

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



10310

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

P2 - 10310

А.А.Тяпкин

КВАРКИ КАК КВАЗИЧАСТИЦЫ  
СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ

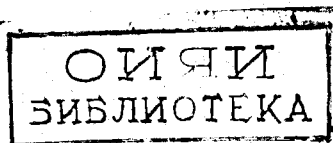
**1976**

P2 - 10310

А.А.Тяпкин

КВАРКИ КАК КВАЗИЧАСТИЦЫ  
СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ

*Направлено в ЯФ*



Тяпкина А.А.

P2 - 10310

Кварки как квазичастицы связанных состояний

Рассматривается трактовка кварков как сильносвязанных подсистем структуры барионов, пребывающих в различных состояниях с целыми значениями  $Q$  и  $B$ . Однозначно определены три исходных состояния кварков, интерпретирующих цветовые состояния.

На основе обобщенной модели Сакаты дается объяснение самосогласованности изменений цветовых состояний в трехкварковой системе.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований

Дубна 1976

Tyapkin A.A.

P2 - 10310

Quarks as Quasi-Particles of Bound States

Quarks are treated as strongly coupled subsystems of the structure of baryons in various states with the integer numbers  $Q$  and  $B$ . Quantum numbers for quarks and the proper integer values of these quantities for the whole system of three bound quarks make it possible to determine three initial states of quarks characterized of colour states.

The self-consistency of the variations of colour states in a three-quark system is explained on the basis of the generalized Sakata model.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research

Dubna 1976

1. Введение

Имеются глубокие физические основания для теоретического объяснения всего многообразия свойств семейства адронов взаимодействием только трех фундаментальных полей. Конкретное воплощение эта концепция находит в различных составных моделях мезонов и барионов. Первоначально рассматривались модели, в которых одни адроны представлялись связанными состояниями других существующих в природе частиц. Смелая гипотеза Ферми и Янга <sup>/1/</sup> /высказанная ими за семь лет до наблюдения антипротонов/ о представлении пионов связанными состояниями из нуклон-антинуклонных пар с соответствующим большим дефектом масс положила начало всему направлению составных моделей адронов. Дальнейшее обобщение эта идея получила в работе М.А.Маркова <sup>/2/</sup>, предложившего строить семейства мезонов на основе нуклонов и гиперонов. Всеобщее внимание привлекла затем весьма рациональная система с минимальным числом фундаментальных полей, предложенная Сакатой <sup>/3/</sup>. В этой модели за основу построения мезонов и барионов брались три существующих частицы  $P$ ,  $N$ ,  $\Lambda$  и их античастицы. При этом мезоны представлялись связанными состояниями различных пар частиц-античастиц фундаментального триплета, а барионы составлялись из различных пар фундаментальных частиц и одного антипротона или антинейтрона.

Важным дальнейшим шагом в развитии идей о существовании истинно элементарных полей было предположение о том, что исходные фермионные поля в составной модели Сакаты могут отличаться по массе от су-

существующих в свободном виде протонов, нейтронов и  $\Lambda$ -частиц /4/. В работе /5/ было предложено, не нарушая равноправия существующих адронов, все их считать составленными из ненаблюдаемых исходных фермионов согласно принципиальной схеме, принятой в модели Саката. Такой подход имеет серьезное физическое обоснование, так как среди известных барионов в действительности нет явно выделенных своими свойствами частиц, которые можно было бы считать истинно элементарными. Поэтому поиски построения составной модели, сохраняющей равноправие всех известных адронов, представляют весьма важное направление в теории элементарных частиц.

Особенно ценной была бы возможность отождествления исходных ненаблюдаемых фермионов с чисто дираковскими полями. В этом случае все существующие адроны объяснялись бы на единой основе сверхсильного притяжения между частицами и античастицами исходных триплетов с характерным большим дефектом масс в связанных системах, а обычное ядерное взаимодействие между адронами по-прежнему сводилось к обмену мезонными состояниями.

Кстати, само понятие чисто дираковской частицы применительно к протону явилось, пожалуй, первым примером введения квазичастицы в теоретическое описание структуры реальной частицы. Строгое теоретическое описание на основе уравнения Дирака применяется лишь к части реальной системы, не существующей отдельно. Так называемый голый протон невозможно изолировать от физического вакуума, в котором им непрерывно порождаются нуклон-антинуклонные пары в связанном состоянии.

С увеличением числа открытых барионных резонансов выяснилась непригодность модели Саката и других близких схем построения барионов из двух фермионов и одного антифермиона. Стало также очевидно, что до выяснения структуры составных моделей адронов необходимо провести более широкую классификацию открытых мезонов и барионов в соответствии с приближенными симметриями сильного взаимодействия. Эта работа, как известно,

осложнялась неоднозначностью распределения частиц по унитарным мультиплетам из-за значительного изменения масс частиц, связанного с большими нарушениями унитарной симметрии. Коллективные усилия многих экспериментаторов по уточнению квантовых чисел различных резонансных состояний помогли Гелл-Манну и Нейману решить задачу о распределении частиц по мультиплетам, соответствующим неприводимым представлениям унитарной группы симметрии  $SU_{(3)}$ <sup>6,7/</sup>. Это позволило на новой основе вернуться к проблеме составных моделей адронов.

Фундаментальные частицы, выбранные в качестве исходных для построения всего семейства адронов, должны быть, конечно, носителями свойств симметрий сильного взаимодействия. И, в первую очередь, ограниченное число симметрий, проявляющихся в сильном взаимодействии, дает физическое основание для построения всего семейства адронов из нескольких фундаментальных полей. Кроме того, выбор конкретной структуры построения мезонов и барионов должен отвечать найденному распределению частиц по мультиплетам. Такая новая модель построения адронов была предложена одновременно Гелл-Манном /8/ и Цвейгом /9/ в 1964 г. Для построения всех известных адронов ими были введены три новые гипотетические частицы, соответствующие фундаментальному триpletу  $SU_{(3)}$ -группы. Учитывая совершенно необычные свойства исходных фермионов /дробность их электрического заряда  $+2/3$  и  $-1/3$ , барионное число  $1/3/$ , Гелл-Манн дал им необычное название - кварки\*. Число исходных частиц в кварковой модели то же, что и в модели Сакаты. Более того, имеется прямое соответствие между кварками  $u, d, s$  и первоначально рассматриваемым триплетом фундаментальных полей  $p, n, \lambda$ . Сохранилась полностью и структура построения мезонов из пар исходных частиц и античастиц. Существенное изменение внесено лишь в структуру построения барионных систем.

\*Это название не имеет точного перевода на русский язык. Его можно отождествить, по-видимому, с "бесами", согласно /10/, или с "кошмарами сновидений", согласно /11/.

В новой модели принято построение барионов из любых трех кварков, не включая антикварки. Это изменение первоначальной схемы построения барионов и обеспечивало полное согласие с наблюдавшимися барионными состояниями их классификацией на основе  $SU_{(3)}$ -симметрии.

С самого начала в литературе неоднократно высказывалась мысль о том, что введенные для построения всего семейства адронов фундаментальные частицы - кварки не обязательно должны существовать в свободном виде вне составной системы, изолированно друг от друга. Однако большинство авторов, обсуждающих эту проблему, считало, что только обнаружение кварков в свободном виде может дать окончательное доказательство справедливости кварковой модели построения адронов. В противном случае кварковая модель должна остаться лишь в качестве возможной интерпретации выполнения в семействе адронов симметрий сильного взаимодействия. Согласно крайней точки зрения, кварковая модель в этом случае вообще не имеет прямого отношения к физическому строению составных адронных систем, она лишь отражает свойство композиционности для семейства адронов, которое в группе унитарной симметрии выражается в возможности представить любой супермультиплет группы Ли соответствующим перемножением самих на себя фундаментальных мультиплетов размерности данной группы симметрий. Число таких фундаментальных /исходных/ мультиплетов определяется рангом группы, равным числу взаимно коммутирующих генераторов данной группы /12/.

Однако в действительности нет оснований полностью соглашаться с этой крайней точкой зрения. Обнаруженные в опытах адронные состояния заполнили только определенные мультиплеты унитарной группы  $SU_{(3)}$ -симметрии. Иначе говоря, математическая теория групп имеет слишком общее содержание. И только выбор конкретной структуры мезонов и барионов может внести необходимое ограничение на состояния составных систем, осуществляющихся в природе. Именно такое ограничение, полностью соответствующее экспериментальным данным,

вносит кварковая модель. Кроме того, независимо от решения вопросов о существовании кварков в свободном виде, физические представления о структуре составных адронных систем должны быть использованы для построения динамической теории взаимодействия адронов. В частности, еще до построения строгой динамической теории из трактовки кварков как реальных, но связанных частиц вытекают определенные предсказания для соотношения различных сечений взаимодействия адронов при асимптотически бесконечных энергиях.

Кроме того, именно трактовка кварков как реальных связанных состояний в адронной структуре привела к дальнейшему развитию модели в связи с необходимостью выполнения принципа Паули в кварковой модели барионов. Этих осложнений вообще не возникает, если трактовать кварки лишь в качестве математических функций для наглядной иллюстрации следствий теории групп унитарной симметрии.

## *II. Различие свойств частиц в связанном и свободном состояниях*

Имеется определенная эвристическая ценность в попытках совместить кварковую модель адронов с альтернативой отсутствия в свободном виде частиц с дробными зарядами. Отрицательные результаты поиска таких частиц /13/ дают дополнительное основание для более детального рассмотрения интерпретации кварков как подсистем связанных адронных состояний, резко меняющих свои свойства вне составной системы или вообще не существующих в свободном виде.

Прежде всего, связанное и свободное состояния частицы должны различаться эффективной массой покоя. Для объяснения отрицательных результатов поиска кварков в пучках частиц, генерируемых на крупнейших ускорителях, достаточно предположить, что масса свободных кварков существенно превышает  $5 \text{ ГэВ}/c^2$ . Заметим также, что выбор бесконечной массы эквивалентен одной из форм запрета существования свободных кварков.

Уменьшение массы частицы в связанном состоянии приводит к увеличению ее магнитного момента. Для кварков, входящих в барионное состояние, этот эффект был рассмотрен в работе /14/.

В сильносвязанном состоянии меняются и другие характеристики частиц /время жизни, зарядовое состояние/. Утверждение о том, что дейтрон состоит из протона и нейтрона строго только в том отношении, что дейтрон образуется при соединении этих частиц. В самом теоретическом описании этой связанной системы нет подсистемы, постоянно остающейся в зарядовом состоянии протона. Зарядообменные силы приводят к тому, что каждая подсистема пребывает попеременно в протонном и нейтронном состоянии с эффективным зарядом меньше единицы.

Можно мысленно представить себе ситуацию, когда в природе распространен в основном дейтерий и ученым еще не известно о существовании протона и нейтрона и о возможности их синтеза в ядра дейтерия. Тогда появление теоретического описания дейтрона на основе гипотетических частиц с дробными зарядами могло быть расценено как указание на существование таких частиц в свободном виде. И только понимание происхождения зарядов меньше единицы как эффективных значений для связанных подсистем могло предостеречь от напрасных поисков частиц с дробными зарядами и дать правильное предсказание существования нуклонов с зарядом +1 и 0.

При рассмотрении проблемы составных моделей элементарных частиц - адронов мы имеем ту же ситуацию, но в отношении существенно более сильносвязанных систем с огромным дефектом масс, когда следует ожидать больших изменений всех индивидуальных характеристик отдельных составных частей системы. Появление модели построения всех адронов из трех частиц с необычными квантовыми числами заряда и барионного числа прежде всего следовало бы трактовать как возможность построения адронов из сильносвязанных частиц с требуемыми эффективными значениями заряда, барионного числа и спина. Следующим, казалось бы, обязательным шагом должно быть отыскание конкретной схемы получения

этих эффективных значений за счет самосогласованных изменений состояний во всей связанной системе. При этом должны учитываться состояния с квантовыми числами, совпадающие с известными собственными значениями операторов соответствующих величин.

### *III. Дробные квантовые числа кварков как эффективные значения*

Численные значения всех характеристик кварков определены фактически только для их связанных состояний в мезонах и барионах. Поэтому вопрос о соответствующих характеристиках свободных кварков остается открытым до расшифровки суперпозиции состояний, обеспечивающих необходимые эффективные значения в связанном состоянии кварков. Заряд протонного кварка  $+2/3$  естественно трактовать как эффективный заряд рассматриваемой связанной подсистемы, пребывающей в состоянии  $u_1$  и  $u_2$  с зарядом +1 и в состоянии  $u_3$  с зарядом 0. Эффективные заряды  $-1/3$  нейтронного и странного кварков могут быть результатом пребывания подсистем в состояниях  $d_1, d_2$  и  $s_1, s_2$  с нулевым зарядом и в состояниях  $d_3$  и  $s_3$  с зарядом -1.

Трудностей с сохранением заряда для всей адронной системы не возникает, так как допускаются, естественно, лишь согласованные изменения зарядовых состояний кварков за счет переходов, которым ниже будет дана вполне определенная физическая интерпретация.

Так, например, в системе трех странных кварков, представляющих  $\Omega^-$ -гиперон, одновременно не должны осуществляться состояния  $s_3$  в различных кварках. Далее нетрудно будет убедиться, что требование сохранения для трехкварковой системы соответствующего заряда и барионного числа равным +1 или -1 выполняется только в том случае, если в системе каждый раз осуществляются все три различных состояния, обозначенные нами цифровыми индексами 1, 2 и 3.

Имеются еще большие основания для трактовки барионного числа кварков, равного  $1/3$ , как эффективной вели-

чины, возникающей из-за пребывания кварковых подсистем в состояниях  $u_1, d_1, s_1$  с  $B=+1$  и с  $B=0$  остальных состояниях  $u_2, u_3, d_2, d_3$  и  $s_2, s_3$ . Соответственно для антикварков для состояний  $\bar{u}_1, \bar{d}_1$  и  $\bar{s}_1$  следует принять  $B=-1$ . Действительно, барионное число было введено формально для обозначения принадлежности адронов к семейству барионов  $B=+1/3$  или антибарионов  $B=-1/3$ . Нулевое значение этого числа означает принадлежность адрона к семейству мезонов. Появление дробного значения барионного числа может быть интерпретировано только как эффективное значение для подсистемы, осуществляющей переходы из барионного в мезонное состояние и обратно.

Требование представления дробных значений заряда и барионного числа кварков через целочисленные значения этих величин однозначно приводит к необходимости осуществления в трехкварковой системе одновременно только отличающихся по индексу состояний различных кварков. Этот результат в кварковой модели получали при дополнительном требовании бесцветности барионной системы. Новое квантовое число - цвет - потребовалось для того, чтобы постулировать для одинаковых кварков некоторое различие неизвестной природы и тем самым сделать допустимым по принципу Паули нахождение нескольких таких кварков в наименьшем энергетическом состоянии. О.Гринберг в работе <sup>/15/</sup> с помощью нового квантового числа производит маркировку трех различных состояний каждого кварка, сохраняя при этом все прежние характеристики кварков и в том числе дробные значения электрического заряда. В работах Н.Н.Боголюбова и др. <sup>/14/</sup>, Намбу и Хана <sup>/16/</sup> был предложен другой путь преодоления запрета Паули за счет введения трех триплетных кварков с целыми зарядами.

Обсуждаемый здесь путь получения трех состояний для каждого кварка из условия представления эффективных дробных значений заряда и барионного числа результатом суперпозиции с целочисленными значениями этих величин выходит за рамки преодоления трудностей, связанных с принципом Паули. На этом пути выясняется также и конкретное физическое содержание новых состо-

яний кварков, для которых можно сохранить принятое название цветовых состояний. Эти состояния кварков отличаются друг от друга не только собственными значениями заряда и барионного числа, но и спином, который может принимать значения  $1/2, 0$  или  $1$ .

Как уже отмечалось выше, из самого условия получения необходимых дробных значений заряда и барионного числа вытекает бесцветность трехкварковых систем, представляющих барионы. Тем самым исключается также и возможность появления двух состояний со спином  $1/2$ . Получаемые для кварков состояния с целочисленными зарядами совпадают с зарядовыми состояниями девятикварковой модели Боголюбова-Намбу. Принципиальное отличие остается лишь в том, что в прежней модели для каждого из девяти кварков сохранялось барионное число  $1/3$ . В рассматриваемых нами трех состояниях для каждого кварка  $u, d$  и  $s$  целочисленными являются не только заряды, но и барионные числа.

В таблице приведены значения меняющихся квантовых чисел в цветовых состояниях кварков\*.

	u			d и s		
цвет	1	2	3	1	2	3
Q	+1	+1	0	0	0	-1
B	+1	0	0	+1	0	0
J	1/2	0	0	1/2	0	0
		или	или		или	или
		1	1		1	1

\*Если в природе существует четвертый шармованный кварк  $c$ , то для него следует принять квантовые числа  $Q, B$  и  $J$  протонного кварка  $u$ .



Предлагаемый подход представляет собой не просто еще один дополнительный вариант кварковой модели. За счет введения состояний с целочисленными значениями барионного числа в данном подходе объединяются основные особенности рассмотренных ранее кварковых моделей. Действительно, данное представление дает дробное значение заряда и барионного числа кварковой модели Гелл-Манна и Цвейга как эффективные величины для суперпозиции цветовых состояний. С другой стороны, предлагаемое описание кварковой системы включает состояния с целочисленными зарядами модели Боголюбова-Намбу, но относит их не к девяти отдельным кваркам, а к трем цветовым состояниям каждого из трех кварков модели Гелл-Манна-Цвейга-Гринберга. Тем самым дается расшифровка цветовых состояний, введенных Гринбергом.

В основе рассматриваемого подхода лежит представление каждого кварка в виде суперпозиции его трех цветовых состояний. К идее суперпозиции трех цветовых кварков пришлось прибегнуть и в модели Боголюбова-Намбу, чтобы обеспечить, так сказать, бесцветность мезонной системы из кварка-антикварка. Особенность рассматриваемого описания состоит не только в том, что в суперпозицию включены состояния с различными барионными числами  $1/3$  и  $0$  и, следовательно, отличающиеся спином  $1/2$  и  $0$  или  $1/3$ . Применение суперпозиции таких состояний для систем из трех связанных кварков, описывающих барионы, требует самосогласованных изменений цветовых состояний для всей системы. В такой системе каждый раз мы застаем полный набор цветовых состояний. Например, для описания системы из трех различных кварков  $u, d$  и  $s$  должны рассматриваться суперпозиции только из шести состояний, содержащих полные цветовые наборы  $u_1 d_2 s_3$ ,  $u_1 d_3 s_2$ ,  $u_2 d_1 s_3$ ,  $u_2 d_3 s_1$ ,  $u_3 d_2 s_1$  и  $u_3 d_1 s_2$ . Иначе говоря, отличны от нуля лишь произведения амплитуд с различными индексами.

Возможность самосогласованных изменений в связанной системе квазичастиц была исходной посылкой для описания таких частиц необычной суперпозицией состояний, отличающихся величиной заряда и спина.

Очевидно, что само понятие эффективных значений для изменяющихся величин заряда, барионного числа и спина применимо только для связанных квазичастиц. Эти понятия для частиц в свободном виде в той же мере лишены физического смысла, как и понятие фона вне твердого тела. Поэтому, с точки зрения рассмотренной интерпретации кварковой модели, бессмысленными становятся поиски свободных частиц в вакууме с квантовыми числами, совпадающими с эффективными значениями. Для свободных частиц допустимы, конечно, квантовые числа  $Q, B$  и  $J$  цветовых состояний для связанных квазичастиц, так как они совпадают с квантовыми числами обычных барионов и мезонов. Но лежащие в основе понятия цвета переходы в состояния с различными значениями  $Q, B$  и  $J$  невозможны вне связанных систем кварков.

В обсуждаемой интерпретации кварковой модели не только устраняется проблема поиска свободных кварков в эффективном или собственных цветных состояниях, но и снимается как таковая проблема их удержания в связанном состоянии силовыми полями фантастических свойств. Не силовыми и энергетическими причинами, а чисто качественными соображениями, связанными с определением понятия кварковых состояний, делается возможным использование понятия кварков для описания только связанных квазичастиц.

#### *IV. Физическая структура цветовых состояний кварков на основе взаимодействия фундаментальных полей*

Обсуждавшиеся выше самосогласованные изменения квантовых чисел  $Q, B$  и  $J$  могут показаться хитроумным сплетением различных условий, если ограничиться простой констатацией самих условий изменения состояний, не вскрыв простейший физический механизм обменного процесса внутри составной модели.

В калибровочном варианте теории взаимодействия кварков пришлось дополнительно ввести восемь гипоте-



тических векторных бозонов - глюонов. Обменом этих частиц, являющихся носителями сильных взаимодействий, объясняется объединение кварков в барионной системе. Испуская или поглощая глюон, кварк меняет свой цвет. Обменом глюонов и обеспечивается самосогласованность изменений цветовых состояний в составной системе кварков. Но в обычной кварковой модели не расшифровывается конкретное физическое содержание цветовых состояний, и обменный механизм внутри составной системы кварков несет лишь формальные функции осуществления сильного взаимодействия за счет изменения неизвестной природы нового квантового числа - цвета.

Отказ от необоснованной трактовки неизменными квантовые числа  $Q$  и  $B$  сильносвязанных динамических подсистем приводит к установлению цветовых состояний квазичастиц, требуя соответствующей конкретизации физической схемы обменного механизма в связанной системе. Для выяснения этого вопроса полезно будет предварительно рассмотреть схему динамического процесса в составной системе бариона, соответствующей прежним моделям типа Сакаты.

Рассмотрим, например, связанное состояние из двух фермионов протонного типа и фермиона антипротонного типа  $P_a \bar{P}_b$ . Принципиальная схема возникновения связанного состояния в такой системе та же, что и в однократно ионизированной молекуле водорода  $H_2^+$ . Из-за постулированного отталкивания в сильном взаимодействии протонов образуются два силовых центра, связанные в единую систему за счет обмена антипротоном, испытывающим сверхсильное притяжение к каждому протону. Волновая функция антипротона в нулевом приближении представляется суперпозицией состояний его сильной связи с разными протонами  $C_1(P \bar{P}) + C_2(P \bar{P})$ . Соответственно волновая функция  $\psi$  всей системы равна  $C_1(P_a \bar{P}_b)P_b + C_2 P_a (\bar{P} \bar{P}_b)$ . Следовательно, в такой системе за счет перехода антипротонного фермиона из одной потенциальной ямы в другую будут происходить изменения электрического заряда, барионного числа и спина каждого силового центра. Самосогласованность этих изменений состояний двух динамических центров систе-

мы имеет вполне очевидное происхождение. Средние значения квантовых чисел для каждого динамического центра равны  $Q = +1/2$  и  $B = 1/2$ . Понятия кварков с полужелтыми значениями заряда и барионного числа не возникло на основе модели Сакаты только потому, что была ясна структура первичных полей, использованных в модели барионов. В этом отношении для анализа современной кварковой модели первоначальная ситуация оказалась несколько более сложной.

Рассмотренный пример изменений состояний подсистем в модели бариона типа Сакаты помогает однозначно установить структуру первичных полей, адекватную квантовой модели барионов. Для этой цели оказывается достаточным внести вполне определенное дополнение в модель барионов, принятую Сакатой.

По-прежнему следует исходить из трех фундаментальных полей фермионов  $p, n$  и  $\lambda$  и их античастиц  $\bar{p}, \bar{n}$  и  $\bar{\lambda}$ , не требуя, конечно, совпадения масс этих первичных барионов с массами известных в свободном виде частиц. Сохраняется также и принятая в модели Сакаты структура построения мезонов, которая приводит к тем же результатам, что и модель кварков<sup>17/</sup>.

Составная же модель барионов строится из любой тройки исходных фермионов и двух определенных античастиц  $\bar{p}$  и  $\bar{n}$ <sup>18/</sup>. Такая схема строения барионов в отличие от прежней модели Сакаты отвечает тем же самым барионным мультиплетам  $SU(3)$ -симметрии /октету и декуплету/, которые должны быть заполнены наблюдаемыми частицами, согласно трехкварковой модели. Три силовых центра, соответствующих выбранным из фундаментального триплета фермионам  $p, n, \lambda$ , называются связанными обменным взаимодействием состояний сверхсильного притяжения античастиц. Волновая функция всей системы из пяти взаимодействующих фермионов в нулевом приближении представляется суперпозицией шести состояний, отличающихся сверхсильной связью  $\bar{p}$  и  $\bar{n}$  с имеющимися силовыми центрами

$$C_1 f_a(f_b \bar{n})(f_c \bar{p}) + C_2 f_a(f_b \bar{p})(f_c \bar{n}) +$$

$$+ C_3(f_a \bar{n})f_b(f_c \bar{p}) + C_4(f_a \bar{n})(f_b \bar{p})f_c + C_5(f_a \bar{p})f_b(f_c \bar{n}) + C_6(f_a \bar{p})(f_b \bar{n})f_c,$$

где  $f_a, f_b$  и  $f_c$  обозначают любые фермионы из фундаментального триплетта  $p, n$  и  $\lambda$ .

Квантовые числа  $Q, V$  и  $J$  состояний каждого из трех силовых центров в представленном описании взаимодействия первичных полей строго соответствуют квантовым числам рассмотренных цветовых состояний трех кварков /см. таблицу/. Бесцветность всех состояний, описывающих всю составную систему, предопределена выбором антифермионов только в виде пары  $\bar{p}$  и  $\bar{n}$ . Средние значения квантовых чисел  $Q$  и  $V$  для отдельных силовых центров совпадают с дробными величинами обычной кварковой модели при  $C_1^2 = C_2^2 = C_3^2 = C_4^2 = C_5^2 = C_6^2 = 1/6$ .

Таким образом, объединение отдельных сторон различных кварковых моделей, формально включающих признак цвета, удастся провести при рассмотрении взаимодействия первичных полей, сохраняющем эвристическую ценность прежней гипотезы о едином принципе построения всех наблюдаемых адронов на основе сверхсильного притяжения между фундаментальными барионами и антибарионами. Рассматриваемая модель представляет возможность сохранить также принцип демократизма для всех наблюдаемых адронов. Так, поля исходных барионов логично было бы принять за существующие в свободном виде состояния.

Все проверяемые на опыте предсказания предложенной модели должны совпадать с предсказаниями кварковой модели с учетом цветового формализма, поскольку они основаны лишь на символической записи волновой функции. Можно, однако, надеяться, что рассмотренная принципиальная схема взаимодействия фундаментальных полей, адекватная кварковым моделям с цветом, окажется более полезной при дальнейшем построении динамической теории адронов. Расхождения результатов следует, конечно, ожидать только для динамических теорий, использующих различные представления о свойствах взаимодействия самих частиц, составляющих ад-

роны. До создания динамической теории взаимодействия таких объектов имеются некоторые основания для получения соотношения сечений взаимодействия адронов лишь при сверхвысоких энергиях. В такого рода предсказаниях предложенная модель не дает совпадения с результатами так называемого кваркового счета.

В заключение выражаю свою признательность Н.Н. Боголюбову за полезные обсуждения вопросов, затронутых в данной работе.

#### Литература

1. E. Fermi and C. Yang. *Phys. Rev.*, 76, 1739 /1949/.
2. М.А. Марков. О систематике элементарных частиц. М., Изд. АН СССР, 1955.
3. S. Sakata. *Progr. Theor. Phys.*, 16, 686 /1956/.
4. Л.Б. Окунь. *ЖЭТФ*, 34, 469 /1958/; *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 9, 61 /1959/.
5. Я.Б. Зельдович. *ЖЭТФ*, 40, 319 /1961/.
6. Y. Ne'eman. *Nucl. Phys.*, 26, 222 /1961/.  
/см. перевод в сб. "Элем. част. и компенсир. поля", М., Мир, 1964 /"ЭЧКП"/.
7. M. Gell-Mann. *California Inst. of Technology Synchrotron Laboratory Report, CTSL-20 (Preprint)*, 1961. *Phys. Rev.*, 125, 1067 /1962/.
8. M. Gell-Mann. *Phys. Lett.*, 8, 214 /1964/.
9. G. Zweig. *CERN report, No. 8182/TH-401, 8419/TH-412 /1964/*.
10. Я.А. Смородинский. *УФН*, 84, 3 /1964/; стр. 33.
11. Сб. статей. О систематике частиц. Атомы, ядра, элементарные частицы. М., Атомиздат, 1970  
/см. стр. 138 в статье К.П. Станюковича, В.Г. Лачинского/.
12. К. Мак Вой. *УФН*, 91, 121 /1967/, стр. 127, 128. *Kikr W. Mc Voy. Rev. Mod. Phys.*, 37, 84 /1965/.
13. Л.Г. Лансберг. *УФН*, 109, 695 /1973/.
14. Н.Н. Боголюбов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавахелидзе. *ОИЯИ, Д-1968, Дубна, 1965*.
15. O. W. Greenberg. *Phys. Rev. Lett.*, v63, 598 /1964/.
16. M. Y. Han, Y. Nambu. *Phys. Rev.*, 139B, 1006 /1965/.

17. Н.Н.Боголюбов. Лекция в материалах Ялтинской школы ОИЯИ, "Физика высоких энергий и теория элементарных частиц", Киев, Наукова Думка, 1967, стр. 46.
18. А.А.Туркин. Preprint JINR, E2-9826, Dubna, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 декабря 1976 года.