第2卷 第6期 高能物理与核物理 Vol. 2, No. 6
1978年11月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS November, 1978

高自旋介子和宇宙线中的多光子事例

罗辽复 陆埮
（内蒙古大学） （南京大学）

1954年以来,宇宙线中发现过若干例没有得到解释的多光子事例[1].他们的共同特点是: 总能量高($\gtrsim 5\times10^{10}$—10^{11}eV). 光子数多(十余个)、光子动量所张的角度小($\leqslant 10^{-3}$—10^{-4}弧度),并且在其周围邻近没有发现任何带电粒子. 显然,这些事件不可能由多重π^0产生所引起;再考虑到在乳胶的第一辐射长度内光子数分布和能量分布的特点,它们也无法用单光子的电磁簇射来解释.

我们认为,这类事例可能暗示着存在着一种高自旋介子. 工作[2]讨论了由磁单极子组成的高自旋介子,指出了它的多光子衰变的特性. 当然,这种高自旋介子不一定是由磁单极子所组成,本文更为普遍地讨论这一可能性,并对宇宙线事例作一初步分析.

设一对正反费米子间的束缚力在r小时为

$$V(r)|_r = -\frac{G(r)}{r}. \tag{1}$$

$G(r)$在$r\to0$时正规,即

$$G(r) = G_0 + G_1 r + G_2 r^2 + \cdots \tag{2}$$

对于$V(r)$的一般行为不作其他特殊的假设,只要求它能保证束缚态的存在. (1)是比较普遍的,它可以包括库仑力、汤川力和QCD等.

从 Bethe-Salpeter 方程出发,在对B-S方程作瞬时近似假定*后,用势(1)代入,得

$$(i\hat{p} - \gamma_4 E + M)\varphi(p)(i\hat{p} + \gamma_4 E + M) = \frac{-i}{(2\pi)^4}\int d^4k U(\mathbf{p}-\mathbf{k})\Gamma_i\varphi(k)\Gamma_i, \tag{3}$$

式中M为费米子质量,p为相对动量, $2E$ 为介子质量,$U(\mathbf{p}-\mathbf{k})$为$V(r)$的富氏变换,$\Gamma_i = 1$、γ_5、γ_μ、$i\gamma_\mu\gamma_5$、$\sigma_{\mu\nu}$.

由$\varphi(p)$可构成三维波函数,自旋单态的三维波函数在$\frac{|\mathbf{p}|}{M}\ll 1$下可表示为[2]

$$\begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2}(F_1 - F_2) \\ \frac{1}{2}(F_1 + F_2) & 0 \end{pmatrix}.$$

从(3)式可以导出$F_{1,2}$满足的方程. 对于$\Gamma_i = \gamma_\mu$情形,方程组为

本文1977年10月11日收到,1978年2月6日收到修改稿.

* 介子半径可能在10^{-13}cm的量级,而其组成子费米子的质量大于几十GeV,故介子半径≫费米子康普顿波长,采用瞬时近似可能是合理的.

$$
\begin{aligned}
&EF_2=(V(r)-M)F_1,\\
&\nabla^2F_1+E^2F_1=-2EV(r)F_2-EMF_2.
\end{aligned}
\tag{4}
$$

令 $F_1=R(r)Y_{lm}(\theta,\varphi)$，$R(r)=\frac{u(r)}{r}$，$u(\rho)=e^{-\frac{\rho}{2}}f(\rho)$，其中 $\rho=\alpha r$，$\alpha=2\sqrt{M^2-E^2}$，由(4)可得径向方程

$$
\frac{d^2f}{d\rho^2}-\frac{df}{d\rho}-\frac{l(l+1)}{\rho^2}f-\frac{MV}{\alpha^2}f+\frac{2V^2}{\alpha^2}f=0,
\tag{5}
$$

当 ρ 小时，以(1)代入，(5)式变为：

$$
\frac{d^2f}{d\rho^2}-\frac{df}{d\rho}+\left[\frac{2G^2-l(l+1)}{\rho^2}+\frac{MG}{\alpha\rho}\right]f=0.
\tag{6}
$$

令

$$
f(\rho)=\rho^s\sum_{\nu=0}b_\nu\rho^\nu,
\tag{7}
$$

以(7)和(2)代入(6)，考虑 $\rho\to0$，比较领头项，得

$$
s(s-1)=l(l+1)-2G_0^2,
\tag{8}
$$

故

$$
s=\frac{1}{2}\left(1\pm\sqrt{1+4l(l+1)-8G_0^2}\right).
\tag{9}
$$

当

$$
\gamma\equiv8G_0^2-4l(l+1)-1>0,
\tag{10}
$$

有

$$
f(\rho)\sim C_1\sqrt{\rho}\cos\left(\frac{\sqrt{\gamma}}{2}\ln\rho+C_2\right),
\tag{11}
$$

$C_{1,2}$ 为任意常数，(11)式具有无限多个零点，据 Ландау 的分析[3]，这是代表“粒子坠入力心”的情况，也就是说，束缚态是不能形成的．因此，对于自旋单态，存在束缚态的必要条件是：

$$
l(l+1)\geqslant2G_0^2-\frac{1}{4}.
\tag{12}
$$

可见，当 $|G_0|$ 充分大，基态是高角动量态．例如，若 $G_0\sim10$—30，介子的自旋为 14—42．

对于轴矢耦合，$\Gamma_i=i\gamma_\mu\gamma_5$，代替(6)式有：

$$
\frac{d^2f}{d\rho^2}-\frac{df}{d\rho}+\left[\frac{-2G^2-l(l+1)}{\rho^2}+\frac{3MG}{\alpha\rho}\right]f=0.
\tag{13}
$$

对于标量耦合，$\Gamma_i=1$，代替(6)式有：

$$
\frac{d^2f}{d\rho^2}-\frac{df}{d\rho}+\left[\frac{-\frac{1}{4}G^2-l(l+1)}{\rho^2}-\frac{MG}{\alpha\rho}\right]f=0.
\tag{14}
$$

对于张量耦合，$\Gamma_i=\sigma_{\mu\nu}$，代替(6)式有：

$$
\frac{d^2f}{d\rho^2}-\frac{df}{d\rho}+\left[\frac{-l(l+1)}{\rho^2}-\frac{6MG}{\alpha\rho}\right]f=0.
\tag{15}
$$

都不排斥低自旋的基态. 对于赝标耦合, $\Gamma_i=\gamma_5$, 代替(6)式有:

$$\frac{d^2f}{d\rho^2}-\frac{df}{d\rho}+\left[\frac{\frac{1}{4}G^2-l(l+1)}{\rho^2}\right]f=0. \tag{16}$$

存在束缚态的条件为:

$$l(l+1)\geqslant\frac{1}{4}G_0^2-\frac{1}{4}, \tag{17}$$

当$|G_0|$充分大,可有高自旋的基态.

上述分析表明: 高自旋束缚态和组成子的耦合类型有密切关系. 耦合类型直接决定 $r\to 0$ 时最奇异的 $V^2(r)$ 项(这种 V^2 项出现于方程之中是相对性理论的特点)的符号,因而决定了是否需要引入高角动量来避免“粒子坠入力心”,

宇宙线中的高自旋介子可能来自大气层内的超高能碰撞. 通常粒子均是低自旋的,由于角动量守恒的要求,低自旋粒子碰撞产生高自旋粒子,几率较大的产生过程应是成对产生或协同产生或伴有通常粒子的高多重产生. 这种高自旋介子是不稳定的. 如果由磁单极子对所组成,那么应有很强的电磁作用,可以预见到它的蜕变将主要是多光子蜕变或伴有强子多重产生的多光子蜕变[2]; 对于不是由磁单极子对而是由具有(1)型强作用的荷电粒子对组成的高自旋介子,多光子蜕变(包括伴有强子多重产生的多光子蜕变)道的分支比就比较小.

在介子质心系中, 高自旋介子的衰变产物多光子很可能是分成沿相反方向运动的两束(或沿一方向的一束),因为从角动量守恒来看,这是最有利的情况. 设每个光子按电偶极型辐射出来,其角分布可用球矢量表示[4](以介子自旋方向为 z 轴):

$$Y_{1,1}^{\lambda=1}=\sqrt{\frac{1}{3}}\,Y_{1,2,1}+\sqrt{\frac{2}{3}}\,Y_{1,0,1},$$

这是表示角动量在 z 轴投影为 1 的光子, $\lambda=1$ 表示电多极辐射. 衰变的多光子态可表为:

$$f_J=\sum_{i=1}^{J}Y_{11}^{\lambda=1}(\theta_i\phi_i).$$

如果多光子间存在关联和相干,光子束的张角将锐化(例如张角 $\Delta\theta_{CM}\sim 0.1$ 弧度).

设在实验室系内介子运动速度为 β, 则在介子运动方向上发射的光子束张角将为

$$\Delta\theta=\sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}\,\Delta\theta_{CM}$$

当 $\beta\sim 1$, 就会得到张角很小的光子束,这正是宇宙线中观察到的现象.

按介子衰变成两束光子计算,在第一辐射长度内观察到的光子数应为:

$$n=0.63\,\frac{J}{2}$$

个,由实验的 n 值可定出 $J\sim 50$, 和 Dirac 磁单极对构成束缚态的情形相近[2].

介子的质量 m 不难求得为:

$$m=3.2E_\gamma\frac{\Delta\theta}{\Delta\theta_{CM}}\frac{1}{R},$$

式中 E_γ 为第一辐射长度内光子的总能量，$E_\gamma > 5 \times 10^{10}\text{eV}$[1]，$R$ 为介子的(伴有强子的)多光子衰变中分配给光子的能量百分比，如以 $\Delta\theta \sim 10^{-3}\left(\frac{\Delta\theta}{\Delta\theta_{\text{CM}}} \sim 10^{-2}\right)$ 代入[1]，得 $m \geq \frac{1.6}{R}\,\text{GeV}$. 可见，当 m 大于几十 GeV 时，介子的多光子衰变中伴生强子是很多的. 不过这种衰变可能发生在离乳胶迭很远的高空，因而伴生强子（通常是不稳定的）衰变产物射入乳胶迭的几率很小.

光子束的能量分布依赖于产生机制，但当光子数足够多时，可采用和多粒子产生的统计热力学模型 (Hagedorn)[5] 相类似的概念进行处理. 光子能量按 Planck 分布，能量为 ν 的光子数 $\sim \nu^2 \frac{1}{e^{A\nu} - 1}$. 用这个谱和实验[6]比较，发现大体符合，并有 $A = 0.16\text{GeV}^{-1}$.

参　考　资　料

[1] G. Collins et al., *Phys. Rev.*, **D8** (1973), 982 及其中总结的实验引文.
[2] 罗辽复、陆埮、科学通报, **22** (1977), 396.
[3] Л. Ландау, Е. Лифшиц, "Квантовая Механика", (ФИЗМАТГИЗ 1962).
[4] А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, "Квантовая Электродинамика", (Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1959).
[5] W. R. Frazer et al., *Rev. Mod. Phys.*, 44 (1972), 284.
[6] A. Debenedetti et al., *Nuovo Cimento*, 12 (1954), 954; 2 (1955), 220.

HIGH SPIN MESONS AND UNEXPLAINED MULTIPHOTON PHENOMENA

LUO LIAU-FU
(*Inner Mongolian University*)

LU TAN
(*Nanking University*)