Spin, Isospin and Mass Relation of Baryon Excited States

伊藤大介（埼玉大理工）
E.W.Carriere（ルイジアナ州立大）

この報告の主な目的は図を眺めて頂くことである。この図はRosenfeld et. al.[1] の表に記載されている36例のBaryons 及びそのExcited StatesのMass の自乗をそれらのスピンJとアイソスピンIの差 |J−I| について plot したものである。著るしいことは次の点である。

(1) 36例のうち、9例は直線A上に、13例は直線B上に並んでいる。その近傍にあるものまで入れると17例が直線Bに沿っている。残る10例中、5例は直線Cにそうようにみえるが、A,Bの場合程はっきりしない。

(2) J−Iが整数である19例中、上のA,B,Cから外れている4例を除けば、J−Iが偶数の粒子のParityはEven, 奇数の粒子のParityはOddである。J−Iが半整数については別に考えなければならない。

Kycia-Riley 関係[2]でJ−Iが重要な役割を演じているので、これについて$(\mathrm{Mass})^2$ を plot したわけで、上の規則性には偶然的な要素が含まれているかも知れないが、J−Iが整数の場合に限れば、これについて次のような簡単なModelを作ることが出来る。

（仮定1） Baryon及びそのExcited State のMass は、強いSpin-Orbit Coupling をもった内部振動子を含むMass Operator

$$\mathfrak{M}^2 = M_0^2 + \frac{1}{2}(\mathbf{p}^2 + \omega^2 \xi^2) - \frac{g}{I}\mathbf{L}\cdot\mathbf{S} \tag{1}$$

で記述される。

（仮定2） 粒子のSpin $\mathbf{J}$ は内部軌道角運動量$\mathbf{L}$と内部Spin $\mathbf{S}$ の和

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \tag{2}$$

で、粒子のParityは$(-1)^L$で与えられる。

（仮定３）　内部スピンと粒子のアイソスピンＩは等しい。即ち、

$$|\mathbf{S}| = |\mathbf{I}| \tag{3}$$

$\mathfrak{M}^2\varphi = M^2\varphi$を解いてMass Operator $\mathfrak{M}^2$の固有値を求めれば、

$$M^2_{n,J,L} = M_0^1 + \omega n + \omega L + \frac{3}{2}\omega - $$

$$- \frac{g}{2I}\left[J(J+1) - L(L+1) - I(I+1)\right] \tag{4}$$

が得られる。ＪとＳ＝Ｉが与へられたとき、可能なＬは

$$L = J + I\ ,\ J + I - 1\ ,\ \cdots\cdots,\ |J - I| \tag{5}$$

であるが、$g > 0$とすればＬ＝|Ｊ－Ｉ|のとき、$\mathfrak{M}^2$は最低の固有値をもつ。Ｌ＝Ｊ－Ｉに対しては

$$M^2_{n.J,J-I} = (\omega - g)(J - I) + (M_0^2 + \frac{3}{2}\omega + \omega n) \tag{6}$$

が得られる。即ち最低固有値はＪ－Ｉの１次函数である。実験と比べるには

$$\omega - g \approx (1\,\mathrm{Gev.})^2 \tag{7}$$

に選べばよい。

次に、この最低固有値とその上の固有値（Ｌ＝Ｊ－Ｉ＋１の場合）を比べてみよう。$M^2_{n,J,J-I+1}$を求めれば

$$M^2_{n,J,J-L+1} = (\omega + \frac{g}{I}) + (\omega - g + \frac{g}{I})(J - I)$$

$$+ (M_0^2 + \frac{3}{2}\omega + \omega n) \tag{8}$$

従つてLevel間隔は

$$M^2_{n,J,J-I+1} - M^2_{n,J,J-I} = (\omega + \frac{g}{I}) + \frac{g}{I}(J - I) \tag{9}$$

となる。$\omega-\vartheta\approx(1\text{ Gev.})^2$ であるが、ω も ϑ も $(1\text{Gev})^2$ に比べて非常に大きいとすれば、この間隔は非常に大きくなり、

$$L=(J-I) \tag{10}$$

でないような粒子は観測されにくくなる。*)

依つて、観測される粒子についてはMass の自乗は

$$M^2=(M_0^2+\frac{3}{2}\omega)+(\omega-\vartheta)(J-I) \tag{11}$$

Parity は $(-1)^L=(-1)^{|J-I|}$ (12)

で与えられることになる。**)

粒子のSpin とIsospin の整数、半整数関係が平行しないことが、粒子のModelを作る場合に問題であつたが、$|J-I|$ が半整数の場合については同じ問題に出会う。(Feb. 7. 1968)

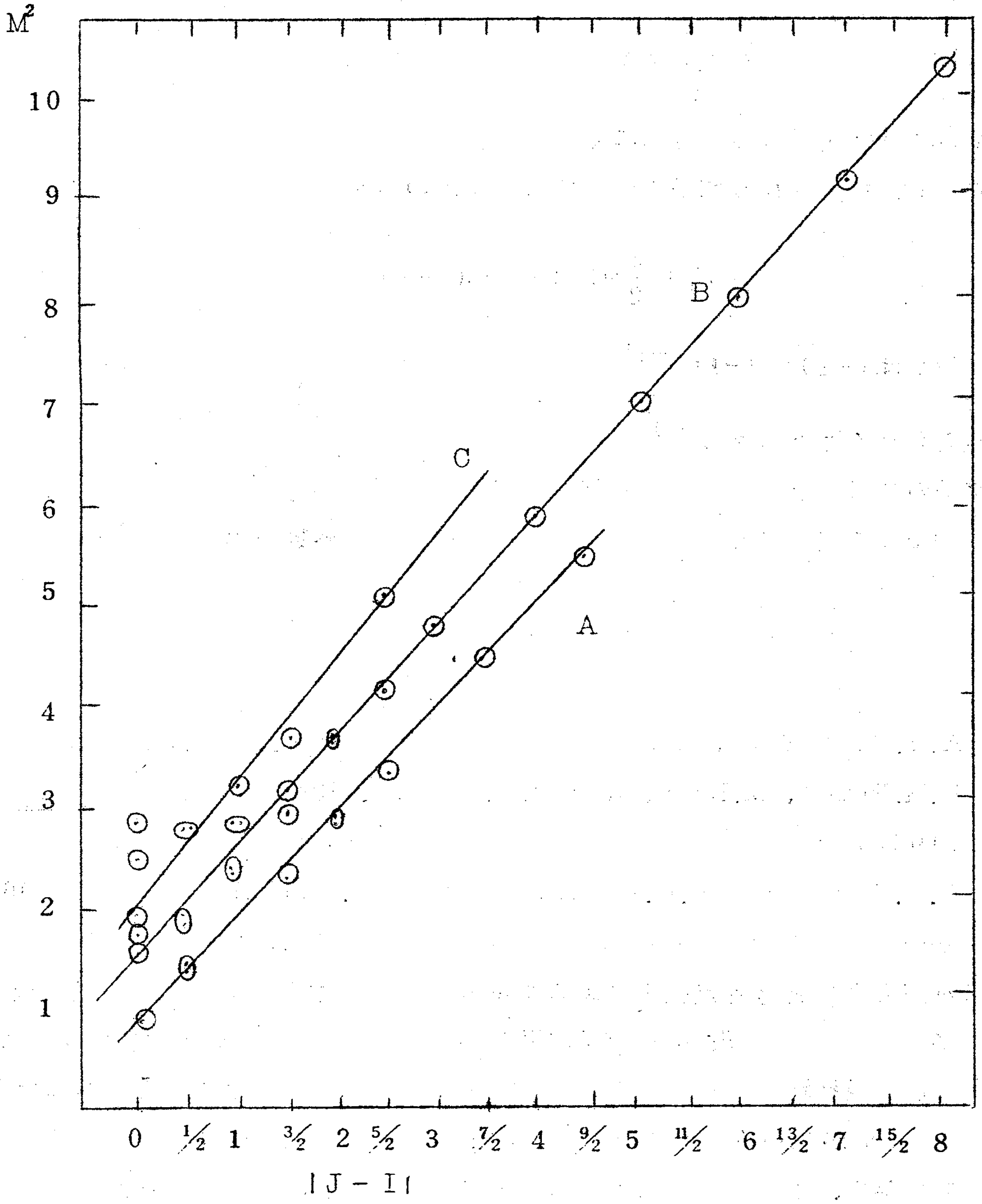
(参　照)

1) A.H.Rosenfeld, A.Barbars-Galtieri, W.J.Podolsky L.R.Price, M.Roos, and W.J.Willis. Rev. Mod. Phys. 301 (1967)

2) T.F.Kycia and K.F.Riley, Phys. Rev. Letters 10 266(1963)

*) Radial Vibration のExcitation についても同様である。

**) ω が大きいとき零点振動のエネルギー $(3/2)\omega$ も大きくなるが、元来振動子Potential $\omega^2\xi^2/2$ は相互作用のPotential $V(\xi)$ の原点附近での近似として現われるものであろうから、そのときははじめの $\mathfrak{M}^2$ の式(1)には常数 $-V(0)$ が加わる。何れにしても(11)式の第1項は附加常数だけ不定であるから、これが $(1\text{Bev})^2$ に比べて非常に大きくなると考えなくてよい。


M²
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
B
C
A
0 ½ 1 3/2 2 5/2 3 7/2 4 9/2 5 11/2 6 13/2 7 15/2 8
|J − I|