ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ЦЕНТР НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ СРВ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

2-82-716

НГУЕН ТХИ ХОНГ

АРОМАТНАЯ, ЦВЕТНАЯ И ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СИММЕТРИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Специальность: 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Дубна 1982

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований и в Институте физики Национального центра научных исследований СРВ.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор Б.А.АРБУЗОВ

доктор физико-математических наук
профессор В.И.ОГИЕВЕЦКИЙ

доктор физико-математических наук
член-корреспондент АН УССР
профессор В.П.ШЕЛЕСТ

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт ядерных исследований АН СССР, Москва.

Защита диссертации состоится "12" XI 1982 г. на заседании специализированного совета Д 047.01.01 при Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований по адресу 141980 г.Дубна, Московской обл., Лаборатория теоретической физики.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " ______ 1982 года.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук Р.А.АСАНОВ

I. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. В последние десятилетия физика элементарных частиц достигла замечательных успехов в теоретических исследованиях по двум главным направлениям: по изучению общих аналитических свойств амплитуд рассеяния в квантовой теории поля и по изучению внутренней структуры элементарных частиц и их свойств симметрии. Началом первого направления было строгое доказательство Н.Н.Боголюбовым и др. дисперсионных соотношений /1/ в квантовой теории поля. Исследование Н.Н.Боголюбова получило дальнейшее развитие для применения к неупругим процессам, в том числе и к инклюзивным процессам, в работах А.А.Логунова и др. /2/ . На основе общих свойств аналитичности и унитарности амплитуд рассеяния изучалось, с одной стороны, асимптотическое поведение сечений при высоких энергиях, с другой - развивалась динамическая теория сильных взаимодействий /3/ .Ко второму направлению относятся работы по изучению высших симметрий слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий элементарных частиц,а также работы по составным моделям адронов с данными свойствами симметрии. Эти теоретические работы велись в тесной связи с экспериментальным изучением процессов слабых взаимодействий с участием нейтрино, важное значение которых двадцать лет назад подчеркнул М.А.Марков /4/ . В результате этих исследований теперь можно сказать, что кварки играют решающую роль в нашем представлении о структуре адронов и их взаимодействиях, а все известные взаимодействия - электро-слабое, сильное и гравитационное - можно описывать набором неабелевых калибровочных теорий. Более того, можно предполагать, что эти взаимодействия являются лишь разными проявлениями основной единой теории, которая базируется на одной простой калибровочной группе.

В настоящее время физику элементарных частиц можно лучшим образом рассматривать как физику лептонов и кварков.Было установлено,что существует по крайней мере пять кварковых "ароматов", а каждый аромат может иметь три разных "цвета". К подобной идее о существовании трех триплетов кварков пришли Н.Н.Боголюбов, А.Н.Тавхелидзе и др. лет восемнадцать тому назад в результате поисков решения вопроса спин-статистики для кварков /5/ . Эта идея теперь уже подтвердилась различными экспериментами. Блестящим подтверждением существования "заключенных" кварков является прекрасное согласие правила кваркового счета, открытого В.А.Матвеевым, Р.М.Мурадяном и А.Н.Тавхелидзе /6/, с экспериментальными данными.

Время с большим основанием подтверждает справедливость "стандартной" модели Вайнберга-Салама /7,8/, объединяющей слабое и электромагнитное взаимодействия на основе калибровочной группы симметрии $SU(2)_{\omega} \times U(1)$. Мы также обладаем сильными аргументами, чтобы считать, что теория сильных взаимодействий хорошо описывается квантовой хромодинамикой - калибровочной теорией Янга-Миллса, основанной на группе точной симметрии $SU(3)_c$.

Самой простой схемой объединения электро-слабых и сильных взаимодействий была модель "великого объединения", основанная на калибровочной группе $SU(5)$. Одним из привлекательных предсказаний теории великого объединения является возможность процессов, не сохраняющих барионное и лептонное число, таких, как распад протона или связанного нейтрона.

Проблемы, рассматриваемые в диссертации, относятся к кругу вышеупомянутых вопросов и тем самым являются актуальными.

<u>Цель работы</u>. I. Исследование некоторых вопросов, связанных с классификацией адронов по представлениям групп ароматной симметрии $SU(4)$ и $SU(5)$. Получение массовых формул в рамках этих схем симметрии.

2. Изучение электромагнитных свойств "очарованных" и "красивых" адронов - вывод общих формул для электромагнитных расщеплений масс адронов, получение правил сумм для сечений инклюзивных e^+e^- - аннигиляционных процессов и для магнитных моментов барионов.

3. Решение некоторых математических проблем в теории представлений супергруппы $SU(m/n)$ в целях ее применения для построения модели объединений взаимодействий. Проведение классификации кварков и лептонов по представлениям супергрупп $SU(2/1)$ и $SU(5/1)$.

4. Исследование структуры эффективного гамильтониана для барион-несохраняющих процессов в рамках схем объединения $SU(5)$ и $SU(5/1)$ и ее следствий по ширинам распада.

5. Изучение вопроса спинорного представления пространства-времени. Предложить метод спинорного представления, в котором можно ввести обычное трансляционное преобразование, и, следовательно, можно использовать обычную группу симметрии Пуанкаре.

<u>Научная новизна и практическая ценность работы</u>. I. Впервые были получены общие массовые формулы для адронов в рамках схем симметрии $SU(4)$ и $SU(5)$, которые являются обобщением массовой формулы Гелл-Манна-Окубо для $SU(3)$ - симметрии. Эти формулы применены для вывода массовых правил сумм, включающих массы очарованных и красивых адронов.

2. Проведенная в диссертации классификация адронных мультиплетов по различным схемам редукции может быть использована для исследования различных свойств новых частиц.

3. К числу новых результатов относятся и различные правила сумм для электромагнитных расщеплений масс очарованных и красивых частиц и для сечений инклюзивных e^+e^-- аннигиляционных процессов, включающих эти частицы. Эти результаты могут быть непосредственно сравнимы с экспериментом.

4. Впервые исследована схема симметрии $SU(10)$ как объединение ароматной симметрии $SU(5)$ со спиновой группой $SU(2)_{\sigma}$. В рамках теории нарушенной симметрии $SU(10)$ получены различные правила сумм для магнитных моментов $I/2^+$ - барионов, включая очарованные и красивые.

5. Изучена теория представлений супергруппы $SU(m/n)$. Найдены и исследованы обобщенные матрицы Гелл-Манна, реализующие базисное представление алгебры этой группы. На основе этих матриц построены спинорные и тензорные представления.

6. Новым является вывод о том, что в рамках схемы объединения $SU(5)$ можно построить эффективный гамильтониан, который, во-первых, включает в себя эффективный гамильтониан слабого взаимодействия Ферми и гамильтониан, отвечающий за барион-несохраняющие процессы, во-вторых, инвариантен относительно $SU(3)_c \times SU(2)_{\omega} \times U(1)$ и в то же время имеет определенное поведение относительно $SU(5)$. На основе этой структуры гамильтониана выведены соотношения для ширин распада.

7. Впервые исследованы структура инвариантного четырехфермионного взаимодействия и ее следствия по ширинам распада в рамках схемы объединения $SU(5/1)$. Показано, что Н-инвариантность ($SU(5/1) \supset SU(5) \times U(1)_H$) приводит к запрещению ряда процессов барион-несохраняющих распадов. Этот результат не зависит от характера нарушения $SU(5)$ и мог бы быть использован для экспериментальной проверки теории.

8. В диссертации впервые был предложен и изучен один метод спинорного представления пространства-времени, в котором можно реализовать трансляцию и, следовательно, можно использовать обычную группу симметрии Пуанкаре. Вопрос спинорного представления пространства-времени приобретает особое значение в связи с развитием теории суперсимметрии /9/ . Спинорное представление обычного пространства-времени позволяло бы трактовать преобразования суперсимметрии и Пуанкаре на равной основе, формулируя их на спинорном языке.

Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации:

I. Выведены массовые формулы в рамках схем ароматной симметрии $SU(4)$ и $SU(5)$.

2. Проведена классификация адронных мультиплетов по редукции $SU(4) \supset SU(3)$, $SU(4) \supset SU(3')$ и $SU(5) \supset SU(4)$, $SU(5) \supset SU(4')$, $SU(5) \supset SU(4'')$.

3. Получен общий вид операторов, преобразующихся как произведение операторов электрического заряда в рамках схемы симметрии $SU(4)$. Эти операторы находят широкое применение к электромагнитным процессам.

4. Проведена классификация очарованных адронов по редукции $SU(3') \supset SU(2)_{U'}$, где U' – спин имеет такое же отношение к $SU(3')$ как и U -спин к $SU(3)$.

5. Получены правила сумм для электромагнитных расщеплений масс очарованных и красивых барионов и для сечений инклюзивных e^+e^--аннигиляционных процессов.

6. В рамках схемы нарушенной симметрии $SU(10) \supset SU(5) \times SU(2)_\sigma$ получены правила сумм для магнитных моментов $1/2^+$ - барионов.

7. Изучена теория представлений супергруппы $SU(m/n)$ как группы объединения взаимодействий. Найдены и исследованы $(m+n)^2-1$ матрицы ранга $m+n$ – обобщенные матрицы Гелл-Манна, реализующие базисное представление алгебры этой группы. На основе этих матриц построены спинорные и тензорные представления. Построены также суперполевые представления, реализующиеся в пространстве функций от антикоммутирующего mn -компонентного параметра.

8. Исследуется структура эффективного гамильтониана для барионнесохраняющих процессов в рамках схемы объединения $SU(5)$. На основе этой структуры гамильтониана выведены соотношения между вероятностями различных процессов распада с несохранением барионного числа.

9. Исследуется структура инвариантного четырехфермионного взаимодействия и ее следствия по ширинам распада в рамках схемы объединения, основанной на калибровочной супергруппе $SU(5/1)$. Показано, что независимо от характера нарушения $SU(5)$, инвариантность относительно $U(1)_H$ -подгруппы приводит к запрещению ряда барионнесохраняющих процессов.

IO. Предложен один метод спинорного представления пространства-времени, в котором можно реализовать трансляцию и, следовательно, можно использовать обычную группу Пуанкаре как группу внешней

симметрии. В рамках лагранжева формализма выведены уравнения движения Эйлера-Лагранжа и токи Нетер на этом спинорном языке. Изучены спинорные калибровочные поля, появляющиеся при локальных преобразованиях, и конформные преобразования в спинорном пространстве.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на научных семинарах Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, Института физики Национального центра научных исследований СРВ, Центра теоретической физики в Париже, на международном семинаре "Теоретико-групповые методы в физике", в Москве, 1979 г.

Публикации. По результатам диссертации имеется II публикаций, список которых приведен в конце автореферата.

Объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав основного содержания и заключения. Она содержит 202 страницы машинописного текста, включая библиографический список литературы из 182 названий.

II. СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы, дан краткий обзор по основным положениям физики элементарных частиц, с которыми непосредственно связаны результаты наших исследований, составляющих основное содержание диссертации.

В первой главе рассмотрены общие вопросы, связанные с классификацией адронов по представлениям групп ароматной симметрии $SU(4)$ и $SU(5)$, получены массовые формулы в рамках этих схем симметрии.

По аналогии с теорией симметрии $SU(3)$ предполагается, что в рамках схемы симметрии $SU(4)$ оператор расщепления масс имеет структуру:

$$\Delta M \doteq M_8 + M_{15}, \tag{I}$$

где M_a преобразуется по присоединенному представлению группы $SU(4)$

$$[F_a, M_b] = i f_{abc} M_c, \quad a, b, c = 1, 2, \ldots, 15. \tag{2}$$

F_a - $SU(4)$ -генераторы, f_{abc} - структурные константы. Отметим, что хотя используемый метод является обобщением метода Окубо для схемы $SU(3)$, процедура получения общего выражения массовой формулы оказывается на самом деле очень сложной, трудность заключается в вычислении $SU(4)$ -матричных элементов некоторых членов, входящих в нарушающий симметрию гамильтониан. По этой причине часто рассматривали отдельные специфические случаи, а единая массовая формула не была найдена.

Наш вывод основан на использовании некоторой подалгебры $SU(3')$, что позволяет освободиться от вычисления вышеупомянутых матричных элементов. Окончательная формула содержит вместо них операторы Казимира второго порядка $K(3)$ и $K(3')$ подгрупп $SU(3)$ и $SU(3')$. Получаем:

$$M = a + bY + cC + d\left[K(3) - \frac{1}{3}C^2\right] + e\left[K(3') - \frac{1}{3}Y^2\right]. \quad (3)$$

После проведения классификации адронных мультиплетов по редукции $SU(4) \supset SU(3)$ и $SU(4) \supset SU(3')$ формула (3) применяется к конкретным адронам для получения различных массовых правил сумм. Ниже приведены некоторые из них.

Для $1/2^+$ - барионов:

$$R + \Xi = N + T,$$
$$U + \Sigma = N + V,$$
$$N + \Xi + 2U = 3A + T,$$

где через R обозначается барион с $I = 1,\ Y = 1,\ C = 1$

" T " " $I = 0,\ Y = -1,\ C = 1$

" U " " $I = \frac{1}{2},\ Y = 1,\ C = 2$

" V " " $I = 0,\ Y = 0,\ C = 2$

" A " " $I = 0,\ Y = 1,\ C = 1$

" B " " $I = \frac{1}{2},\ Y = 0,\ C = 1$

" S " " $I = \frac{1}{2},\ Y = 0,\ C = 1.$

Для $3/2^+$ - барионов:

$$R^* - S^* = S^* - T^* = U^* - V^* = N^* - \Sigma^* = \ldots$$
$$N^* - R^* = R^* - U^* = U^* - X$$

X-барион с $I = 0,\ Y = 1,\ C = 3$.

Для 0^- - мезонов (и аналогично для 1^- - мезонов):

$$K + D = \pi + F,$$
$$\pi + \eta + \eta_c = \frac{3}{2}(K + D),$$

где через D обозначается мезон с $I = \frac{1}{2},\ Y = 0,\ C = 1,$

" F " " $I = 0,\ Y = 1,\ C = 1.$

Здесь символы частиц означают их массы (или массы в квадрате для мезонов). Полученные соотношения находятся в хорошем согласии с экспериментом (для уже найденных адронов).

В случае симметрии $SU(5)$ поступаем аналогично. Предполагая, что оператор массового расщепления имеет структуру

$$\Delta M = M_8 + M_{15} + M_{24}, \quad (4)$$

получаем следующую формулу:

$$M = a + bY + cC + dB + \quad (5)$$
$$+ e\left[K(4) - \frac{3}{8}B^2\right] + f\left[K(4') - \frac{3}{8}C^2\right] + g\left[K(4') - \frac{3}{8}Y^2\right],$$

где $K(4)$, $K(4')$ и $K(4'')$ - операторы Казимира некоторых подгрупп $SU(4)$, $SU(4')$ и $SU(4'')$.

Проведена также классификация частиц по редукции $SU(5) \supset SU(4)$ $SU(5) \supset SU(4')$ и $SU(5) \supset SU(4'')$.

<u>Во второй главе</u> мы рассматриваем круг вопросов, касающихся электромагнитных свойств очарованных и красивых адронов.

Получен общий вид оператора $Q^{(n)}$, преобразующегося как произведение n операторов электрического заряда Q в рамках схемы симметрии $SU(4)$:

$$Q^{(n)}=\sum_{i=0}^{n}\sum_{j=0}^{i} C_{ij}\cdot[Q-\tfrac{1}{2}]^{j}[K(3')-\vec{I}^{2}-\vec{U}^{2}-\vec{U'}^{2}+ \qquad (6)$$

$$+\tfrac{1}{2}Q^{2}+\tfrac{1}{6}Y^{2}+\tfrac{1}{6}C^{2}-\tfrac{1}{2}QY-\tfrac{1}{2}QC-\tfrac{1}{2}C+\tfrac{1}{6}Y+\tfrac{1}{6}]^{i-j},$$

где U' - спин имеет такое же отношение к $SU(3')$, как и U -спин к $SU(3)$. Проведена классификация частиц по редукции

$$SU(4)\supset SU(3')\supset SU(2)_{U}.$$

Формулу (6) применяем затем для получения правил сумы для электромагнитных расщеплений масс $\Delta M^{(em)}$, предполагая при этом, что в e^2- приближении оператор $\Delta M^{(em)}$ ведет себя при $SU(4)$ преобразованиях как произведение двух операторов электрического заряда. Получены, например, следующие соотношения:*

$$\Sigma^{+}+\Sigma^{-}-2\Sigma^{0}=R^{++}+R^{0}-2R^{+}$$

$$R^{*+}-R^{*0}=S^{*+}-S^{*0}$$

$$\Sigma^{*+}+\Sigma^{*-}-2\Sigma^{*0}=R^{*++}+R^{*0}-2R^{*+}.$$

В качестве другого применения формулы (6) рассматриваются инклюзивные e^+e^- - аннигиляционные процессы

$$e^{+}+e^{-}\longrightarrow A+\text{все}. \qquad (7)$$

Используя свойство кроссинг-симметрии и условие полноты наборов состояний, можно показать, что сечение процесса рождения адрона А пропорционально величине

$$\sigma(A)\sim\langle A|\,J_{\mu}^{(e)}J_{\nu}^{(e)}\,|A\rangle,$$

где $J_{\mu}^{(e)}$ - электромагнитный ток адронов. Таким образом, задача нахождения правил сумм для сечений процессов (7) сводится к нахождению соотношений между матричными элементами $\langle A|\,Q^{(2)}\,|A\rangle$.

Получены, например, следующие соотношения:

$$\sigma(R^{+})=\sigma(S^{+})$$

$$\sigma(U^{+})=\sigma(V^{+})$$

$$\sigma(A^{+})=\sigma(B^{+})$$

$$\sigma(R^{0})=\sigma(T^{0})$$

$$\sigma(\Sigma^{+})+\sigma(\Sigma^{-})-2\sigma(\Sigma^{0})=\sigma(R^{++})+\sigma(R^{0})-2\sigma(R^{+})$$

$$\sigma(F^{\pm})=\sigma(D^{\pm})$$

$$11[\sigma(K^{\pm})-\sigma(F^{\pm})]=\sigma(D^{0})-\sigma(K^{0}).$$

Рассматриваются магнитные моменты $1/2^+$- барионов в рамках схемы симметрии $SU(10)$ как объединения внутренней симметрии $SU(5)$ со спиновой группой $SU(2)_{\sigma}$. Как было показано во многих работах, экспериментальные данные по магнитному моменту не могут быть хорошо объяснены без учета нарушения внутренней симметрии. Принимая предположение о том, что разности масс кварков не являются самым общим источником для получения вклада от такого нарушения, мы рассматриваем нарушение путем введения шпурионов в электромагнитной вершине, преобразующихся как 8-я, 15-я, 24-я компоненты в части (24,1) представления 99 группы $SU(10)$, и, таким образом, используем следующее общее выражение для оператора магнитного момента:

$$\vec{\mathcal{M}}=g\,\bar{\Psi}^{ABC}\Psi_{ABD}\,(\lambda_{Q}\otimes\vec{\sigma})_{C}^{D}+ \qquad (8)$$

$$+\bar{\Psi}^{ABC}\Psi_{ABD}\,(\lambda_{Q}\otimes\vec{\sigma})_{C}^{E}((h_{8}\lambda_{8}+h_{15}\lambda_{15}+h_{24}\lambda_{24})\otimes 1)_{E}^{D}+$$

$$+\bar{\Psi}^{ABC}\Psi_{ADE}\,(\lambda_{Q}\otimes\vec{\sigma})_{B}^{D}((K_{8}\lambda_{8}+K_{15}\lambda_{15}+K_{24}\lambda_{24})\otimes 1)_{C}^{E}.$$

где ψ_{ABC} - полностью симметричный $SU(10)$- спинор третьего ранга, описывающий мультиплет 220 барионов спина $1/2^+$ и $3/2^+$; $\lambda_8, \lambda_{15}, \lambda_{24}$ - диагональные матрицы Гелл-Манна для группы $SU(5)$, $\lambda_Q = \frac{1}{3}\, diag(2,-1,-1,2,-1)$. Приведем некоторые соотношения (кроме известных $SU(3)$-результатов), вытекающие из этого уравнения:

$$\mu_{B^+} = \mu_{B^0},$$

$$\mu_{R^0} + \mu_{T^0} = 2\mu_{S^0},$$

$$\mu_{I^+} = \mu_{I^0},$$

$$\mu_{M^+} + \mu_{M^-} = 2\mu_{M^0},$$

$$\mu_{H^0} + \mu_{G^0} = \mu_{L^0} + \mu_{M^0},$$

$$\mu_{C^+} + \mu_{M^+} = 2\mu_{H^+},$$

$$\mu_{M^-} - \mu_{Q^-} = -\frac{2}{3}\mu_p + \frac{3}{2}\mu_{\Sigma^+} + \frac{5}{2}\mu_{\Sigma^-}$$

$$\mu_{Z^-} - \mu_{Y^-} = \frac{1}{3}\mu_p + \mu_{\Sigma^-},$$

$$\mu_{H^0} - \mu_{L^0} = \frac{1}{3}\mu_p + \frac{1}{4}\mu_{\Sigma^+} + \frac{7}{4}\mu_{\Sigma^-}$$

$$\mu_{M^-} - \mu_{G^-} = -\frac{1}{3}\mu_p + \frac{3}{4}\mu_{\Sigma^+} + \frac{5}{4}\mu_{\Sigma^-}.$$

где через I обозначается барион с $I=\frac{1}{2}, Y=1, C=1, B=-1,$

" M " " $I=1, Y=1, C=0, B=-1,$

" H " " $I=\frac{1}{2}, Y=1, C=1, B=-1,$

" G " " $I=\frac{1}{2}, Y=0, C=0, B=-1,$

" L " " $I=0, Y=0, C=1, B=-1,$

" C " " $I=0, Y=1, C=2, B=-1,$

" Q " " $I=0, Y=-1, C=0, B=-1,$

" Z " " $I=0, Y=0, C=0, B=-2,$

" Y " " $I=\frac{1}{2}, Y=1, C=0, B=-2.$

<u>Третья глава</u> посвящается теории представлений супергруппы $SU(m/n)$ и ее применению в построении модели объединений взаимодействий.

Попытки рассмотреть модели объединения на основе супергруппы $SU(m/n)$ появились в последние годы. Такая формулировка имеет много привлекательных следствий. В частности, она приводит к спектру частиц, в котором хиггсовские мезоны являются разными компонентами калибровочных полей вместе с обычными векторными мезонами.

Рассмотрены некоторые общие свойства градуированной алгебры $SU(m/n)$. Найдены и исследованы $(m+n)^2-1$ матрицы β_I ранга $m+n$, реализующие базисное представление этой алгебры. На основе этих матриц построены спинорные и тензорные представления. Спинорное представление произвольного ранга z состоит из операторов $\psi_{A_1 \ldots A_z}$, преобразующихся по правилу:

$$[F_I, \psi_{A_1\dots A_r}]_{-(I,A_1\dots A_r)} = -\frac{1}{2}\sum_{k=1}^{r}(I,A_1\dots A_k)(\beta_I)^{B}_{A_k}\psi_{A_1\dots B\dots A_r}, \tag{9}$$

где F_I - генераторы супергруппы,

$$(I,A_1\dots A_r) \equiv (-1)^{(I)((A_1)+\dots+(A_r))}$$

$$(I),(A),\dots = \begin{cases} 0 \text{ для четных индексов} \\ 1 \text{ для нечетных индексов}. \end{cases}$$

Сопряженное к нему представление $\bar\psi^{A_1\dots A_r}$ определяется как

$$[F_I, \bar\psi^{A_1\dots A_r}]_{-(I,A_1\dots A_r)} = \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{r}(I,A_1\dots A_{k-1})(\beta_I)^{A_k}_{B}\bar\psi^{A_1\dots B\dots A_r}. \tag{10}$$

Смешанное спинорное представление $\phi^{B_1\dots B_s}_{A_1\dots A_r}$ определяется аналогично.

Тензорное представление произвольного ранга p состоит из операторов $\varphi_{J_1\dots J_p}$, преобразующихся по правилу:

$$[F_I, \varphi_{J_1\dots J_p}]_{-(I,J_1\dots J_p)} = i\sum_{l=1}^{p}(I,J_1\dots J_{l-1})f_{IJ_lK}\varphi_{J_1\dots K\dots J_p}, \tag{11}$$

где f_{IJK} - структурные константы супергруппы, появляющиеся в соотношениях коммутации

$$[\beta_I, \beta_J]_{-(I,J)} = 2i f_{IJK}\beta_K. \tag{12}$$

Указаны правила построения скалярного и векторного представлений из произведения двух представлений.

Вычислены собственные значения оператора Казимира, а также размерности некоторых простых представлений.

Рассмотрены суперполевые представления, реализуемые в пространстве функций $\phi(\theta)$ от антикоммутирующего mn -компонентного параметра θ^i_α (i =1, ..., m ; α =1,..., n). Суперполе $\phi(\theta)$ может быть разложено в полиномиальный ряд порядка 2^{mn}:

$$\phi(\theta) = \varphi + \theta^i_\alpha\varphi^\alpha_i + \dots + \theta^{i_1}_{\alpha_1}\dots\theta^{i_{mn}}_{\alpha_{mn}}\varphi^{\alpha_1\dots\alpha_{mn}}_{i_1\dots i_{mn}}. \tag{13}$$

Входящие в (13) тензоры $\varphi^{\alpha_1\alpha_2\dots\alpha_k}_{i_1 i_2\dots i_k}$ полностью антисимметричны по парам индексов $\binom{\alpha_l}{i_l}$, их закон преобразования найден из закона преобразования для $\phi(\theta)$.

Изложены схемы суперобъединения $SU(2/1)$ и $SU(5/1)$, проведена классификация кварков и лептонов по представлениям этих супергрупп.

<u>В четвертой главе</u> мы рассматриваем некоторые следствия по барион-несохраняющим распадам из теории суперобъединения.

Исследуется структура эффективного гамильтониана для этих процессов в рамках схемы $SU(5)$. Показано, что можно построить эффективный гамильтониан, который, во-первых, включает в себя эффективный гамильтониан слабого взаимодействия Ферми и гамильтониан, отвечающий за барион-несохраняющие процессы, во-вторых, инвариантен относительно $SU(3)_c \times SU(2)_w \times U(1)$ и в то же время имеет определенное поведение при $SU(5)$-преобразованиях, а именно - преобразуется как компонента присоединенного представления этой группы. Имеем:

$$\mathcal{H} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\bar e\gamma_\mu(1-\gamma_5)\nu\cdot\bar u^\alpha\gamma^\mu(1-\gamma_5)d_\alpha + \frac{g}{\sqrt{2}}\bar e(1-\gamma_5)\nu\cdot\bar u^\alpha(1+\gamma_5)d_\alpha +$$

$$+\frac{g}{\sqrt{2}}\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}\varepsilon^{ij}\bar d^c_\alpha\gamma_\mu(1-\gamma_5)l_i\cdot\bar u^c_\beta\gamma^\mu(1-\gamma_5)q_{j\gamma} + \tag{14}$$

$$+\frac{h}{\sqrt{2}}\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}\varepsilon^{ij}\bar u^c_\alpha\gamma_\mu(1-\gamma_5)q_{i\beta}\cdot\bar e^+\gamma^\mu(1-\gamma_5)q_{j\gamma} + h.c. + \dots;$$

где $\alpha, \beta, \ldots$ =1,2,3 - цветные $SU(3)_c$ -индексы, q_{iL} и l_{iL} (i =1,2) - $SU(2)_W$ дублеты левовинтовых кварков и лептонов.

Отметим два вида взаимодействия в (I4), отвечающего за несохранение барионного числа:

$$\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}\varepsilon^{ij}\bar{d}^c_{\alpha L}\gamma_\mu l_{iL}\cdot\bar{u}^c_{\beta L}\gamma^\mu q_{j\gamma L} \text{ и } \varepsilon^{\alpha\beta\gamma}\varepsilon^{ij}\bar{u}^c_{\alpha L}\gamma_\mu q_{i\beta L}\cdot\bar{e}^{+}_{L}\gamma^\mu q_{j\gamma L}. \qquad (I5)$$

Они были получены для первого поколения кварков и лептонов. Их обобщение на случай произвольных поколений тривиально.

Эти результаты применяются для рассмотрения распада $1/2^+$ -бариона из ароматного $SU(3)$ -октета на 0^- -мезон из ароматного $SU(3)$ -октета и лептон l. Исходя из ароматной $SU(3)$ структуры выражений (I5), можно получить различные соотношения между ширинами распада, среди них:

$$\Gamma(p \to \pi^0 l^+_L) = \frac{1}{2}\Gamma(n \to \pi^- l^+_L), \qquad (I6)$$

$$\Gamma(p \to \pi^0 l^+_R) = \frac{1}{2}\Gamma(n \to \pi^- l^+_R) = \frac{1}{2}\Gamma(p \to \pi^+\tilde{\nu}) = \Gamma(n \to \pi^0\tilde{\nu}).$$

Аналогично, для инклюзивных процессов без изменения странности

$$B(\tfrac{1}{2}^+) \longrightarrow l + \text{всё}$$

имеем:

$$\Gamma(p \to l^+_R) = \Gamma(n \to \tilde{\nu}), \quad \Gamma(n \to l^+_R) = \Gamma(p \to \tilde{\nu}). \qquad (I7)$$

Исследуется также структура четырехфермионного взаимодействия в рамках схемы объединения $SU(5/1)$. В этой схеме кварки и лептоны могут быть объединены в супермультиплет I6 как одно поколение, или в супермультиплет 3I или 32 как два разных поколения обычной модели объединения $SU(5)$. Показано, что Н-инвариантность запрещает многие процессы распада нуклонов на лептоны и мезоны.

Так, для представления I6 запрещены процессы распада нуклона на один мезон и лептон (e^-, ν):

$$p \nrightarrow \pi^+\nu, \quad n \nrightarrow \pi^0\nu, \quad n \nrightarrow \eta\nu, \quad n \nrightarrow \pi^+ e^- \qquad (I8)$$

$$p \nrightarrow K^+\nu, \quad n \nrightarrow K^0\nu, \quad n \nrightarrow \tilde{K}^0\nu, \quad n \nrightarrow K^+ e^-$$

Для представления 3I или 32 запрещены процессы распада следующих типов:

$$N \nrightarrow X(S=0)\mu^\pm, \qquad (I9)$$

например, $p \nrightarrow \pi^0\mu^+$, $n \nrightarrow \pi^-\mu^+$, $p \nrightarrow \pi^+\pi^+\mu^-, \ldots$;

$$N \nrightarrow X(S=0)\nu_\mu, \quad N \nrightarrow X(S=0)\tilde{\nu}_\mu \qquad (20)$$

например, $p \nrightarrow \pi^+\nu_\mu$, $p \nrightarrow \pi^+\tilde{\nu}_\mu$, $n \nrightarrow \pi^0\nu_\mu$, $p \nrightarrow \pi^+\pi^0\nu_\mu, \ldots$;

$$N \nrightarrow X(S=\pm 1)\nu_e, \quad N \nrightarrow X(S=\pm 1)\tilde{\nu}_e, \qquad (2I)$$

например,

$$p \nrightarrow K^+\nu_e, \quad p \nrightarrow K^+\tilde{\nu}_e, \quad n \nrightarrow K^0\nu_e; \quad p \nrightarrow K^+\pi^0\nu_e, \ldots;$$

Отметим, что результаты (I8)-(2I) не зависят от характера нарушения $SU(5)$ -симметрии, содержащейся в $SU(5/1)$.

Содержание пятой главы относится к теории спинорного представления пространства-времени.

Вопрос спинорного представления пространства-времени был рассмотрен впервые в работах /I0-I2/. Исходным пунктом авторов этих работ служит идея, утверждающая, что пространство-время является самой основной физической системой и поэтому 4-вектор x_μ должен был бы строиться из более фундаментальных объектов, а именно, из спиноров. Более того, авторы предполагали, что в области, занимаемой элементарной частицей, обычное представление о пространстве-времени нарушается, и тогда мы должны работать с их элементарными компонентами - базисными спинорами.

Следует, однако, отметить, что авторам указанных работ не удалось реализовать обычное трансляционное преобразование и пришлось использовать вместо группы Пуанкаре группу Де Ситтера (4+I) как группу симметрии пространства-времени.

Здесь мы предполагаем один метод спинорного представления пространства-времени, в котором можно ввести обычное трансляционное преобразование и, следовательно, можно использовать обычную группу симметрии Пуанкаре. Мы вводим два базисных спинора $\theta_{\alpha i}$ и $\tau_{\alpha i}$ (α -спинорный индекс Дирака, i - изоспинорный индекс), и налагаем следующее $SU(2)$-ковариантное Майораново условие:

$$\bar{\theta}^{\alpha i} = (\varepsilon^{-1})^{ij}(C^{-1}\gamma_5)^{\alpha\beta}\theta_{\beta j}, \qquad \bar{\tau}^{\alpha i} = (\varepsilon^{-1})^{ij}(C^{-1}\gamma_5)^{\alpha\beta}\tau_{\beta j}. \tag{22}$$

Вектор пространства-времени x_μ строится через билинейную комбинацию θ и τ по формуле

$$x_\mu = \bar{\tau}\gamma_\mu\theta, \tag{23}$$

а генераторы Пуанкаре определяются следующим образом:

$$P_\mu = i\frac{1}{\bar{\tau}\tau}(\gamma_\mu\tau)_{\alpha i}\frac{\partial}{\partial\theta_{\alpha i}}, \tag{24}$$

$$M_{\mu\nu} = -\frac{1}{2}(\sigma_{\mu\nu})_\alpha^{\ \beta}\left(\tau_{\beta i}\frac{\partial}{\partial\tau_{\alpha i}} + \theta_{\beta i}\frac{\partial}{\partial\theta_{\alpha i}}\right).$$

Действуя (24) на (23), мы видим, что

$$P_\mu x_\nu = i g_{\mu\nu}, \tag{25}$$

и, следовательно,

$$e^{-iaP}x_\mu = x_\mu + a_\mu. \tag{26}$$

Выводится уравнение движения на языке спинорных координат $\theta_{\alpha i}$ и $\tau_{\alpha i}$. Требуется, чтобы уравнение движения имело такую форму, которая превращается в обычное уравнение Эйлера-Лагранжа, когда поля зависят от θ и τ через линейную комбинацию $\bar{\tau}\gamma_\mu\theta \equiv x_\mu$. Показано, что самое простое уравнение, удовлетворяющее этому требованию, есть:

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\varphi} - \frac{\partial}{\partial\theta_{\alpha i}}\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial\varphi/\partial\theta_{\alpha i})} = 0, \tag{27}$$

причем лагранжиан $\mathcal{L}$ зависит от полей $\varphi(\tau,\theta)$ и их первых производных $\partial\varphi/\partial\theta_{\alpha i}$.

В этом лагранжевом формализме выводятся и токи Нетер, соответствующие инфинитезимальным преобразованиям с параметром $\delta\omega_a$,

$$\delta\theta_{\alpha i} = \Theta^{(a)}_{\alpha i}\delta\omega_a, \quad \delta\tau_{\alpha i} = T^{(a)}_{\alpha i}\delta\omega_a, \qquad \delta\varphi = F^{(a)}_\varphi\delta\omega_a. \tag{28}$$

Они имеют вид:

$$J^{\Theta}_{\alpha i(a)} = -\sum_\varphi\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial\varphi/\partial\theta_{\alpha i})}\left(F^{(a)}_\varphi - \frac{\partial\varphi}{\partial\theta_{\beta j}}\Theta^{(a)}_{\beta j} - \frac{\partial\varphi}{\partial\tau_{\beta j}}T^{(a)}_{\beta j}\right) - \mathcal{L}\Theta^{(a)}_{\alpha i}, \qquad J^{T}_{\alpha i(a)} = -\mathcal{L}\,T^{(a)}_{\alpha i}. \tag{29}$$

В случае $\varphi(\tau,\theta) \equiv \varphi(\bar{\tau}\gamma_\mu\theta)$ эти токи связаны с обычным током Нетер $J_{\mu(a)}$ формулой

$$J_{\mu(a)} = \bar{\tau}\gamma_\mu J^{\Theta}_{(a)} + \bar{\theta}\gamma_\mu J^{T}_{(a)}. \tag{30}$$

Изучаются также спинорные калибровочные поля, появляющиеся при локальных преобразованиях, и конформные преобразования в спинорном пространстве.

<u>В заключении</u> перечисляются основные результаты, полученные в диссертации.

Результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах:

I. Nguyen Thi Hong, Bilinear spinor representation of space-time, Progres.Theor.Phys., 1976, 56, p.1647.

2. Nguyen Thi Hong, Spinor gauge fields in the spinor space-time formalism, Canad.J.Phys., 1978, 56, p.397.

3. Nguyen Thi Hong, Conformal transformations in spinor space-time, Canad.J.Phys. , 1979, 57, p.298.

4. Дао Вонг Дык, Нгуен Тхи Хонг, $SU(4)$-массовая формула. В кн.: Труды международного семинара "Теоретико-групповые методы в физике", т.2, с.3, Москва, "Наука", 1980.

5. Нгуен Тхи Хонг. Электромагнитные свойства очарованных адронов, ЯФ, 1980, 32, с.734.

6. Nguyen Thi Hong, Mass formula for hadrons with beauty, Lett. Nuovo Cim., 1980, 29, p.151.

7. Нгуен Тхи Хонг, Правила сумм для магнитных моментов красивых барионов, ОИЯИ, Р2-81-256, Дубна, 1981.

8. Нгуен Тхи Хонг, О структуре эффективного гамильтониана для барион-несохраняющих процессов, ОИЯИ, Р2-81-242, Дубна, 1981.

9. Dao Vong Duc, Nguyen Thi Hong, On the supergroup $SU(m|n)$ and its superfield representations, Ann.Inst.Henri Poincare, 1982, 36, p.201.

10. Дао Вонг Дык, Нгуен Тхи Хонг. Следствия по барион-несохраняющим распадам из теории суперобъединения $SU(5|1)$, ОИЯИ, Р2-81-725, Дубна, 1981.

11. Дао Вонг Дык, Нгуен Тхи Хонг. Запрещенные нуклонные распады в модели суперобъединения $SU(5|1)$. ОИЯИ, Р2-82-274, Дубна, 1982.

Цитированная литература

I. Н.Н.Боголюбов, Б.В.Медведев и М.К.Поливанов. Вопросы теории дисперсионных соотношений. Физматгиз, Москва, 1958.

2. А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили, О.А.Хрусталев. Ограничения на поведение сечения упругих и неупругих процессов при высоких энергиях, I и II, ТМФ, 1971, 9, стр.3 и стр.153.

3. Д.В.Ширков, В.В.Серебряков, В.А.Мещеряков, Дисперсионные теории сильных взаимодействий при низких энергиях, "Наука", Москва, 1967.

4. М.А.Марков. Нейтрино, "Наука", Москва, 1964.

5. Н.Н.Боголюбов, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе. К вопросу о составных моделях в теории элементарных частиц, ОИЯИ, Д-1968, Дубна, 1965.

6. А.Н.Квинихидзе, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, А.Н.Тавхелидзе. Метод кваркового счета для инклюзивных процессов, ОИЯИ, Д2-10297, Дубна, 1976.

7. S.Weinberg, A model of leptons, Phys.Rev.Lett., 1967, 19, p.1264.

8. A.Salam, Weak and Electromagnetic interactions, in "Elementary Particle Theory", Stockholm, 1968.

9. В.И.Огиевецкий, Л.Мезинческу. Симметрия между бозонами и фермионами и суперполя, УФН, 1975, 117, стр.637.

10. P.Smrz, Spinor space of strong interactions, Canad.J.Phys., 1968, 46, p.2073.

11. W.Tait, J.F.Cornwell, Spinor space and mass formula for hadrons, Lett. Nuovo Cim., 1970, 4, p.1109.

12. S.Araki, S.Okubo, Spinor space approach to hadron mass formula, Lett. Nuovo Cim., 1972, 3, p.511.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 октября 1982 года.