

均为正,

计算大量
况的某一电子光学
们要利用
重合. 一

, 1971.

EAM

for charge
electron op

重子系统么正对称理论

王淮淮 张禹顺 李扬国 阮图南

(中国科学院理论所) (中国科学院高能所) (中国科学技术大学)

摘 要

本文较系统地介绍了如何将重子么正对称理论推广来描述重子系统. 重子系统 $SU(6)$ 理论可以讨论轻核和轻 Λ 超核能谱, 当冻结 Λ 粒子自由度时该理论与 Wigner 超多重态理论一致.

一、引 言

近些年来,随着中高能物理实验技术的发展,作为中高能核物理研究对象之一的超核物理也越加引起人们的兴趣和重视. 研究领域不断扩大,不仅能研究 Λ 超核的基态性质,也能通过奇异交换反应 (κ^- , π^-) 研究 Λ 超核的激发谱^[1]. 同时,对于双 Λ 超核^[2]、 Σ 超核^[3] 和 Ξ 超核^[4] 都有研究. 显然,所有这些对超核的研究将增加我们对超核结构以及对超子与原子核或核子相互作用的认识,同时也将丰富和检验传统的核物理.

众所周知,核子、 Λ 超子、 Σ 超子和 Ξ 超子都是自旋 1/2 的重子,它们之间存在 $SU(6)$ 么正对称性^[5]. 那么,原子核和各种超核之间是否也存在这种对称性呢?也就是说,由重子组成的重子系统(包括原子核和超核)是否具备么正对称性?这是令人感兴趣的问题,因为如果重子系统具备么正对称性,那么我们就可以统一地分析原子核和各种超核. 在这方面, Lipkin^[6] 曾作过分析并给出了用坂田子三重态构成 $SU(3)$ 多重态的方法(当时超核实验尚少). 实际上,除原子核外,目前实验观察到的多重子系统,只是少数单 Λ 超核、 Σ 超核和 Ξ 超核,双 Λ 超核的事例更少,近年来,利用坂田 $SU(3)$ 模型采用各种近似方法,对 Λ 超核做了许多工作^[4,7]. 另一方面, Oakes^[8] 曾具体讨论过由 $SU(3)$ 八重态组成的双重子系统. 当然,对于 $B\bar{B}$ 和 BB 等少重子系统,也可以由重子是由三个夸克组成因而重子系统是由多夸克组成的观点予以讨论^[9].

本文打算用重子 $SU(6)$ 么正对称性的观点,在文章^[10]的基础上,较系统地分析轻重子系统的对称性、内部量子数和能谱特点,并与实验能谱比较. 为此,做如下假定: (1) 自旋 1/2 的质子、中子和 Λ 粒子构成 $SU(6)$ 群的基础粒子. (2) 在中低能情况下,重子之间只通过强作用形成重子系统,不考虑重子内部的“超强”作用对重子系统的影响. (3) 强作用是 $SU(6)$ 不变的,依赖自旋的相互作用是 $SU(2) \otimes SU(3)$ 不变的. (4) Λ 粒子与核子之间的“原始”质量差,导致 $SU(3)$ 对称性的 T_3 破坏,形成“么正能带”. 重子系统的质量

本文 1981 年 8 月 14 日收到.

由 Gell Mann-Nishijima 重子质量公式^[1]描写。

二、重子系统的么正对称性

1. 重子 $SU(6)$ 么正对称性 重子 $SU(6)$ 波函数为

$$\phi_A = \chi_r \phi_\alpha \quad (1)$$

$$(A = 1, 2, \dots, 6; r = 1, 2; \alpha = 1, 2, 3)$$

其中 χ_r 是重子自旋 $SU(2)$ 波函数

$$\chi_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

ϕ_α 是重子 $SU(3)$ 波函数

$$\phi_1 = P = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \phi_3 = \Lambda = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

描述单重子的力学量定义为

$$\text{电荷 } Q = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{奇异量子数 } S = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

同位旋

$$T_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad T_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$T_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{重子数 } B = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{超荷 } Y = B + S = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

显然, Gell-Mann-Nishijima 规则成立

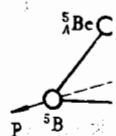
$$Q = T_3 + \frac{1}{2} Y \quad (5)$$

表 1 给出重子力学量对应的量子数

双

叁

四
4

五
5


(1)
(2)
(3)
(4)
(5)

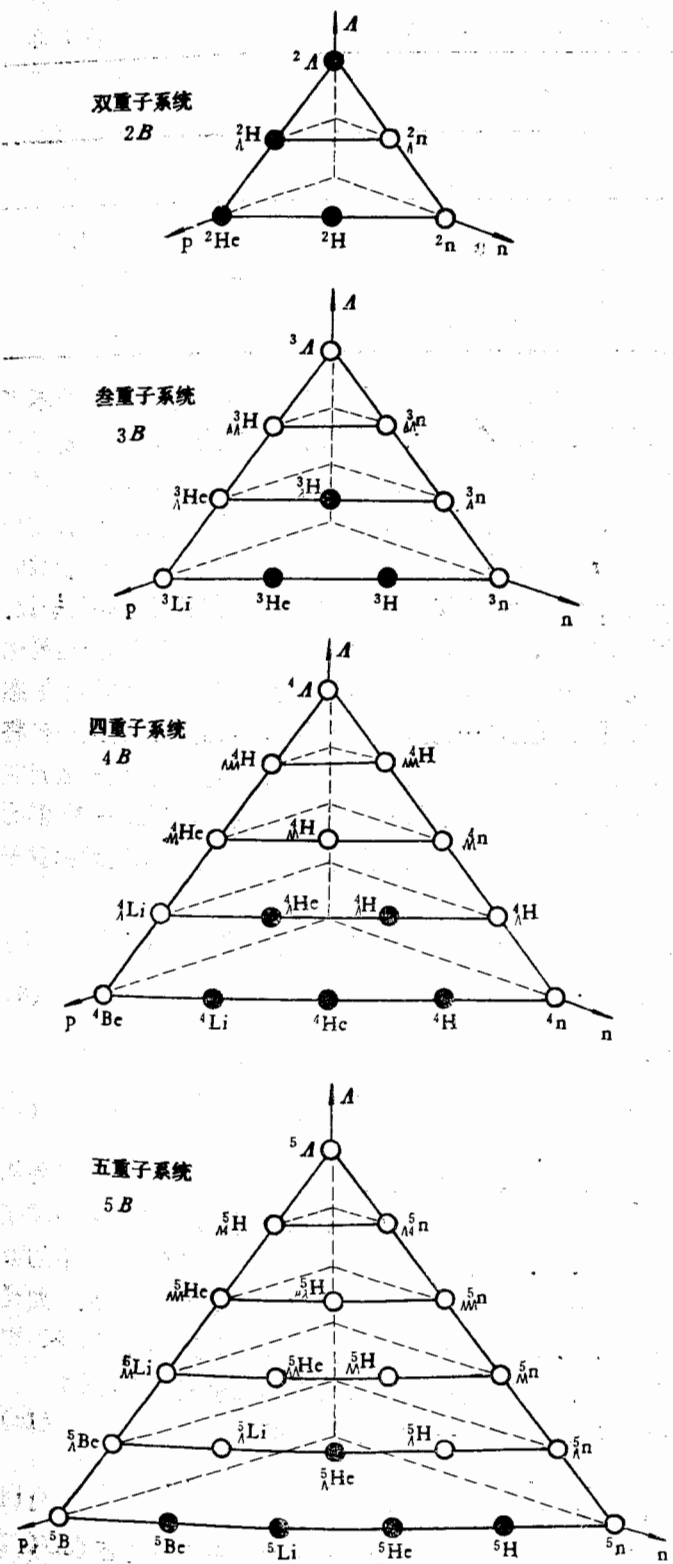


图 1 重子系统组成方式示意图

● 已观察到的 ○ 未观察到的。

2. 重子系统的组成 如果令 P, n, A 为直角坐标的三个轴, 由图可以形象地看出它们可以组成多少种重子系统. 图 1 给出 $A = 2 - 5$ 重子系统的组成示意图. 其中实圆点是已观察到的, 空圆点是尚未观察到的. 一般某种重子系统组成方式的总数是

$$\sum_{n=1}^{B+1} n \quad B \geq 2 \quad (6)$$

其中 B 是系统的重子数. 图 1 中用符号 ${}^A_m Z$ 表示某种重子系统, A 是原子序数, Z 是质子数, m 是 A 粒子数. 从图 1 可以看出, 双重子系统有 6 种组成方式, 叁重子系统有 10 种, 四重子系统有 15 种, 五重子系统有 21 种组成方式, 重子数增加可类似地给出其组成图. 事实上, 就某种重子系统而言, 显然不是所有这些可能的组成方式都存在稳定束缚态, 其中许多组成方式只能以共振态的方式存在. 研究所有这些可能的组成方式, 寻找它们之间的关系, 是有趣的问题, 为此需要知道各种组成方式在该重子系统的 $SU(3)$ 不可约表示下的量子数等知识.

3. 重子系统的内部波函数和量子数 由 n 个重子组成的重子系统的 $SU(6)$ 波函数为

$$\underbrace{\psi_{AB\dots}}_n = \underbrace{\psi_A \psi_B \dots}_n = \underbrace{\chi_{rs\dots}}_n \underbrace{\phi_{\alpha\beta\dots}}_n \quad (7)$$

表 1

	B	Q	S	Y	T_3	T
P	1	1	0	1	1/2	1/2
π	1	0	0	1	-1/2	1/2
Λ	1	0	-1	0	0	0

显然, n 阶张量 $\phi_{AB\dots}$ 是可约的. 通常利用对称群 \mathcal{S}_n 的正交单位可将 $\phi_{AB\dots}$ 约化为不可约表示, 以得到重子系统的 $SU(6)$ 不可约表示波函数. 这种约化当重子数不多时易于进行, 通常可称为张量代数法, 如对双重子系统和三重子系统就用这种方法求出了系统的 $SU(6)$ 不可约表示波函数和量子数^[12]. 但是, 当重子数多时, 用张量代数方法讨论就变得困难了. 这时, 使用图解法(权图和 Young 图)是必要的, 这种方法虽然给不出波函数的具体形式, 却可以容易的得到重子系统相应于各 $SU(6)$ 不可约表示的态所对应的量子数. 有关这种方法的介绍可参考 Lipkin 的书^[6]. 下面以几个少重子系统为例简单介绍约化的情况. 图 2 给出将 $\phi_{\alpha\beta\dots}$ (即 $\square_3 \times \square_3 \times \dots$) 分解为 $SU(3)$ 不可约表示的情况以及各态对应的量子数. 表 2 给出将 $\phi_{AB\dots}$ (即 $\square_6 \times \square_6 \times \dots$) 分解为 $SU(6)$ 不可约表示并进一步将 $SU(6) \rightarrow SU(2) \otimes SU(3)$ 的分解情况^[6]. 这样就知道了重子系统的整体自旋—么旋空间结构及内部量子数, 在具体分析重子系统能谱时, 只要保证轨道空间 $SU(2l+1)$ 群的配分 $[l]$ 与 $SU(6)$ 群的配分 $[f]$ 互相共轭, 就可以得到满足 Pauli 原理的总反对称重子系统波函数的性质.

4. 重子系统的质量关系 众所周知, Gell-Mann-Nishijima 重子质量公式^[11]为

$$M(Y, T) = M_0 + a_1 Y + a_2 \left[T(T+1) - \frac{Y^2}{4} \right] \quad (8)$$

考虑自旋, 重子 $SU(6)$ 质量公式^[13,14]为

$$M(Y, T, S) = M_0 + a_1 Y + a_2 \left[T(T+1) - \frac{Y^2}{4} \right] + a_3 S(S+1) \quad (9)$$

其中 M_0, a_1, a_2, a_3 是表示常数, Y 超荷, T 同位旋, S 自旋. 为简单起见, 在讨论不带外部量子数的情况时, 用 (9) 式作为重子系统的质量公式. $M(Y, T, S)$ 代表重子系统在其某个 $SU(6)$ 不可约表示中的态的质量, Y, T, S 则是该系统中该态在此不可约表示下的量子数. 这样, 利用 (9) 式可求出某些重子系统处于特定状态下的质量或质量关系. 如同一个 $SU(6)$ 不可约表示中两个态的 Y, T, S 等量子数都分别相等, 不考虑电荷不对称的影响时, 其质量基本相等. 在 Y, T 相同, S 不同的情况下, 有自旋质量差关系, 例如

$$M(Y, T, 2) = 3M(Y, T, 1) - 2M(Y, T, 0) \quad (10)$$

在 Y, S 相同, T 不同时, 有么旋质量差关系, 如

$$M(Y, 2, S) = 3M(Y, 1, S) - 2M(Y, 0, S) \quad (11)$$

等. 在讨论具体重子系统时, 还可以得一些有用的质量关系, 如对四重子系统基态 ($SU(6)$ 15 维不可约表示) 有质量关系^[15]

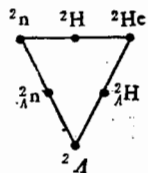
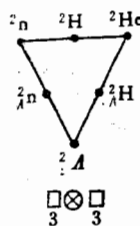
$$M_{\Lambda\Lambda}(2, 1, 0) = 2M_{\Lambda}(3, 1/2, 0) - M(4, 0, 0) \quad (12)$$

SU(3) 不可约表示对应的
杨图 权图

量子数

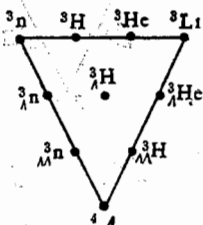
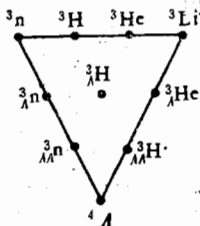
重子系统

2B

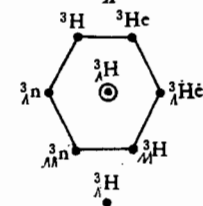
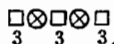


Y	T	(T ₃)
2	1	(-1, 0, 1)
1	1/2	(-1/2, 1/2)
0	0	0

3B

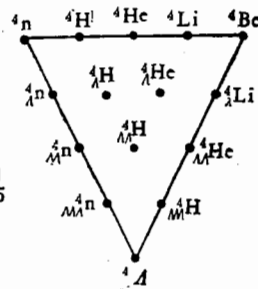
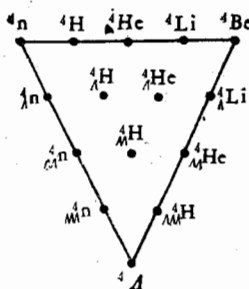


2	0	0
1	1/2	(-1/2, 1/2)
3	3/2	(-3/2, 1/2, 1/2, 3/2)
2	1	(-1, 0, 1)
1	1/2	(-1/2, 1/2)
0	0	0

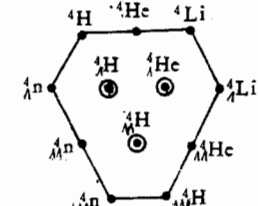
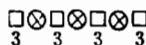


3	1/2	(-1/2, 1/2)
2	1	(-1, 0, 1)
2	0	0
1	1/2	(-1/2, 1/2)

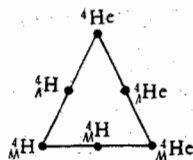
4B



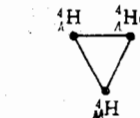
4	2	(-2, -1, 0, 1, 2)
3	3/2	(-3/2, -1/2, 1/2, 3/2)
2	1	(-1, 0, 1)
1	1/2	(-1/2, 1/2)
0	0	0



4	1	(-1, 0, 1)
3	3/2	(-3/2, -1/2, 1/2, 3/2)
3	1/2	(-1/2, 1/2)
2	1	(-1, 0, 1)
2	0	0
1	1/2	(-1/2, 1/2)



4	0	0
3	1/2	(-1/2, 1/2)
2	1	(-1, 0, 1)



3	1/2	(-1/2, 1/2)
2	0	0

化为不可约表示时易于进行系统的讨论就变得出波函数的量子数。自介绍约化以及各态并进一步将定一么旋空 + 1) 群的反对称重子

为

(8)

(9)

论不带外部系统在其某表示下的量子数。如同荷不对称的, 例如

(10)

(11)

态 (SU(6))

(12)

图 2 重子系统的 SU(3) 分类及对应的量子数

Y	T	(T ₃)
5	5/2	(-5/2, -3/2, -1/2, 1/2, 2/3, 5/2)
4	2	(-2, -1, 0, 1, 2)
3	3/2	(-3/2, -1/2, 1/2, 2/3)
2	1	(-1, 0, 1)
1	1/2	(1/2, 1/2)
0	0	0
5	3/2	(-3/2, -1/2, 1/2, 3/2)
4	2	(-2, -1, 0, 1, 2)
4	1	(-1, 0, 1)
3	3/2	(-3/2, -1/2, 1/2, 3/2)
3	1/2	(-1/2, 1/2)
2	1	(-1, 0, 1)
2	0	0
1	1/2	(-1/2, 1/2)
5	1/2	(-1/2, 1/2)
4	1	(-1, 0, 1)
4	0	0
3	3/2	(-3/2, -1/2, 1/2, 3/2)
3	1/2	(-1/2, 1/2)
2	1	(-1, 0, 1)
4	1	(-1, 0, 1)
3	1/2	(-1/2, 1/2)
2	0	0
4	0	0
3	1/2	(-1/2, 1/2)

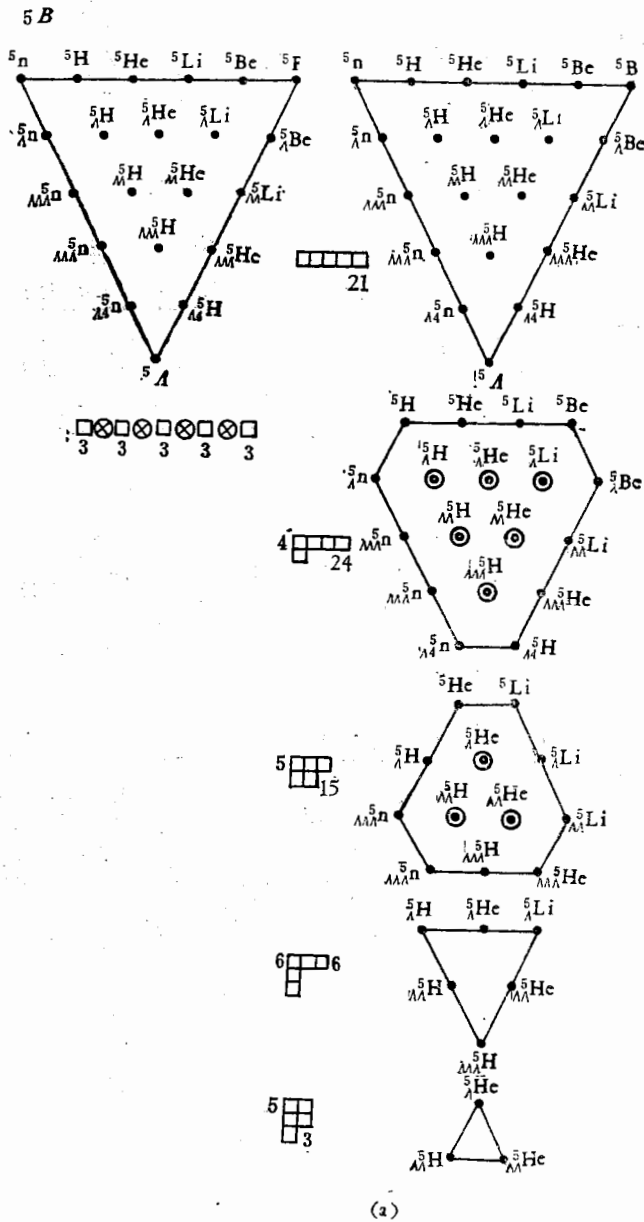


图2 重子系统的 SU(3) 分类及对应的量子数

从以上质量关系可以看出,对于具体的物理系统,由于奇异量子数不同的重子系统的态可以处于同一个 SU(6) 不可约表示中,这样就有可能从已知的原子核和 Λ 超核的基态或激发态的质量,推出双 Λ 超核甚至参 Λ 超核相应态的质量. 这对预言某些超核新形态是有用的. 当然,某一质量关系是否正确需由实验检验.

三、对实验能谱的一些讨论

以上简单地介绍了分析重子系统对称性的方法,下面对重子系统能谱(包括核能谱和

重子数 n

1

2

3

4

5

超核能谱)

(1) 在相互作用下退化的同一个 SU(3) 关系给出.

(2) 在质量基本相等电荷对称性实验也支持这 $M[{}^4_{\Lambda}\text{He}] = 9499.09$ 方面的事例

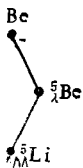
(3) 重子 SU(3) 分自旋一同位出. 由于对称理论亦只是作为 Λ

表 2 重子系统 $SU(6) \rightarrow SU(2) \otimes SU(3)$ 分类

重子数 n	$SU(6)$ 配分 $[f]$	$SU(6)$ 不可约表示维数	$(2S+1, {}^3N) S$: 自旋 3N : $SU(3)$ 不可约表示维数
1	[1]	6	(2,3)
2	[2]	21	(3,6)(1,3)
	[11]	15	(3,3)(1,6)
3	[3]	56	(4,10)(2,8)
	[21]	2×70	(4,8)(2,10)(2,8)(2,1)
	[111]	20	(4,1)(2,8)
4	[4]	126	(5,15)(3,15)(1,6)
	[31]	3×210	(5,15)(3,15)(3,15)(3,6)(3,3)(1,3)(1,15)
	[22]	2×105	(5,6)(3,15)(3,3)(1,15)(1,6)
	[211]	3×105	(5,3)(3,15)(3,6)(3,3)(1,15)(1,3)
	[1111]	15	(3,3)(1,6)
5	[5]	252	(6,21)(4,24)(2,15)
	[41]	4×504	(6,24)(4,21)(4,24)(4,15)(4,6)(2,24)(2,15)(2,6)(2,3)
	[32]	5×420	(6,15)(4,24)(4,15)(4,6)(4,3)(2,21)(2,24)(2,15)(2,6)(2,3)
	[311]	6×336	(6,6)(4,24)(4,15)(4,6)(4,3)(2,24)(2,15)(2,6)(2,3)
	[221]	5×210	(6,3)(4,15)(4,6)(4,3)(2,24)(2,15)(2,6)(2,3)
	[2111]	4×84	(4,6)(4,3)(2,15)(2,6)(2,3)
	[11111]	6	(2,3)



He



He

Li



He

超核能谱)的一些特点做简单的讨论。

(1) 重子系统的能谱可能存在么正能带结构。所谓么正能带是指在 $SU(3)$ 不变的强作用下退化的态, 由于 T_3^2 破坏而使这些能级分裂形成的。如果考虑自旋, 则重子系统的同一个 $SU(6)$ 么正能带中的能级属于同一个 $SU(6)$ 不可约表示(通常它由几个自旋不同的 $SU(3)$ 么正能带组成, 其外部量子数一样。其中的质量由该不可约表示的 $SU(6)$ 质量关系给出。这方面可参考对 $B\bar{B}$ 重子系统么正能带的分析^[16]。

(2) 在同一个 $SU(6)$ 不可约表示中, 所有超荷 Y 、同位旋 T 和自旋 S 相同的态, 其质量基本相等, 这实际是原子核中同位旋相似态质量相等对重子系统的推广。如果不考虑电荷对称性破坏对质量的影响, 这一结论在原子核中是存在的。对于 Λ 超核, 目前的实验也支持这点。例如 3 个镜象 Λ 超核的质量基本相等^[14,17], 即 $M[{}^3_1\text{H}] = 3922.484 \text{ MeV}$, $M[{}^3_1\text{He}] = 3921.604 \text{ MeV}$; $M[{}^8_1\text{Li}] = 7642.666 \text{ MeV}$, $M[{}^8_1\text{Be}] = 7642.977 \text{ MeV}$; $M[{}^{10}_1\text{Be}] = 9499.095 \text{ MeV}$, $M[{}^{10}_1\text{B}] = 9500.062 \text{ MeV}$ 。当然这方面的实验还不多, 可以预期今后这方面的事例会增加的。

(3) 重子系统么正对称理论对系统自旋一同位旋结构的分析, 即 $SU(6) \rightarrow SU(2) \otimes SU(3)$ 分类, 当冻结 Λ 粒子自由度时, 就自然地回到 Wigner 超多重态理论^[18]对原子核自旋一同位旋结构的分析, 即回到 $SU(4) \rightarrow SU(2) \otimes SU(2)$ 分类。这点由图 3 可以看出。由于实验表明 $L-S$ 耦合仅适用于轻核, 故作为 Wigner 理论的推广, 重子系统么正对称理论亦只适用于分析轻重子系统核谱。事实上, 它可以做为轻重子系统核谱群分类、特别是作为 Λ 超核核谱群分类的基础。

重子系统的
超核的基本
超核新形态

超核能谱

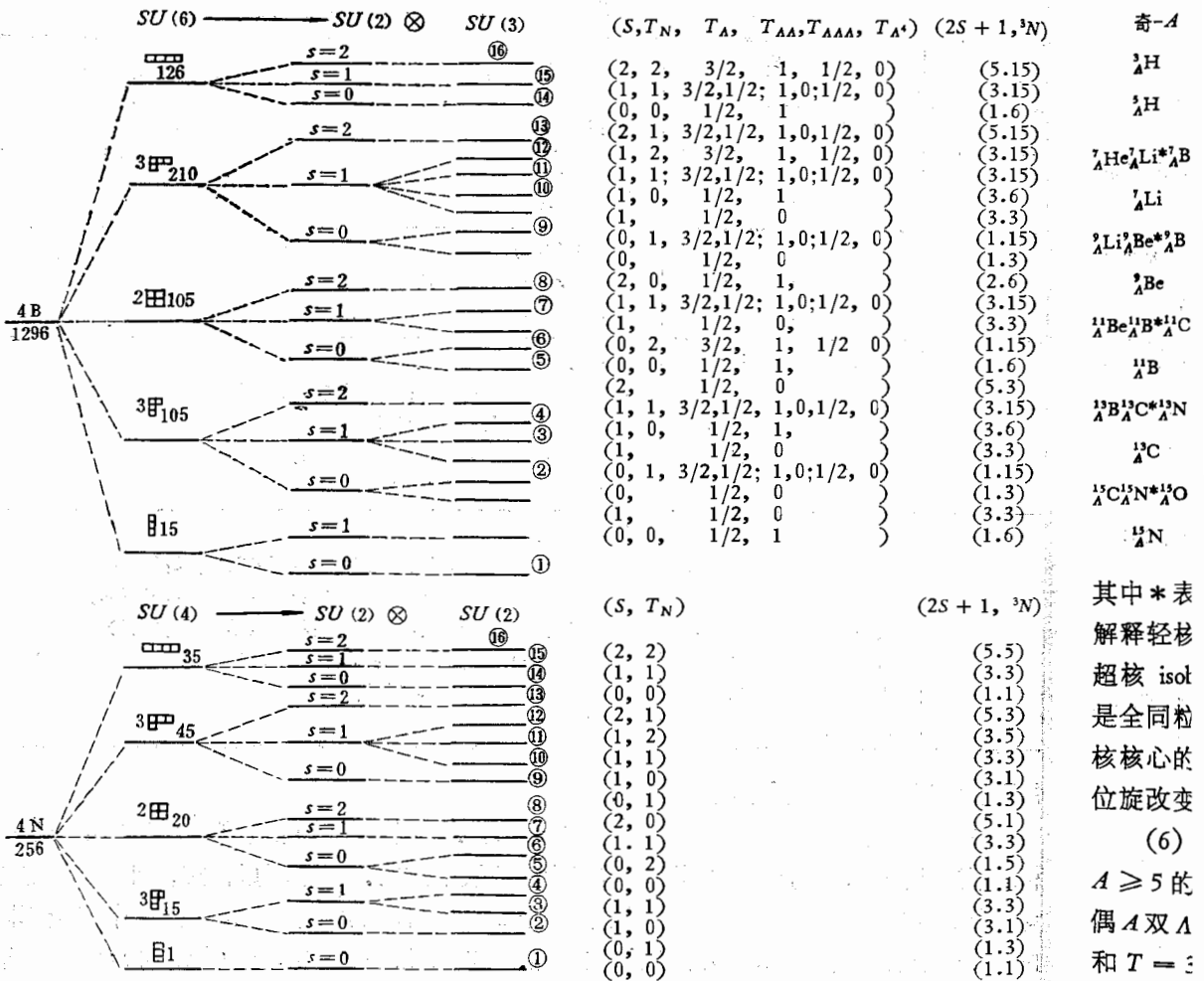


图3 4重子系统与4核子系统分类与比较

(注: 在 $SU(6)$ 分类中, 冻结 A 自由度与 Wigner $SU(4)$ 分类完全一致(共 16 条)).

(4) 对于重子系统组成方式的分析. 通常认为两体相互作用优惠于空间部分是全对称的状态, 而空间部分全反对称的状态则难于达到. 由于 Pauli 原理的要求, 反映在内部空间上, 在原子核中最容易达到的应是 $SU(4)$ 空间对称性最低的态, 对重子系统则应是 $SU(6)$ 空间对称性低的态容易实现, 反之内部对称性越高的态实际上越难实现. 这就定性的说明了为什么图 2 中的 $SU(3)$ 全对称不可约表示中的态是难于有稳定束缚态的, 就是共振态也是难于达到的.

(5) 同质异位 (isobar) 重子系统能谱. 轻核同质异位核谱特点是偶 A 核基态中同位旋 $T = 0$ 的态和奇 A 核同位旋 $T = 1/2$ 的态最稳定, 质量最小; 而 $T = 1$ 和 $T = 3/2$ 的态则分别比它们要高^[19]. 目前还没有详细的 A 超核的 isobar 核谱, 然而实验观察到的轻 A 超核基态质量(由实验 $B_A(g, s)$ 给出^[21])也具有类似的规律, 偶 AA 超核基态中 $T = 1/2$ 的态和奇 AA 超核基态中 $T = 0$ 的态质量最小, 而 $T = 3/2$ 和 $T = 1$ 的态则分别比它们要高, 这种情形从下面给出的轻 A 超核质量与同位旋的关系可以大致看出.

其中 * 表解释轻核超核 isot 是全同粒核核心的位旋改变 (6) $A \geq 5$ 的偶 A 双 A 和 $T = 3$ 种支持. 绍.

(7) 去讨论^[22] (8) 系统的讨

用重等重子系统理论加以到重子系统而间接地

(2S + 1, ³ N)	奇-A	质量(MeV)	T	偶-A	质量(MeV)	T
(5.15)	${}^3_1\text{H}$	2991.078	0	${}^3_1\text{H}^*_1\text{He}$	3922.484	1/2
(3.15)	${}^3_1\text{H}$	4839.869	0	${}^3_1\text{He}^*_1\text{Li}$	5779.211	1/2
(1.6)						
(5.15)	${}^7_4\text{He}^*_1\text{Li}^*_1\text{Be}$	6715.761	1	${}^8_4\text{He}^*_1\text{Li}^*_1\text{Be}^*_1\text{B}$	7654.02	3/2
(3.15)						
(3.6)	${}^7_4\text{Li}$	6711.564	0	${}^8_4\text{Li}^*_1\text{Be}$	7642.666	1/2
(3.3)						
(1.15)	${}^9_4\text{Li}^*_1\text{Be}^*_1\text{B}$	8578.477	1	${}^{10}_4\text{Li}^*_1\text{Be}^*_1\text{B}^*_1\text{C}$		3/2
(1.3)		8580.08				
(2.6)	${}^9_4\text{Be}$	8563.781	0	${}^{10}_4\text{Be}^*_1\text{B}$	9499.095	1/2
(3.15)					9500.062	
(3.3)	${}^{11}_4\text{Be}^*_1\text{B}^*_1\text{C}$		1	${}^{12}_4\text{Be}^*_1\text{B}^*_1\text{C}^*_1\text{N}$		3/2
(1.15)						
(1.6)	${}^{11}_4\text{B}$	10429.853	0	${}^{12}_4\text{B}^*_1\text{C}$	11356.841	1/2
(5.3)					11358.922	
(3.15)	${}^{13}_4\text{B}^*_1\text{C}^*_1\text{N}$		1	${}^{14}_4\text{B}^*_1\text{C}^*_1\text{N}^*_1\text{O}$		3/2
(3.6)						
(3.3)	${}^{13}_4\text{C}$	12279.313	0	${}^{14}_4\text{C}^*_1\text{N}$	13212.990	1/2
(1.15)						
(1.3)	${}^{15}_4\text{C}^*_1\text{N}^*_1\text{O}$		1	${}^{16}_4\text{C}^*_1\text{N}^*_1\text{O}^*_1\text{F}$		3/2
(3.3)						
(1.6)	${}^{15}_4\text{N}$	14142.299	0	${}^{16}_4\text{N}^*_1\text{O}$		1/2

其中 * 表示激发态, 虚线代表可能存在的同质异位 Λ 超核态. Wigner 超多重态理论可以解释轻核 isobar 基态质量变化规律^[18], 类似地可用重子系统么正对称理论对轻核与轻 Λ 超核 isobar 基态质量的变化予以说明. 如果单独分析 Λ 超核, 可以认为 Λ 粒子和核子不是全同粒子, 则 Λ 粒子可以处于核的任意单粒子态, 对于 Λ 超核基态 Λ 粒子必处于做为超核核心的原子核的 $1s$ 轨道上. 实验表明这种组态并没有改变原子核的规律性, 只是使同位旋改变, 故有上述特点.

(6) 轻双 Λ 超核. 实验只发现了两个双 Λ 超核 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ ^[20] 和 ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ ^[21], 理论研究^[2]表明 $A \geq 5$ 的双 Λ 超核存在. 类似上面, 双 Λ 超核 isobar 基态质量与同位旋的关系可能是. 偶 A 双 Λ 超核基态中 $T = 0$ 的态和奇 A 双 Λ 超核基态中 $T = 1/2$ 的态质量最小, $T = 1$ 和 $T = 3/2$ 的态将分别比它们高. 偶 A 双 Λ 超核 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ 和 ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 的发现是对这种分析的一种支持. 形式上, 对于多 Λ 超核也可以类似的得出相似的分析, 由于没有实验故不再介绍.

(7) 重子系统激发谱. 这个问题较复杂, 通常在群论分析的基础上, 用各种近似办法去讨论^[1,3,7].

(8) 本文的讨论可以推广到用 $SU(3)$ 八重态 $P, n, \Lambda, \Sigma^{\pm, 0}, \Xi^{0, -}$ 等重子组成的重子系统的讨论上. 届时必须讨论著如 $8 \otimes 8: 64$ 的分解^[10], 并要考虑 Λ 与 Σ^0 的混合等问题.

四、小 结

用重子系统么正对称理论对轻重子系统能谱的初步分析, 以及对 $B\bar{B}, BB, 3B$ 和 $4B$ 等重子系统的分析^[10,12,15,16]表明, 由 P, n, Λ 作为 $SU(6)$ 群的基础粒子, 将重子么正对称理论加以推广用来描述由它们组成的重子系统是可行的. 这实际是把坂田 $SU(3)$ 概念用到重子系统这种复合体系上, 由于把 GMD 质量公式^[11] 推广为重子系统的质量公式, 从而间接地包括了夸克模型的结果, 而当冻结 Λ 粒子自由度时, 重子系统么正对称理论与

(2S + 1, ³N)

- (5.5)
- (3.3)
- (1.1)
- (5.3)
- (3.5)
- (3.3)
- (3.1)
- (1.3)
- (5.1)
- (3.3)
- (1.5)
- (1.1)
- (3.3)
- (3.1)
- (1.3)
- (1.1)

).

部分是全对
反映在内部
系统则应
见. 这就
缚态的,

基态中同位
和 $T = 3/2$
验观察到的
态中 $T = 1/2$
分别比它

Wigner 超多重态理论完全一致。

参 考 文 献

- [1] B. Povh, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **28**(1978), 1.
 [2] R. H. Dalitz and G. Rajasekaran, *Nucl. Phys.*, **50**(1964), 450; Y. C. Tang and R. C. Herdon, *Phys. Rev.*, **138**(1965), B637.
 [3] R. H. Dalitz, *Nucl. Phys.*, **A354**(1981), 101c.
 [4] D. H. Wilkinson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **3**(1959), 397; A. S. Mondal et al., *Nuovo Cimento*, **54A**(1979), 333; C. D. Dover, A-BNL-26961 (1979).
 [5] M. Gell-Mann and Y. Neeman, *The Eight Fold Way* (W. A. Benjamin, New York 1964).
 [6] H. J. Lipkin, *Phys. Rev. Lett.*, **14**(1965), 18; H. J. Lipkin, *Lie Groups for Pedestrians* (North-Holland Publishing company Amsterdam 1965) p. 103; C. Itzykson & M. Nauenberg, *Rev. Mod. Phys.*, **38**(1966), 95.
 [7] A. Gal, BNL-25059 (1978).
 [8] R. J. Oakes, *Phys. Rev.*, **111**(1963), 2239.
 [9] H. Hogaasen & P. Sorba, Ref TH. 2586-CERN.
 [10] 陈晓天、张禹顺、李扬国、阮图南, *Scientia Sinica*, **23**(1980), 823.
 [11] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.*, **125**(1962), 1067; S. Okubo, *Progr. Theoret. Phys.*, **27**(1962), 949.
 [12] 张禹顺, 王淮淮, 李扬国, 陈晓天, 阮图南, 高能物理与核物理, **5**(1981), 149.
 [13] F. Gürsey & L. A. Radicati, *Phys. Rev. Lett.*, **13**(1964), 173.
 [14] B. Sakita, *Phys. Rev.*, **136**(1964), B1756.
 [15] 王淮淮, 张禹顺, 王如琳, 科学通报, **26**(1981), 1105.
 [16] 王淮淮, 张禹顺, 李扬国, 陈晓天, 阮图南, 高能物理与核物理, **5**(1981), 441.
 [17] J. Pniewski, Hypernuclei, in *Methods in Subnuclear Physics* Ed. M. Nikolić (Gordon & Breach, Science Publishers Ltd. 1977) Vol. V. Part. I. p. 457.
 [18] E. P. Wigner, *Phys. Rev.*, **51**(1937), 106.
 [19] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.*, **A320**(1979), 1.
 [20] D. J. Prowse, *Phys. Rev. Lett.*, **17**(1966), 782.
 [21] M. Danysz et al., *Nucl. Phys.*, **49**(1963), 121.

UNITARY THEORY OF BARYON-SYSTEM

WANG WEI-WEI

(Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica)

ZHANG YU-SHUN LI YANG-GUO

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

RUAN TU-NAN

(China University of Science and Technology)

ABSTRACT

In this paper, how to extend the baryon unitary theory to the baryon system is systematically introduced. Using baryon-system $SU(6)$ theory, the spectroscopy of light nuclei and light Λ hypernuclei is discussed. When the Λ degree of freedom is frozen, this theory is in agreement with Wigner's supermultiplet theory.

的能
的页

核子-
认为¹⁾ N
介子外可
相互作用。
原子核的
于用 N-N
N-N 相互
跃的研究
为简单

1) 本工作
简讯中
方法我
本文: