Полное решение прямой задачи о контрасте состоит в нахождении функции $S(x, y)$ по заданному полю $f(x, y)$ согласно формуле (1) или (2), а затем в расчете плотности тока на экране по формуле (4) или (8) соответственно. Решение обратной задачи по нахождению поля по заданной картине контраста производится в обратном порядке. Сначала по формулам (6) или (9) путем интегрирования функции распределения плотности тока определяется функция смещения $S(x, y)$, а затем для нахождения поля решается с использованием ЭВМ интегральное уравнение (1) или — в случае полей с круговой симметрией — по формуле (3) находится решение уравнения (2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Н. Н. «Изв. АН СССР», сер. физич., 32, № 7, 1175, 1968.
2. Sedov N. N. J. Microscopic, 9, No. 1, 1, 1970.

Поступила в редакцию
23.4 1970 г.

Кафедра
электроники

УДК 539.126.6

В. С. ЗАМИРАЛОВ

МАССОВЫЕ ФОРМУЛЫ SU (3) И КЛАССИФИКАЦИЯ ТЯЖЕЛЫХ ГИПЕРОНОВ

В связи с появлением новых данных о спектре элементарных частиц [1] представляет известный интерес обращение к массовым формулам SU (3). Мы ограничимся только барионными октетами и сделаем попытку предсказать квантовые числа каскадных гиперонов. Более полное рассмотрение должно было бы включать соотношения между ширинами резонансов, однако в них не удается последовательно учесть нарушение унитарной симметрии.

Из барионов и барионных резонансов, приведенных в [1], можно составить семь октетов SU (3). При этом каскадным гиперонам Ξ (1930), Ξ (2030), Ξ (2250) и Ξ (2500) приписываются значения спин-четности J^p $5/2^-$, $5/2^+$, $7/2^+$, $7/2^-$ соответственно. Гиперон Ξ (1820) помещается сразу в два октета с J^p $1/2^-$ и $3/2^-$. Для резонанса Σ (2250) предполагается значение $J^p=7/2^-$. Гиперонный резонанс Λ (2100) с квантовыми числами $1(J^p)=0(7/2^-)$ не подходит для заполнения октета $8(7/2^-)$, и мы его помещаем, как и Λ (1405) и Λ' (1520), в унитарный синглет. Нам приходится предположить существование Λ (2100) с $J^p=7/2^+$ и приписать Λ (2350) $J^p=7/2^-$. Такое распределение барионов по октетам, вообще говоря, отличается от обычного [2]. Заметим тут же, что для заполнения декуплетов остается весьма малое число резонансов.

В качестве критерия воспользуемся массовой формулой SU (3). Формула Гелл Манна — Окубо [3], выведенная в предположении, что унитарная симметрия нарушается членом, преобразующимся как компонент $J=Y=0$ октета, имеет вид

$$M_{\rm B} = a_1 + b_1 Y + c_1 (I(I+1) - Y^2/4) \tag{1}$$

и пишется обычно для линейных масс барионов. Она приводит к соотношению

$$4(M_N + M_\Xi) = 2(M_\Sigma + 3M_\Lambda). \tag{2}$$

Из таблицы видно, что все семь барионных октетов с хорошей точностью удовлетворяют формуле (2). Соотношение (2) хорошо выполняется и для квадратов масс барионов (см. (2′) таблицу).

В [4] предлагалась несколько иная формула для квадратов масс барионов

$$M_{\rm B}^2 = a_2 + b_2 Y + c_2 I (I+1), \tag{3}$$

откуда следует соотношение

$$4\,(M_N^2 + M_\Xi^2) = 3M_\Sigma^2 + 5M_\Lambda^2. \tag{4}$$

Оно выполняется несколько лучше, чем (2).

Мы предложим еще две массовые формулы, аналогичные (1) и (4) (ближе к SU (6), где спин и изотопический спин трактуются одинаково) и нашим сведениям о барионных траекториях Редже, линейно растущим с квадратом массы. Вместо (1) мы запишем

$\underline{8}(J^P)$	$I=1/2,\ y=+1$ $I=1/2,\ y=-1$	$I=0,\ y=0$ $I=1,\ y=0$	Массовая формула (2) ($Гэв/c$)	Левая часть (2, 4, 7 и 8) $(Гэв/c)^2$	Правая часть формул $(Гэв/c)^2$ (2[1])	(4)	(7)	(8)
$\underline{8}(1/2^-)$	N' (1535) Ξ (1820)	Λ'(1670) Σ (1750)	13,420=13,520	22,68	22,86	23,13	23,40	23,64
$\underline{8}(1/2^+)$	N (939) Ξ (1323)	Λ (1115) Σ (1192)	9,048=9,074	10,48	10,28	10,46	10,64	10,80
$\underline{8}(3/2^-)$	N'(1520) Ξ (1820)	Λ''(1690) Σ (1670)	13,360=13,480	22,48	22,74	22,67	22,60	24,53
$\underline{8}(5/2^-)$	N'(1670) Ξ (1930)	Λ (1830) Σ (1765)	14,400=14,510	26,04	26,46	26,21	25,96	25,73
$\underline{8}(5/2^+)$	N (1688) Ξ (2030)	Λ (1815) Σ (1915)	14,872=14,720	27,88	27,10	27,45	27,80	28,12
$\underline{8}(7/2^+)$	N (1990) Ξ (2250)	Λ (2100) Σ (2030)	16,960=16,660	36,08	34,70	34,41	38,12	33,86
$8(7/2^-)$	N (2190) Ξ (2500)	Λ (2350) Σ (2250)	18,760=18,600	44,20	43,24	42,78	42,32	41,90

$$M_b^2 = a_3 + b_3 Y + c_3 \sqrt{J\,(J+1) - Y^2/4}, \tag{5}$$

а вместо (3)

$$M_b^2 = a_4 + b_4 Y + c_4 \sqrt{J\,(J+1)}. \tag{6}$$

Эти феноменологические формулы приводят к соотношениям

$$4\,(M_N^2 + M_\Xi) = 4\,(M_\Sigma^2 + M_\Lambda^2) \tag{7}$$

и

$$4\,(M_N^2 + M_\Xi^2) = 8M_\Lambda^2 + 2\sqrt{6}\,(M_\Sigma^2 - M_\Lambda^2). \tag{8}$$

Соотношение (7) отличается чрезвычайной простотой и находится в весьма хорошем согласии с опытом для масс октетов $\underline{8}(3/2^-)$ и $\underline{8}(5/2^\pm)$ (см. таблицу), превышая по точности (2). Барионы $\underline{8}(7/2^\pm)$ удовлетворяют всем массовым формулам почти с одинаковой степенью точности. Для $\underline{8}(1/2^+)$ наилучшей массовой формулой оказывается (4) из [4].

Хорошее согласие с опытом всех четырех массовых формул говорит в пользу предложенной классификации барионов по октетам. При этом нам понадобилось ввести только один неизвестный гиперон Λ (2100) с $J^P=7/2^+$ и предположить существование двух Ξ (1820) с $J^P=1/2^-$ и $J^P=3/2^-$.

Автор признателен Л. М. Сладю за обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Particle Data Group, UCRL — 8030, January 1970.
2. Нгуен Ван Хьеу. Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц. М., «Атомиздат», 1967.
3. Gell-Mann M. Phys. Rev., **125**, 1067, 1962; Okubo S. Progr. Theor. Phys., **27**, 949, 1962.
4. Flato M., Sternheimer J. Compt. Rend, **259**, 3455, 1964.

Поступила в редакцию
14.5 1970 г.

НИИЯФ