ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3802

Ю.М.Малюта

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В МОДЕЛИ КВАРКОВ И ТРАЕКТОРИИ РЕДЖЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

Р2 - 3802

Ю.М.Малюта

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В МОДЕЛИ КВАРКОВ И ТРАЕКТОРИИ РЕДЖЕ

1. Введение

Цель настоящей работы – объяснить эмпирическую закономерность, состоящую в том, что два семейства барионных резонансов с нулевой странностью ($N(1525^-)$, $N(2190^-)$, $N(2650^-)$, $N(3030^-)$) и ($\Delta(1236^+)$, $\Delta(1920^+)$, $\Delta(2420^+)$, $\Delta(2850^+)$, $\Delta(3230^+)$) лежат на двух прямых, почти параллельных траекториях Редже /1/. Для этого мы используем основную идею теории сверхпроводимости /2/.

Будем считать, что силы, связывающие кварки в адроне, обусловлены гамильтонианом сверхпроводящего типа [x)].

$$H = g(S_+^p S_-^p + S_+^n S_-^n + S_+^{np} S_-^{np}), \tag{1}$$

где

$$S_+^p = \sum_{m>0} (-1)^{j-m} \overset{+}{p}_{jm} \overset{+}{p}_{j-m},$$

$$S_+^n = \sum_{m>0} (-1)^{j-m} \overset{+}{n}_{jm} \overset{+}{n}_{j-m},$$

$$S_+^{np} = \sum_{m>0} (-1)^{j-m} (\overset{+}{p}_{jm} \overset{+}{n}_{j-m} + \overset{+}{n}_{jm} \overset{+}{p}_{j-m}),$$

$$S_-^p = (S_+^p)^+, \quad S_-^n = (S_+^n)^+, \quad S_-^{np} = (S_+^{np})^+,$$

---

x) *Мы ограничиваемся рассмотрением нестранного мира, построенного из p и n кварков. Гамильтониан (1) отвечает случаю jj – связи.*

$\overset{+}{p}_{jm}$, $\overset{+}{n}_{jm}$, (p_{jm}, n_{jm}) – операторы рождения (уничтожения) p и n кварков x) в состоянии со спином j и магнитным квантовым числом m, g – константа связи. Тогда адроны будут описываться собственными функциями гамильтониана (1), собственные значения которого определяют квадраты их масс xx).

Для квантования гамильтониана (1) применим стандартную технику теории групп /3,4,5,6/.

2. *Формула масс*

Рассмотрим систему симплектических инвариантов группы $Sp(2j+1)$ xxx):

$$S_+^p = \sum_{m>0} (-1)^{j-m} \overset{+}{p}_{jm} \overset{+}{p}_{j-m},$$

$$S_+^n = \sum_{m>0} (-1)^{j-m} \overset{+}{n}_{jm} \overset{+}{n}_{j-m},$$

$$S_+^{np} = \sum_{m>0} (-1)^{j-m} (\overset{+}{p}_{jm} \overset{+}{n}_{j-m} + \overset{+}{n}_{jm} \overset{+}{p}_{j-m}),$$

$$S_0^{np} = \frac{1}{2} \sum_{m>0} (\overset{+}{n}_{jm} n_{jm} + \overset{+}{n}_{j-m} n_{j-m} + \overset{+}{p}_{jm} p_{jm} + \overset{+}{p}_{j-m} p_{j-m} - 2), \tag{2}$$

$$S_-^p = (S_+^p)^+, \; S_-^n = (S_+^n)^+, \; (S_-^{np} = (S_+^{np})^+,$$

$$T_+ = \sum_{m>0} (\overset{+}{n}_{jm} p_{jm} + \overset{+}{n}_{j-m} p_{j-m}),$$

$$T_0 = \frac{1}{2} \sum_{m>0} (\overset{+}{n}_{jm} n_{jm} + \overset{+}{n}_{j-m} n_{j-m} - \overset{+}{p}_{jm} p_{jm} - \overset{+}{p}_{j-m} p_{j-m}),$$

$$T_- = (T_+)^+.$$

---

x) *В этой схеме соблюдается принцип Паули.*

xx) *Предположение о том, что формула (1) определяет квадраты масс, а не массы, хорошо согласуется с экспериментальными данными.*

xxx) *Трансформационные свойства кварков с высшими спинами исследовались в работе /8/.*

Как было отмечено в работах /4,5,6/, величины (2) являются генераторами группы $O(5)$ (или изоморфной ей группы $Sp(4)$). Поэтому гамильтониан (1) может быть представлен в виде

$$H = \frac{1}{2} g [6C + S^{np}(S^{np}+1) - 2(S_0^{np})^2 + 4S_0^{np} - T(T+1)], \tag{3}$$

где

$$C = \frac{1}{6}[\omega_1(\omega_1+3) + \omega_2(\omega_2+1)] -$$

оператор Казимира группы $O(5)$ (числа (ω_1, ω_2) характеризуют неприводимые представления группы $O(5)$),

$$S^{np}(S^{np}+1) = S_+^{np} S_-^{np} + (S_0^{np})^2 - S_0^{np} -$$

оператор Казимира квазиспиновой подгруппы группы $O(5)$,

$$T(T+1) = T_+ T_- + T_0^2 - T_0 -$$

оператор Казимира изоспиновой подгруппы группы $O(5)$. В работах /4,5,6/ было показано, что между неприводимыми представлениями группы $O(5)$ и неприводимыми представлениями группы $Sp(2j+1)$, описываемыми диаграммами Юнга, содержащими не более двух столбцов, существует взаимно однозначное соответствие, задаваемое формулами

$$\omega_1 = \frac{1}{2}(2j+1-s), \quad \omega_2 = t,$$

$$S^{np} = \frac{1}{2}(2j+1-s), \quad S_0^{np} = \frac{1}{2}(n-2j-1), \tag{4}$$

где **seniority** s, приведенный изоспин t и число частиц n характеризуют неприводимые представления группы $Sp(2j+1)$. В обозначениях (4) гамильтониан (3) примет вид

$$H = \frac{1}{4} g[(n-s)(4j+6-n-s) + 2t(t+1) - 2T(T+1)]. \tag{5}$$

Итак, мы получили формулу, определяющую квадраты масс частиц, классифицируемых по неприводимым представлениям группы $Sp(2j+1)$ и изоспину. Займемся анализом следствий, вытекающих из этой формулы.

3. Барионные траектории Редже

Как обычно, будем считать, что барионные резонансы состоят из трех кварков. Рассмотрим таблицу 1 [x)], классифицирующую однокварковые и трехкварковые состояния по неприводимым представлениям группы $Sp(2j+1)$ и изоспину с учетом принципа Паули /4,7/.

Таблица 1

n	T	(s, t)	J
1	$\frac{1}{2}$	$(1, \frac{1}{2})$	j
3	$\frac{1}{2}$	$(1, \frac{1}{2})$	j
		$(3, \frac{1}{2})$	J- вырождение
	$\frac{3}{2}$	$(1, \frac{1}{2})$	j
		$(3, \frac{3}{2})$	J- вырождение

Применение формулы масс (5) к данным таблицы 1 приводит к разделению состояний на нормальные (у которых массы равны нулю и которые являются дефектными с точки зрения "феномена Купера") и сверхпроводящие (у которых массы отличны от нуля). Однокварковые состояния и трехкварковые состояния, вырожденные по J, принадлежат к нормальному типу. Трехкварковые состояния, не вырожденные по J, принадлежат к сверхпроводящему типу. Для них формула масс (5) имеет вид

$$H = \frac{1}{2} g [2(2J+1) + \frac{3}{4} - T(T+1)] .$$

x) *Символ J обозначает спин частицы.*

При $g = 0{,}58$ $(Гэв)^2$ она описывает две траектории Редже, представленные на рис.1 [x)]. Из рисунка видно, что траектории хорошо аппроксимируют расположение экспериментальных точек.

Литература

1. *A.Rosenfeld et al. Rev. Mod. Phys. 40, 77, 1968.*
2. *Н.Н.Боголюбов, В.В.Толмачев, Д.В.Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. Издательство АН СССР, Москва, 1958.*
3. *Б.Бейман. Лекции по применению теории групп в ядерной спектроскопии, Физматгиз, Москва, 1961.*
4. *K.Helmers. Nucl.Phys. 23, 594, 1961.*
5. *B.Flowers, S.Szpikowski, Proc. Phys.Soc. 84, 193, 1964.*
6. *M.Ichimura. Progr. Theor. Phys. 32, 757, 1964.*
7. *B.Flowers. Proc. Roy. Soc. A212, 248, 1952.*
8. *Ю.М.Малюта. Препринт ОИЯИ Р2-3149, Дубна 1967.*

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1968 года.

x) *Четность N- реджиона равна $(-1)^{J-1/2}$, четность Δ - реджиона равна $(-1)^{J+1/2}$.*

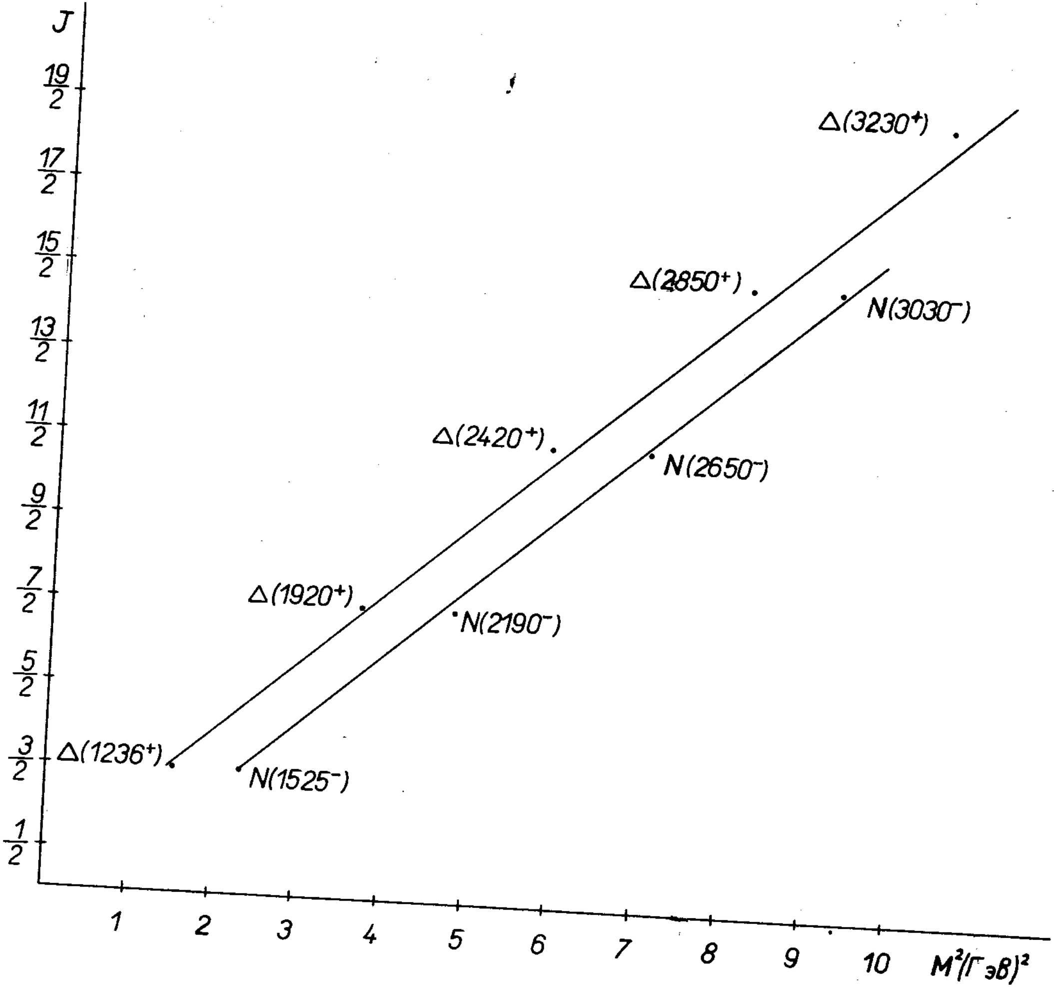
J
19/2
17/2
15/2
13/2
11/2
9/2
7/2
5/2
3/2
1/2
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
M²(ГэВ)²
Δ(3230⁺)
Δ(2850⁺)
N(3030⁻)
Δ(2420⁺)
N(2650⁻)
Δ(1920⁺)
N(2190⁻)
Δ(1236⁺)
N(1525⁻)

Рис.1.