

C323.4

B-676

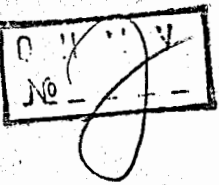


ЛЕКЦИИ
ДЛЯ МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ

Д.В.Волков

Кварки
как следствие дуальности

ДУБНА



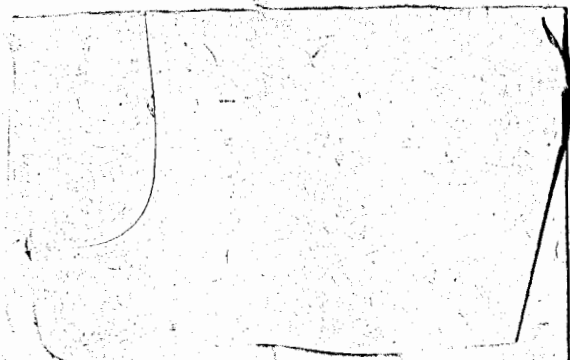
ЗНА
к. 102

ЛЕКЦИИ ДЛЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

Выпуск 3

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

- Д. В. Ширков - председатель
- А. Т. Филиппов - зам. председателя
- А. Н. Сисакян - ученый секретарь
- О. А. Займидорога
- А. А. Карлов
- В. А. Никитин
- Ю. П. Попов



Дубна 1975

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

P2 - 8765

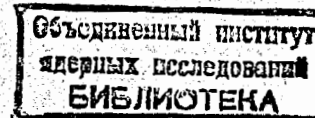
Д. В. Волков*

С323.4
В-676

**КВАРКИ
КАК СЛЕДСТВИЕ ДУАЛЬНОСТИ**

(Обзорная лекция)

103884



* Физико-технический институт АН УССР, Харьков

S u m m a r y

The lecture by D.V.Volkov delivered for the young physicists of the JINR presents a review on the recent progress in the problem of vacuum transitions in dual models.

In the lecture the following questions are considered:

1. The quark structure of hadron resonances as a consequence of the duality principle.

2. The role of the induced vacuum transitions in establishing the connection between quarks and duality.

3. The spontaneous vacuum transitions in the $\lambda\phi^3$ -theory.

4. A rearrangement of the dual amplitudes due to the introduction of the induced vacuum transitions.

5. The perturbation expansion of the rearranged dual amplitudes.

6. An integral representation for the rearranged dual amplitudes.

7. Analytic continuation of the integral representation and its connection with spontaneous vacuum transitions in the Veneziano model.

8. The $SU(2) \times Y_1 \times Y_2 \times \dots$ internal symmetry as a consequence of a spontaneous vacuum transition in the case of $\alpha_0 = 1$ (the Virasoro model) and other questions.

1. Введение

В настоящей лекции я попробую в популярной, насколько это возможно, форме сделать обзор работ, выполненных в последнее время А.А.Желтухиным, А.И.Пашневым и мной ^{/1-3/}. В этих работах изучались различные вопросы, связанные с индуцированными и спонтанными переходами частиц в вакуум в дуальных моделях. Рассмотрение проводилось на примере модели Венециано, однако представляется, что основные выводы применимы к любой из известных в настоящее время дуальных моделей.

Обсуждаемые в лекции вопросы связаны со структурой адронных резонансов, поэтому я прежде всего в общих чертах напомню, что существует два основных теоретических подхода к пониманию такой структуры. Содержание первого из этих подходов сводится к утверждению, что все адронные резонансы построены из кварков; мезонные резонансы состоят из кварка и антикварка, а барионные - из трех кварков. Указанное утверждение лежит в основе широко используемых в настоящее время различных кварковых моделей.

Содержание второго подхода основывается на столь же кратком утверждении, что резонансы построены из резонансов. Последнее утверждение используется в различных схемах, связанных с идеологией бутстрэпа. Наиболее претенциозными из таких схем являются различные дуальные модели, получившие широкое распространение в последнее время. В дуальных моделях утверждению о построении резонансов из резонансов была придана простая и содержательная математическая форма дуальности в виде определенного равенства в амплитуде рассеяния вкладов от резонансов в различных кроссинговых каналах.

Представление о кварках и понятие дуальности обычно предполагаются независимыми и часто рассматриваются в рамках единой модели, содержащей тот или иной вариант дуальности одновременно с некоторой кварковой структурой, вводимой методом Чана-Патона /4/ или методом диаграмм Харари-Рознера /5/. При этом предполагается, что для любой дуальной модели возможно подключение любого числа кварков с точной или нарушенной $SU(n)$ -симметрией.

В работах /1-3/ на примере дуальной модели Венециано показано, что в каждой конкретной дуальной модели уже содержится некоторая скрытая кварковая структура, однозначно определяемая внутренними свойствами такой модели.

Общая схема установленных в работах /1-3/ отношений между понятиями изображена на рис. 1.

На приведенной схеме дуальность является основным исходным понятием, определяющим наличие кварковой структуры и резонансных состояний. В последнее время на возможность наличия связи между дуальностью с одной стороны и внутренними симметриями и кварками с другой указывалось в ряде работ /6,7/.*

Связь между дуальностью и кварками изображена на схеме рис. 1 посредством стрелки с надписью "Индукцированные вакуумные переходы". Поясним, что имеется в виду, когда мы говорим о связи между дуальностью и кварками, что такая связь означает и как она устанавливается теоретически.

Связь между дуальностью и кварками является следствием вырождения спектра резонансных состояний в дуальных моделях. Как известно, спектр резонансных состояний в этих моделях является сильно вырожденным. Степень вырождения определяется известной теоремой

*Приведем в качестве примера следующее высказывание Детлефсена и Нильсона /6/ :

"We believe that there is some deep truth in the statement that dualitylike principles imply symmetry - including $SU(2)$ -symmetry".

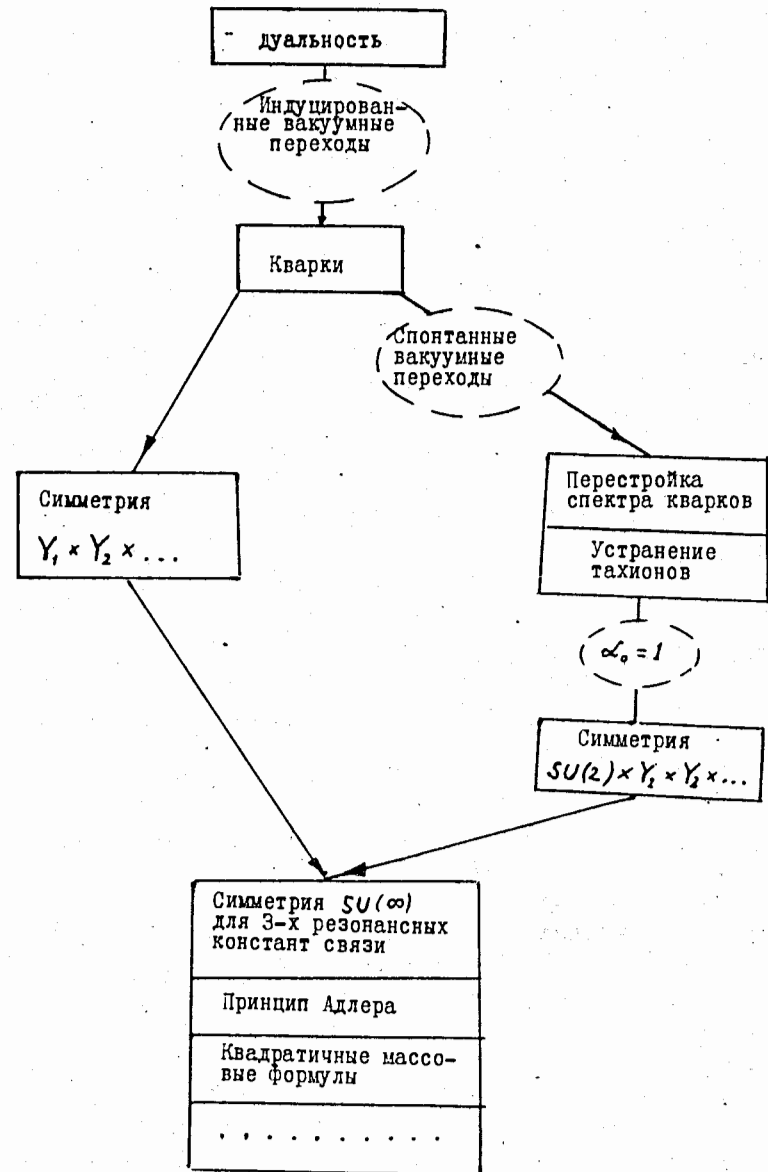


Рис. 1. Схема основных понятий, обсуждаемых в лекции, и связей между ними.

Фубини-Гордона-Венециано, для доказательства которой используется требование факторизуемости дуальных амплитуд. Как показано в работе ^{/3/}, требование факторизуемости дуальных амплитуд содержит неявное предположение отсутствия в модели аддитивных законов сохранения. При наличии таких аддитивных законов сохранения метод Фубини - Гордона - Венециано позволяет провести рассмотрение вырожденных состояний только внутри некоторого сектора модели, определяемого заданием квантовых чисел внешних частиц. Как следствие, этот метод не в состоянии обнаружить кварковую структуру дуальной модели в случае, если таковая имеется.

Для обнаружения в дуальных моделях вырождения резонансов, связанного с наличием аддитивных законов сохранения, в работе ^{/3/} используется метод введения дополнительного возмущения, снимающего вырождение. Такой метод постоянно используется в квантовой механике при рассмотрении вырожденных состояний.

В случае дуальных моделей в качестве дополнительного возмущения удобно использовать переходы частиц в вакуум с некоторой отличной от нуля константой перехода β /т.н. индуцированные вакуумные переходы/.

Применение метода индуцированных вакуумных переходов позволило показать, что спектр резонансных состояний в модели Венециано действительно является более вырожденным, чем это следует из факторизационной теоремы Фубини - Гордона - Венециано и что дополнительное вырождение соответствует кварковой модели с бесконечным числом кварков возрастающей массы. Каждая разновидность кварков связывается при этом с законом сохранения некоторого гиперзаряда Y_1 . Как следствие, симметрия результирующей кварковой модели является симметрией $Y_1 \times Y_2 \times \dots$ -группы /см. рис. 1/.

Таким образом, верхняя часть схемы рис. 1 указывает на наличие рассмотренной выше связи между дуальностью и внутренней симметрией и кварками и на важную роль индуцированных вакуумных переходов в установлении этой связи.

Перейдем к рассмотрению того, что означает стрелка на рис. 1, соответствующая спонтанным вакуумным переходам.

В последние годы в физике элементарных частиц была осознана важность вопросов, связанных со свойствами вакуумных состояний, с наличием или отсутствием спонтанных вакуумных переходов и связанных с ними спонтанно нарушенных симметрий.

Рассмотрение таких вопросов в лагранжевых теориях поля основывается на простом, заимствованном из классической физики, методе переопределения полевых переменных непосредственно в лагранжиане и не сталкивается с какими-либо затруднениями.

В дуальных теориях, вследствие отсутствия в таких теориях лагранжиана, рассмотрение аналогичных вопросов существенно усложняется. Поэтому, несмотря на то, что актуальность указанных вопросов развития дуальных теорий является несомненной*, сколько-нибудь полное их решение в настоящее время отсутствует, и в литературе имеется лишь весьма предварительное рассмотрение этих вопросов ^{/8,9/}.

Полученные в работах ¹⁻³ результаты для индуцированных вакуумных переходов позволили получить полное решение задачи о спонтанных вакуумных переходах в дуальной модели Венециано.

Остановимся несколько подробнее на том, каким образом задача о спонтанных вакуумных переходах связана с задачей об индуцированных вакуумных переходах. Как говорилось выше, основным методом исследования спонтанных вакуумных переходов в лагранжевых теориях поля является метод переопределения полевых переменных. Однако наравне с методом переопределения полевых переменных в лагранжевых теориях поля часто используется метод аналитического продолжения по константе индуцированного перехода частиц в вакуум. Этот метод состоит во введении в рассматриваемый лагранжиан дополнительного слагаемого, соответствующего индуцированным переходам частиц в вакуум с некоторой отличной от нуля константой перехода β . Определяемая в соответствии с

* См., напр., /7/.

обычными правилами Фейнмана S -матрица является при этом аналитической функцией параметра β , совпадающей при $\beta=0$ с исходной S -матрицей при отсутствии переходов частиц в вакуум. В случае, когда S -матрица является многозначной аналитической функцией параметра β , при $\beta=0$ возникают дополнительные решения, соответствующие спонтанным вакуумным переходам.

Для случая лагранжевых теорий поля методы переопределения полей и аналитического продолжения по константе индуцированного перехода частиц в вакуум являются эквивалентными. Для исследования спонтанных вакуумных переходов в дуальных теориях в настоящее время может использоваться только метод аналитического продолжения по константе индуцированного вакуумного перехода.

Идея использования метода аналитического продолжения по константе индуцированного перехода частиц в вакуум для изучения спонтанных переходов частиц в вакуум в дуальных моделях была предложена в работах [1,3]. В работе [2] применение указанного метода к частному случаю модели Венециано с интерсептом траектории $a_0 = -1$ позволило определить характер возникающих аналитических функций и решить задачу о спонтанных вакуумных переходах в рассматриваемом частном случае. Дальнейшее усовершенствование метода аналитического продолжения, проведенное в работе [3], позволило решить задачу о спонтанных вакуумных переходах для случая модели Венециано с произвольным интерсептом a_0 . При этом было показано, что спонтанные вакуумные переходы приводят к перестройке дуальной амплитуды рассеяния, причем результат такой перестройки может интерпретироваться простым образом, как изменение знака у квадратов масс отдельных кварков /правило $\mu_m^2 \rightarrow -\mu_m^2$ /. В случае, когда исходная дуальная модель содержит тахионные состояния ($a_0 > 0$), такие состояния отсутствуют в амплитудах, перестроенных вследствие спонтанных вакуумных переходов. В важном частном случае $a_0 = 1$ /модель Вирасоро/ главные траектории вследствие перестройки амплитуд становятся двукратно вырожденными, что приводит к увеличению симметрии кварковых состояний и, как следствие, симметрии всех рассматриваемых взаимодействий до симметрии $SU(2) \times Y_1 \times Y_2 \times \dots$ /см. рис.1/.

На схеме рис. 1 изображены также некоторые следствия обнаруженной в работах [2,3] кварковой структуры дуальных амплитуд.

Сюда относится прежде всего точная симметрия $SU(\infty)$ -группы для трехрезонансных вершинных функций. Последнее следует из результатов работы [6], в которой показано, что при введении в модель Венециано n кварков различной массы трехчастичные константы связи удовлетворяют соотношениям $SU(n)$ -симметрии.

Сюда же относятся выполнение принципа Адлера для амплитуды рассеяния для резонансов, состоящих из различных кварка и антикварка, квадратичная массовая формула для резонансных состояний и другие следствия предсказания интерсепта траектории в виде суммы вкладов от отдельных кварков, которая имеет место в рассматриваемой модели в результате снятия вырождения резонансных состояний.

Указанные выше следствия зависят только от возникающей в модели кварковой структуры безотносительно к характеру рассматриваемых вакуумных переходов /индуцированных или спонтанных/, поэтому на схеме рис. 1 к ним ведут две разные стрелки.

После выяснения общей связи между основными понятиями перейдем к более подробному рассмотрению отдельных существенных моментов.

Прежде всего, рассмотрим простейший пример лагранжевой теории, именно $\lambda\phi^3$ -теории, которая содержит в элементарном виде основные моменты теории вакуумных переходов. Как мы увидим в дальнейшем, вакуумные переходы в дуальных моделях имеют много общего с вакуумными переходами в $\lambda\phi^3$ -теории.

2. $\lambda\phi^3$ -теория

Обычно спонтанные вакуумные переходы рассматриваются при изучении вопросов, связанных со спонтанным нарушением какой-либо симметрии и иллюстрируются на хорошо известном примере σ -модели.

Существуют, однако, более простые случаи спонтанных вакуумных переходов, не связанные с какими-либо

свойствами симметрии. В качестве примера последних рассмотрим $\lambda\phi^3$ -теорию. Лагранжиан $\lambda\phi^3$ -теории имеет вид:

$$L = \frac{1}{2} \partial\phi \partial\phi - V(\phi) \quad /1/$$

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 - \lambda\phi^3. \quad /2/$$

Функция $V(\phi)$ содержит массовый член и член взаимодействия и изображена на рис. 2.

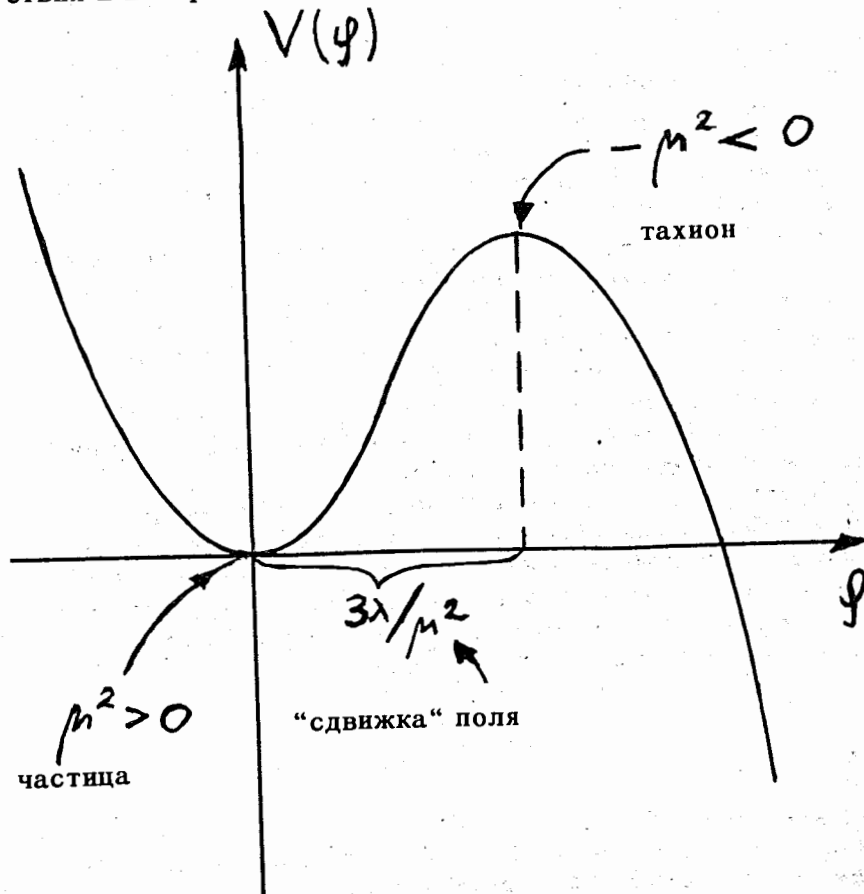


Рис. 2. График функции $V(\phi)$. Локальные минимум и максимум соответствуют состояниям собственно частицы и тахиона.

Непосредственно из рисунка видно, что кривая $V(\phi)$ имеет два локальных экстремума в точках $\phi=0$ и $\phi=3\lambda/\mu$. Первый из этих экстремумов является локальным минимумом. Разложение функции $V(\phi)$ в окрестностях этого экстремума приводит к обычной теории с положительным значением квадрата массы частиц, равным μ^2 . Экстремум в точке $\phi=3\lambda/\mu^2$ является локальным максимумом. При разложении функции $V(\phi)$ по степеням $\phi-3\lambda/\mu^2$ частица, соответствующая такому разложению, имеет отрицательный квадрат массы ($-\mu^2$), т.е. является тахионом.

В обоих случаях /собственно частицы и тахиона/ обычные правила Фейнмана позволяют построить матричные элементы S -матрицы для произвольного числа взаимодействующих частиц*.

Таким образом, лагранжиан $\lambda\phi^3$ -теории /1-2/ приводит, вообще говоря, к двум различным S -матрицам для собственно частицы и для тахиона. Переход от одной S -матрицы к другой соответствует спонтанному вакуумному переходу.

Как следует из приведенного рассмотрения, переход от S -матрицы для тахионных состояний к S -матрице для собственно частиц достигается переопределением поля ϕ , $\phi \rightarrow \phi - 3\lambda/\mu^2$ непосредственно в лагранжиане.

Существует другой, более формальный прием установления связи между двумя рассмотренными выше значениями S -матрицы. Этот прием состоит во введении дополнительных индуцированных переходов частиц в вакуум и может использоваться как в применении к лагранжиану, так и непосредственно к S -матрице. В первом случае в лагранжиан взаимодействия вводится дополнительное слагаемое $b\phi$. Во втором - некоторые из внешних частиц заменяются переходом частиц в вакуум и результирующая S -матрица определяется в виде суммы по всем возможным вакуумным переходам. В обоих случаях амплитуды рассеяния становятся двузначными аналитическими функ-

* Везде в настоящей лекции под S -матрицей понимается S -матрица в приближении деревьев.

циями параметра b , а рассмотренные выше варианты собственно частицы и тахиона соответствуют двум различным значениям этих функций при $b=0$.

Математически описанная выше формальная процедура основывается на том обстоятельстве, что уравнение для экстремальных точек функции $V(\phi)$

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = \mu^2 \phi - 3\lambda \phi^2 = 0$$

при добавлении слагаемого $b\phi$ принимает вид

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = \mu^2 \phi - 3\lambda \phi^2 - b = 0,$$

а его корни

$$\phi_{1,2} = (\mu^2/6\lambda) \left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{12\lambda b}{\mu^4}} \right)$$

становятся двумя значениями двухлистной аналитической функции от параметра b , в результате чего появляется возможность аналитического продолжения от одного экстремального значения к другому.

С физической точки зрения, как говорилось выше, добавление к лагранжиану слагаемого $b\phi$ соответствует введению индуцированных переходов частиц в вакуум. При наличии при $b=0$ решений, отличных от результатов теории возмущений и связанных с последними аналитическим продолжением, в теории возникают спонтанные вакуумные переходы.

Проведенное выше рассмотрение переносится без существенных изменений на варианты теории поля, содержащие как более высокие степени полиномов полей ϕ , так и несколько таких полей.

Заметим, что для $\lambda\phi^3$ -теории вся аналитическая зависимость S -матрицы от параметра b локализуется в перенормировке массы частицы, которая имеет вид:

$$\mu^2 \rightarrow \mu^2 + \Delta\mu^2 = \mu^2 - \mu^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{12\lambda b}{\mu^4}} \right) \quad /3/$$

Риманова поверхность функции $\mu^2 + \Delta\mu^2$ изображена на рис. 3.

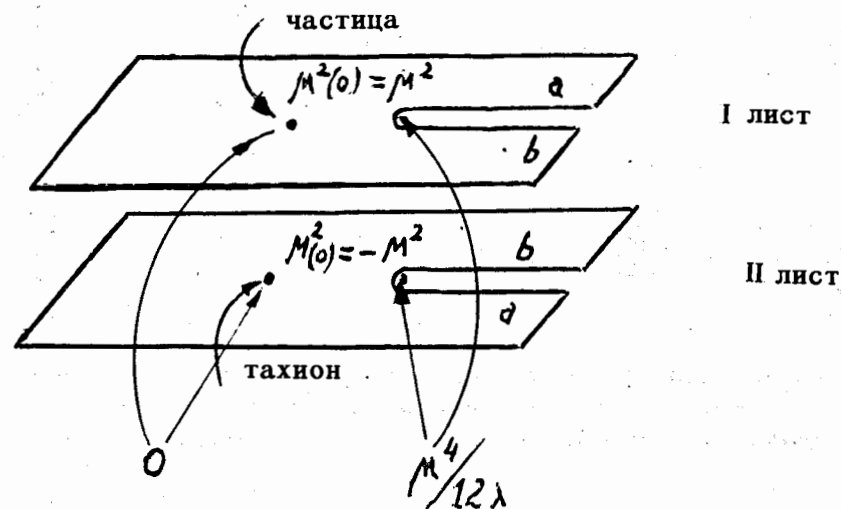


Рис. 3. Риманова поверхность функции $\mu^2(b)$

Переходу от состояния собственно частицы к тахионному состоянию соответствует на этой поверхности обход точки ветвления, расположенной в точке $\mu^4/12\lambda$. Как видно из рисунка, состояниям собственно частицы и тахиона соответствуют разные листы римановой поверхности. В дальнейшем мы увидим, что некоторые из рассмотренных выше свойств $\lambda\phi^3$ -теории сохраняются и в дуальных теориях.

3. Дуальные амплитуды

Прежде чем переходить к рассмотрению вакуумных переходов в дуальных моделях, напомним, в чем состоит основное отличие дуальных теорий от лагранжевых теорий поля.

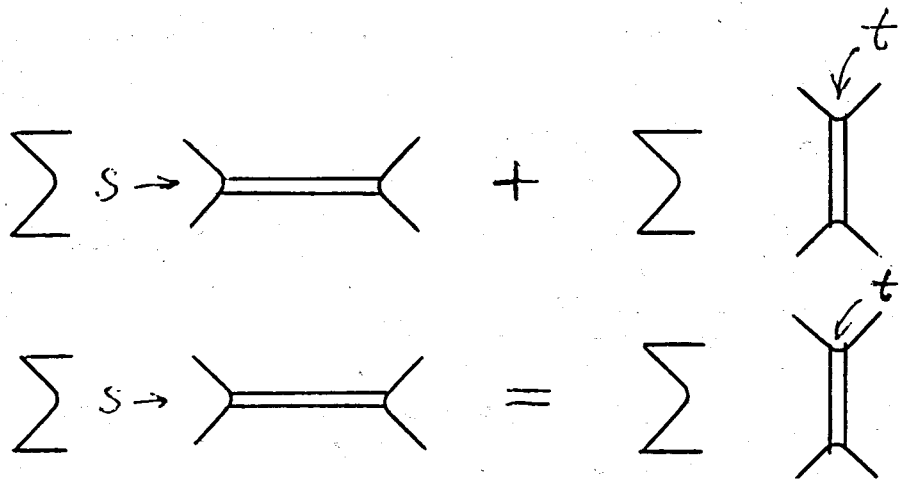


Рис. 4. Учет вклада в амплитуду рассеяния от резонансов в s- и t-каналах. Верхний рисунок соответствует лагранжевой теории поля; нижний - дуальной теории.

На рис. 4 изображены два возможных способа учета вклада в амплитуду рассеяния от резонансов в различных кроссинговых каналах. Для простоты рассматриваются два кроссинговых канала: s- и t-каналы.

В случае лагранжевых теорий поля вклады в амплитуды рассеяния s- и t-канальных резонансов представляются в виде суммы двух отдельных слагаемых, что соответствует первому из изображенных на рис. 4 случаев.

Во втором случае амплитуда рассеяния представляется в виде вклада от бесконечного числа резонансов или только в s-канале или только в t-канале. Возможность такого альтернативного представления амплитуды рассеяния в виде суммы резонансов того или иного кроссингового канала и составляет основную черту дуальных моделей.

Простейший пример дуальной амплитуды рассеяния дается амплитудой Венециано:

$$\int_0^1 dx x^{-a(s_{12})-1} (1-x)^{-a(s_{23})-1} = B_4(a_{12}, a_{23}), \quad /4/$$

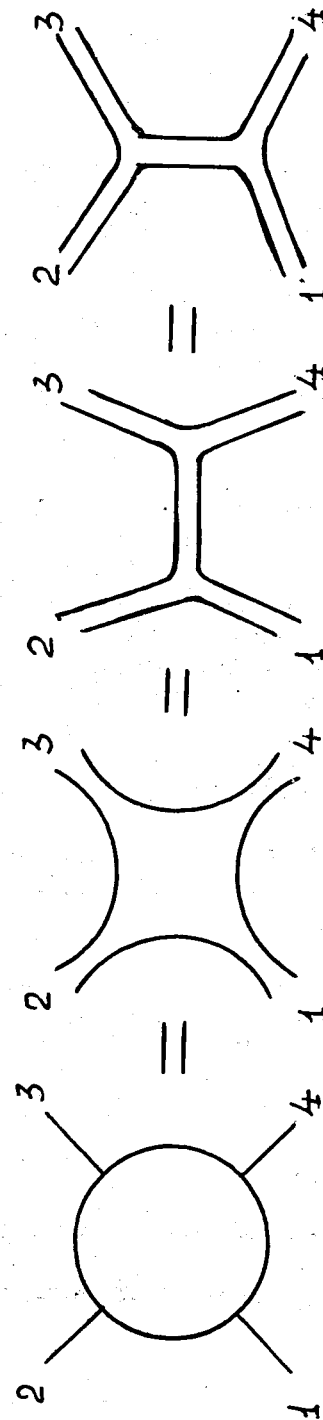


Рис. 5. Различные способы графического изображения амплитуды Венециано.

где $a(s) = a's + a_0$; $a_{ik} = a(s_{ik})$; $a_i = a(p_i^2)$.

Разлагая в подынтегральном выражении /4/ второй сомножитель по степеням x , можно получить представление для амплитуды Венециано в виде бесконечной суммы резонансов в s_{12} -канале. Аналогичное представление в виде суммы по резонансам в s_{23} -канале возникает при разложении первого сомножителя подынтегрального выражения /4/ по степеням $(1-x)$.

Указанное свойство амплитуды Венециано часто иллюстрируется графически /рис. 5/.

На этом рисунке показано, что диаграмма, соответствующая амплитуде Венециано, может деформироваться произвольным образом, не изменяя при этом своей топологии. Различными стягиваниями диаграммы, при которых она становится похожей на обычную диаграмму Фейнмана, соответствуют различные представления амплитуды Венециано в виде сумм по резонансам в s_{12} или s_{23} -каналах. n -частичное обобщение амплитуды Венециано дается следующей формулой /10,11/:

$$B_n(a_{i,k}) = \frac{1}{\Omega} \int \frac{\prod_{j=1}^n dx_j}{\prod_{j=1}^n (x_{j+2} - x_j)} \prod_{j < k} X_{j,k}^{-a_{j,k} - 1}, \quad /5/$$

где Ω - инвариантный объем для трех переменных и

$$X_{j,k} = \frac{(x_k - x_j)(x_{k+1} - x_{j-1})}{(x_k - x_{j-1})(x_{k+1} - x_j)} \quad /6/$$

- инвариантные ангармонические отношения. Последние связаны с переменными $a_{j,k} = a(s_{j,k})$, соответствующими диагоналям многоугольника, построенного на импульсах частиц /рис. 6/.

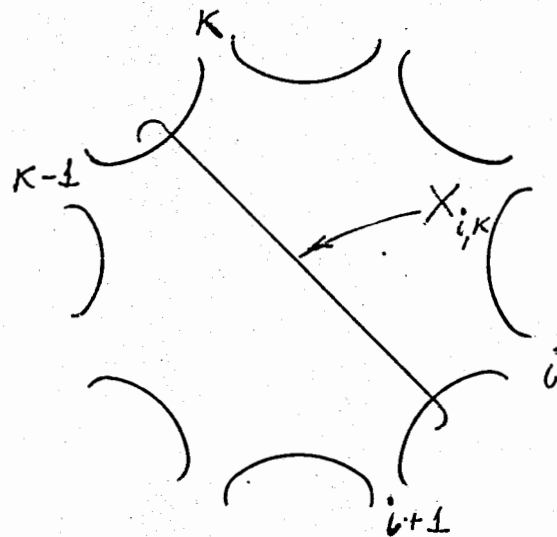


Рис. 6. Многоугольник для импульсов частиц. Переменные $X_{i,k}$ ($a_{i,k}$) соответствуют диагоналям.

Различные представления n -частичной дуальной амплитуды соответствуют различным возможным стягиваниям диаграммы, изображенной на рис. 7.

Введение внутренних квантовых чисел в дуальные амплитуды может быть проведено двумя различными способами.

Первый из этих способов /метод Чана-Патона /4/ / состоит в домножении дуальных амплитуд на некоторый множитель, зависящий только от внутренних переменных с последующей симметризацией полученного выражения по перестановкам всех частиц. Дополнительный множитель для случая $SU(n)$ -симметрии имеет вид шпура от упорядоченного набора n -рядных матриц τ , соответствующих синглету и $(n^2 - 1)$ -мультиплету $SU(n)$ -группы.

Для четырех частиц введение внутренних квантовых чисел приводит к следующему выражению

$$B_4(a_{12}, a_{23}) \rightarrow \text{Sp}(\tau_1 \tau_2 \tau_3 \tau_4) B_4(a_{12}, a_{23}). \quad /7/$$

103884

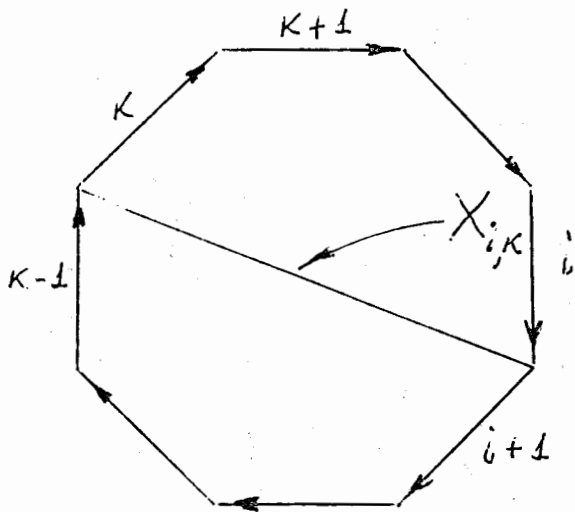


Рис. 7. Графическое изображение n -частичной амплитуды Венециано.

Второй способ введения внутренних квантовых чисел, известный под названием метода кварковых диаграмм Харари-Рознера^{5/}, состоит в сопоставлении внешним линиям диаграмм на рис. 5 и 7 различных кварковых линий, в соответствии с числом различных кварков, вводимых в теорию /рис. 8/.

Для заданной диаграммы Харари-Рознера внутренние квантовые числа как внешних частиц, так и промежуточных резонансных состояний определяются однозначно и соответствуют построению каждого из рассматриваемых резонансов из определенных кварка и антикварка. Кварковая структура промежуточных резонансных состояний возникает при этом в результате того или иного стягивания внешних кварковых линий, в соответствии с рассмотренной выше процедурой перехода к представлениям дуальных амплитуд в виде суммы резонансных вкладов в определенных кроссинговых каналах.

Заметим, что вследствие сохранения числа кварков каждого сорта во всех амплитудах, представленных диа-

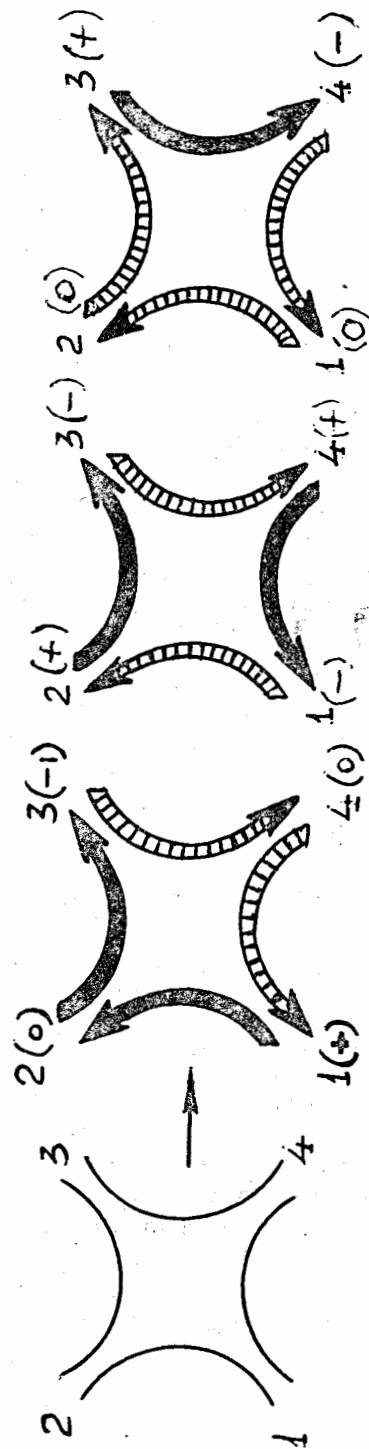


Рис. 8. Кварковые диаграммы Харари-Рознера. В скобках обозначены зарядовые состояния частиц.

граммами Харари-Рознера, такие диаграммы определяют внутреннюю симметрию $Y_1 \times Y_2 \times \dots \times Y_n$ -группы, где Y_i - гиперзаряд, соответствующий i -ому кварку. В случае, когда массы всех кварков равны, группа внутренней симметрии возрастает до симметрии $SU(n)$ -группы. В этом случае метод кварковых диаграмм Харари-Рознера и метод Чана-Патона становятся эквивалентными.

4. Вакуумные переходы в дуальной модели Венециано. Теория возмущений

Как говорилось во введении, программа изучения вакуумных переходов в дуальных моделях была сформулирована в работах [1,8]. Реализация такой программы основывается на заданном наборе n -частичных дуальных амплитуд /формула 5/ и на дополнительном предположении о наличии индуцированных переходов внешних частиц в вакуум с некоторой константой перехода β .

Суммирование по вакуумным переходам приводит к переопределению n -точечных B_4 -функций. Для случая четырех внешних частиц переопределенная B_4 -функция представляется графически в виде суммы диаграмм, изображенных на рис. 9.

Показанное на рисунке суммирование по вакуумным переходам удобно провести в несколько этапов. На первом из этих этапов суммирование проводится только по вакуумным переходам между какими-либо соседними частицами, например, 3-й и 4-й /рис. 10/.

На последующих этапах суммирование последовательно распространяется на вакуумные переходы между 2-й и 3-й частицами, между 1-й и 2-й частицами и между 4-й и 1-й частицами.

Вычисления на каждом из указанных этапов проводятся совершенно аналогичным образом, поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только первый из этих этапов.

Суммирование по вакуумным переходам на первом этапе приводит к изменению подынтегрального выражения

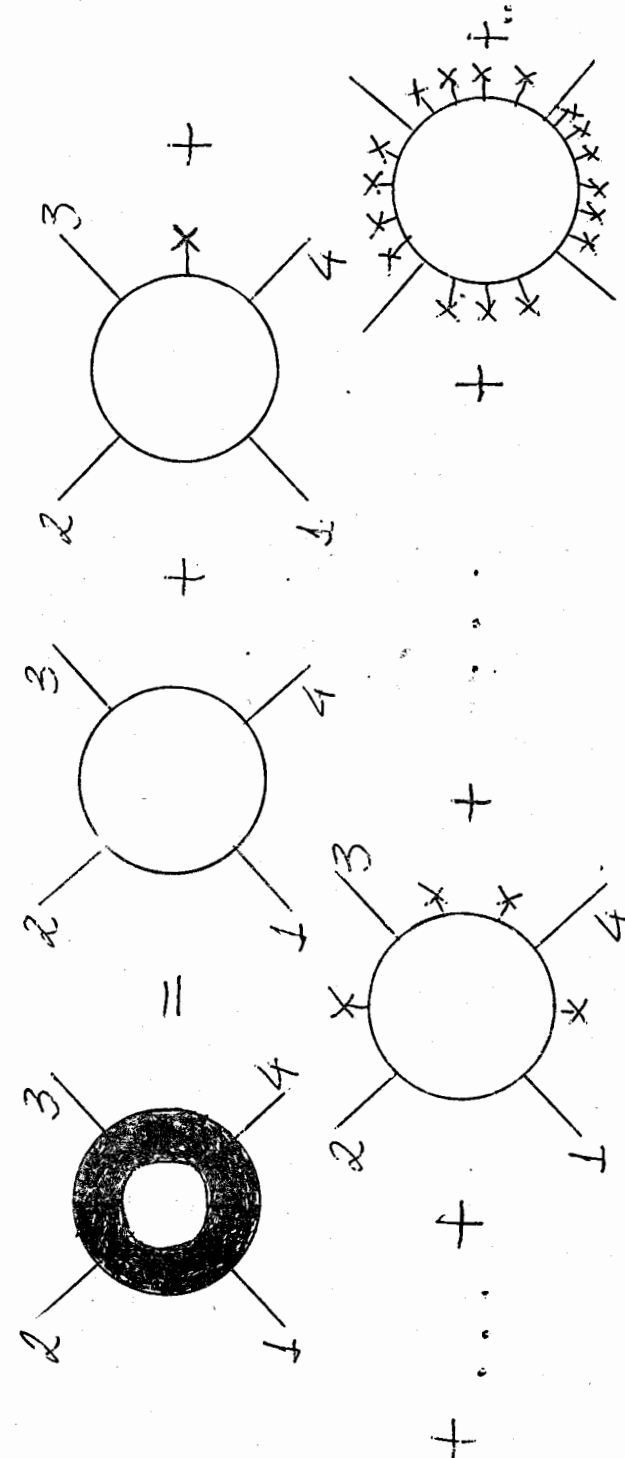
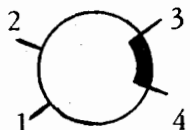


Рис. 9. Графическое представление переопределенной B_4 -функции при наличии индуцированных вакуумных переходов. Крестики означают переходы в вакуум.

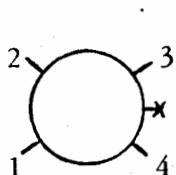
амплитуды Венециано, которое может быть представлено в виде:



$$= \int_0^1 dx x^{-a_{12}-1} (1-x)^{-a_{23}-1} R(x, \beta; a_3, a_4) \quad /8/$$

Вычисление функций $R(x, \beta; a_3, a_4)$ в первом и втором приближениях по константе индуцированного вакуумного перехода было проведено в работе /1/.

В первом приближении на константе β функция $R(x, \beta; a_3, a_4)$ имеет следующий вид:



$$R_1(x, \beta; a_3, a_4) = \beta \int_0^1 dy y^{-a_3-1} (1-y)^{-a_4-1} \times (1-xy)^{a_4} = -\beta \left(\frac{1}{a_3} + \frac{1}{a_4} + \ln(1-x) + O(a_i) \right), \quad /9/$$

где

$$a_3 = a(p_3^2); \quad a_4 = a(p_4^2).$$

Последнее слагаемое в правой части формулы /9/ обращается в нуль на массовой поверхности $a_3 = a_4 = 0$.

Для установления физического смысла отдельных слагаемых в формуле /9/, запишем амплитуду рассеяния при отсутствии вакуумных переходов в следующем виде:

$$A(p_1, p_2, p_3, p_4) = \text{Res} \prod_{i=1}^4 \frac{1}{a_i} \{ B_4(a_{12}, a_{23}) + B_4(a_{12}, a_{13}) + B_4(a_{13}, a_{23}) \}, \quad /10/$$

где в правой части формулы /10/ берется вычет по всем полюсам при $a_i = 0$.

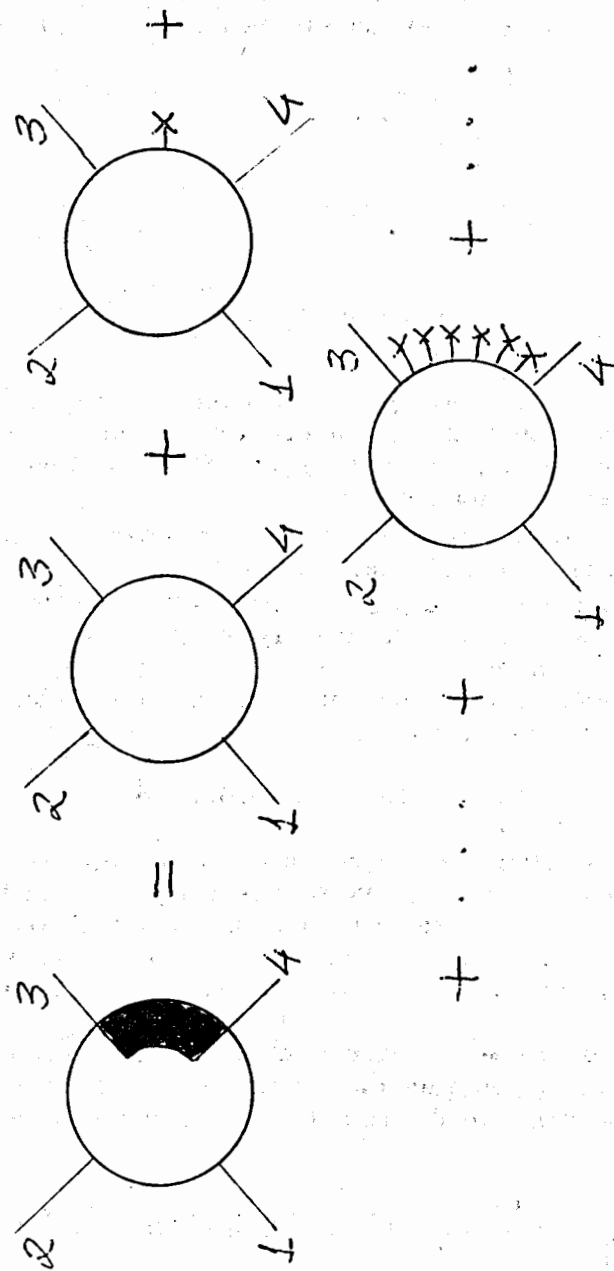


Рис. 10. Графическое представление первого этапа суммирования по индуцированным вакуумным переходам.

Учитывая, что с точностью до членов, линейных по параметру β , нижеследующие выражения совпадают

$$\frac{1}{a_4} \left(1 - \beta \frac{1}{a_4}\right) \approx \frac{1}{a_4 + \beta}, \quad /11/$$

$$\frac{1}{a_3} \left(1 - \beta \frac{1}{a_3}\right) \approx \frac{1}{a_3 + \beta}, \quad /12/$$

$$(1-x)^{-a_{23}} (1-\omega\beta \ln(1-x)) \approx (1-x)^{-a_{23}-\beta}, \quad /13/$$

приходим к выводу, что учет вакуумного перехода, соответствующего формуле /9/, приводит к сдвигу траектории внешних частиц a_3 и a_4 и внутренней траектории a_{23} на одну и ту же величину, равную β .

Высшие члены разложения по параметру β для первого этапа вычислений, т.е. для случая, когда все вакуумные переходы происходят только между 3-й и 4-й внешними частицами, имеют аналогичную структуру и представляются интегралами вида /9/, с функциями $R_n(x, \beta; a_3, a_4)$, которые с точностью до членов, равных нулю на массовой поверхности, являются полиномами n -ой степени от

величин $\frac{1}{a_3}$, $\frac{1}{a_4}$ и $\ln(1-x)$. Суммирование всех членов

рассматриваемого вида приводит к одинаковому сдвигу траектории a_3, a_4 и a_{23} , являющемуся определенной функцией от β и a_0 , а также к появлению дополнительного множителя перед всей амплитудой, соответствующего перенормировке волновых функций 3-й и 4-й внешних частиц.

Таким образом, с точностью до несущественного для дальнейшего перенормировочного множителя выражение для переопределенной амплитуды рассеяния имеет вид:

$$\text{Diagram} = \text{Res} \frac{1}{a_1 a_2 (a_3 + \Delta(\beta))(a_4 + \Delta(\beta))} \{ B_4(a_{12}, a_{23} +$$

$$+ \Delta(\beta)) + O(a_i)\}.$$

/14/

Замечательным свойством формулы /14/ является то, что траектории a_3, a_4 и a_{23} , подвергаясь перенормировке, соответствуют на дуальной диаграмме /см. рис. 11/ стягиваниям внешних линий, в которых всегда участвует внешняя /кварковая/ линия между 3-й и 4-й внешними частицами. Поэтому весь эффект учета вакуумных переходов, соответствующего первому этапу, может интерпретироваться как "утяжеление" только этой линии на дуальной диаграмме. В дальнейшем мы увидим, что возникающая кварковая структура, которая обсуждалась во введении, является следствием именно этого свойства.

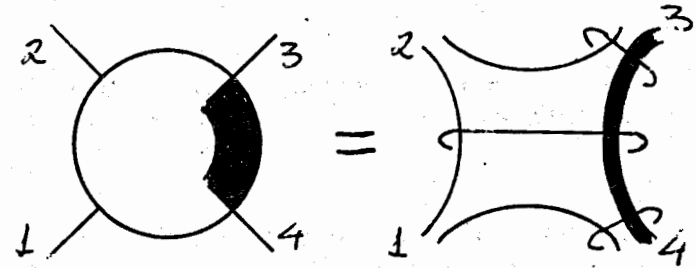


Рис. 11. Интерпретация результата первого этапа суммирования посредством "утяжеления" внешней /кварковой/ линии.

Аналогичные вычисления на последующих этапах приводят к следующему выражению для переопределенной амплитуды Венециано:

$$\text{Diagram} = \text{Res} \prod_{i=1}^4 \frac{1}{a_i + 2\Delta(\beta)} \{ B_4(a_{12} + 2\Delta(\beta), a_{23} + 2\Delta(\beta)) + O(a_i)\}, \quad /15/$$

которое соответствует одинаковому сдвигу всех внутренних и внешних траекторий и может интерпретироваться как "утяжеление" всех четырех внешних /кварковых/ линий на дуальной диаграмме /рис. 12/.

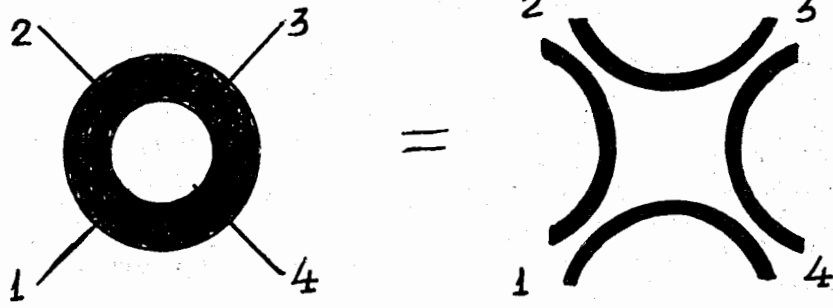


Рис. 12. Интерпретация переопределенной V_4 -функции посредством "утяжеления" внешних /кварковых/ линий.

Из формул /14/ и /15/ следует, что введение индуцированных вакуумных переходов приводит к одинаковому сдвигу главных траекторий для внешних частиц и для внутренних резонансных состояний и не приводит к какому-либо расщеплению этих траекторий.

Сдвиг главной траектории приводит, очевидным образом, к сдвигу на такую же величину и дочерних траекторий. Однако, как было показано в работах ^{2,3}, некоторые из дочерних траекторий сдвигаются на величину, отличную от сдвига главной траектории. Это обстоятельство является крайне существенным, так как именно оно обуславливает наличие дополнительного вырождения, приводящего к кварковой структуре резонансов, о котором говорилось выше. Траектории, сдвинутые таким образом по отношению к главной траектории, не отстоят от последней на целочисленные расстояния и поэтому не являются их собственно дочерними траекториями; правильнее было бы называть такие траектории траекториями-приемышами /или траекториями-подкидышами/. Каждая из таких траекторий-приемышей, в свою очередь,

является родоначальником семейства собственных дочерних траекторий. Для обнаружения траекторий-приемышей можно было бы воспользоваться теорией возмущений, выделяя для этого в выражениях типа /9/ простые и кратные полюса функции $O(a_i)$ в точках $a_i = n$ ($n=1,2,\dots$), а затем перестраивая разложения по таким полюсам к однократным полюсам со смещенными интерсептами траекторий. Однако с увеличением n такая процедура становится очень громоздкой. В следующем параграфе мы рассмотрим интегральное представление для переопределенной дуальной амплитуды рассеяния, соответствующее сумме ряда теорий возмущений по параметру β . Рассмотренное выше расщепление дочерних траекторий будет простым образом следовать из приведенного интегрального представления.

5. Вакуумные переходы в дуальной модели Венециано. Интегральное представление амплитуды рассеяния

Для частного случая интерсепта траекторий $a_0 = 1$ суммирование ряда теорий возмущений для индуцированных вакуумных переходов было проведено в работах ^{2/}.

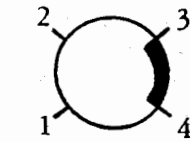
Для величины $\Delta(\beta)$ /формула /11//, определяющей сдвиг главных траекторий модели, было получено следующее выражение:

$$\Delta(\beta) = -\frac{1}{\pi} \arcsin \pi \beta. \quad /16/$$

Вследствие многозначности функции арксинуса перенормировка траекторий имеет при $\beta=0$ отличные от нуля значения на всех листах римановой поверхности, что приводит к наличию в рассматриваемом случае спонтанных вакуумных переходов.

В случае произвольного интерсепта траектории a_0 суммирование ряда теорий возмущений, соответствующее первому этапу, приводит к следующему выражению: ^{3/}

$$R(x, \beta; a_3, a_4) = \frac{1}{2\pi i} \frac{1}{\Gamma(-a_3)\Gamma(-a_4)} \times \int_{\gamma} K(s, \beta) \phi(s, x; a_3, a_4), \quad /17/$$



где

$$K(s, \beta) = \frac{(a_0 - 2s) \Gamma(-s) \Gamma(s - a_0)}{1 - \beta B(-s, s - a_0)} \quad /18/$$

и

$$\phi(s, x; a_3, a_4) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma(s - a_3 + n) \Gamma(s - a_4 + n)}{\Gamma(2s - a_0 + n + 1) n!} (1-x)^{s+n} \quad /19/$$

Контур интегрирования γ в представлении /17/, изображенный на рис. 13, обходит все корни $s_m(\beta)$ уравнения

$$1 - \beta B(-s, s - a_0) = 0, \quad /20/$$

которые при непрерывном изменении β вдоль контура, начинающегося в точке $\beta = 0$, при $\beta = 0$ совпадают с корнями $s_m(0) = m$ ($m = 0, 1, 2, \dots$).

Интеграл /17/ может быть преобразован к сумме с бесконечным числом слагаемых по вычетам в полюсах $s_m(\beta)$. Отдельные слагаемые в этой сумме с точностью до несущественных перенормировочных множителей имеют следующий вид:

$$\frac{\Gamma(s_m(\beta) - a_3 + n) \Gamma(s_m(\beta) - a_4 + n)}{a_3 \Gamma(-a_3) a_4 \Gamma(-a_4)} (1-x)^{s_m(\beta) + n} \quad /21/$$

В выражение /21/ включены множители $\frac{1}{a_3}$, $\frac{1}{a_4}$, входящие в определение /10/.

Рассмотрим характер расщепления резонансных состояний, следующих из выражения /21/. Для этого заметим, что полюса по переменным a_3 и a_4 содержатся только в Γ -функциях в числителе выражения /21/* при значениях

* Сравни с формулами /11-12/ в п.4.

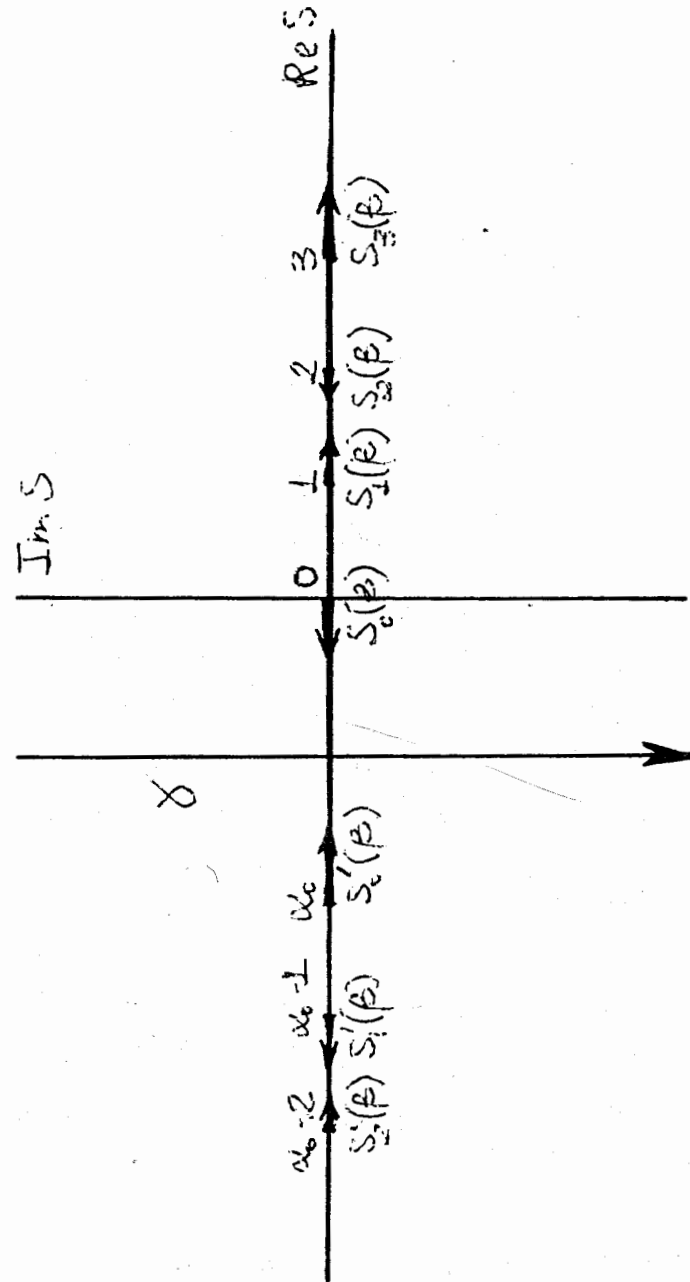
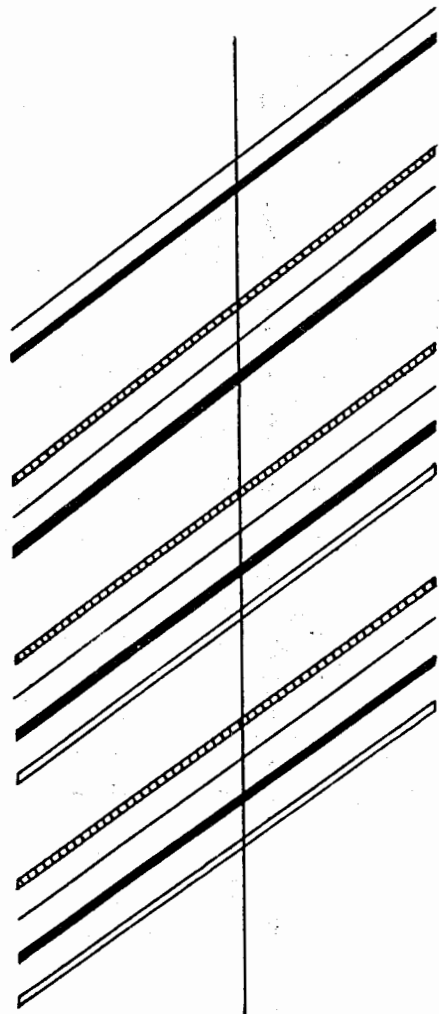


Рис. 13. Движение корней уравнения /20/ в плоскости s и контур интегрирования γ .



- траектории исходной модели;
- сдвинутые главная и собственно дочерние траектории;
- траектории-приемыши и их дочерние траектории.

Рис. 14. Схема расщепления траекторий.

$$\alpha(p_i^2) = m+n+r + \frac{(-1)^m}{m!} \frac{\Gamma(m-\alpha_0)}{\Gamma(-\alpha_0)} \beta$$

/22/

$$i = 3, 4; r = 0, 1, 2, \dots$$

При переходе от выражения /21/ к формуле /22/ в выражении для корней $s_m(\beta)$ были удержаны только члены, линейные по параметру β :

$$s_m(\beta) \approx m + \frac{(-1)^m}{m!} \frac{\Gamma(m-\alpha_0)}{\Gamma(-\alpha_0)} \beta. \quad /23/$$

Вычеты в полюсах при значениях /22/ и при $m+n+r=0$ соответствуют внешним частицам, находящимся на сдвинутой главной траектории.

Сдвиги дочерних траекторий определяются выражением /22/ при $m+n+r=k$ ($k=1, 2, \dots$). Величина сдвига определяется последним слагаемым в выражении /22/. Зависимость этого слагаемого от m приводит к $(k+1)$ -кратному расщеплению квадратов масс внешних частиц, принадлежащих дочерним траекториям*.

Аналогичное расщепление имеет место и для внутренних траекторий a_{23} . Последнее следует из наличия множителей $(1-x)^{s_m(\beta)+n}$ в выражении /21/ и множителей $(1-x)^{-a_{23}-1}$ в подынтегральном выражении амплитуды Венециано /4/.

Схема смещенных траекторий изображена на рис. 14.

* При $\alpha_0 = -1$ формула /23/ приобретает вид $s_m(\beta) = m + (-1)^m \beta$, что приводит к двукратному расщеплению дочерних траекторий.

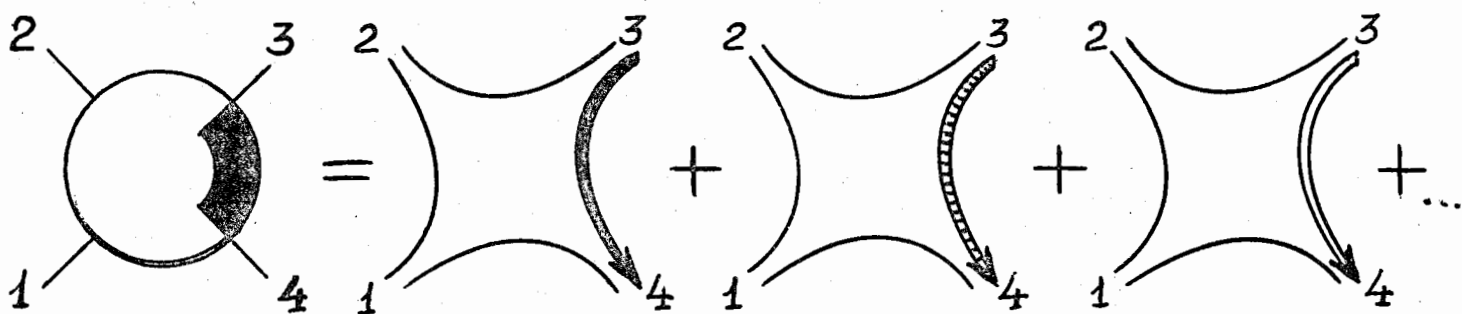


Рис. 15. Расщепление внешней кварковой линии в амплитуде Венециано, соответствующее первому этапу суммирования по индуцированным вакуумным переходам.

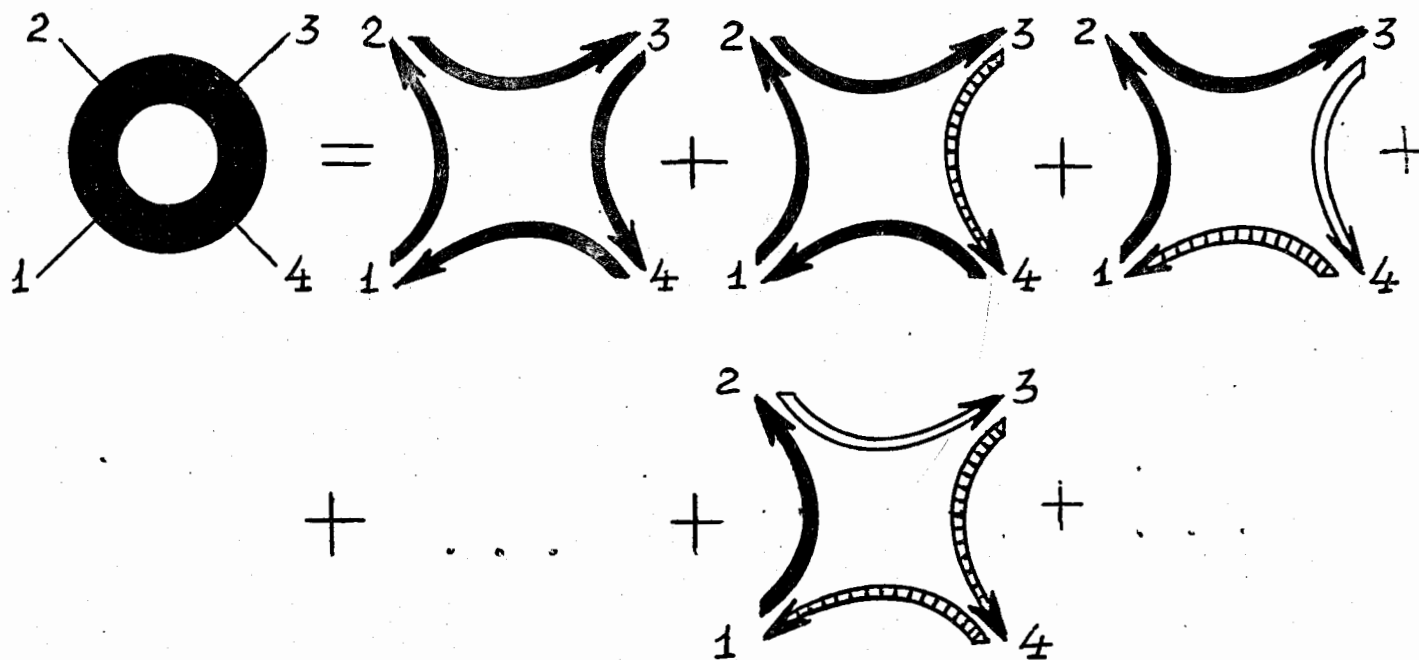


Рис. 16. Расщепление кварковых линий в амплитуде Венециано, соответствующее суммированию по всем индуцированным вакуумным переходам.

Так как каждое слагаемое вида /21/ в сумме по вычетам приводит к одновременному и одинаковому смещению траекторий 3-й и 4-й внешних частиц и внутренней траектории a_{23} , то смещение траектории для каждого слагаемого может рассматриваться как изменение массы кварка на кварковой линии между 3-й и 4-й частицами /рис. 15/.

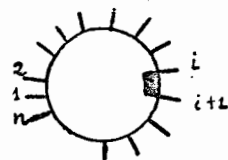
В соответствии с бесконечным числом слагаемых в сумме по вычетам кварковая линия между 3-й и 4-й внешними частицами бесконечно-кратно расщепляется и соответствует бесконечному числу различных кварков возрастающей массы.

При суммировании по вакуумным переходам между 2-й и 3-й внешними частицами возникает дополнительное расщепление траекторий, которое может интерпретироваться как аналогичное расщепление кварковой линии между 2-й и 3-й частицами. В результате суммирования всех вакуумных переходов происходит расщепление всех кварковых линий диаграммы на рис. 16.

Непосредственно из кварковых диаграмм /рис. 16/ следует, что число кварков каждого сорта сохраняется. Таким образом, в рассматриваемой дуальной модели содержится бесконечное число аддитивных законов сохранения, каждому из которых соответствует определенный вид гиперзаряда.

Связь формул вида /17-19/ и /21/ с кварковой структурой резонансов еще более отчетливо проявляется при рассмотрении вклада вакуумных переходов в n -частичные амплитуды Венециано /формула /5//.

При суммировании вакуумных переходов между i -й и $(i+1)$ -й частицами в этом случае получается выражение



$$= \frac{1}{\Omega} \int \frac{\prod_{k=1}^n dx_j}{\prod_{k=1}^n (x_{k+2} - x_k)} \prod_{k < \ell} X_{k,\ell}^{-a_{k\ell} - 1} \quad /24/$$

$$\times R(X_{i,i+1}, p, a_i, a_{i+1}),$$

в котором функция $R(X_{i,i+1}, \beta; a_i, a_{i+1})$ не зависит от числа внешних частиц и дается выражением /17-19/.

Зависимость от переменной $X_{i,i+1}$ в выражении /19/ содержится только в множителях вида $(1 - X_{i,i+1})^{s+n}$ или после преобразования интеграла к сумме по вычетам в множителях вида $(1 - X_{i,i+1})^{s_m(\beta)+n}$. Используя известные свойства ангармонических отношений /6/, последние множители могут быть преобразованы к следующему виду:

$$(1 - X_{i,i+1})^{s_m(\beta)+n} = \prod_{\ell=2}^{n-2} X_{i+1, i+\ell}^{s_m(\beta)+n} \quad /25/$$

Как следствие соотношения /25/, отдельные слагаемые в сумме по вычетам для функции $R(X_{i,i+1}, \beta; a_i, a_{i+1})$ принимают вид:

$$\frac{\Gamma(s_m(\beta) - a_i + n) \Gamma(s_m(\beta) - a_{i+1} + n)}{a_i \Gamma(-a_i) a_{i+1} \Gamma(-a_{i+1})} \prod_{\ell=2}^{n-2} X_{i+1, i+\ell}^{s_m(\beta)+n} \quad /26/$$

Каждое из таких слагаемых приводит к одновременному и одинаковому сдвигу траекторий для i -й и $(i+1)$ -й внешних частиц и всех внутренних траекторий, соответствующих диагоналям диаграммы, изображенной на рис. 17.

На кварковой диаграмме рис. 18 диагоналям диаграммы рис. 17 соответствуют стягивания, в которых всегда участвует кварковая линия между i -й и $i+1$ -й частицами. Каждому значению m в выражении /26/ соответствует на диаграмме рис. 18 своя разновидность кварковой линии. Таким образом, рассмотрение n -частичной амплитуды Венециано показывает, что учет вакуумных переходов между двумя произвольными соседними частицами приводит к сдвигу и расщеплению резо-

* Сравни с формулой /21/.

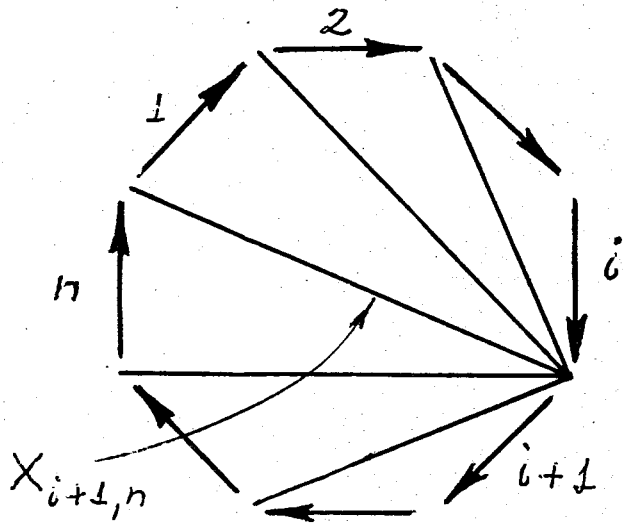


Рис. 17. Многоугольник импульсов для n -частичной амплитуды Венециано. Изображенные на многоугольнике диагонали соответствуют переменным $X_{i+1, i+l}$ ($l=2, \dots, n-2$)

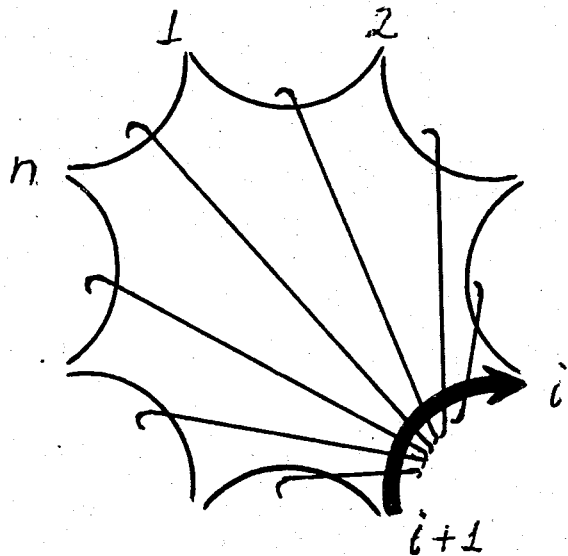


Рис. 18. Кварковая диаграмма для n -частичной амплитуды Венециано. Стягивания кварковых линий соответствуют диагоналям многоугольника, изображенным на рис. 17.

нансных состояний, которые полностью определяются спектром кварковых масс на кварковой линии между рассматриваемыми соседними частицами, и не зависят от структуры остальной части диаграммы.

6. Спонтанные вакуумные переходы

Для рассмотрения спонтанных вакуумных переходов в модели Венециано используем интегральное представление /17/.

В этом представлении полюса подынтегрального выражения являются функциями параметра β , определяемыми из условия:

$$1 - \beta V(-s, s - a_0) = 0. \quad /27/$$

При $\beta=0$ уравнение /27/ приводит к двум совокупностям корней

$$S_m(0) = m \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad /28/$$

и

$$S'_m(0) = a_0 - m \quad (m=0, 1, 2, \dots), \quad /29/$$

которые на S -плоскости разделены контуром интегрирования γ .

При изменении параметра β корни $S_m(\beta)$ и $S'_m(\beta)$ движутся непрерывным образом в плоскости S . Рассмотрим какой-либо замкнутый контур C в плоскости β , проходящий через точку $\beta=0$. После обхода контура C корни $S_m(\beta)$ и $S'_m(\beta)$, которые при $\beta=0$ имели значения /28/ и /29/, снова примут какие-то из возможных значений /28/ и /29/, при этом значения некоторых из корней $S_m(\beta)$ и $S'_m(\beta)$ после обхода контура C могут не совпадать с их исходными значениями /28/ и /29/. В общем случае обходу произвольного замкнутого контура C в плоскости (β) соответствует некоторая перестановка корней /28/ и /29/. На рис. 19 и 20 изображены два типичных случая движения корней уравнения /27/

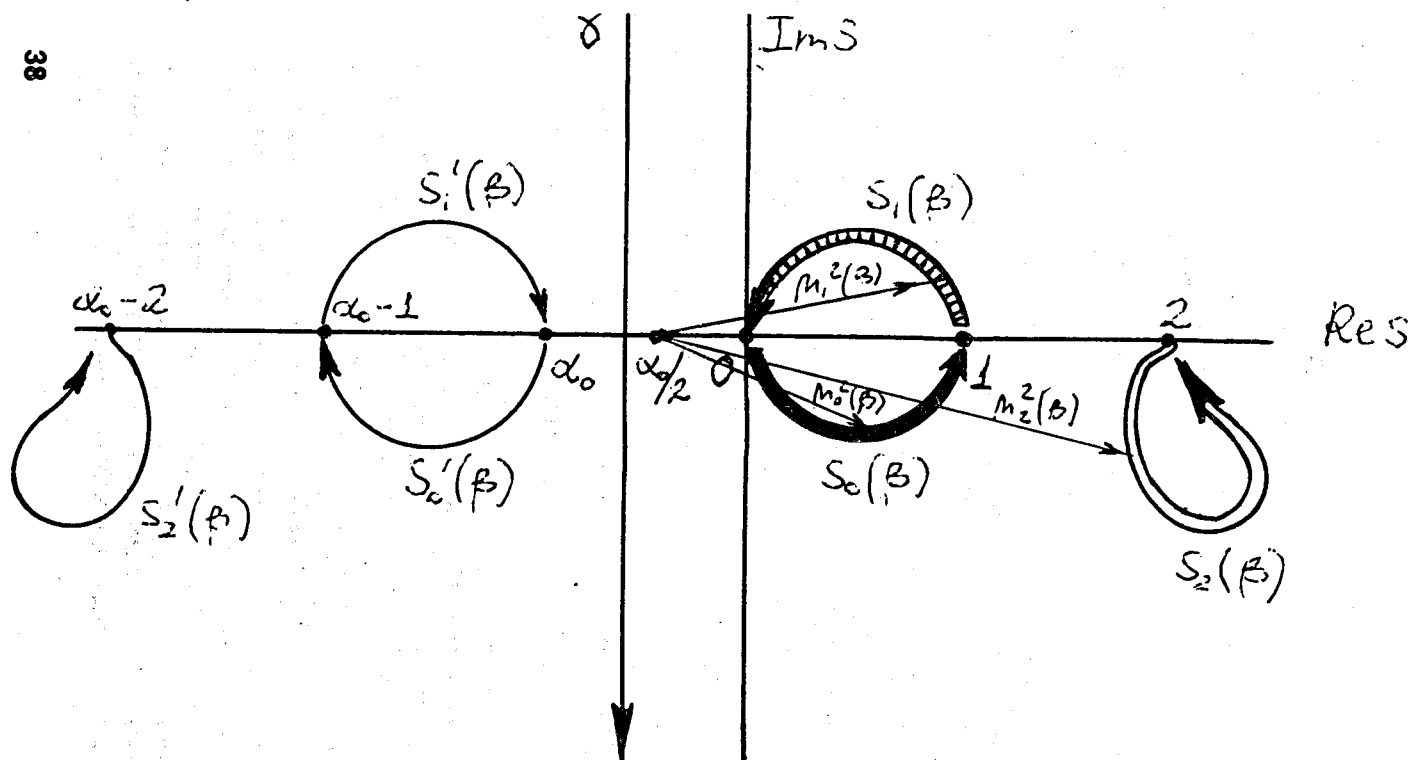


Рис. 19. Движение корней уравнения /27/ в S -плоскости, происходящее без пересечения контура интегрирования γ . Стрелки разных типов соответствуют смещенным траекториям рис. 14. Квадратам масс кварковых состояний $\mu_m^2(\beta)$ /формула /33// соответствуют векторы, проведенные из точки $\alpha_0/2$ в точки $S_m(\beta)$.

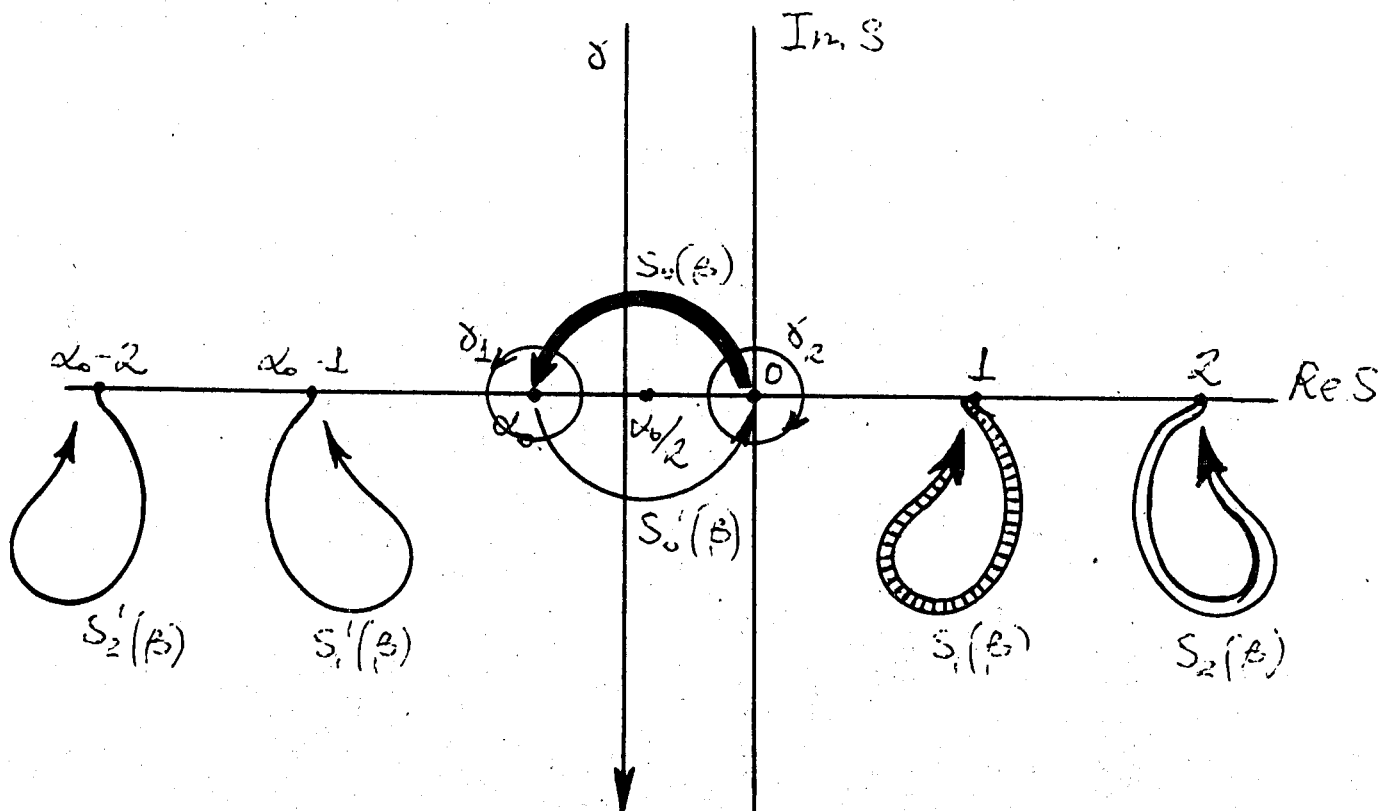


Рис. 20. Движение корней уравнения /27/ с пересечением контура интегрирования γ . Новый контур интегрирования состоит из контуров γ, γ_1 и γ_2 .

в плоскости S при изменении параметра β по замкнутому контуру.

В первом из этих случаев /рис. 19/ все те корни уравнения /27/, которые до обхода контура C были справа /слева/ от контура интегрирования γ , после обхода контура C также находятся справа /слева/ от этого контура. Как следствие, движение корней $S_m(\beta)$ и $S'_m(\beta)$ в плоскости S не затрагивает контур интегрирования γ , и интеграл /17/ после обхода контура C возвращается к своему исходному значению. Заметим, что рассмотренному выше обходу контура C может соответствовать некоторая перестановка корней $S_m(0)$. Такая перестановка приводит к несущественной перенумерации кварковых состояний.

На рис. 20 изображен другой возможный случай движения корней $S_m(\beta)$ и $S'_m(\beta)$. В этом случае, при обходе по замкнутому контуру C в плоскости β некоторые из корней $S_m(0)$ /28/ переставляются местами с некоторыми из корней $S'_m(0)$ /29/. При непрерывном изменении параметра β такие корни сталкиваются с контуром интегрирования γ , в результате чего после обхода контура C контур интегрирования γ деформируется, а интеграл /17/ получает некоторую добавку по сравнению с его исходным значением.

Если такие обходы существуют, то интеграл /17/ является многозначной функцией параметра β , а его значения при $\beta=0$, не совпадающие с исходным значением, соответствуют различным спонтанным вакуумным переходам.

Для выяснения связи обходов по различным контурам с перестановками корней $S_m(0)$ и $S'_m(0)$ рассмотрим риманову поверхность функции $S(\beta)$, определяемой уравнением /27/.

Для частного случая $\alpha_0 = -1$ уравнение /27/ принимает вид:

$$1 + \beta \frac{\pi}{\sin \pi S} = 0, \quad /30/$$

и его решение соответствует функции арксинуса:

$$S(\beta) = -\frac{1}{\pi} \arcsin \pi \beta. \quad /31/$$

Графическое изображение корней уравнения /30/ представлено на рис. 21.

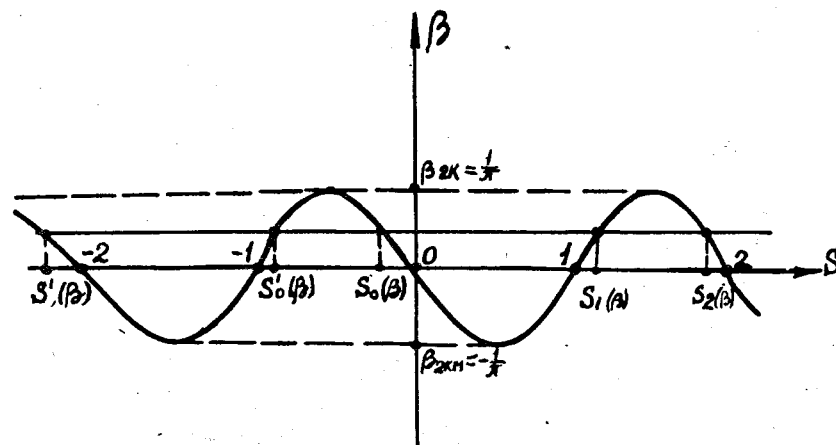


Рис. 21. Графическое решение уравнения $\beta = -\frac{1}{\pi} \sin \pi S$.

При малых

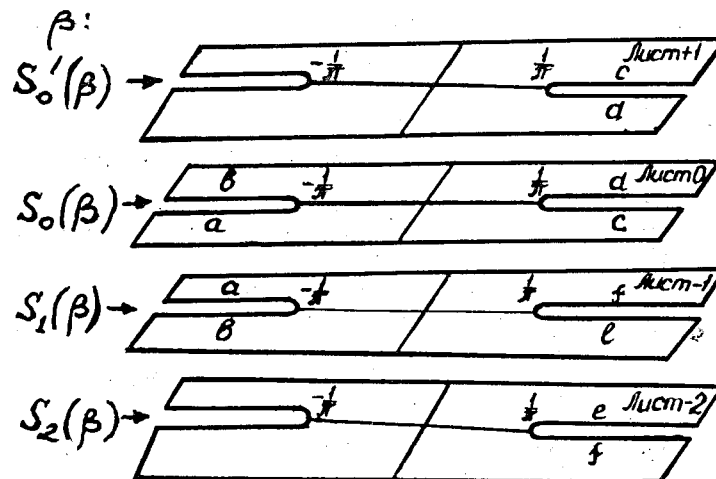


Рис. 22. Риманова поверхность функции $S(\beta) = -\frac{1}{\pi} \arcsin \pi \beta$.

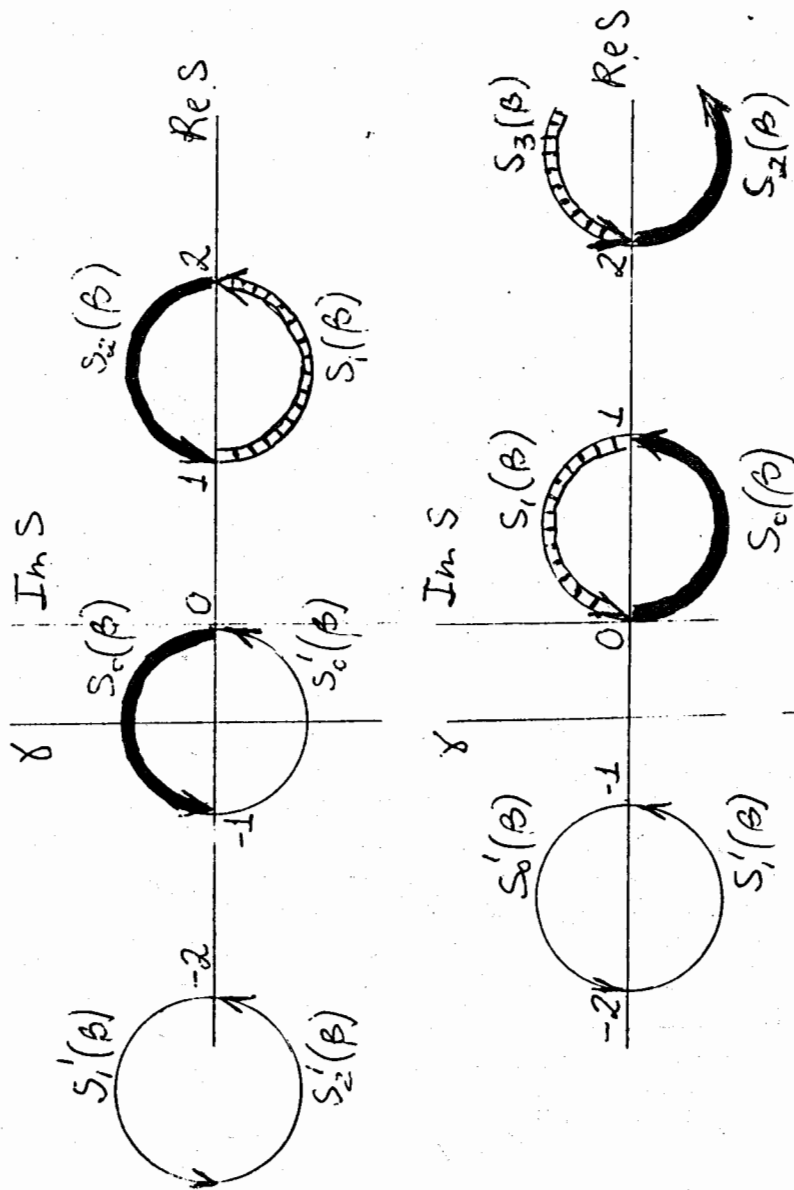


Рис. 23. Движение корней уравнения $\beta = -\frac{1}{\pi} \sin \pi s$ при обходе точек ветвления $\beta = 1/\pi$ /верхний рисунок/ и $\beta = -1/\pi$ /нижний рисунок/.

На рис. 22 изображена риманова поверхность функции $S(\beta)/31/$. Эта поверхность является бесконечнолистной римановой поверхностью, каждая пара ее соседних листов сшивается вдоль правого /или левого/ разреза, проведенного из корневой точки ветвления при $\beta = \frac{1}{\pi} (\beta = -\frac{1}{\pi})$ в бесконечность.

При $\beta = 0$ каждому листу соответствует определенный корень $S_m(0)$ или $S'_m(0)$, обозначенный на рис. 22.

Так как положение точек ветвления при $\beta = \frac{1}{\pi} (\beta = -\frac{1}{\pi})$ совпадает на всех листах римановой поверхности на рис. 22, то обходу в плоскости β такой точки ветвления соответствует, как непосредственно видно из рис. 22, переход с каждого четного листа римановой поверхности на соседний верхний /нижний/ лист. Соответствующее движение корней уравнения /30/ в плоскости S представлено на рис. 23.

Из рис. 23 видно, что ситуация, рассмотренная на рис. 20, имеет место при обходе правой точки ветвления.

При $-1 \leq a_0 < 0$ графическое нахождение корней уравнения /27/ и риманова поверхность функции $S(\beta)$ представлены на рис. 24 и 25.

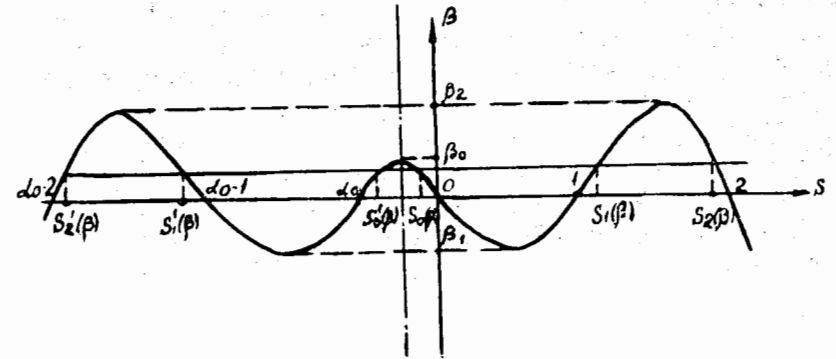


Рис. 24. Графическое решение уравнения /27/ при $-1 < a_0 < 0$.

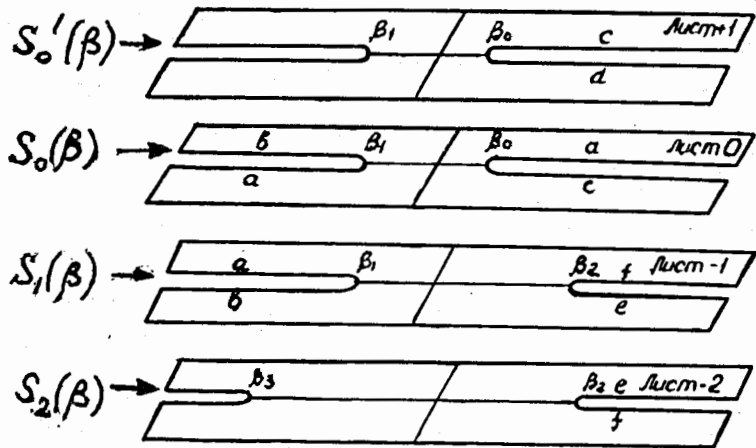


Рис. 25. Риманова поверхность функции $S(\beta)$ для уравнения /27/.

Обходу ближайшей точки ветвления при $\beta_0 = \frac{\Gamma(-a_0)}{\Gamma(-a_0/2)\Gamma(-a_0/2)}$ соответствует движение корней уравнения /27/ в плоскости S , изображенное на рис. 26.

Как следует из рис. 25, произвольному обходу в плоскости β соответствует некоторая определенная перестановка корней уравнения /27/. Вследствие симметрии уравнения /27/ относительно замены $S \rightarrow a_0 - S$, каждая такая перестановка с точностью до нумерации корней сводится к тому, что некоторые из корней $S_m(0)$ /28/ переходят в точки, симметричные относительно точки $S = a_0/2$, или, говоря другими словами, каждый обход по замкнутому контуру сводится к перестановке какого-то числа корней $S_m(0)$ с корнями $S'_m(0)$ при тех же значениях m .

$$\text{Правило } \mu_m^2 \rightarrow -\mu_m^2.$$

Исходя из сформулированного выше правила переста-

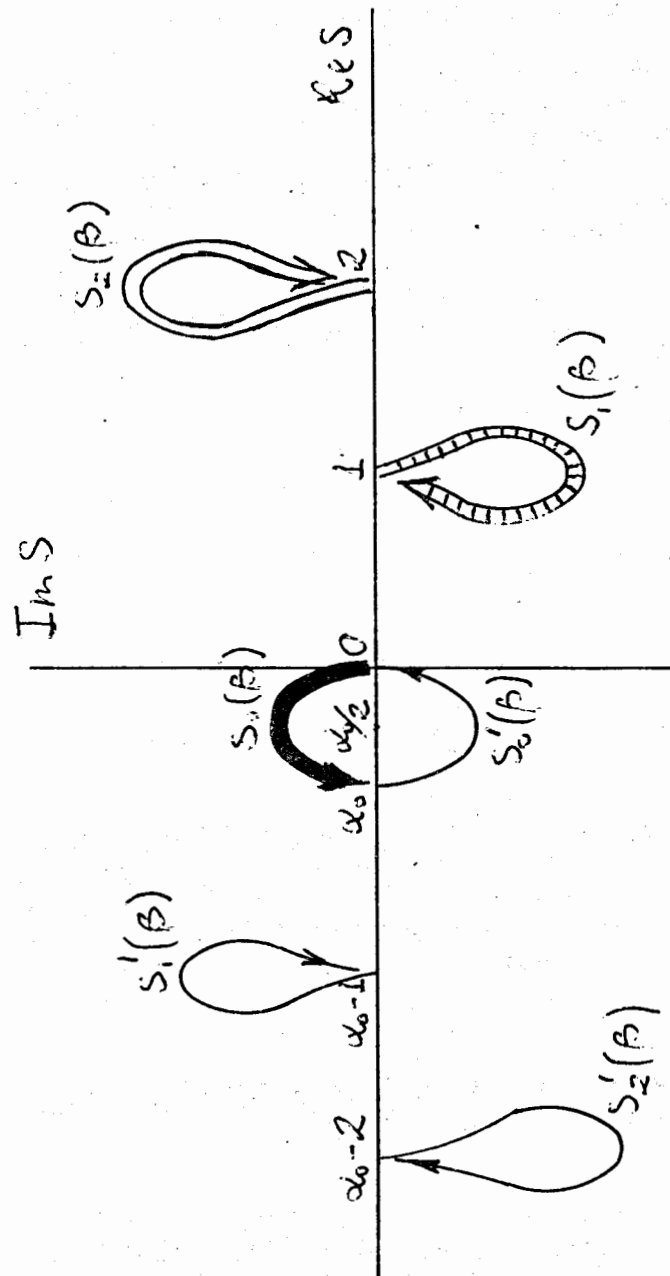


Рис. 26. Движение корней уравнения /27/ при обходе ближайшей точки ветвления.

новки корней уравнения /27/ при обходе по произвольному замкнутому контуру в плоскости β , легко получить значения переопределенных в результате спонтанных вакуумных переходов интерсептов главной траектории и всех траекторий-приемышей.

Как показано в п.5, рассмотрение индуцированных вакуумных переходов позволяет обнаружить вырождение резонансных состояний, связанное с их кварковой структурой.

При малых значениях параметра β интерсепты траектории для резонансов, составленных из m -го кварка и n -го антикварка, имеют вид:

$$a_0(m,n) = a_0 - S_m(\beta) - S_n(\beta) \quad /32/$$

и при $\beta=0$

$$a_0(m,n) = -\mu_m^2 - \mu_n^2, \quad /33/$$

где

$$\mu_m^2 = -\frac{a_0}{2} + m \quad /34/$$

- квадрат массы m -го кварка.

Как говорилось выше, при обходе по замкнутому контуру в плоскости β , соответствующему определенному спонтанному вакуумному переходу, какие-то из значений $S_m(0)=m$ переходят в симметричные относительно точки $S = a_0/2$ значения, то есть

$$m \rightarrow a_0 - m, \quad /35/$$

в результате чего соответствующие данным значениям m квадраты масс кварков меняют знак:

$$\mu_m^2 \rightarrow -\mu_m^2.$$

Как было показано в п.2, аналогичная ситуация имеет место в $\lambda\phi^3$ -теории, где вследствие спонтанных вакуумных переходов меняет знак квадрат массы частиц.

Устранение тахионов

Пусть $2n > a_0 > 2(n-1)$, $n = 1, 2, \dots$, тогда $\mu_m^2 < 0$ при $m < n$, ($n=0, 1, 2, \dots$), и в исходной модели Венециано имеются тахионы.

Выбирая контур обхода в плоскости β так, чтобы вследствие спонтанного вакуумного перехода $\mu_m^2 \rightarrow -\mu_m^2 = \mu_m'^2 > 0$ ($m < n$), получим следующие значения для интерсепта главной траектории и интерсептов траекторий-приемышей

$$\begin{aligned} a_0(k, l) &= a_0 - k - l & (k, l \geq n) \\ a_0(k, l) &= -(k - l) & (k \geq n; l < n) \\ a_0(k, l) &= -(\ell - k) & (\ell \geq n; k < n) \\ a_0(k, l) &= -a_0 + k + l & (k, l < n), \end{aligned} \quad /36/$$

т.е. во всех случаях $a_0(k, l) \leq 0$, и, как следствие, в результирующих дуальных амплитудах тахионы отсутствуют.

$$a_0 = 1; \quad SU(2) \times Y_1 \times Y_2 \times \dots - \text{симметрия}$$

При $a_0=1$ для четырех наиболее высоко расположенных траекторий, как следствие соотношений /36/, получаются следующие значения интерсептов

$$a_0(0,0) = a_0(0,1) = a_0(1,0) = a_0(1,1) = -1, \quad /37/$$

т.е. вследствие спонтанного вакуумного перехода траектории с $k, l = 0, 1$ принимают одинаковое положение и являются вырожденными.

Вырождение траекторий /37/ обусловлено тем, что квадраты масс кварков с $m=0$ и $m=1$ после спонтанного вакуумного перехода приобретают одинаковые значения. Последнее обстоятельство связано с поведением корней $S_0(\beta)$ и $S_1(\beta)$ в плоскости S . Как непосредственно

видно из рис. 26, при $a_0 = 1$ конечные положения корней $S_0(\beta)$ и $S_1(\beta)$ совпадают. Совпадение положения корней $S_0(\beta)$ и $S_1(\beta)$ приводит в свою очередь к совпадению всех свойств, соответствующих этим корням кварковых состояний и к повышению симметрии дуальных амплитуд до симметрии $SU(2) \times Y_1 \times Y_2 \times \dots$ группы. При этом 0-й и 1-й кварки относятся к дублетному представлению $SU(2)$ - группы, а частицы, принадлежащие траекториям /37/, соответствуют $SU(2)$ -синглетным и триплетным состояниям. В случае, когда внешние частицы в дуальных амплитудах принадлежат траекториям /37/, зависимость дуальных амплитуд от внутренних квантовых чисел факторизуется в виде шпура от изоспиновых матриц τ_i ($i=0,1,2,3$) и соответствует обычному введению в дуальные амплитуды изоспиновых состояний по методу Чана-Патона.

7. Некоторые следствия и дальнейшие перспективы

Проведенное выше рассмотрение показало, что изучение вакуумных переходов в дуальных моделях позволяет установить определенные соотношения между дуальностью с одной стороны и кварковой структурой резонансов и внутренними симметриями с другой.

Для модели Венециано с произвольным интерсептом траектории a_0 соответствующая кварковая структура резонансов определяется бесконечным числом кварков возрастающей массы. Интерсепты главной траектории и всех траекторий-приемышей при этом аддитивны по отношению к квадратам масс образующих кварков /формула /33//.

Последнее обстоятельство приводит к ряду важных следствий, таких, как: а/ наличие квадратичных массовых формул для резонансных состояний; б/ точная $SU(\infty)$ -симметрия для трехрезонансных констант связи; в/ выполнение принципа самосогласованности Адлера для внешних частиц, составленных из разных кварка и антикварка и т.д.

В различных модификациях каждое из указанных выше следствий неоднократно обсуждалось в литературе как с точки зрения соответствия различным вариантам точных и нарушенных симметрий, так и с точки зрения соответствия экспериментальным данным вне какой-либо связи с дуальностью*.

Связь следствий а/ и б/ с дуальностью при условии предварительного введения кварковой структуры в дуальную модель была установлена недавно в работе /6/. На возможную связь принципа Адлера с дуальностью обращалось внимание в ряде работ /12-14/. Однако в этих работах принцип Адлера рассматривался как некоторое дополнительное требование на амплитуду рассеяния, безотносительно к кварковой структуре рассматриваемых резонансов.

Наличие следствий типа а-в/ не связано с конкретной формой рассматриваемой дуальной модели. Как показывает предварительное рассмотрение дуальных моделей, отличных от модели Венециано, каждой из таких моделей соответствует свой спектр кварковых состояний и свой способ построения из кварков резонансных состояний.

В заключение заметим, что дальнейшее изучение вопросов, связанных с темой настоящей лекции, возможно, приведет в недалеком будущем к построению более реалистической дуальной кварковой модели, содержащей кварки со спином половина и способной описывать как мезонные, так и барионные резонансные состояния.

* Заметим, что формулировка рассматриваемых выше следствий была предложена в то время, когда принцип дуальности еще не был известен.

Литература

1. Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев. ЯФ, 18, 902 /1973/.
2. Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев. Письма в ЖЭТФ, 20, 488 /1974/. ЯФ, 21, 1104 /1975/.
3. Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев. Препринт ХФТИ 75-5 /1975/.
4. G.E.Paton, Chan Hong-Mo. Nucl.Phys., B10, 516 (1969).
5. H.Narary. Phys.Lett., 22, 562 (1969); Rosher J.D. Phys.Rev.Lett., 22, 689 (1969).
6. J.M.Dethlefsen, H.B.Nielsen. Nuovo Cim., 14A, 85 (1973).
7. D.Olive. Proceedings of the XVIII Conference on High Energy Physics, London, 1974.
8. K.Bardakci. Nucl.Phys., B68, 331/1974/; B70, 397/1974/.
9. E.Cremmer, G.Scherk. Nucl.Phys., B72, 117 (1974).
10. Z.Koba, H.B.Nielsen. Nucl.Phys., B10, 637 (1970).
11. E.Donini, S.Sciuto. Ann of Phys., 58, 388 (1970).
12. C.Lovelace. Phys.Lett., 28B, 265 (1968).
13. R.S.Brower. Phys.Lett., 34B, 143 (1971).
14. G.H.Schwartz. Phys.Rev., D5, 886 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
4 апреля 1975 года.