



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

Препринт 2026-6

В.А. Петров, Н.П. Ткаченко

Адронные взаимодействия в диапазоне энергий
У-70: результаты и проблемы.

Направлено в ЯФ

Протвино 2026

Аннотация

Петров В.А. и др. Адронные взаимодействия в диапазоне энергий У-70: результаты и проблемы.: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2026-6. – Протвино, 2026. – 23 с., 13 рис.

В преддверии модернизации и возможного повышения энергий протонного синхротрона Института физики высоких энергий мы представляем обзор полученных ранее значимых результатов, их влияния на развитие физики высоких энергий и предлагаем некоторые новые концептуальные интерпретации этих результатов.

Abstract

Petrov V.A. et al. Hadron interactions in the U-70 energy range: results and problems.: NRC «Kurchatov Institute» – IHEP Preprint 2026-6. – Protvino, 2026. – p. 23, figs. 13.

In anticipation of the modernization and upgrade of the proton synchrotron at the Institute of High Energy Physics, we provide an overview of significant results, their impact on the development of high-energy physics, and give some new conceptual interpretations of these results.

1. Исторический пролог

С конца 1967 года и до начала 1970-х годов советский протонный синхротрон (более известный как «У-70»), с энергией протонного пучка до 76 ГэВ, являлся мировым лидером. Всего лишь за эти несколько лет был получен ряд результатов (частично в сотрудничестве с физиками из ЦЕРН, Франции и других стран), вызвавших широкий резонанс в мировом научном сообществе и имеющих без всякого преувеличения фундаментальное значение. Для лучшего понимания тогдашней ситуации кратко изложим основные положения парадигмы, господствовавшей в то время в области теории сильного взаимодействия.

1.1. Концептуальная атмосфера 1960-х и начала 1970-х годов.

Что касается идеологической основы, то она в значительной степени оставалась в рамках "теории аналитической S-матрицы" с амбициозной программой, нацеленной на реализацию самосогласованной схемы «bootstrap», активно и успешно продвигаемой Дж. Чью и его сторонниками [1]. К концу 1960-х и началу 1970-х годов казалось непоколебимым, что основная сила взаимодействия адронов при высоких энергиях реализуется обменом Померона, С-четным «вакуумным» Реджеоном с интерсептом $\alpha_P(0) = 1$ [2], так что многопомеронные обмены асимптотически затухают с увеличением энергии, и, соответственно, полные сечения взаимодействия адронов стремятся к постоянным значениям. Значительный вклад в развитие и обоснование этого сценария (с благословения Л.Д. Ландау) внесли советские физики-теоретики И.Я. Померанчук [3] и В.Н. Грибов [4].

Тем не менее, существовала и «диссидентская» точка зрения. В начале 1950-х годов В. Гейзенберг (автор общей концепции S-матрицы, 1942 г.), изучая процессы при высоких энергиях в рамках нелинейной скалярной теории φ^4 , пришел к выводу, что неупругие сечения взаимодействия адронов должны возрастать при сверхвысоких энергиях как квадрат логарифма энергии столкновения [5]. Как следствие, полные сечения также должны расти, и, по крайней мере, не медленнее.

Практически сразу этот результат подвергся сокрушительной (и не совсем справедливой) критике со стороны Ландау и др. и был фактически предан забвению ¹.

¹Следует отметить, что Гейзенберг не вступал в полемику, а оставался верен своему результату до середины 1970-х годов, будучи свидетелем его экспериментального подтверждения.

Примерно 20 лет спустя вариант возрастающего полного сечения пережил возрождение в работе Т.Т. Ву и Х.Ченга (1970)[6] при суммировании лестничных диаграмм с обменом массивными векторными мезонами.²

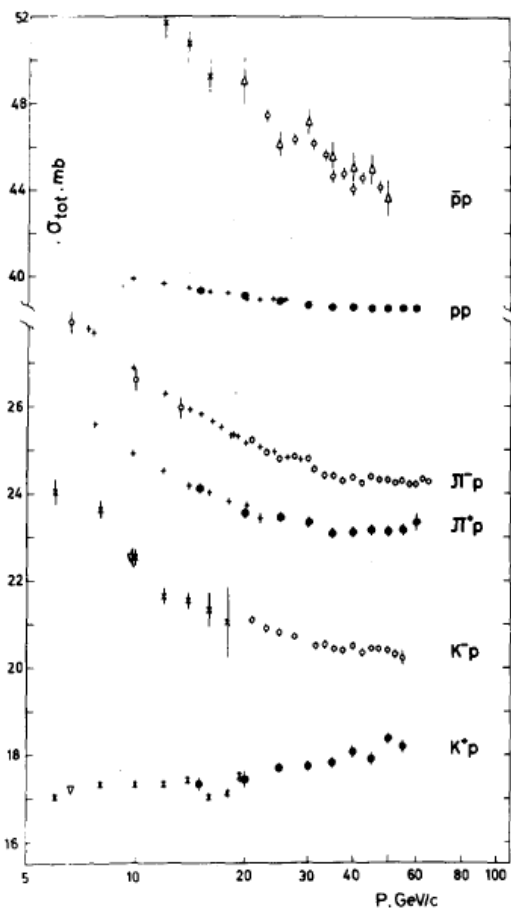


Рис. 1. Панорама полных адронных сечений с учётом новейших (1971) результатов с У-70.

значений, тем самым подтверждая преобладающую парадигму под знаком «классического Померона».

Аномальное *возрастание* сечения взаимодействия K^+p было интерпретировано как переходный тип приближения к постоянному сечению снизу, в отличие, скажем, от случая pp .

²Здесь также уместно напомнить, что в начале 1960-х годов М. Фруассар и А.Мартэн строго доказали, что квадратично-логарифмический рост полных поперечных сечений является максимально допустимым в рамках общих принципов теории.

³Заметим, что здесь критические аргументы Ландау и соавторов были уже в принципе неприменимы.

⁴Впрочем, эти попытки тоже не произвели особого впечатления, во многом из-за низкой точности данных по космическим лучам.

Тем не менее, этот результат не произвел революции (как и результат Гейзенберга 18 лет назад), хотя некоторые (особенно при извлечении сечений из данных космических лучей) уже пытались использовать логарифмически возрастающие члены³.

Таким образом, большинство физического сообщества продолжало верить в теорию «классического» Померона с единичным интерсептом и, как следствие, с асимптотически постоянными полными сечениями, что казалось естественным, учитывая ограниченность области действия ядерных сил. Экспериментаторам оставалось только подтвердить и количественно оценить эти «асимптоты».

1.2. "Серпуховский эффект".

Измерения полных сечений в pp , $\bar{p}p$, $\pi^\pm p$, $K^\pm p$ - взаимодействиях, проведенные с беспрецедентной точностью на установке У-70 группой Ю.Д. Прокошкина (при участии Дж.В. Аллаби (ЦЕРН) и Дж. Джакомелли (INFN)) [7] привлекли широкое внимание и, как видно на Рис. 1, по-видимому, указывали на очевидный переход к асимптотическому режиму, когда полные сечения как функции энергии достигают постоянных значений, тем самым подтверждая преобладающую парадигму под знаком «классического Померона».

Вот показательный вывод статьи [7]: ... *полное сечение для K^+p будет приближаться к асимптотическому значению снизу...*

Общая тенденция этих экспериментальных результатов, отмечающая переход к новому режиму эволюции энергии, получила название «*Серпуховский эффект*».

Отметим, что в рассматриваемой области энергий упругие сечения, в отличие от полных, продолжали *уменьшаться*. Поэтому естественной причиной наблюдаемого постоянства или роста полных сечений⁴ является сложная "игра" падения упругих и увеличения *неупругих* сечений, включая сечения процессов множественного рождения (частично из-за быстрого увеличения количества открывающихся каналов). Детали этого переходного механизма очень интересны и ещё ждут своего исследования.

1.3. Масштабная инвариантность ("скейлинг") в инклюзивных процессах.

Теперь же обратим внимание именно на многочастичные процессы, существенно более сложные для измерений и анализа, чем упругие и вообще бинарные процессы.

В 1967 году А.А. Логунов [8] предложил новый метод описания множественных процессов в терминах *плотностей вероятности* обнаруженных частиц. Несколько позже этот тип сечений и наборов процессов получил название «инклюзивный». Однако, в экспериментах использовался несколько иной тип сечения (с учетом множественности в соответствующих каналах), который представлял собой *плотность среднего числа* обнаруженных адронов⁵. Этот тип распределения, впрочем, давно и рутинно использовался при изучении космических лучей.

Группа под руководством Ю.Д. Прокошкина (в сотрудничестве с группой из ЦЕРН) обнаружила, что отношения распределений импульсов (инклюзивных спектров) вторичных адронов перестают зависеть от энергии, оставаясь функциями только отношения импульса обнаруженного адрона к максимально возможному⁶. Таким образом, пропорциональное изменение масштаба импульса обнаруженного адрона и максимального импульса (порядка импульса исходных частиц) оставляет указанные отношения неизменными.

Всего несколько месяцев спустя группа теоретиков во главе с лауреатом Нобелевской премии Янг Чжень Нинем, опираясь на результаты, полученные на У-70, сформулировала так называемую «гипотезу предельной фрагментации», которая дала физическое обоснование «масштабной инвариантности».

Немного позже другой лауреат Нобелевской премии, Роберт Фейнман, высказался на эту тему, связав «масштабную инвариантность» со свойствами «классического» Померона. В литературе это было обозначено как «фейнмановский скейлинг». Впоследствии было установлено, что эффект «предельной фрагментации» подтверждается вплоть до самых высоких энергий, в то время как «фейнмановский скейлинг» нарушается для частиц, медленных в системе центра масс, но сохраняется в областях

⁴Напомним что $\sigma_{tot} = \sigma_{elastic} + \sigma_{inelastic}$.

⁵Изоморфизм между этими типами инклюзивных сечений был установлен в [9].

⁶По свидетельству академика С.С. Герштейна предложение использовать такую переменную было сделано В.Н. Фоломешкиным.

фрагментации. Стоит отметить, что явление, обнаруженное на У-70, подтверждает «предельную фрагментацию», хотя причина этого явления до сих пор остается неясной.

Как это часто бывает, позже выяснилось, что явление масштабной инвариантности было предсказано Гейзенбергом ещё в 1963 году[11] .

1.4. Поиск кварков.

В начале 1964 года две статьи поставили под сомнение всю парадигму S-матрицы, согласно которой в мире адронов — нуклонов, пионов, каонов, гиперонов...- царит «ядерная демократия», и "элементарных единиц" больше нет: каждый адрон не более и не менее элементарен, чем любой другой.

Но Марри Гелл-Манн и Джордж Цвейг провозгласили новое кредо: адроны неэлементарны! ⁷.

Хотя сам Гелл-Манн изначально не был уверен в фактическом существовании трех новых элементов - *кварков* - вопрос об их обнаружении в адронных реакциях возник почти сразу. Эту цель поставила перед собой группа Л.Г. Ландсберга из ИФВЭ в Протвино на ускорителе У-70. Поскольку заряды кварков не превышают двух третей минимального заряда, наблюдаемого до сих пор, существовала надежда обнаружить кварки среди очень слабо ионизирующих треков. Более того, У-70 позволял обнаружить кварки с массами до $\approx 5 \text{ ГэВ}/c^2$, что было огромным значением для того времени.

Результат был отрицательным[13], но, учитывая, что другие поиски кварков проводились уже почти пять лет до этого, возник вопрос: существуют ли они вообще в свободной форме? Этот вопрос остается без ответа и известен как «проблема удержания», предполагаемое решение которой гласит, что физический спектр адронов не соответствует напрямую спектру системы элементарных калибровочных полей.

Здесь уместно сравнить этот «отрицательный эксперимент» на У-70 со знаменитым экспериментом Майкельсона-Морли (1887 г.) по поиску «эфирного ветра», отрицательный результат которого стал веским аргументом в пользу теории относительности.

2. Подводя итоги...

Подведем итоги результатов, полученных на установке У-70:

1. В диапазоне энергий У-70 наблюдается переход от доминирования вторичных траекторий (уменьшение сечений) к режиму «выполаживания» («*Серпуховский эффект*»), который, согласно преобладавшим в то время взглядам, означал бы доминирование «классического померона».

⁷Гораздо позже выяснилось, что еще раньше Андре Петерман провозгласил ту же идею, но по каким-то до сих пор неясным причинам публикация его статьи, отправленной раньше статьи Гелл-Манна, была отложена более чем на год.

2. Был обнаружен потенциально настораживающий рост полного сечения в канале K^+p , но этому факту, хотя и отметив его, не придали должного значения.
3. Инклюзивные сечения во взаимодействиях адронов обнаружили универсальную зависимость от энергии столкновения (если таковая имеется) для фиксированных значений масштабной-инвариантной переменной.
4. Экспериментальные данные на У-70 показали, что даже при больших массах, порядка $5 \text{ ГэВ}/c^2$, кварки не наблюдаются в свободном состоянии. Это был один из веских аргументов в пользу гипотезы "удержания" («конфайнмента»).

Что произошло дальше? Статья, в которой было опубликовано описание феномена роста полных сечений K^+p , появилась 20 сентября 1971 года.

Официальное открытие первого в мире протон-протонного коллайдера (ISR) в ЦЕРНе (Женева, Швейцария) состоялось менее, чем через месяц, 16 октября 1971 года. Символический эпизод: вступительную речь произнес один из основателей ЦЕРН и теоретик, первым предсказавший увеличение полных сечений нуклонов при высоких энергиях, Вернер Гейзенберг.

Чуть более года спустя это предсказание было подтверждено в двух экспериментах на ISR [12].

Тем не менее, даже после этого самые ярые сторонники "классического" Померона с $\alpha_P(0) = 1$ еще почти два года вели арьергардные бои, пытаясь спасти свои убеждения. Некоторые были настолько разочарованы в „крушении идеалов“, что даже вовсе оставили эту область физики элементарных частиц.

Что касается физической причины и значения предположительно неограниченного роста сечений, то, если оставить в стороне разнообразие необъясненных параметров в паре десятков моделей, они остаются на повестке дня.

Таковы некоторые ключевые достижения, полученные в экспериментах на ускорителе У-70, и теоретические выводы, сделанные на их основе.

В следующем разделе мы попытаемся - в стиле «альтернативной истории» - понять, можно ли было бы, оставаясь в рамках теоретических моделей 1950-х и 1960-х годов, прийти к другим выводам на основе тех же экспериментальных результатов.

3. “Если бы мне пришлось все начать сначала”

Из хита Роя Кларка, популярного кантри-музыканта и певца.

Давайте вернёмся к осени 1971 года. У нас (тогдашних физиков ИФВЭ) есть новые данные о полных сечениях, полученные нами на переднем крае современной физики высоких энергий, и мы пытаемся понять, на что они указывают. Теоретическое большинство уверяет нас, что мы находимся в начале режима асимптотического постоянства полных сечений, и это свидетельствует о неоспоримом триумфе Редже-Померонной парадигмы. Соответственно, мы бы взяли в качестве затравки

для подгонки наших данных следующее выражение, которое воплощает свойство «классического» Померона: $\alpha_P(0) = 1$:

$$\sigma_{tot}^{AB}(s) = C^{AB} - D^{AB}/(\ln s + E^{AB}) \quad (1)$$

для $AB = pp, K^+p$, где второй (логарифмический) член в скобках учитывает вклад обмена 2-мя померонами. Отсутствие вкладов от вторичных реджеонов обусловлено их вырождением по соображениям дуальности. [14].

Для остальных каналов ($\bar{p}p, \pi^\pm p, K^-p$) мы имеем

$$\sigma_{tot}^{AB}(s) = C^{AB} - D^{AB}/(\ln s + E^{AB}) + R^{AB}/s^\eta \quad (2)$$

причём

$$R^{\bar{p}p} > 0, R^{K^-p} > 0; R^{\pi^-p} = -2R^{\pi^+} > 0. \quad (3)$$

В качестве "эффективного" интерсепта вторичного реджеона примем $1 - \eta$, причём $\eta \leq 1/2$. Сравнение этих формул с данными У-70 показано на рис. 6 в Приложении. Мы видим, что качество подгонки довольно низкое.

Поэтому теперь нам следует серьезно рассмотреть альтернативные возможности, изложенные в работах Гейзенберга (1952) и Ченга-Ву (1970). Предварительная параметризация - это приведенные уравнения (1) - (2) плюс возможный член

$$L^{AB} \ln^2 s, \text{ причём } L^{AB} > 0. \quad (4)$$

Здесь мы добавляем логарифмический член, учитывающий работы Гейзенберга и Ченга-Ву.

На рис. 2 - рис. 13 показано, что параметризация в стиле Гейзенберга-Ченга-Ву в большинстве случаев подразумевает **статистически обоснованный** ненулевой коэффициент L^{AB} . Не было никаких принципиальных оснований отказываться от рассмотрения гейзенберговского слагаемого.

С учётом полученных параметров мы могли бы попытаться предсказать, в частности, значения полного сечения в pp взаимодействиях при энергиях ISR, которые должны были быть в недалёком будущем измерены в ЦЕРНе, согласно двум вариантам: классическому Померону и квадратично-логарифмически растущему варианту.

Заключение нашей гипотетической статьи осени 1971 года могло бы быть сформулировано так:

"Таким образом, наше описание экспериментальных данных У-70 дает нам основания утверждать:

1. Статистический анализ экспериментальных данных полученных на У-70 допускает в большинстве случаев статистически корректное описание не только по модели выполаживания полных сечений, но и их рост на основе гейзенберговского члена. Экспериментальные данные на У-70 не дают никаких оснований отвергать наличие гейзенберговского члена в выражении для полных сечений.
2. Рост сечения K^+p скорей всего не является временным явлением, а вполне возможно будет продолжаться при более высоких энергиях, что можно будет наблюдать при энергиях [F]NAL.
3. «Серпуховский эффект» - это скорей всего не начало асимптотически плоского поведения сечений, а, вполне вероятно, переход к росту сечений, который будет наблюдаться в предстоящих измерениях на ISR в ЦЕРНе."

К сожалению, подобное предсказание так и не было сделано - во многом из-за неоспоримого авторитета „мэйнстримных“ теоретиков-сторонников классической теории Померона.

Любопытная иллюстрация: в марте 1973 г. руководитель одного из двух экспериментов на ISR, в которых наблюдался рост полных сечений, Уго Амальди, выступал с сообщением об этом при большом стечении слушателей в Большой аудитории ЦЕРН-а. По завершении доклада он услышал весьма скептическое мнение двух крупных физиков - экспериментатора Карло Руббиа (впоследствии - лауреата Нобелевской премии и генерального директора ЦЕРНа) и известного теоретика Даниеле Амати: *“Уго, ты не прав, потому что интерсепт Померона равен 1!”*

Этот пример весьма поучителен.

Мы же хотим сказать, что даже прошлые результаты с У-70 таят в себе ещё много пищи для размышлений. Разумеется, новые исследования в этой области энергий (а, может, и выше, но не слишком!) можно было бы только приветствовать, как обещающие новые прорывы в нашем понимании устройства Природы.

4. "Ещё много хорошей музыки можно написать в до-мажоре"

А. Шёнберг, пионер музыкального экспрессионизма, создатель "додекафонии".

Последние полвека в физике элементарных частиц прошли под знаком всеохватывающего стремления открыть «новую физику». На наш взгляд, это стремление, во многом подогреваемое бесславной историей вокруг «Теории всего», породило ложное деление нашей области на «новую» и «старую» физику. Было бы крайне опрометчиво навешивать на какое-либо явление - даже на то, которое долгое время не удавалось обнаружить экспериментально или объяснить, - пренебрежительный ярлык «старой физики».

С учетом этого описанные выше моменты реальной или альтернативной истории неизбежно заставляют нас задуматься о будущем (будем надеяться, не слишком отдаленном).

И в этой связи мы хотели бы кратко обозначить перспективные (на наш взгляд) измерения, которые можно было бы провести на ускорителе У-70 (модернизированном или нет).

1. Некоторое время назад было опубликовано предложение об эксперименте по точному измерению дифференциальных сечений в pp -рассеянии при энергиях около 50 ГэВ для выяснения вопроса о колебаниях дифференциальных сечений в области очень низких переданных импульсов [15].
2. Работа группы А. Зайцева на установке ВЕС по наблюдению и анализу нейтральных систем X^0 в процессе $\pi^- + p \rightarrow X^0 + n$, а также в эксперименте ОКА в группе В. Образцова с K^+ пучками на установке У-70 представляются очень перспективными для поиска глюоболов и легких мультикварков. Некоторые соображения по этому вопросу изложены в [16].
3. И, как говорят, *“last but not least”*.

В конце нашего короткого сообщения мы хотели бы представить несколько скромных соображений, хотя и высказанных довольно давно [18], о возможных способах модернизации ускорителя У-70.

В ускорителе У-70 энергия протонов до $p_{lab} \simeq 70$ ГэВ/с достигается при дипольном магнитном поле $B = 1,2$ Тесла. Как известно, энергия синхротрона пропорциональна магнитному полю и его радиусу. Если в ускорителе использовать сверхпроводящие магниты (СПМ) с полем 10 Тесла (Т), то в том же туннеле У-70 можно достичь энергии протонов $p_{lab} \simeq 580$ ГэВ/с. Опыт создания СПМ в ИФВЭ позволяет с уверенностью говорить, что СП магниты на основе сверхпроводящего (СП) кабеля $NbTi$ вполне осуществимы. Более того, если использовать слегка модифицированный состав сверхпроводника, а именно тот же СП кабель на основе сплава $NbTiTa$, то в дипольных магнитах становятся достижимыми поля вплоть до 12,5 Т. Это даёт возможность увеличить энергию протонов в том же ускорительном кольце У-70 до $p_{lab} \simeq 730$ ГэВ/с. Такие магнитные поля достигаются при температуре охлаждающего [сверхтекучего] гелия на основе хорошо отработанного промышленностью СП кабеля $NbTi$ при температуре $T = 1,8$ К. Такие температуры давно достигнуты в нашем институте - впервые они были получены на криостате с объемом жидкого гелия 1 м³ еще в 1984 году.

Проведение таких исследований позволяет нам восстановить и развить новые молодые инженерные кадры, которые в настоящее время практически утрачены, а также восстановить утраченный технологический потенциал в области технической сверхпроводимости, и, на основе этого, возродить магнитные технологии ускорителей с высокими магнитными полями. Дальнейшее развитие подобных исследований позволит нам создавать встречные пучки pp с энергией $\sqrt{s} = 1,0 \div 1,4$ ТэВ, используя пучки pp с энергией $500 \div 700$ ГэВ, по методу применённому на выведенном пучке в SLAC.

5. Благодарности

Мы благодарны организаторам конференции «Физика частиц при средних и высоких энергиях» (2–5 июня 2026 г., Протвино, РФ) за приглашение выступить с докладом, а участникам — за интересные дискуссии.

В.А. Петров выражает признательность профессору У. Амальди за освещение исторических аспектов работы ISR.

Приложение

6. Экспериментальные данные по У-70 и их предсказуемость

Здесь мы использовали экспериментальные данные, полученные на ускорителе ИФВЭ У-70 в Протвино, с энергиями, доступными только на этом ускорителе и взятыми из базы данных PD [17]. К ним относятся: $p(\bar{p})p$ ($4.5 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 12$ ГэВ) и $\pi^\pm p$, $K^\pm p$ ($4.5 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 10$ ГэВ). Такой диапазон энергий использовался потому, что протонный пучок, падающий на неподвижную мишень ускорителя, имел диапазон

$10 \lesssim p_{lab} \lesssim 76$ ГэВ/с, в то время как пучки пионов и каонов имели диапазон $10 \lesssim p_{lab} \lesssim 50$ ГэВ/с.

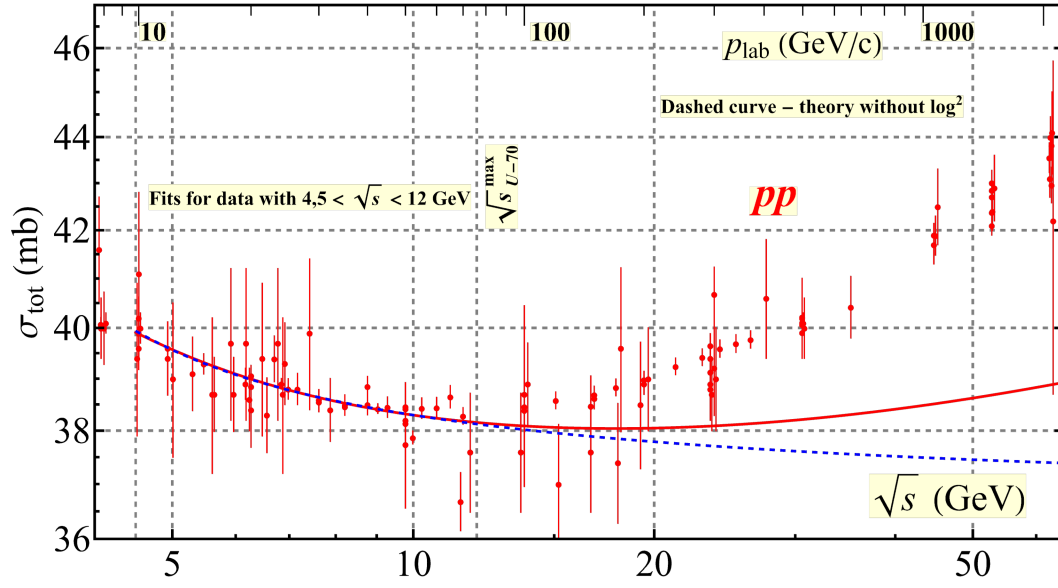
Мы также сохранили для полноты очень небольшое количество точек из более поздних наблюдений с космическими лучами. Хотя они имеют очень большие погрешности и практически ничего не вносят в статистическую обработку экспериментальных данных, они не противоречат экспериментальным данным У-70.

На графиках ниже мы также приводим экспериментальные данные, полученные позже на ускорителях ISR и Tevatron. Мы делаем это для сравнения теоретических предсказаний, вытекающих из экспериментальных данных У-70, с предсказаниями, полученными на более поздних ускорителях. Подгонка проводилась попарно в реакциях, включающих падающие частицы и античастицы на протонной мишени, с использованием общепринятых на тот момент моделей (см. выше), как по отдельности, так и совместно.

Мы также рассмотрели их модификацию путем добавления к ней члена квадратично-логарифмического члена.

Анализ представленных графиков, демонстрирующий их превосходную надежность, не дает оснований для отказа от растущего («гейзенберговского») варианта. Тот факт, что важные параметры моделей значительно различаются при анализе доступных на тот момент экспериментальных данных, лишь свидетельствует о неадекватности теорий, на которых были основаны эти модели. И ничего больше. По-видимому, вариант с бесконечно возрастающим членом возник потому, что все экспериментальные данные при максимальных энергиях времени демонстрировали уменьшение полных (и упругих) сечений. Только данные по рассеянию K^+p , даже визуально, указывали на их возможное увеличение, которое в то время рассматривалось как переходное явление. Более того, стандартный вариант (без неограниченного возрастания) также указывал на возможность возрастания с последующим выравниванием сечений, факт, в котором большинство в международном сообществе в то время не сомневалось. Как показали дальнейшие разработки в области ускорительных и экспериментальных технологий, только включение неопределенного возрастания в теорию позволяет корректно описать современные экспериментальные данные по полным и упругим сечениям рассеяния и, что наиболее важно, полностью исключает возможность их "выползновения" при высоких энергиях.

Конечно, при более строгом подходе следовало бы построить теорию неограниченного роста полных и упругих сечений, основанную на более общих принципах (например, как это происходит в Редже-эйкональных моделях со «сверхкритическим» Помероном, где, впрочем, квадратично-логарифмический рост проявляется только при энергиях порядка 10^{15} эВ и выше) вместо простого добавления логарифмически растущего члена, но указанный простой механизм пока что феноменологически очень хорошо работает на современных экспериментальных данных.



Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{pp}^{\text{tot}} = L \ln^2(s/s_0) + C - \frac{c_1}{\ln(s/s_0) + c_2}$$

для экспериментальных данных на интервале $4.5 < \sqrt{s} < 12$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{ccc|ccc} L = & 0.224475 & [\text{mb}] & | & C = & 32.0518 & [\text{mb}] \\ c_1 = & -12.9041 & [\text{mb}] & | & c_2 = & 0.250988 & [] \\ \hline \text{DoP} = & 52 & & | & \text{NoF} = & 48 & \\ \chi_\sigma^2 = & 46.2778 & \frac{\chi_\sigma^2}{\text{NoF}} = 0.96412 & & \text{CL}[\%] = & 55 & \end{array} \right)$$

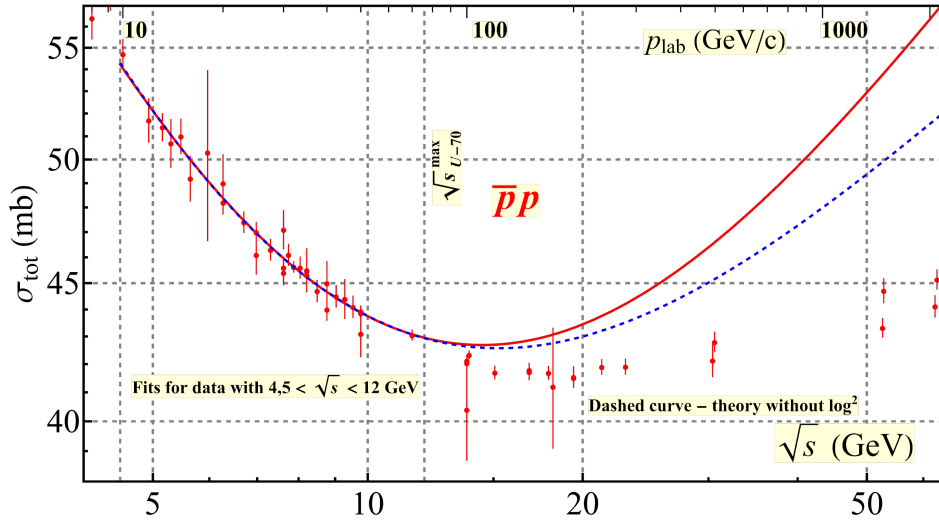
Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{pp}^{\text{tot}} = C - \frac{c_1}{\ln(s/s_0) + c_2}$$

для экспериментальных данных на интервале $4.5 < \sqrt{s} < 12$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{ccc|ccc} L = & - & [\text{mb}] & | & C = & 36.6043 & [\text{mb}] \\ c_1 = & -2.74125 & [\text{mb}] & | & c_2 = & -0.682601 & [] \\ \hline \text{DoP} = & 52 & & | & \text{NoF} = & 49 & \\ \chi_\sigma^2 = & 46.2977 & \frac{\chi_\sigma^2}{\text{NoF}} = 0.944851 & & \text{CL}[\%] = & 58 & \end{array} \right)$$

Рис. 2. Реакция pp и её параметры с гейзенберговским членом и без него. В фитах использованы экспериментальные данные от $\sqrt{s} \simeq 5$ ГэВ до $\sqrt{s} \simeq 12.5$ ГэВ - максимальная энергия У-70. Эти две модели предсказывают принципиально разное поведение полных сечений с ростом энергии.



Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{\bar{p}p}^{\text{tot}} = L \ln^2(s/s_0) + C - \frac{c_1}{\ln(s/s_0) + c_2} + R_{\bar{p}p}(s/s_0)^{-\eta_{\bar{p}p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4.5 < \sqrt{s} < 12$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{lll} L = & 3.08757 & [\text{mb}] \\ c_1 = & 280.517 & [\text{mb}] \\ R_{\bar{p}p} = & 135.611 & [\text{mb}] \\ \hline \text{DoP} = & 33 & \text{NoF} = 27 \\ \chi^2_{\sigma} = & 16.4087 & \frac{\chi^2_{\sigma}}{\text{NoF}} = 0.607731 \end{array} \right. \left. \begin{array}{lll} C = & 4.28317 & [\text{mb}] \\ c_2 = & 11.8601 & [] \\ \eta_{\bar{p}p} = & 0.499859 & [] \\ \hline & & \text{CL}[\%] = \sim 100 \end{array} \right)$$

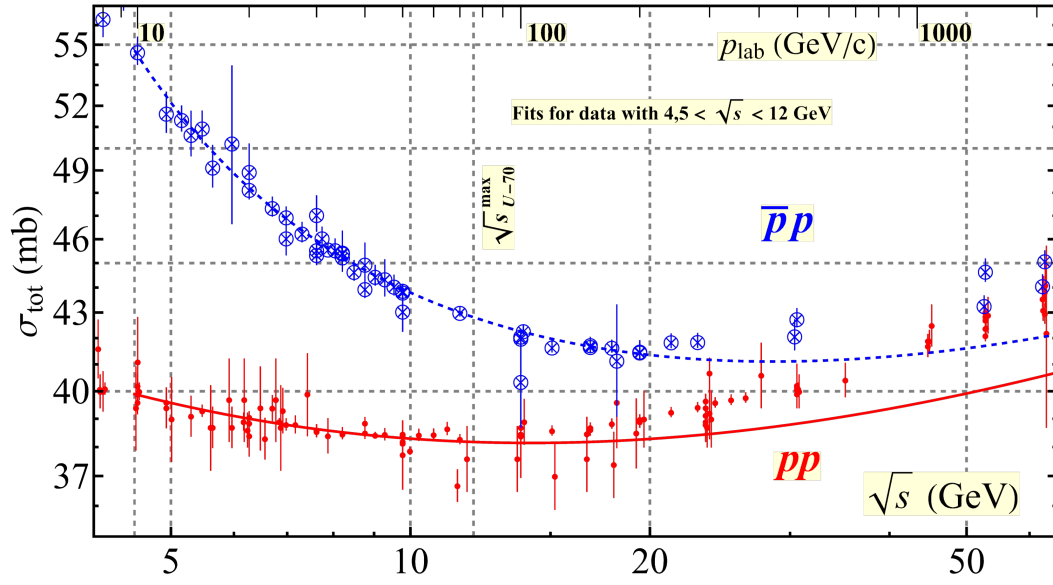
Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{\bar{p}p}^{\text{tot}} = C - \frac{c_1}{\ln(s/s_0) + c_2} + R_{\bar{p}p}(s/s_0)^{-\eta_{\bar{p}p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4.5 < \sqrt{s} < 12$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{lll} L = & - & [\text{mb}] \\ c_1 = & 3034.13 & [\text{mb}] \\ R_{\bar{p}p} = & 405.569 & [\text{mb}] \\ \hline \text{DoP} = & 33 & \text{NoF} = 28 \\ \chi^2_{\sigma} = & 16.197 & \frac{\chi^2_{\sigma}}{\text{NoF}} = 0.578466 \end{array} \right. \left. \begin{array}{lll} C = & 335.202 & [\text{mb}] \\ c_2 = & 4.90952 & [] \\ \eta_{\bar{p}p} = & 0.496624 & [] \\ \hline & & \text{CL}[\%] = \sim 100 \end{array} \right)$$

Рис. 3. В случае $\bar{p}p$ реакции, в тех же пределах использования экспериментальных данных что и в предыдущем варианте, обе модели с хорошей статистикой предсказывают дальнейший рост полных сечений, что находится в полном противоречии с предыдущим результатом.



Значения параметров в упрощённой модели:

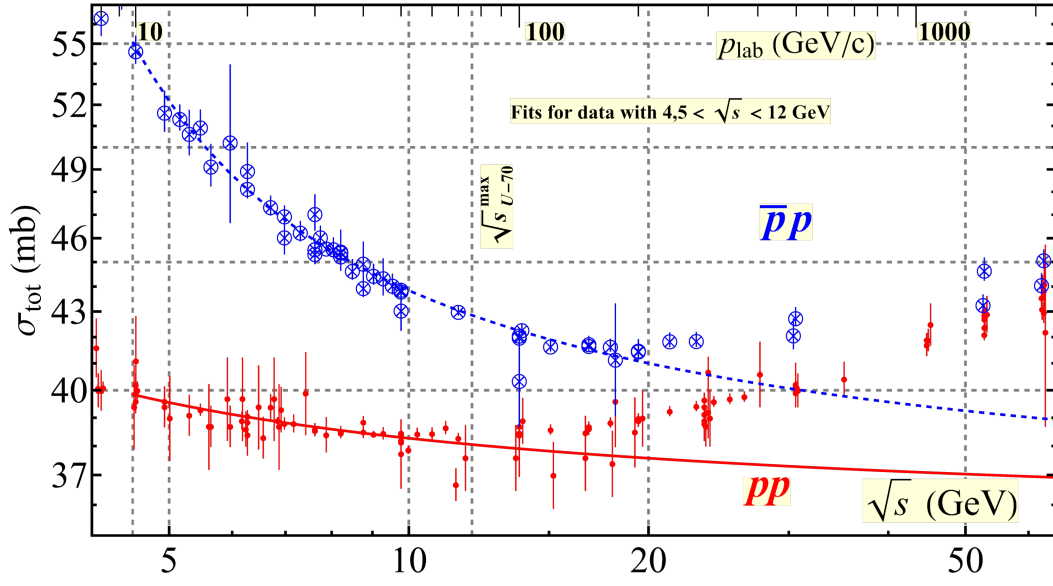
$$\sigma_{pp}^{\text{tot}} = L \text{Log}[s/s_0]^2 + C - \frac{c_{1pp}}{\text{Log}[s/s_0] + c_{2pp}}$$

$$\sigma_{\bar{p}p}^{\text{tot}} = L \text{Log}[s/s_0]^2 + C - \frac{c_{1\bar{p}p}}{\text{Log}[s/s_0] + c_{2\bar{p}p}} + R_{\bar{p}p}(s/s_0)^{-\eta_{\bar{p}p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4,5 < \sqrt{s} < 12$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{lll} L = 0.653673 \text{ [mb]} & | & C = 11.8587 \text{ [mb]} & | & \chi^2_{\sigma} = 61.7992 \\ c_{1pp} = -135.766 \text{ [mb]} & | & c_{2pp} = 3.60815 \text{ []} & | & \text{DoP} = 85 \\ & | & & | & \text{NoF} = 77 \\ c_{1\bar{p}p} = -21.0603 \text{ [mb]} & | & c_{2\bar{p}p} = -0.62786 \text{ []} & | & \frac{\chi^2_{\sigma}}{\text{NoF}} = 0.802587 \\ R_{\bar{p}p} = 20.436 \text{ [mb]} & | & \eta_{\bar{p}p} = 0.109186 \text{ []} & | & \text{CL}[\%] = \sim 100 \end{array} \right)$$

Рис. 4. Совместный фит реакций pp и $\bar{p}p$ и их параметры. Использованы экспериментальные данные от $\sqrt{s} \simeq 5$ ГэВ до $\sqrt{s} \simeq 12.5$ ГэВ - максимальная энергия У-70 и с учётом гейзенберговского члена. С хорошей статистикой предсказывается дальнейший рост полных сечений.



Значения параметров в упрощённой модели:

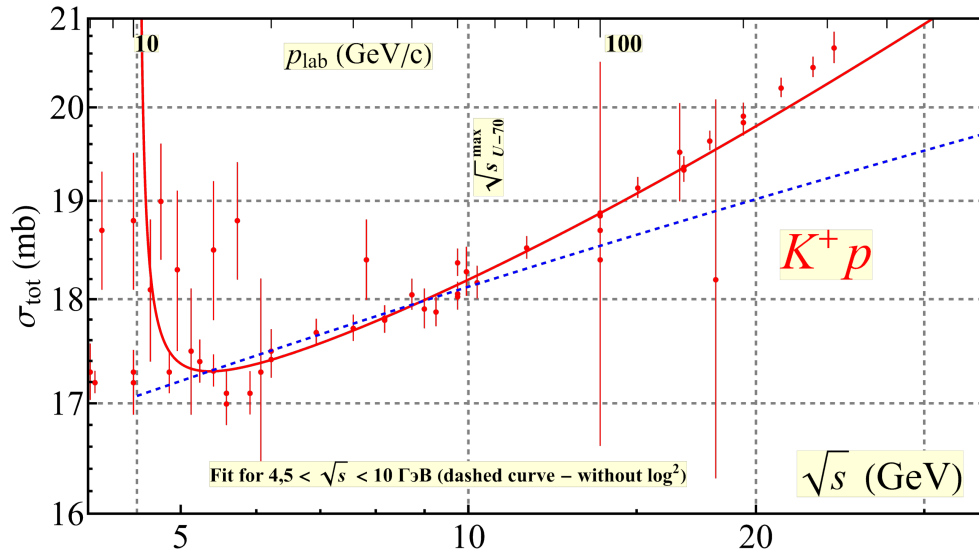
$$\sigma_{pp}^{\text{tot}} = C - \frac{c_{1pp}}{\text{Log}[s/s_0] + c_{2pp}}$$

$$\sigma_{\bar{p}p}^{\text{tot}} = C - \frac{c_{1\bar{p}p}}{\text{Log}[s/s_0] + c_{2\bar{p}p}} + R_{\bar{p}p}(s/s_0)^{-\eta_{\bar{p}p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4,5 < \sqrt{s} < 12$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{lcl|lcl|lcl} L = & - & [\text{mb}] & C = & 35.2279 & [\text{mb}] & \chi^2_{\sigma} = & 63.8016 \\ c_{1pp} = & -7.13289 & [\text{mb}] & c_{2pp} = & 0.040808 & [] & \text{DoP} = & 85 \\ & & & & & & \text{NoF} = & 78 \\ c_{1\bar{p}p} = & -12.1406 & [\text{mb}] & c_{2\bar{p}p} = & -0.893172 & [] & \frac{\chi^2_{\sigma}}{\text{NoF}} = & 0.81797 \\ R_{p\bar{p}} = & 6.60482 \times 10^{-7} & [\text{mb}] & \eta_{\bar{p}p} = & 0.404903 & [] & \text{CL}[\%] = & \sim 100 \end{array} \right)$$

Рис. 5. Реакции и их параметры для pp и $\bar{p}p$ при совместном фитировании. Использованы экспериментальные данные от $\sqrt{s} \simeq 5$ ГэВ до $\sqrt{s} \simeq 12.5$ ГэВ - максимальная энергия У-70 без учёта гейзенберговского члена. В полной противоположности предыдущему варианту предсказывается тенденция выполаживания полных сечений.



Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{K^+ p}^{\text{tot}} = L \ln^2(s/s_0) + C - \frac{c_1}{\ln(s/s_0) + c_2}$$

для экспериментальных данных на интервале $4.5 < \sqrt{s} < 10$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{cc|cc} L = & 0.442959 & [\text{mb}] & | & C = & 15.7873 & [\text{mb}] \\ c_1 = & -0.0463799 & [\text{mb}] & | & c_2 = & -1.50408 & [] \\ \hline \text{DoP} = & 27 & & | & \text{NoF} = & 23 & \\ \chi_\sigma^2 = & 32.3055 & \frac{\chi_\sigma^2}{\text{NoF}} = & 1.40459 & & \text{CL}[\%] = & 9.2 \end{array} \right)$$

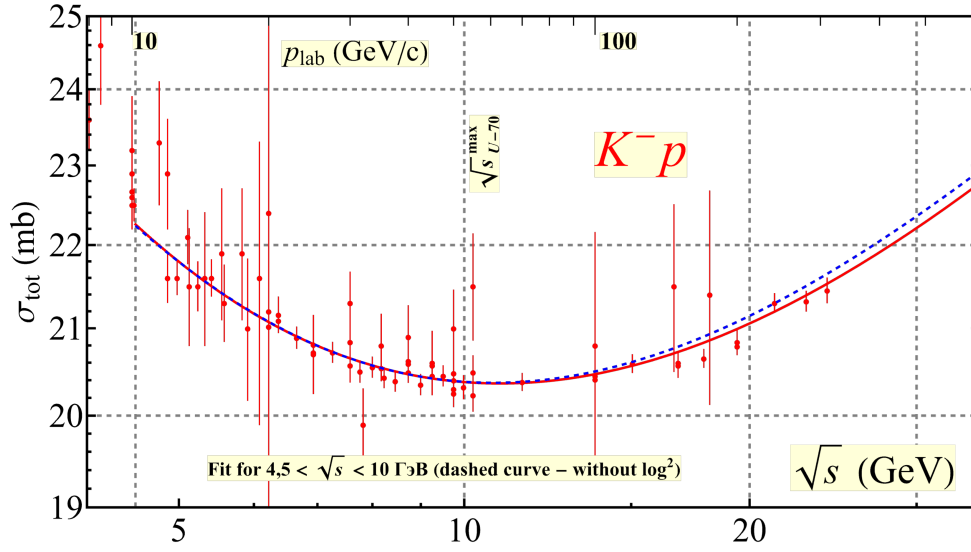
Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{K^+ p}^{\text{tot}} = C - \frac{c_1}{\ln(s/s_0) + c_2}$$

для экспериментальных данных на интервале $4.5 < \sqrt{s} < 10$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{cc|cc} L = & - & [\text{mb}] & | & C = & 96.787 & [\text{mb}] \\ c_1 = & 4747.39 & [\text{mb}] & | & c_2 = & 58.0479 & [] \\ \hline \text{DoP} = & 27 & & | & \text{NoF} = & 24 & \\ \chi_\sigma^2 = & 40.4793 & \frac{\chi_\sigma^2}{\text{NoF}} = & 1.68664 & & \text{CL}[\%] = & 1.6 \end{array} \right)$$

Рис. 6. Реакция $K^+ p$ и её параметры. В фитах использованы экспериментальные данные от $\sqrt{s} \simeq 5$ ГэВ до $\sqrt{s} \simeq 10$ ГэВ - максимальная энергия У-70. Визуально прослеживается рост полных сечений, но качество фитирования крайне низкое и это говорит о том что эти модели не годятся для описания этих экспериментальных данных. Кроме того реджеонное слагаемое указывает на недопустимую асимптотику полного сечения в районе минимальной энергии отсечения экспериментальных данных.



Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{K^-p}^{\text{tot}} = L \ln^2(s/s_0) + C - \frac{c_1}{\ln(s/s_0) + c_2} + R_{K^-p} (s/s_0)^{-\eta_{K^-p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4.5 < \sqrt{s} < 10$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{lll} L = & 0.867288 & [\text{mb}] \\ c_1 = & -10.2447 & [\text{mb}] \\ R_{K^-p} = & 17.4404 & [\text{mb}] \\ \hline \text{DoP} = & 49 & \text{NoF} = 43 \\ \chi^2_{\sigma} = & 31.7347 & \frac{\chi^2_{\sigma}}{\text{NoF}} = 0.738017 \\ & & \text{CL}[\%] = \sim 100 \end{array} \right)$$

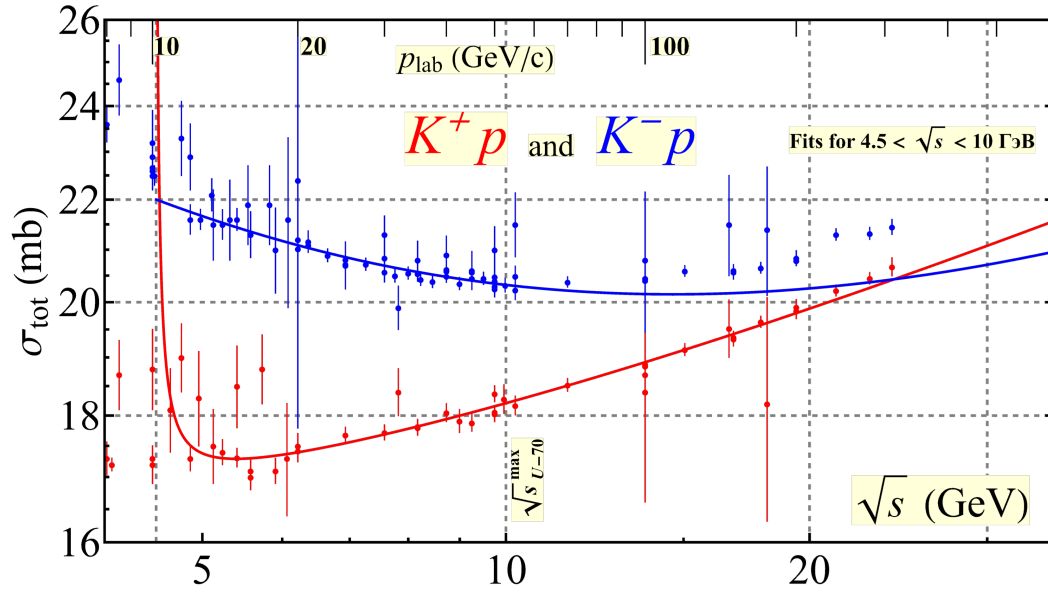
Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{K^-p}^{\text{tot}} = C - \frac{c_1}{\ln(s/s_0) + c_2} + R_{K^-p} (s/s_0)^{-\eta_{K^-p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4.5 < \sqrt{s} < 10$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{lll} L = & - & [\text{mb}] \\ c_1 = & 1231.96 & [\text{mb}] \\ R_{K^-p} = & 194.426 & [\text{mb}] \\ \hline \text{DoP} = & 49 & \text{NoF} = 44 \\ \chi^2_{\sigma} = & 31.6915 & \frac{\chi^2_{\sigma}}{\text{NoF}} = 0.720262 \\ & & \text{CL}[\%] = \sim 100 \end{array} \right)$$

Рис. 7. Реакция K^-p и её параметры. В фитах использованы экспериментальные данные от $\sqrt{s} \simeq 5$ ГэВ до $\sqrt{s} \simeq 10$ ГэВ - максимальная энергия У-70. В отличие от предыдущего варианта мы имеем замечательное качество фитов, и независимо от модели указывающее на даьнейший рост полных сечений с увеличением энергии.



Значения параметров в упрощённой модели:

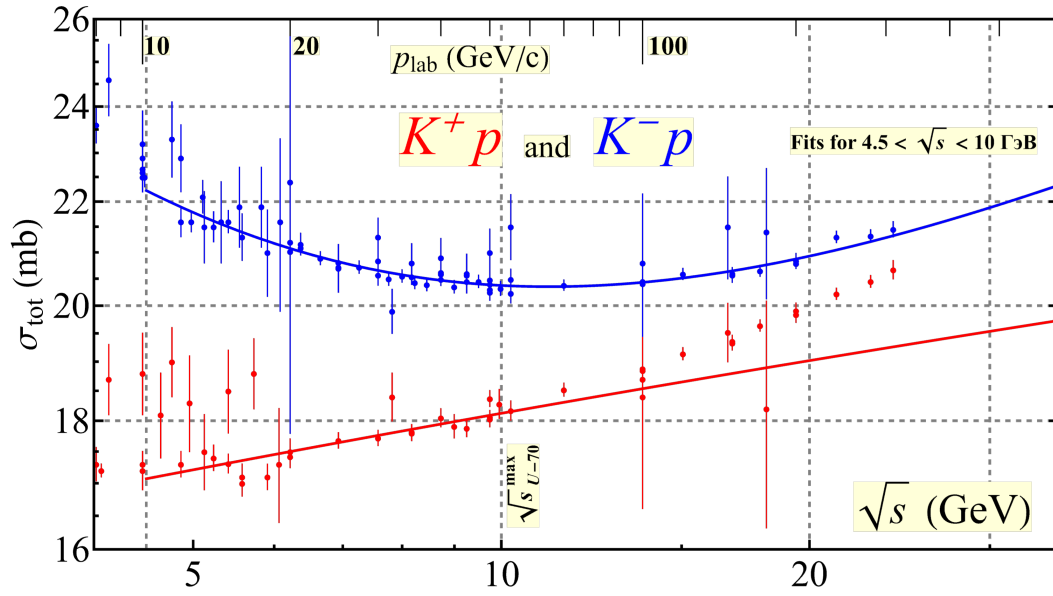
$$\sigma_{K^+ p}^{\text{tot}} = L \text{Log}[s/s_0]^2 + C - \frac{c_1 K^+ p}{\text{Log}[s/s_0] + c_2 K^+ p}$$

$$\sigma_{K^- p}^{\text{tot}} = L \text{Log}[s/s_0]^2 + C - \frac{c_1 K^- p}{\text{Log}[s/s_0] + c_2 K^- p} + R_{K^- p} (s/s_0)^{-\eta_{K^- p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4,5 < \sqrt{s} < 10$ ГэВ

C = 15.6824 [mb]	L = 0.463829 [mb]	$\chi^2_\sigma = 66.9118$
$R_{K^- p} = 24.3636$ [mb]	$\eta_{K^- p} = 0.5$ [mb]	DoP = 76
$c_1 K^+ p = -0.0534775$ [mb]	$c_2 K^+ p = -1.50153$ []	NoF = 68
$c_1 K^- p = 39.5696$ []	$c_2 K^- p = 4.86225$ []	
-----	+ -----	+ -----
	CL[%] = 52	$\frac{\chi^2_\sigma}{\text{NoF}} = 0.983997$

Рис. 8. Реакции $K^\pm p$ и их параметры при совместном фите. Использованы экспериментальные данные от $\sqrt{s} \simeq 5$ ГэВ до $\sqrt{s} \simeq 10$ ГэВ - максимальная энергия У-70 и с учётом гайзенберговского члена. При хорошем качестве фита обращает на себя внимание (как и выше) непонятное поведение сечения положительных каонов при энергии ниже нижней границы отсечки экспериментальных данных.



Значения параметров в упрощённой модели:

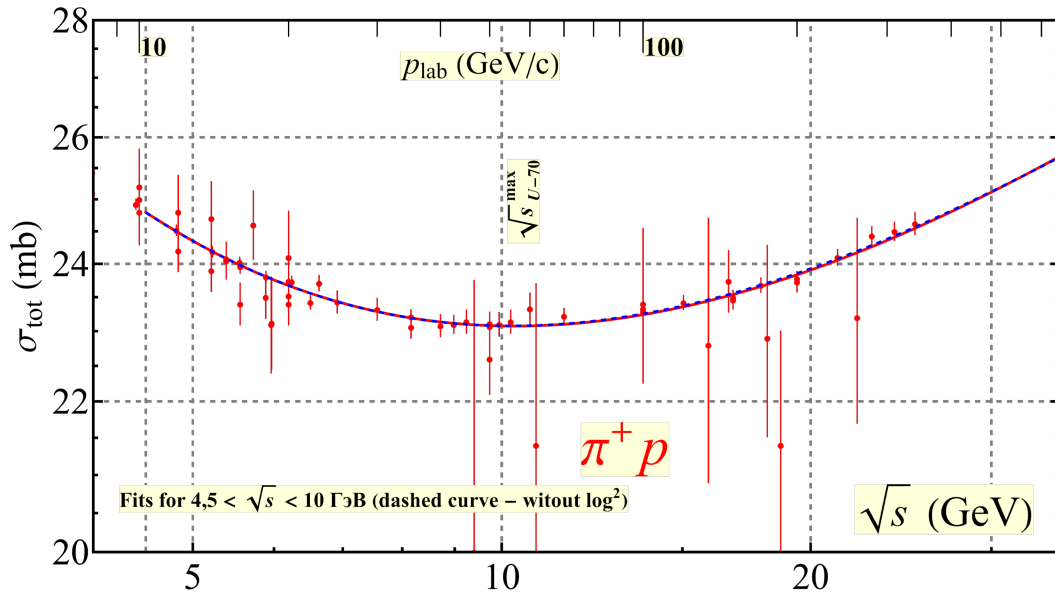
$$\sigma_{K^+ p}^{\text{tot}} = C - \frac{c_1 K^+ p}{\text{Log}[s/s_0] + c_2 K^+ p}$$

$$\sigma_{K^- p}^{\text{tot}} = C - \frac{c_1 \pi^- p}{\text{Log}[s/s_0] + c_2 K^- p} + R_{K^- p} (s/s_0)^{-\eta_{K^- p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4,5 < \sqrt{s} < 10$ ГэВ

(	C =	109.409	[mb]		L =	-	[mb]		$\chi^2_\sigma =$	72.2173	)
	$R_{K^- p} =$	111.659	[mb]		$\eta_{K^- p} =$	0.49939	[mb]		DoP =	76	
	$c_1 K^+ p =$	6384.86	[mb]		$c_2 K^+ p =$	67.6411	[]		NoF =	69	
	$c_1 K^- p =$	897.732	[]		$c_2 K^- p =$	4.91421	[]				
	-----	-----	-----	+	-----	-----	-----	+			
						CL[%] =	37.7		$\frac{\chi^2_\sigma}{\text{NoF}} =$	1.04663	

Рис. 9. Реакции $K^\pm p$ и их параметры. В совместном фите использованы экспериментальные данные от $\sqrt{s} \simeq 5$ ГэВ до $\sqrt{s} \simeq 10$ ГэВ - максимальная энергия У-70 б и без учёта гайзенберговского члена. Как и в предыдущем случае мы имеем указание на дальнейший рост полных сечений для этих моделей. Однако качество фита не вполне удовлетворительное и не даёт возможности однозначного вывода.



Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{pp}^{\text{tot}} = L \ln^2(s/s_0) + C - \frac{c_1}{\ln(s/s_0) + c_2}$$

для экспериментальных данных на интервале $4.5 < \sqrt{s} < 10$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{ccc|ccc} L = & 4.02584 \times 10^{-8} & [\text{mb}] & | & C = & 34.1013 & [\text{mb}] \\ c_1 = & -11.371 & [\text{mb}] & | & c_2 = & 0.470024 & [] \\ \hline \text{DoP} = & 46 & & | & \text{NoF} = & 42 & \\ \chi^2_{\sigma} = & 28.9785 & \frac{\chi^2_{\sigma}}{\text{NoF}} = 0.689963 & & \text{CL}[\%] = & 55 & \end{array} \right)$$

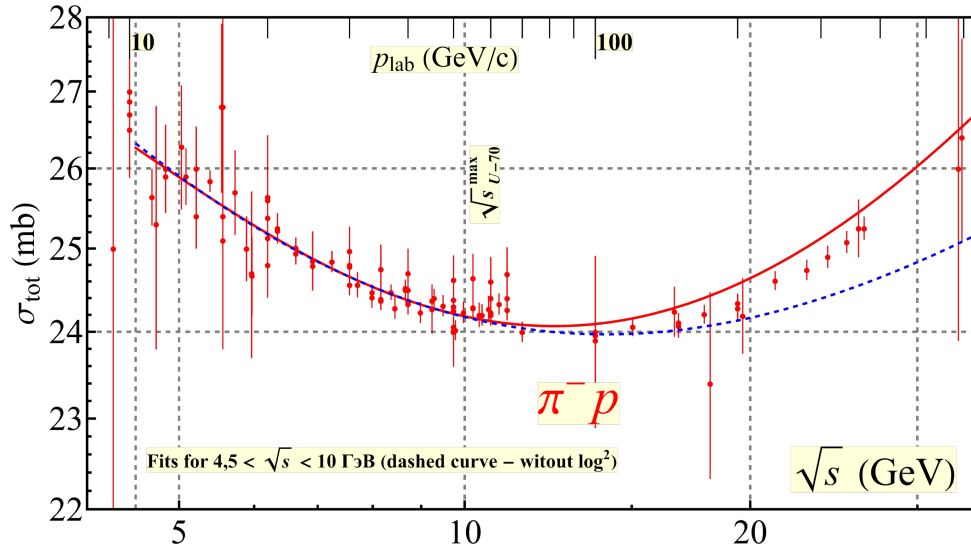
Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{\pi^+ p}^{\text{tot}} = C - \frac{c_1}{\ln(s/s_0) + c_2} - R_{\pi^+ p} (s/s_0)^{-\eta_{\pi^+ p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4.5 < \sqrt{s} < 10$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{ccc|ccc} L = & - & [\text{mb}] & | & C = & 245.079 & [\text{mb}] \\ c_1 = & -485.566 & [\text{mb}] & | & c_2 = & 3.48521 & [] \\ R_{\pi^+ p} = & 340.901 & [\text{mb}] & | & \eta_{\pi^+ p} = & 0.0470535 & [] \\ \hline \text{DoP} = & 36 & & | & \text{NoF} = & 31 & \\ \chi^2_{\sigma} = & 22.1145 & \frac{\chi^2_{\sigma}}{\text{NoF}} = 0.71337 & & \text{CL}[\%] = & \sim 100 & \end{array} \right)$$

Рис. 10. Реакция $\pi^+ p$ и её параметры. В фите использованы экспериментальные данные от $\sqrt{s} \simeq 5$ ГэВ до $\sqrt{s} \simeq 10$ ГэВ - максимальная энергия У-70. Оба варианта моделей дают практически одинаковые указания на дальнейший рост полных сечений с увеличением энергии.



Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{\pi^- p}^{\text{tot}} = L \ln^2(s/s_0) + C - \frac{c_1}{\ln(s/s_0) + c_2} + 2R_{\pi^+ p}(s/s_0)^{-\eta_{\pi^+ p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4.5 < \sqrt{s} < 10$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{cc|cc} L = & 1.37325 & [\text{mb}] & C = & 5.79699 & [\text{mb}] \\ c_1 = & 53.5237 & [\text{mb}] & c_2 = & 0.580901 & [] \\ R_{\pi^+ p} = & 43.3501 & [\text{mb}] & \eta_{\pi^+ p} = & 0.465749 & [] \\ \hline \text{DoP} = & 63 & \text{NoF} = & 57 & & \\ \chi^2_{\sigma} = & 46.2904 & \frac{\chi^2_{\sigma}}{\text{NoF}} = & 0.812113 & \text{CL}[\%] = & \sim 100 \end{array} \right)$$

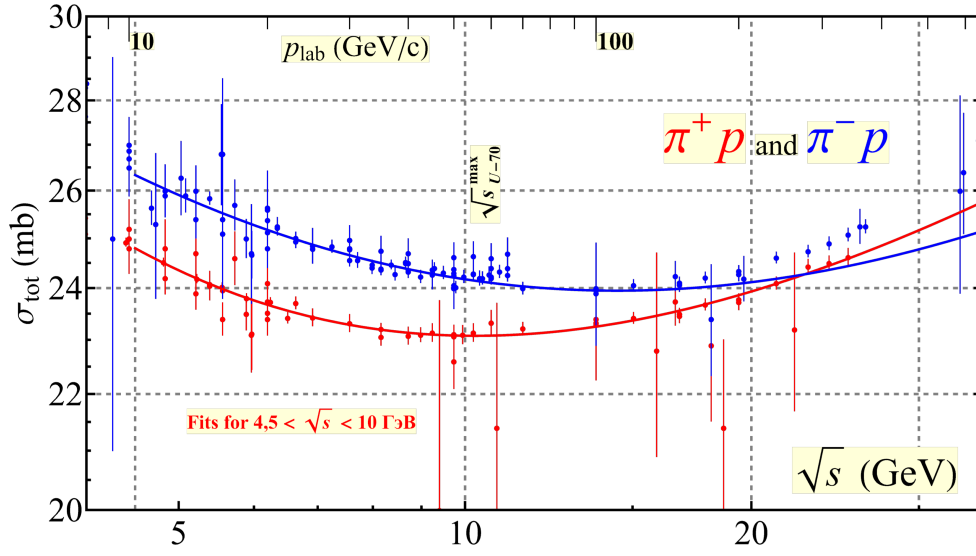
Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{\pi^- p}^{\text{tot}} = C - \frac{c_1}{\ln(s/s_0) + c_2} + 2R_{\pi^+ p}(s/s_0)^{-\eta_{\pi^+ p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4.5 < \sqrt{s} < 10$ ГэВ

$$\left(\begin{array}{cc|cc} L = & - & [\text{mb}] & C = & 119.345 & [\text{mb}] \\ c_1 = & 854.633 & [\text{mb}] & c_2 = & 2.99125 & [] \\ R_{\pi^+ p} = & 99.679 & [\text{mb}] & \eta_{\pi^+ p} = & 0.478332 & [] \\ \hline \text{DoP} = & 63 & \text{NoF} = & 58 & & \\ \chi^2_{\sigma} = & 46.5364 & \frac{\chi^2_{\sigma}}{\text{NoF}} = & 0.802351 & \text{CL}[\%] = & \sim 100 \end{array} \right)$$

Рис. 11. Реакция $\pi^- p$ и её параметры. В фите использованы экспериментальные данные от $\sqrt{s} \simeq 5$ ГэВ до $\sqrt{s} \simeq 10$ ГэВ - максимальная энергия У-70. Оба варианта моделей дают практически одинаковые указания на дальнейший рост полных сечений с увеличением энергии, хотя и со слегка различными скоростями роста.



Отфитированные значения параметров в упрощённой модели:

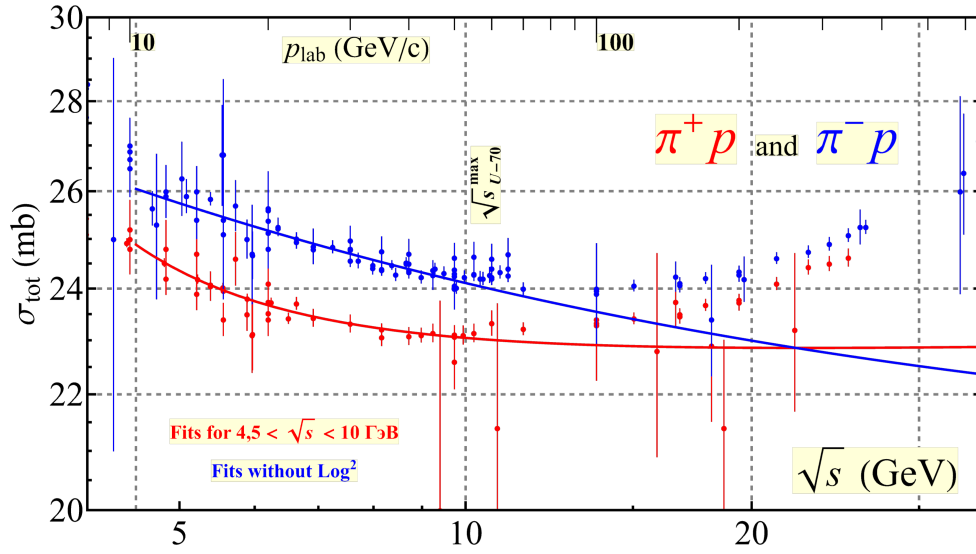
$$\sigma_{\pi^+ p}^{\text{tot}} = L \text{Log}[s/s_0]^2 + C - \frac{c_{1\pi^+ p}}{\text{Log}[s/s_0] + c_{2\pi^+ p}} - R_{\pi^+ p} (s/s_0)^{-\eta_{\pi^+ p}}$$

$$\sigma_{\pi^- p}^{\text{tot}} = L \text{Log}[s/s_0]^2 + C - \frac{c_{1\pi^- p}}{\text{Log}[s/s_0] + c_{2\pi^- p}} + 2 R_{\pi^- p} (s/s_0)^{-\eta_{\pi^- p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4,5 < \sqrt{s} < 10$ ГэВ

C = 2.28382 [mb]	L = 0.850289 [mb]	$\chi^2_\sigma = 68.736$
$R_{\pi^+ p} = 13.8196$ [mb]	$\eta_{\pi^+ p} = 0.314201$ []	DoP = 99
$c_{1\pi^+ p} = -86.2466$ [mb]	$c_{2\pi^+ p} = 1.44896$ []	NoF = 91
$c_{1\pi^- p} = -16.8446$ []	$c_{2\pi^- p} = 1.93649$ []	
-----	-----	-----
	CL[%] = ~100	$\frac{\chi^2_\sigma}{\text{NoF}} = 0.755341$

Рис. 12. Реакции $\pi^\pm p$ и их параметры. В совместном фите использованы экспериментальные данные от $\sqrt{s} \simeq 5$ ГэВ до $\sqrt{s} \simeq 10$ ГэВ - максимальная энергия У-70 и с учётом гайзенберговского члена. При хорошем качестве фитирования имеем указания на дальнейший рост полных сечений, но с разной скоростью роста.



Значения параметров в упрощённой модели:

$$\sigma_{\pi^+ p}^{\text{tot}} = C - \frac{c_{1\pi^+ p}}{\text{Log}[s/s_0] + c_{2\pi^+ p}} - R_{\pi^+ p} (s/s_0)^{-\eta_{\pi^+ p}}$$

$$\sigma_{\pi^- p}^{\text{tot}} = C - \frac{c_{1\pi^- p}}{\text{Log}[s/s_0] + c_{2\pi^- p}} + 2 R_{\pi^+ p} (s/s_0)^{-\eta_{\pi^+ p}}$$

для экспериментальных данных на интервале $4,5 < \sqrt{s} < 10$ ГэВ

$C =$	22.5405	[mb]	$L =$	-	[mb]	$\chi^2_\sigma =$	73.6175
$R_{\pi^+ p} =$	7.66286	[mb]	$\eta_{\pi^+ p} =$	0.5	[]	DoP =	99
$c_{1\pi^+ p} =$	-4.59924	[mb]	$c_{2\pi^+ p} =$	-0.731588	[]	NoF =	92
$c_{1\pi^- p} =$	22.287	[]	$c_{2\pi^- p} =$	4.49651	[]		
----- + ----- + -----							
				CL[%] =	~100	$\frac{\chi^2_\sigma}{\text{NoF}} =$	0.80019

Рис. 13. Реакции $\pi^\pm p$ и их параметры. В совместном фите использованы экспериментальные данные от $\sqrt{s} \simeq 5$ ГэВ до $\sqrt{s} \simeq 10$ ГэВ - максимальная энергия У-70 и без учёта гайзенберговского члена. Качество фита по прежнему очень хорошее, но в противоположность предыдущему варианту дает указание на выполаживание полных сечений с ростом энергии.

Список литературы

- [1] Дж.Чью,
Аналитическая теория S-матрицы.
Изд."Мир". Москва, 1968.
- [2] G.F. Chew, Steven C. Frautschi,
Phys.Rev.Lett. **8** (1962) 41.
- [3] И. Я. Померанчук,
ЖЭТФ **34** (1958) 725;
- [4] V.N. Gribov,
Conf.Proc.C **670828** (1967) 621;
В. Н. Грибов, И. Я. Померанчук,
ЖЭТФ **43** (1962) 220,
Nucl.Phys. **38** (1962) 516-528.
- [5] W. Heisenberg,
Z.Phys. **133** (1952) 65.
- [6] Hung Cheng, T.T. Wu,
Phys.Rev.Lett. **24** (1970) 1456.
- [7] S. P. Denisov et al.,
Physics Letters **B36** (1971)415;
S. P. Denisov et al.,
Physics Letters **B36** (1971)528.
- [8] A.A. Logunov, M.A. Mestvirishvili, Nguyen Van Hieu,
Physics Letters B **25** (1967) 611.
- [9] В. В. Ежела, В. А. Петров,
Препринт ИФВЭ **72-73**. Серпухов,1972.
- [10] Yu.B. Bushnin et al.,
Physics Letters **B29** (1969)48.

- [11] W. Heisenberg,
Talk at the Niels Bohr Memorial Meeting, Copenhagen, 1963.
см. также
В. Гейзенберг,
Введение в единую полевую теорию элементарных частиц, (Ур.(9.5)).
Изд. "Мир". Москва, 1968.
- [12] U.Amaldi et al.,
Physics Letters **B44** (1973)112;
S.R Amendolia et al.,
Physics Letters **B44** (1973)119.
- [13] Yu.M. Antipov et al.,
Physics Letters **B29** (1969) 245.
- [14] Н. Harari,
Phys.Rev.Lett.**22**(1969)562;
J. Rosner,
Phys.Rev.Lett.**22**(1969)689.
- [15] С. П. Денисов, А. В. Козелов, В. А. Петров,
Ядерная физика **79** (2016) 2, 121.
- [16] А. С. Герасимов, А. К. Лиходед, В. А. Петров, В. Д. Самойленко,
Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2023. № 6. 2360202;
e-Print: 2306.12740 [hep-ph].
- [17] PDG Data Base 2022
<https://pdg.lbl.gov/2022/hadronic-xsections/hadron.html#xsecplots>
- [18] Н.П. Ткаченко,
Препринт ИФВЭ 90-47, Протвино 1990;
А.Г. Абрамов et al,
Cryogenics **32** (1992) 380.

Рукопись поступила 24 сентября 2026 г.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Петров В.А. и др.

Адронные взаимодействия в диапазоне энергий $U-70$: результаты и проблемы.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **L^AT_EX**.

Подписано к печати 29.09.2026 Формат $60 \times 84/16$. Цифровая печать.
Печ.л. 1,75. Уч.-изд.л. 2,4. Тираж 68. Заказ 17. Индекс 3649.

НИИ «Курчатовский институт» – ИФВЭ
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2026–6,
НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, 2026
