космических лучах.

При этом, если они слабо взаимодействуют с обычной материей, то могут проявиться как проникающие тяжелые лептоны. Если же они имеют сильные взаимодействия с обычной материей, то среди адронов космических лучей должна наблюдаться тяжелая запаздывающая компонента.

Наличие таких стабильных тяжелых технибарионов  $X$  может иметь ряд важных последствий в нуклеосинтезе, связанных с возможностью внедрения в ядра нейтральных объектов типа  $X^0 P$ .

Характерной чертой моделей обобщенного техникolorа является унификация кварков и лептонов уже на уровне  $\gtrsim 100 \text{ ТэВ}$ , если мы хотим избежать ненаблюдаемые очень легкие голдстоуновские частицы [3,4].

Такое "раннее" объединение приведет, в принципе, к переходам между кварками и лептонами  $q \leftrightarrow l$  за счет испускания технибозонов. Следует отметить, что такие переходы будут иметь место и без введения техницвета в ряде моделей великого объе-

динения (см., например, [5]), где лептокварки  $X$  - калибровочные бозоны теории имеют массу в районе 10-100 ТэВ, а не  $10^{11}$  ТэВ, как в  $SU(5)$  ( $SO(10)$ ).

Прямые переходы  $q \leftrightarrow \ell$  при энергиях в десятки и сотни тераэлектронвольт будут доминировать над стандартным аннигиляционным механизмом Дрелла-Яна образования лептонных пар  $q\bar{q} \rightarrow \ell\bar{\ell}$ , ибо в последнем случае сечение процесса, как сечение всякого аннигиляционного процесса, убывает при высоких энергиях, тогда как  $t$  - канальный механизм перехода  $q \leftrightarrow \ell$  такой дополнительной малости не имеет.

В результате в экспериментах с космическими лучами сверхвысоких энергий следует ожидать не только избыточного образования прямых лептонов в адронных столкновениях, но и образования адронов в чисто мюонных процессах (например, глубоко под землей должны наблюдаться кварковые адронные струи). При достаточно больших энергиях мир техникolora приведет, на новом количественном уровне, к мультипериферической картине, так хорошо описывающей мир обычных адронов (пионы и нуклоны).

#### Структура кварков и лептонов.

Возможность перехода кварков в лептоны и лептонов в кварки, имеющая место в схемах великого объединения, в конечном счете должна свестись к общей для этих частиц структуре, определяемой их составляющими (преоны [6]; см. также работы [7], где в каждой из них дается свое название этим субкварковым (сублептонным) составляющим).

Эксперимент устанавливает верхний предел точечности  $\Lambda^{1-1}$  лептонов. Измерение  $q - 2$  лептонов и верхний предел вероят-

ности перехода  $\mu \rightarrow e\gamma$  [8] дает, что  $\Lambda' > 10^2$  ТэВ.

Иными словами, структура лептонов (общая со структурой кварков) может определяться опять-таки масштабом энергии  $\geq 1$  ТэВ.

Исходя из этого, следует ожидать, что в процессе, где переданный импульс  $q \gg \Lambda'$ , должна возникнуть новая, дополнительная и отличная от кварк-глюонной картина взаимодействия, в которой вторичные частицы имеют поперечные импульсы  $P_{\perp} \gg \Lambda_c \approx R^{-1}$  ( $R$  - размер адрона,  $\Lambda_c^{-1}$  - радиус конфинмента цвета).

При энергиях порядка  $10^2 - 10^3$  ТэВ такой механизм должен привести к большому числу вторичных частиц с большими  $P_{\perp}$ , события должны стать, в отличие от кварк-глюонного механизма, существенно некомпланарными [8]. Число вторичных лептонов должно резко возрасти и стать сравнимым, хотя и меньшим, чем число пионов, общая множественность должна резко подскочить.

При еще больших энергиях ( $> 10^3$  ТэВ) должны наблюдаться и адронные струи, инициированные этими субкварковыми (сублептонными) составляющими, что могло бы дать многоствольные широкие атмосферные ливни (ШАЛ) с большими  $P_{\perp}$ .

В заключение отметим, что некоторые эксперименты указывают на явления, схожие с теми, которые должны иметь место в описанной выше картине субкварковых (сублептонных) составляющих (многоствольные ШАЛ с большими  $\langle P_{\perp} \rangle \approx 10^2$  ГэВ [9], большая множественность мюонов под землей [10], случаи, имитирующие ядерные взаимодействия мюонов [11]).

Есть, конечно, целый ряд эффектов, которые могут проявиться в ядерных взаимодействиях космических лучей сверхвысоких энергий, связанных с "обычной", неэкзотической физикой, в основе

которой лежат принципы квантовой хромодинамики (КХД)

Например, возьмем глюонные струи, которые обнаружены в  $e^+e^-$  - аннигиляции и которые могут рождаться и в адронных столкновениях.

Увеличение доли глюонов с ростом энергии в принципе должно изменить структуру конечных адронных состояний, ибо фрагментация глюона в адроны отличается от фрагментации кварка. В частности, глюонная струя, по-видимому, обогащается изосинглетными мезонами ( $\eta'$ , ...) (глюоний!), что должно привести к увеличению, с ростом энергии, доли энергии, уносимой  $\chi$  - квантами. Данные по  $e^+e^-$  - аннигиляции определенно указывают на такую тенденцию в интервале энергии 12 ГэВ  $\div$  35 ГэВ. По аналогии с  $e^+e^-$  - аннигиляцией следует ожидать также рост выхода барионов с энергией. С другой стороны, в глюонной струе должно быть меньше мезонов, чем в кварковых.

КХД предсказывает также увеличение выхода прямых фотонов с энергией и  $P_1$ . Это должно проявиться в аномальном развитии электронно-фотонной компоненты ШАЛ при энергиях  $\gtrsim 10^2$  ТэВ, когда в неё выделяется большая доля энергии ШАЛ, что может служить альтернативой по отношению к другому возможному источнику этого явления - ядра железа Fe - в первичной компоненте (Ф.Хальзен, 1980).

Интересным представляется явление лидирования тяжелых кварков, предсказываемое также КХД, и возможность регистрации рожденных или струй (например, по жестким мезонам от распада тяжелых частиц).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дикольский С.И. и др. Исследование взаимодействий адронов. Проект эксперимента АН1, 1979, Препринт ЕФМ-358(15)-79.
2. Susskind L. Hot quark soup 1978, SLAC-PUB-2070; Weinberg S. Implications of dynamical symmetry breaking.- Phys. Rev. 1978, vol. D19, p. 1277-1280.
3. Dimopoulos S., Susskind L. Mass without scalars.- Nucl. Phys. 1979, vol. B155, p. 237-252.
4. Dimopoulos S. Technicolored signatures.- Nucl. Phys. 1980 vol. B168, p. 69-92.
5. Pati J., Salam A. Quark-lepton unification and proton decay, Trieste 1980, IC/80/72.
6. Pati J., Salam A. Lepton numbers as the fourth "color",- Phys. Rev. 1974, vol. D10, p. 275-289.
7. Pati J. Preprint 1980, Orissa, India; Harari H. A schematic model of quarks and leptons.- Phys. Lett. 1979, vol. 86B, p. 83-86; Shuppe M.A. A composite model of leptons and quarks.- Phys. Lett. 1979, vol. 86B, p. 87-92.
8. De Rujula A. Glints: A Signature of Quark and Lepton Substructure.- Phys. Lett. 1980, vol. 96B, No. 3-4, p.279-284.
9. Sakata M. et al. Large  $P_1$  Multicolored EAS Observed by the 54m<sup>2</sup> Spark Chambers.- Proc. 16 Intern. Cosmic Ray Conf., Kyoto 1979, vol. 13, p. 200.
10. Krishnaswamy M.R. et al. Parallel Muons of Large Multiplicity at a Depth of 3375 hg/cm<sup>2</sup>.- ibid., 1979, vol.13, p.378,

- 383; Nechin Yu.A., Khristiansen G.B. Rapid Generation of Muons in Nuclear Interactions of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays.- *ibid.*, 1979, vol. 10, p. 146.
11. Minorikawa Y., Kitamura T., Kobayakawa K. On the Estimation of the Muon Nuclear Energy Loss Parameter  $B_N$ .- *ibid.* 1979, vol. 10, p. 240.

Рукопись поступила 30-го ноября 1981 г.



индекс 3624