ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 1939

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Б.В. Струминский

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ БАРИОНОВ В МОДЕЛИ КВАРКОВ

1965

Р - 1939

Б.В. Струминский

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ БАРИОНОВ
В МОДЕЛИ КВАРКОВ

В работах Гюрши, Пайса и Радикатти [1] сделана интересная попытка объединения внутренней и пространственной симметрии элементарных частиц. При расширении группы Лоренца с помощью группы SU(3) возникает группа g_6, малой группой которой является группа SU(6). Группа SU(6), рассматриваемая в этих работах, есть естественное обобщение группы SU(4) Вигнера.

Используя группу SU(6), удается получить ряд интересных следствий. В частности, если мы помещаем декуплет барионов $(\frac{3}{2})^+$ и октет $(\frac{1}{2})^+$ в представление размерности 56 группы SU(6), то получается следующее соотношение между магнитными моментами барионов: $\mu_\Omega : \mu_p : \mu_n : \mu_{\Sigma^-} = -3:3:-2:-1$. (Магнитные моменты остальных компонент октета следуют из соотношений унитарной симметрии

$$\mu_p = \mu_{\Sigma^+},\ \mu_n = \mu_{\Xi^0},\ \mu_{\Sigma^-} = -\mu_{\Sigma^-},\ \mu_\Lambda = -\mu_{\Sigma^0} = \tfrac{1}{2}\mu_n\ ).$$

В модели кварков [2] барионы рассматриваются как связанные состояния трех частиц (кварков): $u(T_3 = \frac{1}{2},\ Y = \frac{1}{3},\ Q = \frac{2}{3})$, $d(T_3 = -\frac{1}{2},\ Y = \frac{1}{3},\ Q = -\frac{1}{3})$, $s(T_3 = 0,\ Y = -\frac{2}{3},\ Q = -\frac{1}{3})$.

Отношение магнитных моментов кварков: $\mu_u : \mu_d : \mu_s = 2:-1:-1$.

Магнитные моменты барионов можно вычислить по известным формулам квантовой механики.

Будем предполагать, что барионы образуются в S-состоянии трех частиц. Тогда Ω^- гиперон, который имеет спин $\frac{3}{2}$ и принадлежит унитарному декуплету, должен иметь полностью антисимметричную пространственную волновую функцию и его магнитный момент есть $3\mu_s$ [x].

Для октета барионов со спином ½ возможны три типа симметрии орбитальной волновой функции: полностью антисимметричная, симметричная и смешанной симметрии. Полная волновая функция имеет вид:

$$\Psi = \Psi_a(x_i)\ \xi_s + \Psi_s(x_i)\xi_a + \Psi'(x_i)\xi'' - \Psi''(x_i)\xi',$$

где ξ – функции в пространстве спина и унитарного спина. Они строятся из функций в унитарном и спиновом пространстве:

$$\xi_s = \frac{1}{\sqrt{2}}(\kappa' B'' + \kappa'' B')$$

---

x) Три тождественных кварка не могут находиться в антисимметричном S-состоянии. Для того, чтобы реализовать антисимметричное орбитальное S-состояние, надо приписать кварку дополнительное квантовое число.

$$\xi_a = \frac{1}{\sqrt{2}} (\kappa' B'' - \kappa'' B')$$

$$\xi' = \frac{1}{\sqrt{2}} (\kappa' B'' + \kappa'' B')$$

$$\xi'' = \frac{1}{\sqrt{2}} (\kappa' B' - \kappa'' B'').$$

κ', κ'' функции в спиновом пространстве:

$$\kappa' = \frac{1}{\sqrt{6}} (2 b_1 a_2 a_3 - a_1 b_2 a_3 - a_1 a_2 b_3)$$

$$\kappa'' = \frac{1}{\sqrt{2}} a_1 (a_2 b_3 - b_2 a_3),$$

где a_i –состояние i –кварка с проекцией спина +½ , b_i –состояние с проекцией спина – ½ .

Функции в унитарном пространстве имеют вид:

$$P' = \frac{1}{\sqrt{6}} (2 d_1 u_2 u_3 - u_1 d_2 u_3 - u_1 u_2 d_3), \quad P'' = \frac{1}{\sqrt{2}} u_1 (u_2 d_3 - d_2 u_3),$$

$$N' = \frac{1}{\sqrt{6}} (2 u_1 d_2 d_3 - d_1 d_2 u_3 - d_1 u_2 d_3), \quad N'' = \frac{1}{\sqrt{2}} d_1 (d_2 u_3 - u_2 d_3),$$

$$\Xi^{-\prime} = \frac{1}{\sqrt{6}} (2 d_1 s_2 s_3 - s_1 s_2 d_3 - s_1 d_2 s_3), \quad \Xi^{-\prime\prime} = \frac{1}{\sqrt{2}} s_1 (s_2 d_3 - d_2 s_3),$$

$$\Xi^{0\prime} = \frac{1}{\sqrt{6}} (2 u_1 s_2 s_3 - s_1 s_2 u_3 - s_1 u_2 s_3), \quad \Xi^{0\prime\prime} = \frac{1}{\sqrt{2}} s_1 (s_2 u_3 - u_2 s_3),$$

$$\Sigma^{+\prime} = \frac{1}{\sqrt{6}} (2 s_1 u_2 u_3 - u_1 u_2 s_3 - u_1 s_2 u_3), \quad \Sigma^{+\prime\prime} = \frac{1}{\sqrt{2}} u_1 (u_2 s_3 - s_2 u_3),$$

$$\Sigma^{-\prime} = \frac{1}{\sqrt{6}} (2 s_1 d_2 d_3 - d_1 d_2 s_3 - d_1 s_2 d_3), \quad \Sigma^{-\prime\prime} = \frac{1}{\sqrt{2}} d_1 (d_2 s_3 - s_2 d_3),$$

$$\Sigma^{0\prime} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \{ 2 s_1 (u_2 d_3 + d_2 u_3) - s_2 (u_1 d_3 + d_1 u_3) - s_3 (u_2 d_1 + d_2 u_1) \}$$

$$\Sigma^{0\prime\prime} = ½ \{ s_3 (u_2 d_1 + d_2 u_1) - s_2 (u_1 d_3 + d_1 u_3) \}$$

$$\Lambda' = ½ \{ s_3 (u_2 d_1 - d_2 u_1) - s_2 (u_1 d_3 - d_1 u_3) \}$$

$$\Lambda'' = \frac{1}{2\sqrt{3}} \{ s_3 (u_2 d_1 - d_2 u_1) + s_2 (u_1 d_3 - d_1 u_3) - 2 s_1 (u_3 d_2 - d_3 u_2) \}.$$

Вычислив матричные элементы оператора спинового магнитного момента:

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^{3} (\mu_u P_i^u + \mu_d P_i^d + \mu_s P_i^s) \vec{\sigma}_i ,$$

где $P^{u,d,s}$ — операторы проектирования на состояния u_i , d_i , s_i , σ_i –матрицы Паули, действующие на i –частицу, получим следующее отношение магнитных моментов:

1) для антисимметричной пространственной функции

$$\mu_\Omega : \mu_p : \mu_n : \mu_{\Sigma^-} = -3 : 3 : -2 : -1 ;$$

2) для симметричной пространственной функции

$$\mu_p : \mu_n : \mu_{\Sigma^-} = -1 : 2 : -1 ;$$

3) для пространственной функции смешанной симметрии

$$\mu_p : \mu_n : \mu_{\Sigma^-} = 2 : 0 : -2 .$$

Заметим, что каждому типу симметрии пространственной функции отвечает определенное представление группы SU(6) : антисимметричной отвечает представление размерности 56, симметричной – представление размерности 20 и функции смешанной симметрии отвечает представление размерности 70.

Интересно следующее обстоятельство. Как хорошо известно, отклонение магнитных моментов ядер He^3 и H^3 от теоретических значений объясняется обменным магнитным моментом, который для H^3 положителен, а для He^3 отрицателен. В модели кварков протон есть аналог He^3 , а нейтрон – аналог H^3 и отклонение магнитных моментов протона μ_n = 2,79 и нейтрона μ_n = –1,91 от теоретических согласуется с тем, что имеет место для He^3 и H^3 .

Автор выражает искренную благодарность академику Н.Н. Боголюбову за предложенную задачу и внимание.

Литература

1. F.Gursey, L.A.Radicatti. Phys. Rev. Letters 13, 173 (1964). A.Pais. Phys. Rev. Letter 13, 175 (1964). F.Gursey, A.Pais, L.A.Radicatti. Phys. Rev. Letters 13, 299 (1964).

2. M.Gell-Mann. Phys. Letters 8, 214 (1964). G.Zweig preprint CERN 8419 TH. 412, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 января 1965.