

## ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

# Универсальность адронных сечений при ультравысоких энергиях

В.В. Анисович

*Представлен текущий статус дифракционных столкновений адронов при ультравысоких энергиях. Обсуждается универсальность полных сечений Грибова в терминах профиль-функции и  $K$ -матричной функции в пространстве прицельных параметров.*

**Ключевые слова:** адронные сечения, ультравысокие энергии, партонные диски

PACS numbers: 13.75.Cs, 13.85.Lg, 14.20.Dh

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510c.1043

## Содержание

1. Введение (1043).
  2. Асимптотический режим чёрного диска (1044).
  3. Профиль-функция амплитуды рассеяния в пространстве прицельного параметра и  $K$ -матричное представление (1044).
  4. Асимптотический режим резонирующего диска (1046).
  5. Заключение. Универсальность сечений Грибова (1046).
- Список литературы (1046).

## 1. Введение

Более 40 лет тому назад, в 1973 г., Грибов предсказал [1] универсальность всех адронных сечений:

$$\sigma_{\text{tot}}(\text{pp}) : \sigma_{\text{tot}}(\text{пр}) : \sigma_{\text{tot}}(\text{пл}) = 1 : 1 : 1 \text{ при } \sqrt{s} \rightarrow \infty. \quad (1)$$

В те времена данные при энергиях 50–500 ГэВ [2–4] указывали на другой результат (соотношение Левина–Франкфурта [5]):

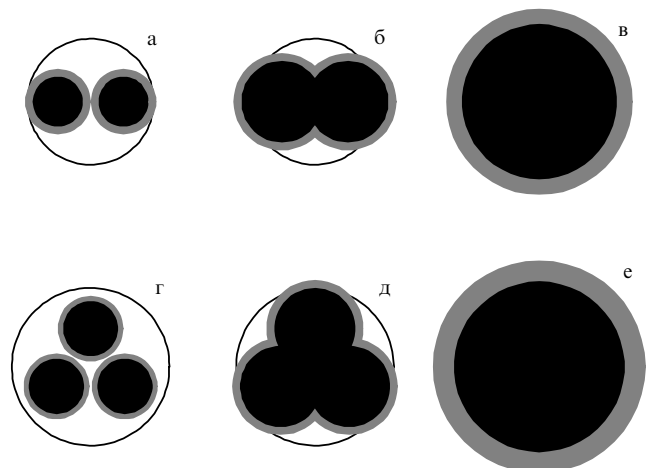
$$\sigma_{\text{tot}}(\text{pp}) : \sigma_{\text{tot}}(\text{пр}) : \sigma_{\text{tot}}(\text{пл}) \simeq 9 : 6 : 4.$$

Ситуация изменилась позднее, когда появились данные ISR (Intersecting Storage Rings) [6–10], которые определённо указывали на возрастание полных сечений  $\sigma_{\text{tot}}$  с увеличением энергии столкновений  $\sqrt{s}$ . Это подразумевало существование глюонных (или глюобольных) партонных облаков как источников роста полных сечений.

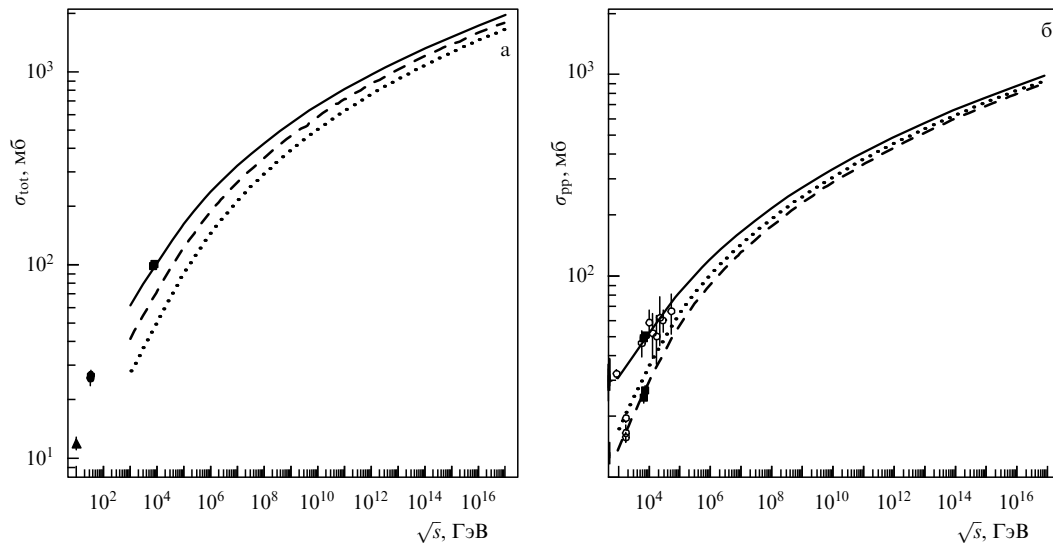
**В.В. Анисович.** Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Орлова роща, 188300 Гатчина, Ленинградская обл., Российская Федерация  
E-mail: anisovic@thd.pnpi.spb.ru

Статья поступила 4 мая 2015 г.,  
после доработки 12 июня 2015 г.

Современные данные, полученные на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider, LHC) [11–14], и данные по космическим лучам [15] согласуются с такой картиной. Валентные кварки, являясь первопричиной формирования партонных облаков, дают при умеренно высоких энергиях полные сечения, пропорциональные числу сталкивающихся кварков [5]. С увеличением энергии партонные плотности возрастают, возрастает и размер облаков. При энергиях LHC партонные облака начинают перекрываться, что приводит к появлению чёрного пятна в профиль-функции (рис. 1). В результате изменению должны подвергнуться не только полные сечения — перестройка партонных облаков с возрастанием энергии должна приводить и к изменению сечений



**Рис. 1.** Вид профиль-функций в пространстве прицельных параметров для мезонов и протонов и их трансформации с возрастанием энергий. (а, г) Партонные облака при умеренно высоких энергиях — картина соответствует аддитивной модели Левина–Франкфурта [5]. (б, д) Картина партонных облаков при энергиях LHC, когда происходит частичное перекрытие облаков и возникает "чёрное пятно". (в, е) Картина в области энергий космических лучей — сформированы универсальные чёрные диски.



**Рис. 2.** (а) Полные сечения  $\sigma_{\text{tot}}(pp)$  (сплошная кривая),  $\sigma_{\text{tot}}(p-p)$  (штриховая кривая) и  $\sigma_{\text{tot}}(p-\pi)$  (пунктирная кривая) в моде чёрного диска. Экспериментальные данные: квадраты (pp) — [11], кружки (p-p) — [27], треугольники (p- $\pi$ ) — [28]. (б) Протон-протонные столкновения:  $(1/2) \sigma_{\text{tot}}(pp)$  (сплошная кривая),  $\sigma_{\text{el}}(pp) + 2\sigma_{D(p)}(pp)$  (пунктирная кривая) и  $\sigma_{\text{el}}(pp)$  (штриховая кривая). Для  $(1/2) \sigma_{\text{tot}}(pp)$  и  $\sigma_{\text{el}}(pp)$  кружками показаны экспериментальные данные [6–11, 15], вычисленные кривые взяты из [22, 23].

рождения частиц; такие трансформации спектров в области фрагментационного рождения обсуждались в [16, 17].

Появление чёрного пятна в профиль-функции при энергии ЛНС обсуждалось и комментировалось в большом числе работ, посвящённых возрастанию полных сечений при ультравысоких энергиях (см. [18–24] и приведённые там ссылки). Мода чёрного диска соответствует некогерентному взаимодействию партонов сталкивающихся адронов.

## 2. Асимптотический режим чёрного диска

Если асимптотический режим реализуется модой чёрного диска, то поведение адронных сечений при ультравысоких энергиях предсказывается их поведением в предасимптотической области и ограничениями, налагаемыми условиями унитарности и аналитичности амплитуды. Такая модель была предложена Дахно и Никоновым в работе [25]. Модель Дахно–Никонова учитывает кварковую структуру адронов, глюонную природу  $t$ -канальных взаимодействий и эффекты цветового экранирования в столкновениях. Модель может рассматриваться как распространение эйконольного приближения Гуда–Уокера (Good–Walker) [26] на континуальное число каналов. Приложение модели [25] к области асимптотических энергий проведено в [22, 23].

Возрастание полных сечений в моде чёрного диска показано на рис. 2а для  $\sigma_{\text{tot}}(pp)$ ,  $\sigma_{\text{tot}}(p-p)$ ,  $\sigma_{\text{tot}}(p-\pi)$ . Видно, что соотношение (1) выполняется с 15%-ной точностью при  $\sqrt{s} \sim 10^{15}$  ГэВ. Для сравнения на рис. 2б приведены протон-протонные характеристики, которые для моды чёрного диска соотносятся как

$$\frac{1}{2} \sigma_{\text{tot}}(pp) : \sigma_{\text{el}}(pp) : \sigma_{\text{el}}(pp) + 2\sigma_{D(p)}(pp) = 1 : 1 : 1,$$

такое соотношение выполняется с 15%-ной точностью при намного меньших энергиях,  $\sqrt{s} \sim 10^7$  ГэВ. Это указывает, что универсальное поведение полных сечений

наступает при энергиях, при которых поперечные размеры облаков партонов существенно превышают размеры статичных адронов.

Асимптотическое возрастание партонного диска определяется параметрами лидирующей  $t$ -канальной сингулярности: интерсептом померона,  $\alpha(0) = 1 + \Delta$ , где  $\Delta \simeq 0,25 - 0,30$ , и наклоном померонной траектории  $\alpha'_p$ . Лидирующий померон сформирован эффективными глюонами (G), которые имеют большую массу,  $m_G \sim 700 - 1000$  МэВ [29, 30]. Параметр наклона померонной траектории мал,  $\alpha'_p \simeq (0,13 - 0,25) \text{ ГэВ}^{-2} \sim 1/(4m_G^2)$ , что отвечает тяжёлому померону (Грибов [31]). Эти характеристики лидирующего померона дают величину радиуса чёрного диска  $R_{\text{black disk}} \simeq 2\sqrt{\Delta\alpha'_p} \ln s$ , где  $2\sqrt{\Delta\alpha'_p} \simeq 0,08$  фм [22, 23].

Унитаризация амплитуды в  $s$ -канале подавляет сильную померонную сингулярность, трансформируя её в многопомеронную. Таким образом, здесь мы наблюдаем пересечение проблем глюонного состава  $t$ -канального обмена при ультравысоких энергиях и физики глюонных состояний, глоболов. В настоящее время глобальные состояния являются предметом активных обсуждений (см., например, [32–34] и приведённые там ссылки). Изучение глобальных состояний и состояний с богатыми глюонными компонентами типа  $\sigma$ -мезона весьма информативно для исследования сингулярности конформанта [35, 36]. Большая величина массы мягкого эффективного глюона и медленное возрастание радиуса чёрного диска при ультравысоких энергиях оказываются взаимосвязанными явлениями.

## 3. Профиль-функция амплитуды рассеяния в пространстве прицельного параметра и $K$ -матричное представление

Мода чёрного диска обычно обсуждается в терминах профиль-функции и оптической плотности, при рассмотрении других асимптотических режимов весьма удобно использовать  $K$ -матричное представление амплитуды

рассеяния. Профиль-функция в представлении прицельного параметра,  $T(b)$ , при высоких энергиях выражается как

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &= 2 \int d^2b T(b), \\ A_{\text{el}}(\mathbf{q}_\perp^2) &= i \int d^2b \exp(i\mathbf{bq}_\perp) T(b), \quad 4\pi \frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\mathbf{q}_\perp^2} = |A_{\text{el}}(\mathbf{q}_\perp^2)|^2, \\ T(b) &= 1 - \eta(b) \exp(2i\delta(b)) = 1 - \exp\left(-\frac{1}{2}\chi(b)\right) = \\ &= \frac{-2iK(b)}{1 - iK(b)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $A_{\text{el}}(\mathbf{q}_\perp^2)$  — амплитуда упругого рассеяния. Профиль-функция может быть представлена либо в стандартном виде с использованием параметра неупругости  $\eta(b)$  и фазового сдвига  $\delta(b)$ , либо в терминах оптической

плотности  $\chi(b)$  и  $K$ -матричной функции  $K(b)$ . Приближение  $K$ -матрицы основывается на выделении упругих перерассеяний в промежуточных состояниях амплитуды, поэтому функция  $K(b)$  содержит только многочастичные состояния, являясь, таким образом, комплексной величиной. Малая величина  $\text{Re } A_{\text{el}}/\text{Im } A_{\text{el}}$  при высоких энергиях говорит нам, что функция  $K(b)$  — доминантно-мнимая.

На рисунках 3а и 4а показаны профиль-функция  $T(b)$  и  $K$ -матричная функция  $-iK(b)$  для pp-столкновений в моде чёрного диска. Функция  $-iK(b)$  в области предасимптотических энергий,  $\sqrt{s} \leq 1$  ТэВ, увеличивается с возрастанием энергии, являясь сконцентрированной при  $b < 1$  фм. Режим чёрного диска для ультравысоких энергий означает "замораживание"  $K$ -матричной функции,  $-iK(b) \rightarrow 1$ , в области диска.

Но мода чёрного диска не приводит полные сечения к максимальным значениям — максимальные полные сечения реализуются при  $-iK(b) \rightarrow \infty$  и  $T(b) \rightarrow 2$  [37–39].

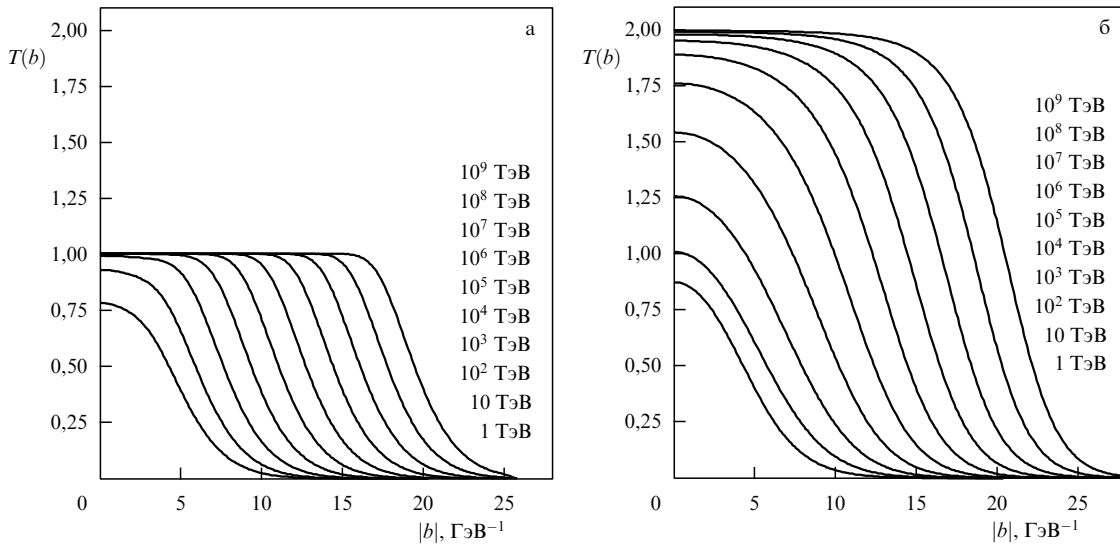


Рис. 3. Профиль-функции  $T(b)$  при  $\sqrt{s} = 1, 10, 10^2, \dots, 10^9$  ТэВ для (а) режима чёрного диска:  $T(b) \rightarrow 1$  [23], и (б) режима резонирующего диска:  $T(b) \rightarrow 2$  [39]. При  $\sqrt{s} = 1-10$  ТэВ профиль-функции в обоих модах примерно одинаковы.

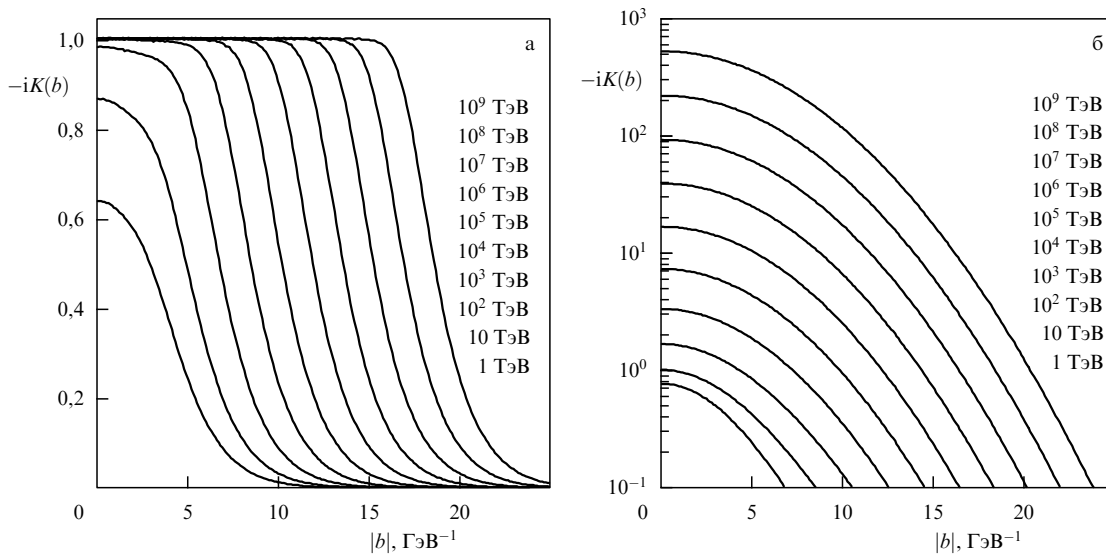


Рис. 4. Вычисленная  $K$ -матричная функция  $-iK(b)$  при энергиях  $\sqrt{s} = 1-10^9$  ТэВ в модах: (а) чёрного диска ( $[-iK(b)]_{\ln s \rightarrow \infty} \rightarrow 1$  при  $b < R_0 \ln s$ ) и (б) резонирующего диска ( $[-iK(b)]_{\ln s \rightarrow \infty} \rightarrow \infty$  при  $b < R_0 \ln s$ ). (Из работы [39].)

#### 4. Асимптотический режим резонирующего диска

Если возрастание  $-iK(b)$  продолжится с увеличением энергии, то область взаимодействия превратится в резонирующий диск. Профиль-функция  $T(b)$  и  $K$ -матричная функция  $-iK(b)$  для резонирующего диска показаны на рис. 3б, 4б. В этом случае имеем асимптотическое возрастание:

$$\sigma_{\text{tot}}(\text{pp}) \sim \ln^2 s, \quad \sigma_{\text{el}}(\text{pp}) \sim \ln^2 s, \quad \left[ \frac{\sigma_{\text{el}}(\text{pp})}{\sigma_{\text{tot}}(\text{pp})} \right]_{s \rightarrow \infty} \rightarrow 1$$

(рис. 5). Область резонирующего диска окружена чёрным кольцом (рис. 6), что приводит к относительно медленному возрастанию неупругих сечений:  $\sigma_{\text{inel}}(\text{pp}) \sim \ln s$ ,  $\sigma_{\text{D}}(\text{pp}) \sim \ln s$ ,  $\sigma_{\text{DD}}(\text{pp}) \sim \ln s$ .

Определённо видно (см. рис. 5), что при  $\sqrt{s} \sim 1-10$  ТэВ описание экспериментальных данных не чувствительно к выбору версии диска, начальные стадии возрастания сечений весьма похожи в обеих модах. Различия заметны при  $\sqrt{s} \sim 10^3-10^4$  ТэВ.

Действительно, при энергиях  $\sqrt{s} \sim 10$  ТэВ чёрное облако заполняет область статического адрона,  $b \leq 1$  фм, и

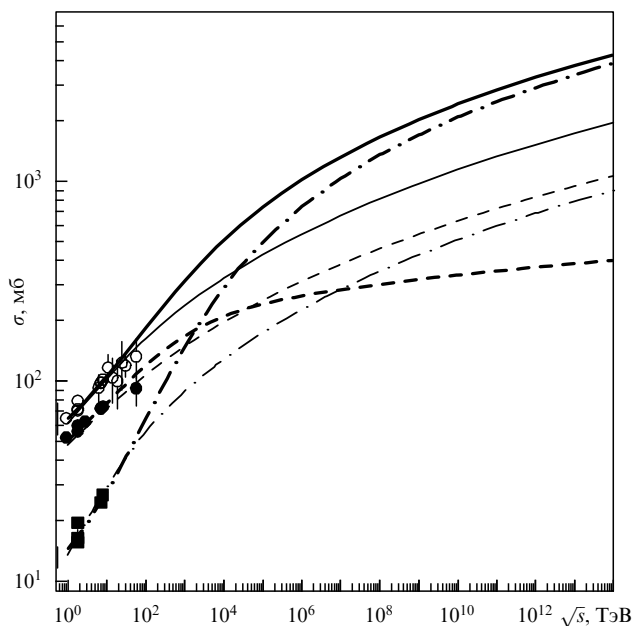


Рис. 5. Полные, упругие и неупругие сечения в модах резонирующего диска (жирные кривые) и чёрного диска (тонкие кривые): светлые кружки и сплошные кривые относятся к  $\sigma_{\text{tot}}$ , квадраты и штрихпунктирные кривые — к  $\sigma_{\text{el}}$ , тёмные кружки и штриховые кривые — к  $\sigma_{\text{inel}}$ .

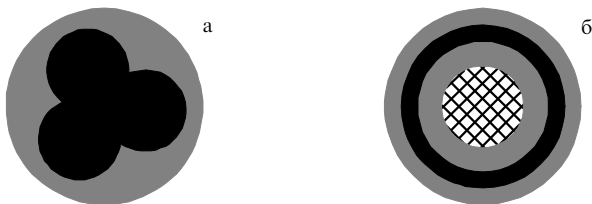


Рис. 6. Мода резонирующего диска, картина протона в пространстве прицельного параметра: (а) чёрное пятно появляется при энергиях ЛНС, (б) с возрастанием энергии пятно трансформируется в чёрный пояс, окружающий пространство с максимальным упругим рассеянием, — это область резонирующего диска.

это происходит в обеих модах (см. рис. 3, 4): профиль-функции  $T(b)$  практически совпадают, так же как и  $-iK(b)$ . Соответственно, совпадают и  $\sigma_{\text{tot}}$ ,  $\sigma_{\text{el}}$ ,  $\sigma_{\text{inel}}$  (см. рис. 5).

Различия оказываются заметными при  $\sqrt{s} \sim 1000$  ТэВ: в области таких энергий  $T(b) \simeq 1,5$  при  $b \lesssim 0,5$  фм, а чёрная зона сдвигается в область  $b \simeq 1,0-1,5$  фм (рис. 3б). С дальнейшим увеличением энергии радиус чёрного пояса возрастает как  $2\sqrt{\Delta\alpha'} \ln s$ . Картина партонного облака в моде резонирующего диска показана на рис. 6.

Степень возрастания сечений в обеих модах определяется лидирующими сингулярностями, и фитирование экспериментальных данных при  $\sqrt{s} \sim 1-10$  ТэВ даёт приблизительно одинаковые значения  $\Delta$  и  $\alpha'$  в обеих модах, приводя тем самым к одинаковым радиусам дисков:  $R_{\text{black disk}} \simeq R_{\text{resonant disk}}$ .

Позднее включение моды резонирующего диска подчёркивает актуальность экспериментов с космическими лучами.

#### 5. Заключение.

##### Универсальность сечений Грибова

Взаимодействие мягких глюонов определяет физику адронов. Эффективные глюоны массивны — их масса порядка 1 ГэВ, на что прямо указывают данные радиационных распадов тяжёлых кварконий [29, 30],  $\psi \rightarrow \gamma + \text{hadrons}$  и  $\Upsilon \rightarrow \gamma + \text{hadrons}$ . Эффективная масса глюонов является определяющей как для физики низких энергий (сделав возможным введение понятия конститuentного кварка), так и в физике высоких энергий (задав скорость возрастания радиуса взаимодействий). Физика высоких энергий — это физика больших логарифмов,  $\ln(s/s_0) \gg 1$ , и величина  $\sqrt{s_0} \sim m_{\text{effective gluon}}$  определяет начало асимптотического режима при  $\sqrt{s} \sim 1$  ТэВ. Однако измеряемые характеристики в предасимптотической области, такие как  $\sigma_{\text{tot}}$ ,  $\sigma_{\text{el}}$  и  $\sigma_{\text{inel}}$ , слабо различаются, поэтому их поведение при энергиях ЛНС не позволяет фиксировать моду асимптотики. Реальные различия видны при  $\sqrt{s} \sim 10^3-10^4$  ТэВ.

Партонные диски определяют физику столкновений при ультравысоких энергиях, диски универсальны для адронов разных типов. Это и приводит к универсальности сечений, как полных,  $\sigma_{\text{tot}}$ , так и дифракционных. Хотя мода асимптотики ещё не раскрыта, можно определённо утверждать, что при любой моде универсальность сечений (Грибов [1]) имеет место.

Данные по столкновениям космических лучей содержат информацию, которая, возможно, позволит определить характер асимптотического режима. Неупругие дифракционные процессы сильно различаются в разных модах [40, 41], и их изучение даёт шанс проторить тропу к решению проблемы.

Автор признателен М.А. Матвееву, К.В. Никонову, В.А. Никонову и Ю. Нири за полезные обсуждения затронутых здесь проблем. Работа поддержана грантами Российской Федерации RFBR-13-02-00425 и RSGSS-4801.2012.2.

#### Список литературы

1. Грибов В Н *ЯФ* **17** 603 (1973); Gribov V N *Sov. J. Nucl. Phys.* **17** 313 (1973)
2. Denisov S P et al. *Phys. Lett. B* **36** 415 (1971)
3. Carroll A S et al. *Phys. Lett. B* **61** 303 (1976)

4. Carroll A S et al. *Phys. Lett. B* **80** 423 (1979)
5. Левин Е М, Франкфурт Л Л *Письма в ЖЭТФ* **2** 105 (1965); Levin E M, Frankfurt L L *JETP Lett.* **2** 65 (1965)
6. Arnison G et al. (UA1 Collab.) *Phys. Lett. B* **128** 336 (1982)
7. Bozzo M et al. (UA4 Collab.) *Phys. Lett. B* **147** 385 (1984)
8. Amos N A et al. (E-710 Collab.) *Phys. Lett. B* **247** 127 (1990)
9. Augier C et al. (UA4/2 Collab.) *Phys. Lett. B* **316** 448 (1993)
10. Abe F et al. (CDF Collab.) *Phys. Rev. D* **50** 5518 (1994)
11. Latino G (on behalf of TOTEM Collab.) "Summary of Physics Results from the TOTEM Experiment" *EPJ Web Conf.* **49** 02005 (2013); arXiv:1302.2098
12. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **72** 1926 (2012); arXiv:1201.2808
13. CMS Collab. "Measurement of diffraction dissociation cross sections at  $\sqrt{s} = 7$  TeV at the LHC", CMS-PAS-FSQ-12-005 (2013)
14. Abelev B et al. (ALICE Collab.) *Eur. Phys. J. C* **73** 2456 (2013); arXiv:1208.4968
15. Abreu P et al. (The Pierre Auger Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **109** 062002 (2012)
16. Анисович В В, Шехтер В М *ЯФ* **28** 1079 (1978); Anisovich V V, Shekhter V M *Sov. J. Nucl. Phys.* **28** 561 (1978)
17. Анисович В В, Левин Е М, Рускин М Г *ЯФ* **29** 1311 (1979); Anisovich V V, Levin E M, Ryskin M G *Sov. J. Nucl. Phys.* **29** 674 (1979)
18. Block M M, Halzen F *Phys. Rev. D* **86** 051504(R) (2012)
19. Uzhinsky V, Galoyan A, arXiv:1111.4984
20. Schegelsky V A, Ryskin M G *Phys. Rev. D* **85** 094024 (2012)
21. Martynov E *Phys. Rev. D* **87** 114018 (2013)
22. Anisovich V V, Nikonov K V, Nikonov V A *Phys. Rev. D* **88** 014039 (2013)
23. Anisovich V V, Nikonov V A, Nyiri J *Phys. Rev. D* **88** 094015 (2013)
24. Дрёмин И М *УФН* **183** 3 (2013); Dremim I M *Phys. Usp.* **56** 3 (2013)
25. Dakhno L G, Nikonov V A *Eur. Phys. J. A* **5** 209 (1999)
26. Good M L, Walker W D *Phys. Rev.* **120** 1857 (1960)
27. Dersch U et al. (SELEX Collab.) *Nucl. Phys. B* **579** 277 (2000); hep-ex/9910052
28. Abramowicz H et al. *Nucl. Phys. B* **166** 62 (1980)
29. Parisi G, Petronzio R *Phys. Lett. B* **94** 51 (1980)
30. Consoli M, Field J H *Phys. Rev. D* **49** 1293 (1994)
31. Gribov V N *Nucl. Phys. B* **106** 189 (1976)
32. Анисович В В *УФН* **174** 49 (2004); Anisovich V V *Phys. Usp.* **47** 45 (2004)
33. Klempt E, Zaitsev A *Phys. Rep.* **454** 1 (2007)
34. Ochs W J. *Phys. G Nucl. Part. Phys.* **40** 043001 (2013)
35. Anisovich V V, Bugg D V, Sarantsev A V *Phys. Rev. D* **58** 111503(R) (1998)
36. Anisovich A V et al. *Phys. Rev. D* **84** 076001 (2011)
37. Troshin S M, Tyurin N E *Int. J. Mod. Phys. A* **29** 1450151 (2014); arXiv:1408.2650
38. Дрёмин И М *УФН* **185** 65 (2015); Dremim I M *Phys. Usp.* **58** 61 (2015); arXiv:1406.2153
39. Anisovich V V, Nikonov V A, Nyiri J *Phys. Rev. D* **90** 074005 (2014); arXiv:1408.0692
40. Anisovich V V, Matveev M A, Nikonov V A *Int. J. Mod. Phys. A* **30** 1550054 (2015); arXiv:1407.4588
41. Anisovich V V et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **29** 1450176 (2014); arXiv:1408.4543

### Universality of hadron cross section at ultrahigh energies

V.V. Anisovich

National Research Centre "Kurchatov Institute", B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute,  
Orlova roshcha, 188300 Gatchina, Leningrad region, Russian Federation  
E-mail: anisovic@thd.pnpi.spb.ru

The current status of ultrahigh energy diffractive collisions is presented. Gribov's total cross section universality is discussed in terms of the profile and  $K$ -matrix functions in impact parameter space.

**Keywords:** hadron cross sections, ultrahigh energies, parton disks

PACS numbers: 13.75.Cs, 13.85.Lg, 14.20.Dh

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510c.1043

Bibliography — 41 references

Received 4 May 2015, revised 12 June 2015

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **185** (10) 1043–1047 (2015)

*Physics – Uspekhi* **58** (10) (2015)