第 15 卷 第 1 期 高能物理与核物理 Vol. 15, No. 1
1991 年 1 月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Jan., 1991

$SU_3 \supset U_1 \oplus U_1$ 的矢量相干态表示

潘 峰
(辽宁师范大学物理系；大连 116022)

摘 要

本文讨论了 SU_3 的矢量相干态表示. 利用 K 矩阵技术得到了 $SU_3 \supset U_1 \oplus U_1$ 的正交基矢，从而确定了权的多重度.

一、引 言

近来，由 Deenen, Quesne, Rowe 等人发展的矢量相干态 (VCS) 理论及 K 矩阵技术[1—4]在应用于群表示论中取得了很大的成功. K 矩阵技术在决定相干态内积时是十分重要的[2]. 也正是 K 矩阵使所谓的 Dyson 表示[5]映射为 Holstein-Primakoff 表示[6]，从而人们可以方便地计算给定李代数阶梯表示的矩阵元.

VCS 理论可应用于群链 $G \supset H$，当对应的李代数 g^c 分解为子代数 h^c 时具有 3-grading，即

$$g^c = n_- + h^c + n_+, \tag{1.1}$$

其中 $n_\pm$ 分别为产生、湮灭类算符构成的幂零李代数，h^c 必须包含 g^c 的 Cartan 子代数. 于是根据幂零李代数的性质，可把代数链分为两大类. 一类是 $n_\pm$ 分别为阿贝尔代数；另一类是 $n_\pm$ 分别为非阿贝尔代数. 第一类有代表性的代数链有 $U_{p+q} \supset U_p \oplus U_q$, $SO_{2n} \supset U_n$[7], $SP(n, R) \supset U_n$[8], 及 $SO_{n+2} \supset SO_n \oplus SO_2$[9], 等等；第二类有代表性的代数链有

$$SO_{2n+1} \supset (SU_2)^n,\quad g_2 \supset SO_4\text{[10]},\quad SO_{2n+1} \supset SO_{2n} \supset U_n\text{[4]},\quad g_2 \supset SU_3\text{[11]},$$

等等.

本文将着重讨论 SU_3 代数的 VCS 表示. SU_3 有如下三种分解，即

$$SU_3 \supset SU_2 \oplus U_1 \supset U_1 \oplus U_1, \tag{1.2a}$$

$$\supset SO_3 \supset SO_2, \tag{1.2b}$$

$$\supset U_1 \oplus U_1, \tag{1.2c}$$

其中 (1.2a) 已由 Hecht 等人详细研究过[12]. 对于 (1.2b)，正如已指出的，由于 SO_3 不包含 SU_3 的 Cartan 子代数，所以 VCS 理论不能直接应用. 但 Rowe 等利用 $sp(2, R) \supset U_2$ 与 $SU_3 \supset SO_3$ 群链间的关系，间接讨论了 $SU_3 \supset SO_3$ 的 VCS 表示[14].

本文将着重讨论(1.2c)，该代数链即为标准 Cartan 分解，此时 $U_1 \oplus U_1$ 即为 SU_3 的

本文 1989 年 10 月 30 日收到.

Cartan 子代数．这条代数链的 VCS 表示是三条之中最复杂的．首先，$SU_3 \downarrow U_1 \oplus U_1$ 不是简单可约的，其次所有的产生、湮灭类算符构成的均为非阿贝尔代数．除最简单的代数链 $U_2 \supset U_1 \oplus U_1 \sim SO_3 \supset SO_2$ 外，其余代数的标准 Cartan 分解均具有这种性质．

二、VCS 理论及 K 矩阵方法

首先我们定义最高权态矢量 $|\sigma\alpha\rangle$，满足

$$A_i|\sigma\alpha\rangle = 0, \quad \forall A_i \in n_+. \tag{2.1}$$

于是不可约表示 σ 中的任一态 $|\Psi\rangle$ 的 VCS 表示定义为

$$\Psi(z) = \langle z|\Psi\rangle = \sum_\alpha |\sigma\alpha\rangle \Psi_\alpha(z), \tag{2.2}$$

其中 $\Psi_\alpha(z)$ 为 z 的解析函数，

$$\Psi_\alpha(z) = \langle \sigma z|e^z|\Psi\rangle, \tag{2.3a}$$

这里

$$Z = z_i A_i. \tag{2.3b}$$

z_i 可看作是商空间 G/H 中的坐标变量，并且按 H 的不可约张量性质变换．

李代数 g^c 的任一元素 X 的 VCS 表示定义为

$$[\Gamma(X)\Psi](z) = \langle z|X|\Psi\rangle = \sum_\alpha |\sigma\alpha\rangle\langle\sigma\alpha|e^z X|\Psi\rangle, \tag{2.4}$$

如由(2.4)式，我们有

$$\Gamma(A_i) = \partial_i - \frac{1}{2} z_j c_{ji}^k \partial_k + \cdots, \tag{2.5}$$

其中 c_{ji}^k 是出现在对易关系

$$[A_i,\ A_j] = c_{ij}^k A_k \tag{2.6}$$

中的李代数结构常数．

$$\Gamma(C_i) = C_i^{in} + C_i^{col}, \quad \forall C_i \in h^c, \tag{2.7}$$

其中 C_i^{in} 张成 h^c 的一内禀代数，它们仅作用在最高权态上，而 C_i^{col} 构成了仅依赖变量 z 的部分．

其次，我们定义算符 K，K 使非幺正的广义 Dyson 表示 Γ 变换为广义的 Holstein-Primakoff 表示 γ，后者是幺正的，

$$K^{-1}\Gamma(X)K = \gamma(X). \tag{2.8}$$

若我们选择 K 算符为厄密的，即

$$K^2 = KK^\dagger = K^\dagger K, \quad K^\dagger = K, \tag{2.9}$$

容易证明

$$K^2\Gamma^\dagger(X) = \Gamma(X^\dagger)K^2. \tag{2.10}$$

一般地 $\Gamma^\dagger(X) \neq \Gamma(X^\dagger)$，且 $\Gamma(C_i) = \gamma(C_i)$，即

$$[K,\ \Gamma(C_i)] = 0, \quad \forall C_i \in h^c. \tag{2.11}$$

对于代数链

$$g^c \supset I^c \supset h^c,$$
$$\langle\sigma\rangle\; i\; [\lambda]\; j\; \{\mu\}$$

其中 $\langle\sigma\rangle$, $[\lambda]$, $\{\mu\}$ 分别标记 g^c, I^c, h^c 的不可约表示，i, j 分别为在约化 $g^c\downarrow I^c$, $I^c\downarrow h^c$ 中所需引入的多重性指标. 根据文献[4]，对于 I^c 的最高权态 $\{\mu=\lambda\}$, VCS 波函数 $|\phi(i[\lambda]\{\lambda\}\nu)\rangle$ 与 Bargmann 正交基矢 $|i'[\lambda]\{\lambda\}\nu\rangle$ 之间的变换关系为:

$$|\phi(i[\lambda]\{\lambda\}\nu)\rangle=\sum_{i'}|i'[\lambda]\{\lambda\}\nu\rangle\mathscr{K}(\{\lambda\})_{i'i}, \tag{2.12}$$

其中 $\mathscr{K}(\{\lambda\})_{i'i}$ 为算符K的子矩阵元,其定义为:

$$\langle i'[\lambda']j'\{\mu'\}\nu'|K|i[\lambda]\{\lambda\}\nu\rangle=\delta_{\lambda'\lambda}\delta_{\mu'\lambda}\delta_{\nu'\nu}\mathscr{K}(\{\lambda\})_{i'i}. \tag{2.13}$$

文献[4]指出,虽然这时一般不能选取K为厄密算符,但把K的子矩阵 $\mathscr{K}(\{\lambda\})$，选为厄密矩阵总是可能的.

另一方面,现在我们讨论的代数链中不包含中间环节,即

$$g^c\supset h^c.$$
$$\langle\sigma\rangle\; i\; \{\lambda\}$$

此时 VCS 波函数 $|\phi(i\{\lambda\}\nu)\rangle$ 与 Bargmann 基矢 $|i\{\lambda\}\nu\rangle$之间的变换关系为:

$$|\phi(i\{\lambda\}\nu)\rangle=\sum_{i'}|i'\{\lambda\}\nu\rangle K_{i'i}(\{\lambda\}). \tag{2.14}$$

根据文献[4]的结论,并比较(2.12)与(2.14),可知我们仍能选取 $K(\{\lambda\})$ 为厄密矩阵. 显然(2.14)可看作(2.12)的一种特例,此时 $K(\{\lambda\})$ 即为K算符在代数链 $g^c\supset h^c$ 下的矩阵表示,即

$$\langle i'\{\lambda\}\nu'|K|i\{\lambda\}\nu\rangle=\delta_{\nu\nu'}K(\{\lambda\})_{i'i}. \tag{2.15}$$

于是我们得到如下引理.

引理: 当代数链 $g^c\supset h^c$ 中不包含中间环节时,我们总能选取K为厄密算符.

三、$SU_3\supset U_1\oplus U_1$ 的 VCS 表示

我们把 SU_3 的元素写为:

$$A_1=Q_++L_+,\; A_2=Q_+-L_+,\; A_3=Q_2,$$
$$B_1=-(Q_-+L_-),\; B_2=-(Q_--L_-),\; B_3=Q_{-2},$$
$$h^c=\{L_0,\; Q_0'=\sqrt{3}Q_0\}, \tag{3.1}$$

其中 $Q_\mu(\mu=0,\pm1,\pm2)$ 及 $L_\nu(\nu=0,\pm1)$ 的含义与文献[13]一致. 其对易关系为:

$$[A_1,A_2]=-\sqrt{2}A_3,\; [A_1,A_3]=[A_2,A_3]=0, \tag{3.2a}$$

$$[A_1,B_1]=2(L_0+Q_0'),\; [A_2,B_2]=2(L_0-Q_0'),\; [A_3,B_3]=2L_0,$$
$$[A_2,B_1]=0,\; [A_3,B_2]=-\sqrt{2}A_1,\; [A_3,B_1]=\sqrt{2}A_2,$$
$$[A_1,B_3]=\sqrt{2}B_2,\; [A_2,B_3]=-\sqrt{2}B_1, \tag{3.2b}$$

$$[L_0,A_3]=2A_3,\; [L_0,A_2]=A_2,\; [L_0,A_1]=A_1,$$
$$[Q_0',A_1]=3A_1,\; [Q_0',A_2]=3A_2,\; [Q_0',A_3]=0. \tag{3.2c}$$

算符 $A_i(i=1,2,3)$ 满足

$$A_i\left|\begin{matrix}(\lambda\mu)\\ M=\lambda+\mu;\quad Q_0'=\lambda-\mu\end{matrix}\right\rangle=0. \tag{3.3}$$

可以导出

$$\begin{pmatrix}\partial_1\\ \partial_2\\ \partial_3\end{pmatrix}e^{z\cdot A}=\begin{pmatrix}A_1+\sqrt{2}\,z_2A_3\\ A_2-\sqrt{2}\,z_1A_3\\ A_3\end{pmatrix}e^{z\cdot A}, \tag{3.4}$$

其中 $z\cdot A=z_1A_1+z_2A_2+z_3A_3$.

于是，$SU_3\supset U_1\oplus U_1$ 的 VCS 表示为

$$\begin{aligned}
\Gamma(A_1)&=\partial_1+\sqrt{2}\,z_2\partial_3,\\
\Gamma(A_2)&=\partial_2-\sqrt{2}\,z_1\partial_3,\\
\Gamma(A_3)&=\partial_3,\\
\Gamma(B_1)&=2z_1(L_0^{\rm in}+Q_0'^{\rm in})+\sqrt{2}\,z_3\partial_2-2z_1(2z_1\partial_1-z_2\partial_2+z_3\partial_3)\\
&\quad+2\sqrt{2}\,z_1^2z_2\partial_3,\\
\Gamma(B_2)&=2z_2(L_0^{\rm in}-Q_0'^{\rm in})-\sqrt{2}\,z_3\partial_1+2z_2(z_1\partial_1-2z_2\partial_2-z_3\partial_3)\\
&\quad-2\sqrt{2}\,z_1z_2^2\partial_3,\\
\Gamma(B_3)&=2z_3L_0^{\rm in}-2\sqrt{2}\,z_1z_2Q_0'^{\rm in}-2z_3(z\cdot\partial)+2\sqrt{2}\,z_1z_2(z_1\partial_1\\
&\quad-z_2\partial_2)-4z_1^2z_2^2\partial_3,\\
\Gamma(L_0)&=L_0^{\rm in}-z\cdot\partial-z_3\partial_3,\\
\Gamma(Q_0')&=Q_0'^{\rm in}-3(z_1\partial_1-z_2\partial_2),
\end{aligned} \tag{3.5}$$

其中

$$\begin{aligned}
&Q_0'^{\rm in}=\lambda-\mu,\quad L_0^{\rm in}=\lambda+\mu,\\
&z\cdot\partial=z_1\partial_1+z_2\partial_2+z_3\partial_3.
\end{aligned} \tag{3.6}$$

其正交的 Bargmann 基矢可写为

$$\begin{aligned}
&\left|\begin{matrix}(\lambda\mu)\\ \lambda+\mu-p,\ \lambda-\mu-q\end{matrix};\ r\right\rangle\\
&=\frac{z_1^{p/2+q/6-r}z_2^{p/2-q/6-r}z_3^r}{[(p/2+q/6-r)!\,(p/2-q/6-r)!\,r!]^{1/2}}\left|\begin{matrix}(\lambda\mu)\\ \lambda+\mu,\lambda-\mu\end{matrix}\right\rangle,
\end{aligned} \tag{3.7}$$

其中

$$p=0,\ 1,\ 2,\ \cdots,\ 2\lambda+2\mu, \tag{3.8a}$$

对固定的 p，q 可取

$$q=\pm 3p,\ \pm 3(p-2),\ \cdots,\ \begin{cases}0, & \text{当 } p \text{ 为偶数时},\\ \pm 3, & \text{当 } p \text{ 为奇数时},\end{cases} \tag{3.8b}$$

当 p，q 固定时，

$$r=0,\ 1,\ 2,\ \cdots,\ p/2-|q|/6. \tag{3.8c}$$

这里 r 就是区别有相同 p，q 态的多重性指标.

利用(2.10)及(3.5)式，我们有

$$K^2T^{\dagger}(A_i)=\Gamma(B_i)K^2, \tag{3.9}$$

于是 K^2 矩阵元的递推关系完全由(3.9)式决定．显然 $K^2_{00}(0,\ 0)=1$．直接计算 (3.9) 式的矩阵元，容易得到

$$\begin{aligned}
&(4\lambda-p-q)\left(\frac{1}{2}p+q/6-r'+1\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'r}(pq)\\
&\quad=\left(\frac{1}{2}p+q/6-r+1\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'r}(p+1\ q+3)\\
&\qquad+\left(2(r+1)\left(\frac{1}{2}p-q/6-r\right)\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'r+1}(p+1\ q+3),\\
&\left(2(r'+1)\left(\frac{1}{2}p-q/6-r'+1\right)\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'r}(pq)\\
&\quad=\left(\frac{1}{2}p+q/6-r+1\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'+1r}(p+1q+3)\\
&\qquad+\left(2(r+1)\left(\frac{1}{2}p-q/6-r\right)\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'+1r+1}(p+1q+3),\\
&2\left(2r'\left(\frac{1}{2}p+q/6-r'+2\right)\left(\frac{1}{2}p+q/6-r'+1\right)\right.\\
&\qquad\left.\times\left(\frac{1}{2}p-q/6-r'+1\right)\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'r}(pq)\\
&\quad=\left(\frac{1}{2}p+q/6-r+1\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'-1r}(p+1q+3)\\
&\qquad+\left(2(r+1)\left(\frac{1}{2}p-q/6-r\right)\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'-1r+1}(p+1q+3),\\
&(4\mu-p+q)\left(\frac{1}{2}p-q/6-r'+1\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'r}(pq)\\
&\quad=\left(\frac{1}{2}p-q/6-r+1\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'r}(p+1q-3)\\
&\qquad-\left(2(r+1)\left(\frac{1}{2}p+q/6-r\right)\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'r+1}(p+1q-3),\\
&\left(2(r'+1)\left(\frac{1}{2}p+q/6-r'\right)\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'r}(pq)\\
&\quad=\left(2(r+1)\left(\frac{1}{2}p+q/6-r\right)\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'+1r+1}(p+1q-3)\\
&\qquad-\left(\frac{1}{2}p-q/6-r+1\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'+1r}(p+1q-3),\\
&2\left(2r'\left(\frac{1}{2}p+q/6-r'+2\right)\left(\frac{1}{2}p+q/6-r'+1\right)\right.\\
&\qquad\left.\times\left(\frac{1}{2}p-q/6-r'+1\right)\right)^{\frac{1}{2}}K^2_{r'r}(pq)
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
&= \left(2(r+1)\left(\frac{1}{2}p + q/6 - r\right)\right)^{\frac{1}{2}} K^{2}_{r'-1r+1}(p+1q-3) \\
&\quad - \left(\frac{1}{2}p - q/6 - r + 1\right)^{\frac{1}{2}} K^{2}_{r'-1r}(p+1q-3),
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
(r+1)^{\frac{1}{2}} K^{2}_{r'-1r+1}(p+2q) &= -4\left(\left(\frac{1}{2}p + q/6 - r' + 2\right)\left(\frac{1}{2}p - q/6 - r' + 2\right)\right. \\
&\quad \times \left.\left(\frac{1}{2}p + q/6 - r' + 1\right)\left(\frac{1}{2}p - q/6 - r' + 1\right)\right)^{\frac{1}{2}} K^{2}_{r'r}(pq),
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
(r+1)^{\frac{1}{2}} K^{2}_{r'r+1}(p+2q) &= (2\mu - 2\lambda + 2q/3)\left(2\left(\frac{1}{2}p + q/6 - r' + 1\right)\right. \\
&\quad \times \left.\left(\frac{1}{2}p - q/6 - r' + 1\right)\right)^{\frac{1}{2}} K^{2}_{r'r}(pq),
\end{aligned}
$$

$$
K^{2}_{r'+1r+1}(p+2q) = (2\lambda + 2\mu - 2p + 4r')\left(\frac{r'+1}{r+1}\right)^{\frac{1}{2}} K^{2}_{r'r}(pq). \tag{3.10}
$$

利用(3.10)式容易求得

$$
K^{2}_{00}(1,3) = 4\lambda, \quad K^{2}_{00}(1,-3) = 4\mu
$$

$$
K^{2}_{00}(2,6) = \frac{16}{\sqrt{2}}\lambda(\lambda-1), \quad K^{2}_{00}(2,-6) = \frac{16}{\sqrt{2}}\mu(\mu-1),
$$

$$
K^{2}(20) = \begin{pmatrix} 16\lambda\mu + 6\lambda + 2\mu & -2(\lambda-\mu) \\ -2(\lambda-\mu) & 2(\lambda+\mu) \end{pmatrix}, \tag{3.11}
$$

$\cdots$

只要 K^2 矩阵元不为零,必然有与之对应的权出现. 例如由 (3.11) 式, 一般地权 $(\lambda+\mu-1, \lambda-\mu\pm 3)$ 及 $(\lambda+\mu-2, \lambda-\mu\pm 6)$ 各出现一次, 而权 $(\lambda+\mu-2, \lambda-\mu)$ 出现两次; 当 $\mu=0$ 时, 权 $(\lambda+\mu-1, \lambda+\mu+3)$ 及 $(\lambda+\mu-2, \lambda-\mu+6)$ 不出现;当 $\mu=1$ 时,权 $(\lambda+\mu-2, \lambda-\mu+6)$ 不出现; 等等. 从而 K^2 矩阵元唯一地决定了权的多重度.

利用(2.8)式,我们有

$$
K^{-1}\gamma(B_i)K = \Gamma^{\dagger}(A_i). \tag{3.12}
$$

令

$$
\Delta_i = K^{-1}\gamma(B_i)K. \tag{3.13}
$$

由(3.5)式我们得到:

$$
\Delta_1 = z_1 + \sqrt{2}\,\Delta_3\partial_2, \quad \Delta_2 = z_2 - \sqrt{2}\,\Delta_3\partial_1, \quad \Delta_3 = \partial_3. \tag{3.14}
$$

显然

$$
[\partial_2, \Delta_1] = [\partial_2, \Delta_3] = 0. \tag{3.15}
$$

于是对应于 Bargmann 正交基矢(3.7)的一般态矢为

$$
\begin{aligned}
&\left| \begin{matrix} (\lambda\mu) \\ \lambda+\mu-p,\ \lambda-\mu-q;\ r \end{matrix} \right\rangle = \left(\frac{\alpha!}{\beta!\,r!}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_{k} \binom{\beta}{k} \frac{(-)^{k} 2^{k/2}}{(\alpha-k)!} \Delta_1^{\beta-} \Delta_3^{r+k} \\
&\quad \times \Delta_2^{\alpha-k} \left| \begin{matrix} (\lambda\mu) \\ \lambda+\mu,\ \lambda-\mu \end{matrix} \right\rangle = \sum_{r'} K^{-1}_{r'r}(pq)\left(\frac{\alpha'!}{\beta'!\,r'!}\right)^{\frac{1}{2}}
\end{aligned}
$$

$$\times \sum_k \binom{\beta'}{k} \frac{(-)^k 2^{k/2}}{(\alpha'-k)!} B_1^{\beta'-k} B_2^{\alpha'-k} B_3^{\gamma'+k} \left| \begin{matrix} (\lambda\mu) \\ \lambda+\mu,\ \lambda-\mu \end{matrix} \right\rangle. \tag{3.16}$$

其中

$$\begin{aligned} \alpha &= p/2 - q/6 - r,\ \beta = p/2 + q/6 - r, \\ \alpha' &= p/2 - q/6 - r',\ \beta' = p/2 + q/6 - r'. \end{aligned} \tag{3.17}$$

四、结　论

本文进一步把K矩阵技术推广到李代数为标准 Cartan 分解的情形中去，从而完善了K矩阵理论。利用这一方法，我们求得了 $SU_3 \supset U_1 \oplus U_1$ 的 VCS 表示，给出了所有 K^2 矩阵元的递推公式并导出了用 SU_3 生成元的多项式表达的 $SU_3 \supset U_1 \oplus U_1$ 正交基矢。特别地，利用 K^2 矩阵元不为零的条件完全确定了权的多重度。这一方法显然可推广到其它李代数及其约化问题中去。

参考文献

[1] J. Deenen, and C. Quesne, *J. Math. Phys.*, **25**(1984), 1838, 2354; **26**(1985), 2705; C. Quesne, ibid., **27** (1986), 428; 869.

[2] D. J. Rowe, *J. Math. Phys.*, **25**(1984), 2662.

[3] D. J. Rowe, G. Rosensteel, and R. Gilmore, *J. Math. Phys.*, **26**(1985), 2787.

[4] D. J. Rowe, R. Le Blanc, and K. T. Hecht, *J. Math. Phys.*, **29**(1988), 287.

[5] Dyson, F., *Phys. Rev.*, **102**(1956), 1217.

[6] Holstein, T. and Primakoff, H., *Phys. Rev.*, **58**(1940), 1098.

[7] D. J. Rowe, and J. Carvalho, *Phys. Lett.*, **175B**(1986), 243.

[8] O. Castanos, E. Chacon, and M. Moshinsky, *J. Math. Phys.*, **25**(1984), 1211.

[9] K. T. Hecht, *Nucl. Phys.*, **A475**(1987), 276.

[10] R. Le Blanc, and D. J. Rowe, *J. Math. Phys.*, **29**(1988), 758.

[11] R. Le Blanc, and D. J. Rowe, *J. Math. Phys.*, **29**(1988), 767.

[12] K. T. Hecht, R. Le Blanc, and D. J. Rowe, *J. Phys. A: Math. Gen.*, **20**(1987), 2241.

[13] A. Partensky, and C. Quesne, *J. Math. Phys.*, **20**(1979), 2014.

[14] R. Le Blanc, and D. J. Rowe, *J. Phys. A: Math. Gen.*, **18**(1985), 1891; 1905.

Vector Coherent State Representations of SU_3 in $U_1 \oplus U_1$ Basis

PAN FENG

(Department of Physics, Liaoning Normal University, Dalian 116022)

ABSTRACT

In this paper, Vector Coherent State (VCS) representations of SU_3 in $U_1 \oplus U_1$ basis are discussed. Orthonormal basis vectors for $SU_3 \supset U_1 \oplus U_1$ are derived and the multiplicity of a weight for $SU_3 \supset U_1 \oplus U_1$ is determined by using K-matrix technique.