

C-852

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4-94-206

На правах рукописи

УДК 539.12.01

СТРИЖЕНЕЦ

Павол

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА АДРОНОВ  
В МОДИФИЦИРОВАННОЙ УНИТАРИЗОВАННОЙ  
МОДЕЛИ ВЕКТОРНОЙ ДОМИНАНТНОСТИ

Специальность: 01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1994

## ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа выполнена в  
Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова  
Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:  
доктор физико-математических наук  
кандидат физико-математических наук

С. Дубничка  
А. З. Дубничкова

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических наук  
доктор физико-математических наук

С. Б. Герасимов  
Л. Л. Енковский

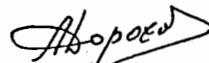
Ведущая организация:  
Физический институт им. Лебедева РАН, Москва.

Защита диссертации состоится " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 1994 года в \_\_\_\_\_  
час на заседании специализированного совета К 017.01.01 при Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна Московской области, Лаборатория теоретической физики ОИЯИ, аудитория им. Блохинцева.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 1994 г.

Ученый секретарь  
специализированного совета  
доктор физико-математических наук

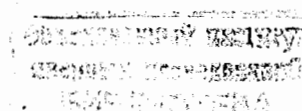
  
А.Е. Дорохов.

В настоящее время существует довольно много экспериментальной информации о электромагнитной структуре адронов и атомных ядер, которая нуждается в систематизации и физической интерпретации. Она описывается с помощью электромагнитных формфакторов (фф), поведение которых ожидается что будет полностью предсказано в рамках теории сильных взаимодействий, на роль которой претендует квантовая хромодинамика (КХД). Однако, хотя КХД сегодня, с одной стороны в рамках пертурбативных методов способна предсказывать поведение фф на асимптотике, а другой стороны в рамках непертурбативных методов (правила сумм КХД) способна предсказывать поведение фф в ограниченном интервале пространственно подобной области, она неспособна предсказать поведение фф во всей области их определения. Поэтому КХД (как и все модели основанные на кварковой структуре адронов) способна пока предсказывать фф только в областях их гладкого поведения, а в конечноэнергетической времени подобной области, где эксперименты показывают сложную резонансную структуру поведения фф, КХД пока никаких предсказаний не дает. Последнее кажется непосредственно связанным с пока нерешенной полностью проблемой - проблемой связанных состояний в рамках теории квантованных полей.

Что касается теоретического описания электромагнитной структуры атомных ядер, обстановка еще хуже. Существуют только данные по ядерным электромагнитным фф в пространственно подобной области, и все теоретические ядерные подходы ограничиваются объяснением поведения фф в этих областях. Другими словами, у ядерщиков не существует по аналогии с адронами поведения фф в времени подобной области, которое в принципе может быть измерено с помощью процессов электрон-позитронной аннигиляции в ядро-антиядро.

С другой стороны, существует ряд важных физических проблем в которых нужно заранее знать поведение электромагнитных фф адронов и ядер. Мы имеем ввиду учет поправок от электромагнитных взаимодействии в чисто адронных или ядерных взаимодействиях. Далее, например, для количественной оценки ненулевых степеней свободы в электромагнитной структуре ядер нужно знать надежное поведение электромагнитных фф нуклонов в пространственно подобной области. Для точной оценки адронного вклада в аномальный магнитный момент заряженных лептонов, который в сравнении с экспериментом приводит к проверке стандартной модели; нужно знать надежное поведение электромагнитных фф в времени подобной области. Как известно, с возрастанием масс резонансов в процессах аннигиляции электрон-позитрон в адроны теряется их выраженное поведение в соответствующих наборах данных. Поэтому для идентификации соответствующих возбужденных состояний из существующих данных нужны глобальные модели электромагнитных фф, которые бы учитывали вклады всех возможных разрешенных резонансов.

Это все указывает на актуальность и важность изучения электромагнитной



структуры сильно взаимодействующих частиц с феноменологической точки зрения а также строения глобальных моделей электромагнитных фф адронов и ядер, которым посвящена предлагаемая диссертация.

### Цель предлагаемой диссертации

- Предсказание электрических и магнитных средне квадратических радиусов всего октета барионов в рамках ВМД модели без использования существующих данных и их сравнение с предсказаниями других моделей.
- Проверка способности унитаризованной аналитической (УА) ВМД модели описать существующую экспериментальную информацию об электромагнитной структуре нуклонов и  $He^4$ , но со строгим соблюдением Окубо-Цвейга-Иизуки (ОЦИ) правила.
- Используя усовершенствованные модели электромагнитных фф псевдоскалярных мезонов, новые данные по эксклюзивным каналам электрон-позитронной аннигиляции в адроны и исправленную формулу в рамках КХД для отношения полного сечения электроп-позитронной аннигиляции в адроны к полному сечению электрон-позитронной аннигиляции в пару мюонов, получить более точную оценку адронного вклада в аномальный магнитный момент заряженных лептонов.
- Конструкция новой УА-ВМД модели, с математически корректным способом получения правильного асимптотического поведения нуклонных фф, и ее применение к анализу всех существующих данных при точном учете ОЦИ правила.

### Научные результаты и новизна

- Мы провели анализ всех существующих экспериментальных данных по электромагнитной структуре нуклонов с помощью классической ВМД модели и показали что она непригодна для их глобального описания. Мы детально проанализировали эти данные с помощью старой формулировки УА-ВМД модели и показали, что в рамках такого феноменологического подхода невозможно однозначно предсказать отношение полных сечений  $\sigma(e^+e^- \rightarrow p\bar{p})$  и  $\sigma(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$ , даже если модель очень хорошо описывает все существующие данные.
- Мы существенно понизили ошибку оценки адронного вклада в аномальный магнитный момент заряженных лептонов. Ошибка в случае мюона оказалась приблизительно в четыре раза меньше чем вклад слабого взаимодействия в аномальный магнитный момент мюона и она сравнима с точностью которая ожидается в новом g-2 эксперименте.
- Предложена новая формулировка УА-ВМД модели, в которой правильное асимптотическое поведение достигается корректным (с математической точки зрения) способом.

- Новая формулировка УА-ВМД модели применена к описанию всех существующих экспериментальных данных по электромагнитной структуре нуклонов, и она предсказывает соотношение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow p\bar{p}) \approx \sigma(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$  в области сразу над нуклон-антинуклонным порогом и соотношение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow p\bar{p}) \approx 2 \cdot \sigma(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$  в области  $J/\Psi$  частиц.

Апробация работы Основные материалы диссертации докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Блохинцева ОИЯИ в Дубне, Физического института САН в Братиславе, Института экспериментальной физики САН в Кошице. Кроме того, они докладывались на международных конференциях "Quarks'92" в Звенигороде и "Hadron Structure'92" в Словакии. По материалам диссертации опубликовано 7 работ, которых список находится в конце автореферата.

Объем работы Диссертация состоит из введения, трех глав основного содержания, заключения, библиографического списка литературы с 86 наименованиями, 14 рисунков и 6 таблиц. Общий объем диссертации - 91 страница.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дается короткий обзор существующих результатов, формулируются и обосновываются задачи диссертации и также излагается ее краткое содержание.

В первой главе показывается построение старой формулировки УА-ВМД модели и ее применение к анализу экспериментальных данных.

В §1.1 излагается краткая сводка формул классической ВМД модели и ее свойств.

В §1.2 используется ВМД модель для построения простой модели электромагнитной структуры октета барионов, которая показывает, что ВМД модель способна описать лишь статические свойства адронов. Модель использует только основные состояния векторных мезонов с квантовыми числами фотона, и в силу условий нормировки фф модель не содержит свободных параметров. С помощью SU(3) инвариантного Лагранжиана для вершины мезон-барион-антибарион можно из значений нуклонных констант связей определить константы связи остальных барионов октета, и использовать их в ВМД фф. Результаты такой простой модели для электрического и магнитного средне квадратических радиусов октета барионов хорошо согласуются по знаку и, более-менее, также по величине с предсказаниями других моделей. В магнитных радиусах существуют некоторые разногласия, которые могут быть естественно объяснены простотой использованной модели.

В §1.3 излагаются кратко основные принципы построения УА-ВМД модели старой формулировки и ее свойства.

В §1.4 применяется эта УА-ВМД модель для анализа всех существующих экспериментальных данных по электромагнитной структуре нуклонов. Показано что стандартная ВМД модель и при обобщении в комплексные массы векторных мезонов неспособна описать все существующие данные. Мы провели анализ с помощью УА-ВМД модели с использованием  $\omega(782)$ ,  $\omega'(1390)$ ,  $\omega''(1600)$ ,  $\rho(770)$ ,  $\rho'(1450)$ ,  $\rho''(1700)$ ,  $\rho'''(2110)$  векторных мезонов. Соблюдая условия нормировки старая формулировка УА-ВМД модели для нуклонов содержит 14 свободных параметров. (Все массы и ширины мезонных резонансов зафиксированы в табличных значениях.) Экспериментальные данные были анализированы тремя способами:

I. Был сделан фит данных по электрическому и магнитному фф протона и нейтрона в пространственно подобной области и данных по полному сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  в времени подобной области.

II. Был сделан фит данных по дифференциальному сечению

$$\frac{d\sigma^{\text{lab}}(e^-p \rightarrow e^-p)}{d\Omega} = \sigma_{\text{Mott}} \left[ \frac{G_E^2(t) - (t/4m_p^2)G_M^2(t)}{1 - t/4m_p^2} - 2\frac{t}{4m_p^2}G_M^2(t) \tan^2(\vartheta/2) \right],$$

в пространственно подобной области, где нейтронные данные небыли использованы, и данных по полному сечению в времени подобной области.

III. Был сделан фит данных по нуклонному форм фактору только в пространственно подобной области.

Все результаты предсказывают соотношение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow p\bar{p}) \ll \sigma(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$ . Но эти предсказания неустойчивы, так как если мы включили в анализ искусственные данные для нейтронов так, чтобы  $\sigma(e^+e^- \rightarrow p\bar{p}) \approx \sigma(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$ , получили тоже хорошее описание. На основе этого мы пришли к заключению, что анализы данных по электромагнитной структуре нуклонов с помощью феноменологических моделей не могут предсказать надежное отношение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow p\bar{p})$  к  $\sigma(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$ .

§1.5 посвящен анализу электромагнитного фф  $\text{He}^4$  и предсказанию его поведения в времени-подобной области. Потому что у  $\text{He}^4$  спин и изоспин равняется нулю, электромагнитная структура этого ядра описывается только одной скалярной функцией. Ее асимптотическое поведение полностью экспонентом асимптотического члена в УА-ВМД модели. Меняя этот экспонент подходящим способом без нарушения остальных свойств модели, получается асимптотика предсказываемая кварковой моделью адронов. Используя правило ОЦИ, мы учитывали в УА-ВМД модели для фф  $\text{He}^4$   $\omega(782)$ ,  $\omega'(1390)$ ,  $\omega''(1600)$ , резонансы. Модель довольно хорошо описывает данные ( $\chi^2/NDF = 1.006$ ), но не воспроизводит второй дифракционный минимум, возможно существующий в области  $-2 \text{ GeV}^2$ , который был описан в предыдущем анализе без соблюдения ОЦИ правила.

Во второй главе приводим результаты нашей оценки адронного вклада в низшем порядке в аномальный магнитный момент заряженных лептонов. Ожидаемая

ошибка в новом g-2 мюонном эксперименте в Брокхавенской национальной лаборатории ожидается порядка  $10^{-10}$ , в то время как самая точная оценка адронного вклада до сих пор имела ошибку порядка  $10^{-9}$ . Мы показали что

- включением в анализ новых данных по некоторым эксклюзивным процессом ( $K^+K^-$ ,  $K^0\bar{K}^0$ ,  $3\pi$ ,  $\omega\pi^0$  и  $4\pi$ )
- использованием более совершенных моделей для описания электромагнитной структуры пионов и каонов
- более точным вычислением внешней ковариантной матрицы в оценке ошибок в  $2\pi$  и  $K\bar{K}$  каналах
- использованием уточненного КХД отношения для  $R = \sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{had}) / \sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  с коррекциями от электрослабых взаимодействий, чтобы вычислить вклад в  $a_\ell^{(2)\text{had}}$  из области больших энергий правильным путем

нам удалось существенно понизить ошибку оценки адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона до уровня ожидаемой ошибки в выше упомянутом эксперименте.

Все наши вычисления основаны на интегральном представлении

$$a_\ell^{(2)\text{had}} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{4m_\ell^2}^{\infty} \sigma^h(s) K_\ell(s) ds \quad (1)$$

где  $\sigma^h(s)$  полное сечение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{had})$  и

$$K_\ell(s) = \int_0^1 \frac{x^2(1-x)}{x^2 + (1-x)s/m_\ell^2} ds, \quad (2)$$

$m_\ell$  масса лептона. Из практических соображений мы разбили интеграл (1) на низко энергетическую и высоко энергетическую части.

Чтобы получить реалистическую квантитативную оценку ошибок, мы включили в наш анализ как неопределенность происходящую от экспериментальных данных так и неопределенность которую вносит модели использованные для сечения  $\sigma^h(s)$ . И так полная ошибка  $\Delta a_\ell^{(2)\text{had}}$  состоит из трех частей

$$\Delta a_\ell^{(2)\text{had}} = \sqrt{[\Delta a_\ell^{(2)\text{had}}(\text{stat})]^2 + [\Delta a_\ell^{(2)\text{had}}(\text{syst})]^2 + [\Delta a_\ell^{(2)\text{had}}(\text{mod})]^2} \quad (3)$$

где  $\Delta a_\ell^{(2)\text{had}}(\text{stat})$  статистическая ошибка,  $\Delta a_\ell^{(2)\text{had}}(\text{syst})$  систематическая ошибка и  $\Delta a_\ell^{(2)\text{had}}(\text{mod})$  модельная ошибка, определена как разница значения вклада полученного интегрированием прямо через экспериментальные точки трапезоидным правилом и вклада полученного интегрированием с помощью модельной параметризации. Все  $\Delta a_\ell^{(2)\text{had}}(\text{stat})$ ,  $\Delta a_\ell^{(2)\text{had}}(\text{syst})$  и  $\Delta a_\ell^{(2)\text{had}}(\text{mod})$  состоят из суммы соответствующих ошибок вычисленных во всех эксклюзивных каналах, включая тоже вклад от больших энергий определен с помощью  $R$ .

В низко энергетической части мы учитывали следующие каналы:  $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$ ,  $K^0\bar{K}^0$ ,  $\pi^+\pi-\pi^0$ ,  $\omega\pi^0$ ,  $\pi^+\pi-2\pi^0$ ,  $2\pi^+2\pi^-$ ,  $2\pi^+2\pi-\pi^0$ ,  $3\pi^+3\pi^-$ . Все остальные эксклюзивные каналы не рассматривались, так как они вносят незначительный вклад, приблизительно на уровне оцениваемых ошибок. Для этого два довода. Во первых, полные сечения каналов  $K^0K^\pm\pi^\pm$ ,  $K^+K-\pi^0$ ,  $K^+K-\pi^+\pi-$  порядка 1 - 3 nb. Во вторых, как можно видеть из уравнения (2),  $K_t(s) \approx m_t^2/s$  для  $s \gg m_t^2$ , подавляя таким способом вклады от области больших энергий.

В случае  $2\pi$  канала, который доминирует в  $a_t^{(2)had}$  для всех лептонов, основное понижение ошибки достигается за счет использования более совершенной УА-ВМД модели для фф пиона с тремя возбужденными состояниями  $\rho$  мезона. Модель построена включением правильных аналитических свойств в аппроксимации двух разрезов в стандартную ВМД параметризацию пионного электромагнитного фф.

Дальнейшее понижение оцененных ошибок в этом случае, достигается за счет более корректного вычисления ковариантной матрицы  $C_{ij}$ , которая определяет экспериментальную ошибку следующим способом

$$\sigma^2 = \sum_{i,j} C_{ij} D_i D_j, \quad (4)$$

где  $D_i = \partial a_t / \partial A_i$  и  $A_i$  свободные параметры в фите.

Для вычисления вкладов от больших энергии используем КХД параметризацию  $R(e^+e^- \rightarrow had)$  до третьего порядка по  $\alpha_s$ . В описании данных по  $R$  все резонансы формально игнорируются и их вклад в  $a_t^{(2)had}$  вычисляется отдельно, в аппроксимации нулевой ширины. Вся высоко энергетическая область потом разделена на три области с естественными границами - порогами рождения разных кварк-антикварковых пар.

Просуммирование всех вкладов приводит к следующим оценкам:

$$a_e^{(2)had} = (1.810 \pm 0.011 \pm 0.002) \times 10^{-12} \quad (5)$$

$$a_\mu^{(2)had} = (6.986 \pm 0.042 \pm 0.016) \times 10^{-8} \quad (6)$$

$$a_\tau^{(2)had} = (3.436 \pm 0.024 \pm 0.024) \times 10^{-6}. \quad (7)$$

Это представляет самую точную оценку адронного вклада низшего порядка в аномальные магнитные моменты лептонов, и в очень заинтересованном случае мюона, достигнутая ошибка в четыре раза меньше вклада от слабого взаимодействия, и сравнимая с предполагаемой точностью нового  $g-2$  эксперимента в Брукхевенской национальной лаборатории.

В третьей главе показана новая формулировка УА-ВМД модели, в которой асимптотическое поведение для нуклонных фф получается правильным способом из стандартных соотношении ВМД модели, и показаны результаты глобального анализа всех данных по нуклонным фф с помощью этой формулировки УА-ВМД модели.

В §3.1 приводим модификацию стандартной ВМД модели для нуклонных фф так, чтобы модифицированная модель автоматически выполняла как условия нормировки, так условия асимптотического поведения. Модификация начинается из

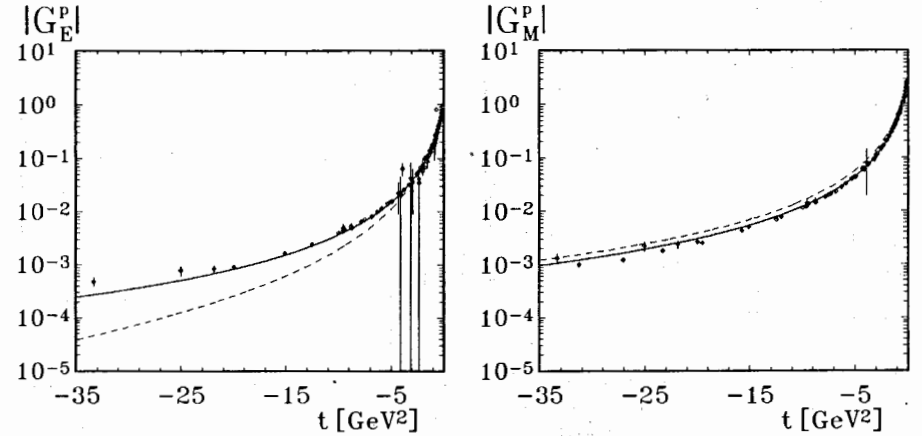


Рис. 1: Описание электрического и магнитного фф протона с помощью новой УА-ВМД модели. Штрихованная линия - фит данных с помощью канонической ВМД модели с расширением до комплексных масс векторных мезонов.

параметризации нуклонных фф через изоскалярные и изовекторные части фф Дирака и Паули в виде стандартной ВМД модели как суммы полюсов, где мы в изоскалярных частях строго соблюдаем ОЦИ правило. Мы преобразуем суммы полюсов к общим знаменателям. Далее учетом соотношении для констант связей, вытекающие из условия нормировки, и учетом требования асимптотического поведения мы получаем четыре системы алгебраических уравнений для отношении констант связей, подставлением решений которых в стандартную параметризацию получаем каноническую ВМД модель в аппроксимации нулевой ширины векторных мезонов, которая автоматически выполняет условия нормировки и асимптотического поведения. Тем не менее, вопреки этим свойствам модель неспособна воспроизвести существующие экспериментальные данные, а только ей унитаризация приводит к хорошему описанию данных.

В §3.2 показываем построение модифицированной УА-ВМД модели из модифицированной канонической ВМД модели из предыдущего параграфа. Каноническая ВМД модель не обладает правильными аналитическими свойствами нуклонных фф. Унитаризация этой модели приведет к получению всех требуемых свойств и к правильному включению ненулевых ширин векторных мезонов. Практически это осуществим встроением правильных аналитических свойств фф в приближении двух разрезов, с помощью специального нелинейного преобразования

$$t = t_0 - \frac{4(t_{in} - t_0)}{\left[\frac{1}{W} - W\right]^2}. \quad (8)$$

для всех изоскалярных и изовекторных частей отдельно. Здесь  $t_0^s = 9m_\pi^2$ ,  $t_0^v = 4m_\pi^2$

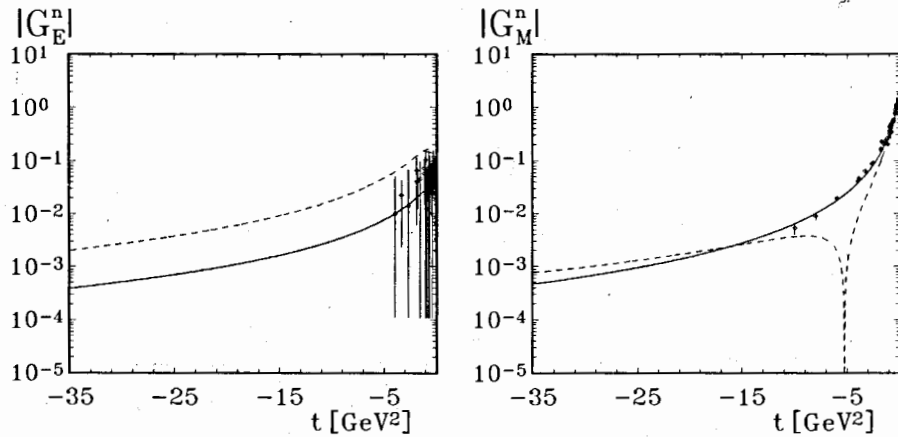


Рис. 2: Предсказание электрического и магнитного фф нейтрона до  $t = -35 \text{ GeV}^2$ . Обозначение тоже самое как и в рис. 1.

и  $t_{in}$  точки ветвления типа квадратного корня. Использование (8) и для масс мезонов и для точки нормировки получается новая формулировка УА-ВМД модели, которая обладает правильными аналитическими свойствами, и правильным асимптотическим поведением предсказуемым КХД, и в отличие от предыдущей формулировки УА-ВМД модели, это асимптотическое поведение достигается корректным способом.

Модель зависит от восьми (в сравнении с четырнадцать в предыдущей формулировке) свободных параметров, если все массы и ширины векторных мезонов фиксируем в табличных значениях.

В §3.3 применена новая формулировка УА-ВМД модели к глобальному анализу данных по нуклонным фф. На рис. (1), (2) показываем результаты нашего анализа, и для сравнения тоже описание данных с помощью модифицированной ВМД модели из §3.1. Видно, что только использование УА-ВМД модели приводит к хорошему воспроизведению существующих данных. На рис. (3) видно, что новая формулировка УА-ВМД модели способна описать новые данные по  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$  из Церна, которые показывают более крутое падение сразу над  $p\bar{p}$  порогом, чем более старые данные из  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ . Однако мы видим, что новая формулировка УА-ВМД модели не описывает хорошо данные из FERMILAB при более высоких энергиях, что может быть признаком существования новых возбужденных состояний векторных мезонов использованных в модели.

В сравнении с предыдущими анализами с помощью старой формулировки УА-ВМД модели, теперь получаются совершенно другие результаты для соотношения  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow p\bar{p})$  и  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$ . Обе сечения сразу над порогом предсказаны

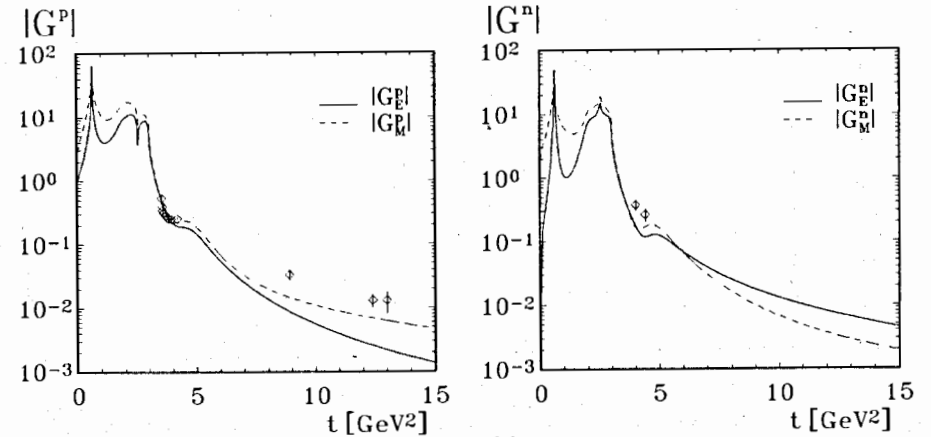


Рис. 3: Описание электромагнитных фф протона и нейтрона в времени-подобной области и сравнение с новыми данными по протонным фф.

приблизительно одинаковыми (рис. 4) и в области  $J/\Psi \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$  приблизительно половина  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow p\bar{p})$ . Такие результаты более приемлемы из точки зрения кварковой структуры нуклонов и в области  $J/\Psi$  их сильно поддерживают данные по распаду  $J/\Psi$  на  $p\bar{p}$  и  $n\bar{n}$  пары. Однако окончательное слово к этой проблеме за экспериментальными результатами.

В §3.4 сравниваем старую и новую формулировки УА-ВМД модели на эффектах, которые более чувствительны к формулировке модели чем электромагнитные фф. Это параметр угловой асимметрии и поляризации нуклонов в процессе  $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ . К сожалению эти параметры очень трудно измеримы, и так остается нам искать какой нибудь другой эффект чувствительный к выбору формулировки моделей электромагнитной структуры нуклонов, который можно легче измерить.

**В заключении** коротко сформулированы основные результаты работы:

1. С помощью простой ВМД модели, с строгим соблюдением ОЦИ правила, были предсказаны электромагнитные средне квадратические радиусы октета барионов, без использования существующих экспериментальных данных. Наши расчеты близки результатом других, более сложных моделей.
2. Был устранен недостаток старой формулировки УА-ВМД модели, а именно строгое соблюдение ОЦИ правила.
3. Был сделан глобальный анализ эксп. данных по электромагнитным фф нуклонов, из которого мы заключили, вопреки почти перфектному описанию данных, что предсказания для отношения  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow p\bar{p})$  к  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$

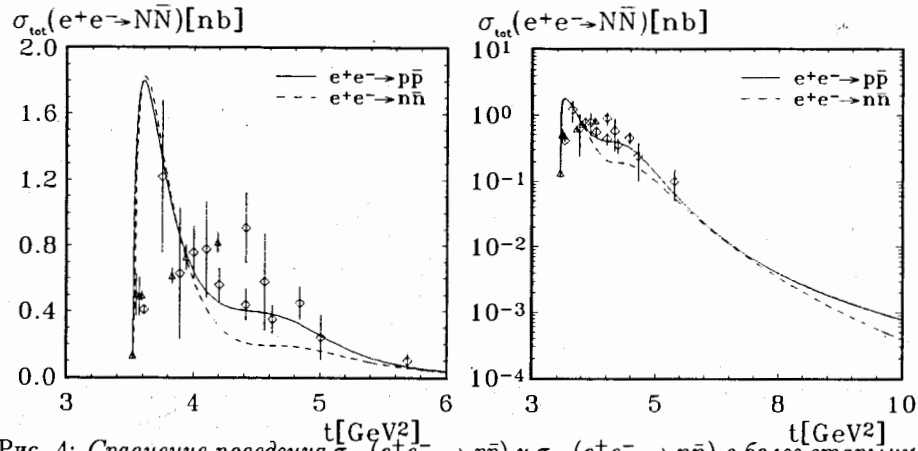


Рис. 4: Сравнение поведения  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow p\bar{p})$  и  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$  с более старыми данными по  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow p\bar{p})$ .

ненадежны. Из всех фитов (или данных по фф в пространственно-подобной области, или с добавлением данных по  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow p\bar{p})$  в времени подобной области, или по  $\sigma(ep \rightarrow ep)$  в пространстве подобной области) вытекает предсказание  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow p\bar{p}) \ll \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$ . Но если мы в анализ включили искусственные данные для нейтронов так, что  $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow p\bar{p}) = \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$ , то модель оказалась достаточно гибкой, чтобы описать и эти данные.

4. Был сделан анализ данных по электромагнитной структуре  $He^4$ , и показалось, что если соблюдать ОЦИ правило строго, с помощью УА-ВМД модели не удастся воспроизвести второй дифракционный минимум при  $-2 \text{ GeV}^2$ , существование которого многие авторы предполагают. Однако поведение полного сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow He^4 He^4$  почти одинаковое как и в случае без соблюдения ОЦИ правила.
5. Был вычислен адронный вклад в аномальный магнитный момент лептонов, где нам удалось понизить ошибку адронного вклада (в низшем порядке, который доминирует между остальными адронными вкладами) для мюона до уровня приблизительно 4 раза меньше чем вклад от слабого взаимодействия, и она приблизительно сравнима с ожидаемой ошибкой нового  $g-2$  мюонного эксперимента.
6. Была предложена новая формулировка УА-ВМД модели, где не нарушая никаких свойств модели, достигается правильное асимптотическое поведение

корректным способом. Кроме того, эта формулировка модели уменьшает число свободных параметров при описании тех-же данных.

7. С помощью новой формулировки УА-ВМД модели был сделан глобальный анализ экспериментальных данных по электромагнитным фф нуклонов. Этот показывает (сходно с "наивными" ожиданиями) что в области вблизи порога  $NN$   $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow p\bar{p}) \approx \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$ , и кроме того, в области  $J/\Psi$   $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow p\bar{p}) \approx 2 \cdot \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow n\bar{n})$ , что можно ожидать из сравнения парциальных ширин  $J/\Psi$ .

## Литература

- [1] A. Z. Dubničková, S. Dubnička, P. Striženec: Naiv model of electromagnetic structure of octet baryons, Preprint JINR, E2-91-405, Dubna(1991), Czech. J. Phys. **43** No.12 (1993).
- [2] S.I.Bilenkaya, S. Dubnička, A.Z. Dubničková and P. Striženec: Towards the results of global analyses of data on nucleon electromagnetic structure, Preprint JINR, E2-91-475; Nuovo Cim. **A105** (1992)-1421-1433.
- [3] P. Striženec:  $^4He$  electromagnetic structure in unitary and analytic VMD model with strict OZI rule, Proc. of the Hadron Structure'92 Conference, Sept. 6-11, 1992, Stará Lesná, Czecho-Slovakia, Edit. D. Bruncko and J. Urbán, Košice (1992), p.155-159.; Preprint JINR, E2-93-432, Dubna (1993).
- [4] A.Z. Dubničková, S. Dubnička and P. Striženec: New evaluation of hadronic contributions to the anomalous magnetic moment of charged leptons, Preprint JINR E2-92-281, Dubna 1992. Submitted to the Int. Europhysics Conference on High Energy Physics, Marseille, July 22-28, 1993.
- [5] S. Dubnička, A.Z. Dubničková and P. Striženec: New formulation of the unitary and analytic VMD model of nucleon electromagnetic structure, Preprint JINR, E2-92-520; Nuovo Cimento, **A106** (1993) 1253-1268.
- [6] S. Dubnička, P. Striženec and A.Z. Dubničková: Towards the  $e^+e^- \rightarrow NN$  processes in the framework of a new formulation of the unitary and analytic VMD model of nucleon electromagnetic structure, Proc. of the Quarks'92 Conference, May 11-17, 1992, Zvenigorod, Russia, Edit.: D.Yu. Grigoriev, V.A. Matveev, V.A. Rubakov and P.G. Tinyakov, World Scientific (1993), p.458-465.
- [7] S. Dubnička, A.Z. Dubničková, P. Striženec, M. Rekaló: New look on the electromagnetic structure of nucleon, Proc. of the Hadron Structure'92 Conference, Sept. 6-11, 1992, Stará Lesná, Czecho-Slovakia, Edit. D. Bruncko and J. Urbán, Košice (1992), p. 119-137.

Рукопись поступила в издательский отдел

30 мая 1994 года.