第23卷 第6期 物 理 学 报 Vol. 23, No. 6
1974年11月 ACTA PHYSICA SINICA Nov., 1974

复合场场论和矢量为主(VMD)、赝矢流近似守恒(PCAC)、场流关系以及流代数的一些问题*

何祚庥　　黄　涛
(中国科学院原子能研究所)

提　　要

本文应用复合场场论导出矢量为主、赝矢流近似守恒和一系列新的场流关系，以及场流组合的代数．表明能为这些不同领域的理论提供统一的理论基础．

我们在前两篇论文中讨论了复合场场论的理论基础[1]，表明复合场场论既能概括 Bethe-Salpeter 方程的理论，又能得到通常的定域场论．这就解释了现代基本粒子理论为什么一方面可以由具有各种对称性质的复合场来描述，另一方面又能存在已有较精密实验验证的色散关系[2]．这里，进一步应用复合场场论来导出矢量为主、赝矢流部分近似守恒，场流关系以及一系列场流组合的代数等，表明复合场场论还能进一步统一地解释这些不同领域的理论，并能得到若干新结果．现在依次地讨论这些问题．

一、关于矢量为主

矢量为主的理论已在高能光子的实验中得到较多的验证．除了深度非弹性碰撞的区域以外，高能光子几乎已能等价地看做是高能的矢量介子．矢量为主的基本假定是：强子的电磁相互作用流算符可以近似地写成[3]

$$j_\mu(x) = -\left[\frac{m_\rho^2}{2\gamma_\rho}\rho_\mu^0(x) + \frac{m_\omega^2}{2\gamma_\omega}\omega_\mu^0(x) + \frac{m_\phi^2}{2\gamma_\phi}\phi_\mu^0(x)\right]. \tag{1.1}$$

因此，一切光子和强子相互作用过程在略去光子和矢量介子质量差别的情况下，和矢量介子的强相互作用过程只相差一个常数．式(1.1)开始是从经验上得到的．后来，Kroll、李政道、Zumino 等人进一步从定域拉氏函数的场论进行了论证[4]．这里企图从复合场场论来导出式(1.1)．

假定强子可以用某种基本场的复合场来描述．再假定强子的电磁相互作用只通过基本场发生相互作用．这样，强子的电磁相互作用可写成

$$i_\mu(x) j_\mu(x) A_\mu(x) = -ie\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)A_\mu(x). \tag{1.2}$$

* 1973年4月26日收到．

如果基本场 $\psi(x)$ 满足正则对易关系：

$$\{\psi_\rho(x),\ \psi_\sigma^*(x')\}_{t=t'} = \delta_{\rho\sigma}\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}'),$$

那么，(1.2) 式可以改写为

$$\begin{aligned} j_\mu(x)A_\mu(x) &= ieA_\mu(x)\,\mathrm{Sp}\,(\gamma_\mu\psi(x)\bar\psi(x)) + \mathrm{Sp}\,(\gamma_4\gamma_\mu)\delta(0)A_\mu(x) \\ &= ieA_\mu(x)\,\mathrm{Sp}\,(\gamma_\mu\psi(x)\bar\psi(x)) + 4\delta(0)A_4(x). \end{aligned}$$

最后一项相应于只对第四个分量有贡献，对于实光子没有贡献，对于纵光子却有一个无穷大的移动，不起本质作用．在略去这一项后，可将式(1.2)等效地记为

$$j_\mu(x)A_\mu(x) = ieA_\mu(x)\,\mathrm{Sp}\,(\gamma_\mu\psi(x)\bar\psi(x)). \tag{1.3}$$

在前面两篇文章[1]中，已定义了渐近条件和渐近场．对于稳定的束缚态 b 来说，其渐近场是：

$$B^{\mathrm{b}}_{\substack{\mathrm{in}\\ \mathrm{out}}}(X,\ x) = \sum_{\zeta,\ \mathbf{P}_b}\left[\frac{e^{iP_bX}}{(2\pi)^{3/2}}\phi_b^\zeta(x,\ P_b)a^{\mathrm{b}\zeta}_{\substack{\mathrm{in}\\ \mathrm{out}}}(\mathbf{P}_b) + \frac{e^{-iP_bX}}{(2\pi)^{3/2}}\bar\phi_b^\zeta(x,\ P_b)b^{\mathrm{b}\zeta*}_{\substack{\mathrm{in}\\ \mathrm{out}}}(\mathbf{P}_b)\right]$$

其中 $P_b^2 = -m_b^2$，ζ 是粒子的自旋指标．对于散射态也有类似的表示式，对于不稳定粒子却没有渐近场．因此，进一步可猜想对复合粒子场量 $B(X,\ x)$ 可能存在下列的展开式：

$$\begin{aligned} B(X,\ x) &= \mathrm{T}(\psi(x_1)\bar\psi(x_2)) - \langle 0|\mathrm{T}(\psi(x_1)\bar\psi(x_2))|0\rangle \\ &= \sum_{i,\zeta,\mathbf{P}_i}\left[\frac{e^{iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}\phi_i^\zeta(x,\ P_i)a_i^\zeta(\mathbf{P}_i,\ T) + \frac{e^{-iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}\bar\phi_i^\zeta(x,\ P_i)b_i^{\zeta*}(\mathbf{P}_i,\ T)\right], \end{aligned} \tag{1.4}$$

式(1.4)中 i 代表稳定的和不稳定的复合粒子以及由基本场组成的散射态，ζ 是相应的自旋指标．对于展开式(1.4)也可以认为 B-S 方程存在某种完备关系，从而可以将复合粒子场量 $B(X,\ x)$ 展开成为(1.4)的形式．但这是一个待研究的问题．如果复合场场量具有如式(1.4)的展开式，就可将这一展开式代入 (1.3) 式内．当 $x_1 = x_2 = x$ 时，就有 $X = x$，而内部坐标趋向于零，其波函数也就趋于 $\phi_i^\zeta(0,\ P_i)$．由于 $\phi_i^\zeta(0,\ P_i)$ 是 x^2, xP_i, P_i^2 的函数，当内部坐标趋于零时，$\phi_i^\zeta(0,\ P_i)$ 和 $\bar\phi_i^\zeta(0,\ P_i)$ 实际上是一个常数．此外，由波函数在空间反射、电荷共轭变换、时空弱反演变换下的性质，可得到矢量介子 1^{--} 的 B-S 波函数的普遍形式是 $\phi_V^\zeta(x,\ P) = \phi_\mu(x,\ P)e_\mu^\zeta$，其中 e_μ^ζ 是极化矢量，

$$\begin{aligned} \phi_\mu(x,P) &= \gamma_\mu g_1 + \frac{i\hat P}{m}\gamma_\mu g_2 + ix_\mu g_3 + x_\mu\hat x g_4 + x_\mu x_\nu\frac{P_\lambda}{m}\sigma_{\nu\lambda}g_5 \\ &\quad + \frac{i}{m}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}x_\nu P_\rho\gamma_\sigma\gamma_5 g_6 + \sigma_{\mu\nu}x_\nu\frac{(Px)}{m}g_7 + x_\mu\frac{\hat P}{m}\frac{(Px)}{m}g_8, \end{aligned} \tag{1.5}$$

而共轭波函数 $\bar\phi_V^\zeta(x,\ P) = \bar\phi_\mu(x,\ P)e_\mu^\zeta$，

$$\begin{aligned} \bar\phi_\mu(x,P) &= \gamma_\mu g_1 - \frac{i\hat P\gamma_\mu}{m}g_2 + ix_\mu g_3 + x_\mu\hat x g_4 - x_\mu x_\nu\frac{P_\lambda}{m}\sigma_{\nu\lambda}g_5 \\ &\quad - \frac{i}{m}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}x_\nu P_\rho\gamma_\sigma\gamma_5 g_6 - \sigma_{\mu\nu}x_\nu\frac{(Px)}{m}g_7 + x_\mu\frac{\hat P}{m}\frac{(Px)}{m}g_8, \end{aligned} \tag{1.6}$$

式 (1.5) 和 (1.6) 中 $g_1\cdots g_8$ 是 x^2, $(xP)^2$, $\epsilon(x_0)\theta(-x^2)(xP)$ 的函数[5]．当我们令式(1.5)和 (1.6) 中的 $x\to 0$ 时，可以看出其中六项都等于零，只留下 g_1 和 g_2 项．注意到式 (1.5) 和 (1.6) 中有关 g_2 的项有符号的差别，因而一般地说并没有相应的 $\phi_\mu(0,P) = \bar\phi_\mu(0,P)$．但如果看到式(1.3)还要和 γ_μ 求迹，那末 g_2 将不作贡献．具体说来，如果将 (1.5) 和 (1.6)

式代入(1.4)式，并代入(1.3)式，就可得到

$$
\begin{aligned}
&j_\mu(x)A_\mu(x)\\
&= ieA_\mu(x)\left[\sum_{\zeta,\mathbf{P}_i} 4g_1(0,\ m_V^2)\left(\frac{e^{iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}a_V^\zeta(\mathbf{P}_i,\ T)+\frac{e^{-iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}b_V^{\zeta*}(\mathbf{P}_i,\ T)\right)e_\mu^\zeta\right.\\
&\qquad \left. + \text{其它和 } \gamma_\mu \text{ 求迹后不等于零的量}\right]\\
&= ieA_\mu(x)[4g_1(0,\ m_V^2)V_\mu(x) + \text{其它和 } \gamma_\mu \text{ 求迹后不等于零的项}], \qquad (1.7)
\end{aligned}
$$

其中 $V_\mu(x)$ 是矢量介子的场量. 式(1.7)已很接近于式(1.1)了，问题是“其它”一项有多大? 如果进一步考虑到: 1)波函数的旋量结构能和 γ_μ 求迹后不等于零的量只有 γ_μ; 2)一切自旋大于 1 的粒子的波函数只能是 γ_μ 和 x_μ 所组合的张量(因为由劳伦茨条件，总有 $P_{\mu_i}f^\zeta_{\mu_1\cdots\mu_n}=0$, 其中 $f^\zeta_{\mu_1\cdots\mu_n}$ 是极化张量); 3)目前实验上还只发现一组 I^{--} 粒子的九重态，即使有其它 I^{--} 粒子的存在，但很可能它们的 $\phi_V(0,\ \mathbf{P})$ 数值较小*; 4)由基本场所组成的散射态将由于，a)可能基本场不存在“人”场，因而就没有散射态，b)在一个大球体中归一化的散射态的 $\phi(0,\ P)$ 将很小，c)即使有许多散射态存在，但由于相应基本场的场量子质量较重，将只贡献一个距离甚远的割线，因而其贡献较小. 总之，从这些分析来看，可以认为这些项在一定条件下，将不起作用或贡献较小，因而就得到

$$j_\mu(x)A_\mu(x) \simeq ie4g_1(0,\ m_V^2)V_\mu(x)A_\mu(x). \qquad (1.8)$$

如果我们认为基本粒子是由满足 SU_3 对称的层子(如满足综合统计的夸克或满足费米统计的三个 SU_3 三重态的模型)所组成，就可以得到式(1.1). 至于式(1.1)中 γ_ρ, γ_ω, γ_ϕ 的大小，将由 ρ^0, ω^0, ϕ^0 粒子波函数的零点值的大小来决定.

二、关于赝矢流的部分近似守恒

关于赝矢流部分近似守恒的猜想，首先是 Gell-Mann 等人提出用来解释 G-T 关系的[6]. 进一步由于“软 π”技巧在现代基本粒子理论中得到广泛应用[7]，因而，赝矢流部分近似守恒就成为比较重要的经验性定律. 关于这一定律的理论基础，曾有不少的人从不同角度进行研究. 如 Olesen 从 SU_3 对称的角度讨论了 $\Delta s=0$ 的部分近似守恒的适用性问题[8]. 现在从复合场场论的角度加以讨论.

关于赝矢流部分近似守恒定律，通常表述为

$$\partial_\mu A_\mu = i\frac{\partial}{\partial x_\mu}\bar{\phi}(x)\gamma_\mu\gamma_5\phi(x) = c'\varphi_\pi, \qquad (2.1)$$

其中 ϕ 是海森堡场量，φ_π 是 π 介子场量，c' 是一常数，由 G-T 关系决定，也就是

$$c' = 2im_\pi^2 M g_A(0)/g_{\pi N}(0), \qquad (2.2)$$

其中 M 是核子质量，$g_A(0)$ 是赝矢耦合常数，$g_{\pi N}(0)$ 是 π-N 耦合常数. 值得讨论的一个问题是，$\phi(x)$ 相应于什么粒子的场量? 在早年 $\phi(x)$ 是作为核子场量来理解的. 这就导

---

* 近来在 e^+e^- 的对撞机中新发现一个 I^{--} 介子 ρ'，其质量约为 1.4GeV. 因而，矢量为主的理论就应进一步把这一粒子也包括在内，如考虑这一因素，就要在式(1.7)和(1.8)中再加一个矢量场. 系统地探讨这一项的贡献是一有兴趣的问题[15].

致一个问题，为什么如式(2.1)形式的定律能够联系多方面的基本粒子间的相互作用？但如果我们把 $\psi(x)$ 理解为基本场并应用复合场场论，就同样可以导出赝矢流的部分近似守恒定律．令

$$\partial_\mu A_\mu = i\frac{\partial}{\partial x_\mu}\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\gamma_5\psi(x) = -i\frac{\partial}{\partial x_\mu}\mathrm{Sp}\,\gamma_\mu\gamma_5\psi(x)\bar{\psi}(x)$$

$$= -i\frac{\partial}{\partial x_\mu}\mathrm{Sp}\,\gamma_\mu\gamma_5\left\{\sum_{i,\zeta,\mathbf{P}_i}\left(\frac{e^{iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}\phi_i^\zeta(0,P_i)a_i^\zeta(\mathbf{P}_i,T)+\frac{e^{-iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}\bar{\phi}_i^\zeta(0,P_i)b_i^{\zeta*}(\mathbf{P}_i,T)\right)\right\}. \tag{2.3}$$

由 B-S 波函数的普遍变换性质[5]，可得 0^{-+} 粒子的波函数的普遍形式是：

$$\phi_P(x,P) = \gamma_5 f_1 + \frac{i\hat{P}\gamma_5}{m}f_2 + i\frac{Px}{m}\hat{x}\gamma_5 f_3 + i\frac{P_\mu x_\nu}{m}\sigma_{\mu\nu}\gamma_5 f_4, \tag{2.4}$$

以及

$$\bar{\phi}_P(x,P) = \gamma_5 f_1 - \frac{i\hat{P}\gamma_5}{m}f_2 - i\frac{Px}{m}\hat{x}\gamma_5 f_3 - i\frac{P_\mu x_\nu}{m}\sigma_{\mu\nu}\gamma_5 f_4, \tag{2.5}$$

其中 f 是 x^2, $(xP)^2$, $\epsilon(x_0)\theta(-x^2)(xP)$, P^2 的函数．由(2.4)，(2.5)式可知，在和 $\gamma_\mu\gamma_5$ 求迹后只有 f_2 项不是零，因而有 $\phi_P(0,P) = -\bar{\phi}_P(0,P)$．但由于式(2.3)中代入(2.4)，(2.5)式并取迹后，将出现因子 P_μ，当将此 P_μ 取出括号时前后二项又将出现一符号的差别，因此有

$$\partial_\mu A_\mu = -\frac{4if_2(0,m^2)}{m}\frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2}\left\{\sum_{\mathbf{P}_i}\left(\frac{e^{iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}a_i(\mathbf{P}_i,T)+\frac{e^{-iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}b_i^*(\mathbf{P}_i,T)\right)\right.$$

$$\left.+\sum_{\mathbf{P}_i}\left(\frac{e^{iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}\dot{a}_i(\mathbf{P}_i,T)+\frac{e^{-iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}\dot{b}_i^*(\mathbf{P}_i,T)\right)\right\} + \text{其它和 } \gamma_\mu\gamma_5 \text{ 求迹并微分后不等于零的项}$$

$$= -\frac{4if_2(0,m^2)}{m}\frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2}\varphi_P(x) + \text{和 } \gamma_\mu\gamma_5 \text{ 求迹并微分后不等于零的项}, \tag{2.6}$$

式(2.6)中 $\varphi_P(x)$ 是赝标介子场量．注意在导出式(2.6)时，花括号中第二项将恒等于零．至于式(2.6)中其余的项，将由于和导出矢量为主理论相同的理由，因而是零或贡献很小．但对于自旋是 1^{++} 的粒子场量的微分项，其贡献并不是零．因而，这里导出的赝矢流部分近似守恒定理将和通常的表述有两点区别：1)将比通常算式多出赝矢场量的四散度一项；2)代替通常 π 介子场量前的常数 m_π^2，而是场量的二次微分．但由于，1)在第四节中我们将表明赝矢量的四散度一项在一定条件下其贡献为零或很小；2) π 介子场量的二次微分在 π 介子是物理粒子时，将有 $\frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2} = m^2$；3)目前还只发现一组 0^{-+} 介子的九重态．因而，从式(2.6)可得

$$\partial_\mu A_\mu = -\frac{4if_2(0,m^2)}{m}\frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2}\varphi_P(x) \simeq -4if_2(0,m^2)m\varphi_P(x)$$

$$= c\varphi_P. \tag{2.7}$$

对于 c 的大小可以从 $\pi\to\mu+\nu$ 衰变求出来．如果认为导致 $\pi\to\mu+\nu$ 衰变的哈氏函数是

$$\cos\theta \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\Phi}(x)\gamma_\mu(1+\gamma_5)\phi(x)\bar{\Phi}_\mu(x)\gamma_\mu(1+\gamma_5)\phi_\nu(x), \tag{2.8}$$

就可以由这一哈氏函数求出 $f_2(0, m_\pi^2)$ 的数值,由此,可求出

$$\frac{c}{c'} = 1.108. \tag{2.9}$$

也就是比通常的由 G-T 关系定出的常数大 10% 左右. 值得注意的是,这一比例因子的改变并不是无关重要的. 由于赝矢流部分近似守恒定律的正确与否,以及它们将包含有那些修正项,正是一个探讨中的问题. 因而,在实验上进一步探讨这里所给出的修正形式的结果,可能是有意义的.

三、流 和 场

由(1.8)和(2.7)式所给出的矢量为主和赝矢流部分近似守恒的式子,实际上是一个总的问题的一部分,即场流关系. 现在利用上述方法,较普遍地探讨一下这个问题. 首先给出那些在 $x \to 0$ 时, $\phi_i^\zeta(x, \mathbf{P}_i) \neq 0$ 的那些粒子波函数的式子.

由波函数的普遍变换性质,可以求出各种粒子在零点值不等于零的波函数是:

J^{PC}

$$\begin{aligned} O^{++}:\ & \phi_S^+(x, P) = if_1^S + \hat{x}f_2^S + \frac{P_\mu x_\nu}{m}\sigma_{\mu\nu}f_3^S + \frac{\hat{P}(Px)}{m^2}f_4^S, \\ & \bar{\phi}_S^+(x, P) = if_1^S + \hat{x}f_2^S - \frac{P_\mu x_\nu}{m}\sigma_{\mu\nu}f_3^S + \frac{\hat{P}(Px)}{m^2}f_4^S. \end{aligned} \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned} O^{+-}:\ & \phi_S^-(x, P) = \frac{(Px)}{m}g_1^S + i\hat{x}\frac{(Px)}{m}g_2^S + iP_\mu x_\nu\sigma_{\mu\nu}\frac{(Px)}{m^2}g_3^S + \frac{i\hat{P}}{m}g_4^S, \\ & \bar{\phi}_S^-(x, P) = -\frac{(Px)}{m}g_1^S - i\hat{x}\frac{(Px)}{m}g_2^S + iP_\mu x_\nu\sigma_{\mu\nu}\frac{(Px)}{m^2}g_3^S - i\frac{\hat{P}}{m}g_4^S. \end{aligned} \tag{3.2}$$

$$\begin{aligned} O^{-+}:\ & \phi_P^+(x, P) = \gamma_5 f_1^P + \frac{i\hat{P}}{m}\gamma_5 f_2^P + i\hat{x}\frac{(Px)}{m}\gamma_5 f_3^P + i\frac{P_\mu x_\nu}{m}\sigma_{\mu\nu}\gamma_5 f_4^P, \\ & \bar{\phi}_P^+(x, P) = \gamma_5 f_1^P - \frac{i\hat{P}}{m}\gamma_5 f_2^P - i\hat{x}\frac{(Px)}{m}\gamma_5 f_3^P - i\frac{P_\mu x_\nu}{m}\sigma_{\mu\nu}\gamma_5 f_5^P. \end{aligned} \tag{3.3}$$

$$\begin{aligned} I^{++}:\ & \phi_A^{+\zeta}(x, P) = e_\mu^\zeta\Big[\gamma_\mu\gamma_5 f_1^A + i\hat{P}\gamma_\mu\gamma_5\frac{(Px)}{m^2}f_2^A + ix_\mu\gamma_5(Px)f_3^A + x_\mu\hat{x}\gamma_5 f_4^A \\ & + x_\mu x_\nu P_\lambda\sigma_{\mu\lambda}\gamma_5\frac{(Px)}{m^2}f_5^A + \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}x_\nu\frac{P_\rho}{m}\gamma_\sigma f_6^A + i\sigma_{\mu\nu}x_\nu\gamma_5 f_7^A + x_\mu\frac{\hat{P}}{m}\gamma_5\frac{(Px)}{m}f_8^A\Big], \\ & \bar{\phi}_A^{+\zeta}(x, P) = e_\mu^\zeta\Big[\gamma_\mu\gamma_5 f_1^A + i\hat{P}\gamma_\mu\gamma_5\frac{(Px)}{m^2}f_2^A - ix_\mu\gamma_5(Px)f_3^A + x_\mu\hat{x}\gamma_5 f_4^A \\ & + x_\mu x_\nu P_\lambda\sigma_{\mu\lambda}\gamma_5\frac{(Px)}{m^2}f_5^A - \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}x_\nu\frac{P_\rho}{m}\gamma_\sigma f_6^A + i\sigma_{\mu\nu}x_\nu\gamma_5 f_7^A + x_\mu\frac{\hat{P}}{m}\gamma_5\frac{(Px)}{m}f_8^A\Big]. \end{aligned} \tag{3.4}$$

$$
\begin{aligned}
\mathrm{I}^{+-}:\ \phi_A^{-\zeta}(x,P) &= e_\mu^\zeta\Big[i\gamma_\mu\gamma_5\frac{(Px)}{m}g_1^A+\frac{\hat{P}\gamma_\mu\gamma_5}{m}g_2^A+x_\mu\gamma_5 g_3^A+ix_\mu\hat{x}\gamma_5\frac{(Px)}{m}g_4^A \\
&+ix_\mu x_\nu\frac{P_\lambda}{m}\sigma_{\mu\nu}\gamma_5 g_5^A+i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}x_\nu\frac{P_\rho}{m}\gamma_\sigma\frac{(Px)}{m}g_6^A+\sigma_{\mu\nu}x_\nu\gamma_5\frac{(Px)}{m}g_7^A+ix_\mu\frac{\hat{P}}{m}\gamma_5 g_8^A\Big],\\
\bar{\phi}_A^{-\zeta}(x,P) &= e_\mu^\zeta\Big[-i\gamma_\mu\gamma_5\frac{(Px)}{m}g_1^A-\frac{\hat{P}\gamma_\mu\gamma_5}{m}g_2^A+x_\mu\gamma_5 g_3^A-ix_\mu\hat{x}\gamma_5\frac{(Px)}{m}g_4^A \\
&-ix_\mu x_\nu\frac{P_\lambda}{m}\sigma_{\mu\nu}\gamma_5 g_5^A+i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}x_\nu\frac{P_\rho}{m}\gamma_\sigma\frac{(Px)}{m}g_6^A-\sigma_{\mu\nu}x_\nu\gamma_5\frac{(Px)}{m}g_7^A-ix_\mu\frac{\hat{P}}{m}\gamma_5 g_8^A\Big].
\end{aligned}
\tag{3.5}
$$

$$
\begin{aligned}
\mathrm{I}^{--}:\ \phi_V^{-\zeta}(x,P) &= e_\mu^\zeta\Big[\gamma_\mu g_1^V+\frac{i\hat{P}\gamma_\mu}{m}g_2^V+ix_\mu g_3^V+x_\mu\hat{x}g_4^V+x_\mu x_\nu\frac{P_\lambda}{m}\sigma_{\nu\lambda}g_5^V \\
&+i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}x_\nu\frac{P_\rho}{m}\gamma_\sigma\gamma_5 g_6^V+\sigma_{\mu\nu}x_\nu\frac{(Px)}{m}g_7^V+x_\mu\hat{P}\frac{(Px)}{m^2}g_8^V\Big],\\
\bar{\phi}_V^{-\zeta}(x,P) &= e_\mu^\zeta\Big[\gamma_\mu g_1^V-\frac{i\hat{P}\gamma_\mu}{m}g_2^V+ix_\mu g_3^V+x_\mu\hat{x}g_4^V-x_\mu x_\nu\frac{P_\lambda}{m}\sigma_{\nu\lambda}g_5^V \\
&-i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}x_\nu\frac{P_\rho}{m}\gamma_\sigma\gamma_5 g_6^V-\sigma_{\mu\nu}x_\nu\frac{(Px)}{m}g_7^V+x_\mu\hat{P}\frac{(Px)}{m^2}g_8^V\Big].
\end{aligned}
\tag{3.6}
$$

在 (3.1)—(3.6) 式中，$\sigma_{\mu\nu}=\frac{i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu-\gamma_\gamma\gamma_\mu)$，$f$ 和 g 是 x^2，$(xP)^2$，$\varepsilon(x_0)\theta(-x^2)(xP)$，$P^2$ 的函数，其中对于 O^{+-}，I^{++} 有 $\eta_w=1$，其余是 -1. 式 (3.1)—(3.6) 中没有 O^{--}，I^{+-} 的粒子，因为它们没有不包含 x 的项. 此外，在 (3.2) 式中虽然列入了 O^{+-} 的粒子，但实际上 O^{+-}，O^{--}，I^{-+} 的粒子只能在 B-S 方程的“反常解”中存在（即没有非相对论的对应态），是否有这个粒子是一个问题. 至于自旋为 2 的粒子，由于它们的极化张量是和 P_μ 垂直的、无迹的对称张量，因而它们的波函数不可能由 $\sigma_{\mu\nu}$ 或 $\gamma_\mu P_\nu$ 或 $\delta_{\mu\nu}$ 来组成，亦即它们至少包含 x_μ 的一次项，如为 $\gamma_\mu x_\nu$，$\cdots$ 等. 至于更高自旋，就必须包含更高的 x_μ 的项了.

利用第一、二节中相类似的方法，易求出下列场流关系，

标量流 S：$\bar{\phi}(x)\phi(x)=-4if_1^S(0,m_S^2)S^+(x)$，　(3.7)

赝标流 P：$i\bar{\phi}(x)\gamma_5\phi(x)=-4if_1^P(0,m_P^2)P^+(x)$，　(3.8)

矢量流 V：$i\bar{\phi}(x)\gamma_\mu\phi(x)=-4ig_1^V(0,m_V^2)V_\mu^-(x)-\frac{4i}{m_S}g_4^S(0,m_S^2)\frac{\partial}{\partial x_\mu}S^-(x)$，　(3.9)

赝矢流 A：$i\bar{\phi}(x)\gamma_\mu\gamma_5\phi(x)=4if_1^A(0,m_A^2)A_\mu^+(x)+\frac{4i}{m_P}f_2^P(0,m_P^2)\frac{\partial}{\partial x_\mu}P^+(x)$，　(3.10)

张量流 T：$\bar{\phi}(x)\sigma_{\mu\nu}\phi(x)=-\frac{4i}{m_V}g_2^V(0,m_V^2)\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu}V_\gamma^-(x)-\frac{\partial}{\partial x_\nu}V_\mu^-(x)\right)$，　(3.11)

赝张流 T'：$i\bar{\phi}(x)\sigma_{\mu\nu}\gamma_5\phi(x)=-\frac{4i}{m_A}g_2^A(0,m_A^2)\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu}A_\nu^-(x)-\frac{\partial}{\partial x_\nu}A_\mu^-(x)\right)$.　(3.12)

如果进一步对 V，A，T，T' 的流进行微分，就可导出微分形式的场流关系，

矢量流 V：$i\frac{\partial}{\partial x_\mu}\bar{\phi}(x)\gamma_\mu\phi(x)=-\frac{4i}{m_S}g_4^S(0,m_S^2)\frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2}S^-(x)-4ig_1^V(0,m_V^2)\frac{\partial}{\partial x_\mu}V_\mu^-(x)$，(3.13)

赝矢流 A：$i\dfrac{\partial}{\partial x_\mu}\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\gamma_5\psi(x)=4if_1^A(0,\,m_A^2)\dfrac{\partial}{\partial x_\mu}A_\mu^+(x)+\dfrac{4i}{m_P}f_2^P(0,m_P^2)\dfrac{\partial^2}{\partial x_\mu^2}P^+(x)$, (3.14)

张量流 T：
$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}\bar{\psi}(x)\sigma_{\mu\nu}\psi(x)=-\frac{4i}{m_V}g_2^V(0,\,m_V^2)\left(\frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2}V_\nu^-(x)-\frac{\partial}{\partial x_\nu}\frac{\partial}{\partial x_\mu}V_\mu^-(x)\right),$$
$$\frac{\partial}{\partial x_\nu}\bar{\psi}(x)\sigma_{\mu\nu}\psi(x)=\frac{4i}{m_V}g_2^V(0,\,m_V^2)\left(\frac{\partial^2}{\partial x_\nu^2}V_\mu^-(x)-\frac{\partial}{\partial x_\mu}\frac{\partial}{\partial x_\nu}V_\nu^-(x)\right). \tag{3.15}$$

赝张流 T'：
$$i\frac{\partial}{\partial x_\mu}\bar{\psi}(x)\sigma_{\mu\nu}\gamma_5\psi(x)=-\frac{4i}{m_A}g_2^A(0,\,m_A^2)\left(\frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2}A_\nu^-(x)-\frac{\partial}{\partial x_\nu}\frac{\partial}{\partial x_\mu}A_\mu^-(x)\right),$$
$$i\frac{\partial}{\partial x_\nu}\bar{\psi}(x)\sigma_{\mu\nu}\gamma_5\psi(x)=\frac{4i}{m_A}g_2^A(0,\,m_A^2)\left(\frac{\partial^2}{\partial x_\nu^2}A_\mu^-(x)-\frac{\partial}{\partial x_\mu}\frac{\partial}{\partial x_\nu}A_\nu^-(x)\right). \tag{3.16}$$

值得注意的是，在式 (3.13)—(3.16) 中，一般并没有
$$\frac{\partial V_\mu^-(x)}{\partial x_\mu}=\frac{\partial A_\mu^-(x)}{\partial x_\mu}=\frac{\partial A_\mu^+(x)}{\partial x_\mu}=0. \tag{3.17}$$
但在第四节中可以表明，式 (3.17) 在一定条件下可以等于零，这就得出通常微分形式的场流关系． 由复合场场论可以导出式 (3.7)—(3.12)，(3.13)—(3.16)，是这一理论的一个优点，通常是很难统一地解释这一系列场流关系的．

可以设想，式 (3.7)—(3.16) 在基本粒子研究中可能有许多应用．如果认为 B-S 方程反常解 O^{+-} 粒子不存在，由式(3.13) 和 (3.17) 即得到矢量流守恒定律(或者反过来，在矢量流守恒情况下总有 $\dfrac{\partial V_\mu^-(x)}{\partial x_\mu}=0$)． 式 (3.15) 是带有修正项的赝矢流部分近似守恒定律．式(3.15) 即是 W. Królikowski, M. Ademollo 等人所猜测的张量流部分近似守恒定律．已发现这一关系有某些应用[13]．这里还包括了一些改正项．式(3.16)是这里新导出的结果，可能也将参予有关基本粒子的过程．至于(3.9)式即是矢量为主的理论，而(3.10)式可看作是赝矢为主的理论[9]． 可以期待 (3.9)，(3.10) 式将在中微子反应中起重要作用．由式(3.9)和(3.10)将容易导出矢量流和赝矢流的 Lehman-Källen 的谱表示，
$$\langle 0|V_\mu^i(x)V_\nu^j(0)|0\rangle=\delta_{ij}\int d^4P\theta(P_0)\left\{\rho_V^i(P^2)\left(g_{\mu\nu}-\frac{P_\mu P_\nu}{P^2}\right)\right\}e^{-iPX}, \tag{3.18}$$
以及
$$\langle 0|A_\mu^i(x)A_\nu^j(0)|0\rangle=\delta_{ij}\int d^4P\theta(P_0)\left\{\rho_A^i(P^2)\left(-g_{\mu\nu}+\frac{P_\mu P_\nu}{P^2}\right)+\rho_P^i(P^2)P_\mu P_\nu\right\}e^{-iPX}. \tag{3.19}$$
这是在导出 Weinberg 求和规则时用到的一个公式[10]．有兴趣的是，在导出 (3.18) 式时，涉及 O^{++} 粒子的项将自动地等于零，不必假定它们不存在或宽度很小[11]． 对于式 (3.7)，(3.8)，(3.11)，(3.12) 显然也能得到类似的谱表示或用来探讨相应的强子的相互作用．

如果我们进一步把上述场流关系和流代数相联系起来，就可以得到一系列的场量之间代数或场流联合的代数．流代数的一个基本公式是[12]：
$$[\psi^*(x)\Gamma_\alpha\lambda_i\psi(x),\ \psi^*(x')\Gamma_\beta\lambda_j\psi(x')]_{t=t'}$$
$$=\frac{1}{2}\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}')\psi^*(x)(\{\Gamma_\alpha,\Gamma_\beta\}[\lambda_i,\lambda_j]+[\Gamma_\alpha,\Gamma_\beta]\{\lambda_i,\lambda_j\})\psi(x)$$

＋ 相应的许温格项.　(3.20)

式(3.20)中 λ_i 和 λ_j 是 SU_3 无穷小算符或其组合，Γ_α 和 Γ_β 是有关的 γ 矩阵或其乘积. 而如果将 (3.7)—(3.12) 式的场流关系代入 (3.20) 式，就可以得到相应的一系列场代数或场流组合的代数. 可以希望利用这些代数关系求出一些求和规则，或把有关的矩阵元联系起来. 所有这些应用性问题将进一步进行研究.

表　1

	协 变 量	等价的 Γ
S	1	ρ_ρ
V_j	$i(\gamma_\mu)_j = i\rho_2\sigma_j$	$\rho_1\sigma_j$
V_0	$i(\gamma_\mu)_0 = \rho_3$	1
T_{kj}	$\sigma_{kj} = \epsilon_{kjl}\sigma_l$	$\epsilon_{Kjl}\rho_l\sigma_l$
T_{k0}	$\sigma_{k0} = \sigma_{k4}/i = -i\rho_1\sigma_k$	$\rho_2\sigma_k$
A_j	$(i\gamma_5\gamma_\mu)_j = \rho_3\sigma_j$	σ_j
A_0	$(i\gamma_5\gamma_\mu)_0 = i\rho_2$	ρ_1
P	$i\gamma_5 = i\rho_1$	ρ_2

表　2

$[S, S] = 0$	$\{S, S\} = 2V_0$
$[S, V_j] = 2iT_{j0}$	$\{S, V_j\} = 0$
$[S, V_0] = 0$	$\{S, V_0\} = 2S$
$[S, T_{kj}] = 0$	$\{S, T_{kj}\} = 2\epsilon_{kjl}A_l$
$[S, T_{k0}] = -2iV_k$	$\{S, T_{k0}\} = 0$
$[S, A_j] = 0$	$\{S, A_j\} = \epsilon_{jkl}T_{kl}$
$[S, A_0] = 2iP$	$\{S, A_0\} = 0$
$[S, P] = -2iA_0$	$\{S, P\} = 0$
$[V_j, V_k] = 2i\epsilon_{jkl}A_l$	$\{V_j, V_k\} = 2\delta_{kj}V_0$
$[V_j, V_0] = 0$	$\{V_j, V_0\} = 2V_j$
$[V_j, T_{kl}] = -2i\epsilon_{jkl}P$	$\{V_j, T_{kl}\} = -2(\delta_{jk}T_{l0} - \delta_{lj}T_{k0})$
$[V_j, T_{k0}] = 2i\delta_{jk}S$	$\{V_j, T_{k0}\} = 2iT_{jk}$
$[V_j, A_k] = 2i\epsilon_{jkl}V_l$	$\{V_j, A_k\} = 2A_0\delta_{jk}$
$[V_j, A_0] = 0$	$\{V_j, A_0\} = 2A_j$
$[V_j, P] = i\epsilon_{jkl}T_{kl}$	$\{V_j, P\} = 0$
$[V_0, A] = 0$	$\{V_0, A\} = 2A$
$[T_{kl}, T_{mn}] = 2i(\epsilon_{mnl}A_k - \epsilon_{mnk}A_l)$	$\{T_{kl}, T_{mn}\} = 2(\delta_{km}\delta_{ln} - \delta_{kn}\delta_{lm})V_0$
$[T_{kl}, T_{j0}] = -2i\epsilon_{klj}A_0$	$\{T_{kl}, T_{j0}\} = 2(\delta_{kj}V_l - \delta_{lj}V_k)$
$[T_{kl}, A_j] = 2i\epsilon_{klm}T_{mj}$	$\{T_{kl}, A_j\} = 2\epsilon_{klj}S$
$[T_{kl}, A_0] = 2i\epsilon_{klm}T_{m0}$	$\{T_{kl}, A_0\} = 0$
$[T_{kl}, P] = -2i\epsilon_{klm}V_m$	$\{T_{kl}, P\} = 0$
$[T_{k0}, T_{j0}] = 2i\epsilon_{kjm}A_m$	$\{T_{k0}, T_{j0}\} = 2\delta_{kj}V_0$
$[T_{k0}, A_j] = 2i\epsilon_{kjm}T_{m0}$	$\{T_{k0}, A_j\} = 2\delta_{kj}P$
$[T_{k0}, A_0] = -i\epsilon_{klm}T_{lm}$	$\{T_{k0}, A_0\} = 0$
$[T_{k0}, P] = 0$	$\{T_{k0}, P\} = 2A_k$
$[A_j, A_k] = 2i\epsilon_{jkl}A_l$	$\{A_j, A_k\} = 2\delta_{jk}V_0$
$[A_j, A_0] = 0$	$\{A_j, A_0\} = 2V_j$
$[A_j, P] = 0$	$\{A_j, P\} = 2T_{j0}$
$[A_0, A_0] = 0$	$\{A_0, A_0\} = 2V_0$
$[A_0, P] = 2iS$	$\{A_0, P\} = 0$
$[P, P] = 0$	$\{P, P\} = 2V_0$

为了应用到具体问题的方便，我们转给出一张有关流的对易关系的表 1 和表 2，其中拉丁字母是由 1→3，希腊字母由 1→4，而 Λ 代表任意协变的 γ 矩阵的组合[14].

四、关于矢量粒子满足 Lorentz 条件的问题

在推导式 (2.7) 以及 (3.13)—(3.16) 时，曾经涉及一个问题，即任意高自旋粒子的场量是否有

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}\varphi^i_{\mu,\nu,\cdots}=0, \tag{4.1}$$

或式 (3.17). 这一条件对于自旋大于 1 的"入"场或"出"场显然是成立的，但如果对插入场，却不一定是对的. 但这里的高自旋粒子场量是由一对正反粒子的束缚态所形成的，而由复合场场论，在一定条件下可以有式(4.1). 下面以矢量粒子为例来说明这一情形.

为简化运算，我们用下列不甚严格但实际上是等价的办法，求出矢量场的源算符. 令

$$\begin{aligned}\chi^\zeta_i(x_1x_2)&=\frac{e^{iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}\phi^\zeta_i(x,P_i)=\langle 0|\mathrm{T}(\psi(x_1)\bar\psi(x_2))|i,\zeta\rangle\\&=i\sum_\mu\int d^4Y\langle 0|\mathrm{T}(\psi(x_1)\bar\psi(x_2)\varphi^i_\mu(Y))|0\rangle(\overleftarrow{\Box}_Y+M_i^2)e^\zeta_\mu\frac{e^{iP_iY}}{(2\pi)^{3/2}}.\end{aligned} \tag{4.2}$$

另一方面

$$\begin{aligned}\chi^\zeta_i(x_1x_2)&=\int d^4y_1d^4y_2\delta(x_1-y_1)\delta(x_2-y_2)\frac{e^{iP_iY}}{(2\pi)^{3/2}}\phi^\zeta_i(y,P_i)\\&=\int d^4Yd^4y\langle 0|\mathrm{T}(\psi(x_1)\bar\psi(x_2)\psi(y_2)\bar\psi(y_1))|0\rangle(\mathbf{O}-\mathbf{I})\frac{e^{iP_iY}}{(2\pi)^{3/2}}\phi^\zeta_i(y,P_i).\end{aligned} \tag{4.3}$$

将(4.2)和(4.3)式进行比较，可得

$$i\int d^4Y\sum_\mu\frac{e^{iP_iY}}{(2\pi)^{3/2}}e^\zeta_\mu J^i_\mu(Y)=\int d^4Y\frac{e^{iP_iY}}{(2\pi)^{3/2}}\mathrm{Sp}\int d^4yJ(Y,y)\phi^\zeta_i(y,P_i), \tag{4.4}$$

其中

$$J^i_\mu(Y)=(M_i^2-\Box)\varphi^i_\mu(Y),\quad J(Y,y)=(\mathbf{O}-\mathbf{I})\mathrm{T}(\psi(y_1)\bar\psi(y_2)). \tag{4.5}$$

在 (4.4) 式中 P_i 是在质量壳上，即有 $P_i^2=-M_i^2$，如进一步将(4.4)式中 e^{iP_iY} 项上的 P_i 延拓到质量壳外，$P_i\to P$，再作反傅立叶变换就得

$$J^i_\mu(x)=\frac{-i}{(2\pi)^4}\int d^4Pd^4Ye^{-iP(X-Y)}\mathrm{Sp}\sum_\zeta\int d^4yJ(Y,y)\phi^\zeta_i(y,P_i)e^\zeta_\mu. \tag{4.6}$$

将式(4.6)代入(4.4)式可证两边相等. 因而，式(4.6)可以看作是矢量场的源算符表示式. 但由式(4.6)可以看出，一般并没有

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}J^i_\mu(x)=\frac{\partial}{\partial x_\mu}\varphi^i_\mu(x)=0. \tag{4.7}$$

因为(4.6)式中的 P 是四度积分变量，并不在质量壳上. 但是，如果在矩阵元中出现有

$$\int d^4X\frac{e^{-iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}(M_i^2-\Box)\left\langle\cdots\left|\frac{\partial}{\partial x_\mu}\varphi^i_\mu(x)\right|\cdots\right\rangle \tag{4.8}$$

的项，这时可证式(4.7)成立. 因为如果将(4.6)式代入(4.8)式，由于 P_i 是在质量壳上，并有 $P_{i\mu}e^{\zeta}_{\mu}=0$，就得到(4.8)式等于零. 在许多实际问题中，常出现如式(4.8)的情况，因而就等效地有 $\frac{\partial}{\partial x_\mu}J^i_\mu(Y)=0$. 再由矢量场算子的定义：

$$\varphi^i_\mu(x)=\sum_{\zeta,\mathbf{P}}[a^\zeta(\mathbf{P},T)f_{\mathbf{P}}(x)+a^{\zeta*}(\mathbf{P},T)f^*_{\mathbf{P}}(x)]e^\zeta_\mu, \tag{4.9a}$$

$$a^\zeta(\mathbf{P},T)=i\sum_\mu\int d^3x e^\zeta_\mu f^*_{\mathbf{P}}(x)\frac{\overleftrightarrow{\partial}}{\partial x_0}\varphi^i_\mu(x), \tag{4.9b}$$

$$a^{\zeta*}(\mathbf{P},T)=i\sum_\mu\int d^3x e^\zeta_\mu\phi^i_\mu(x)\frac{\overleftrightarrow{\partial}}{\partial x_0}f_{\mathbf{P}}(x). \tag{4.9c}$$

对(4.9a)式微分，可以求得

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}\phi^i_\mu(x)=\sum_{\zeta,\mathbf{P}}[\dot{a}^\zeta(\mathbf{P},T)f_{\mathbf{P}}(x)+\dot{a}^{\zeta*}(\mathbf{P},T)f^*_{\mathbf{P}}(x)]e^\zeta. \tag{4.10}$$

进一步将(4.9b)和(4.9c)式代入(4.10)式，可得

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x_\mu}\varphi^i_\mu(x)=i\sum_{\zeta,\mathbf{P}}\Big[&\sum_\nu\int d^3Y f^*_{\mathbf{P}}(x)\frac{\overleftrightarrow{\partial}^2}{\partial Y_0^2}\varphi^i_\nu(Y)f_{\mathbf{P}}(x)\\&+\sum_\nu\int d^3Y\varphi^i_\nu(Y)\frac{\overleftrightarrow{\partial}^2}{\partial Y_0^2}f_{\mathbf{P}}(Y)f^*_{\mathbf{P}}(x)\Big]_{Y_0=x_0}e^\zeta_\nu e^\zeta_4.\end{aligned} \tag{4.11}$$

利用 $\frac{\partial^2}{\partial Y_0^2}=\nabla^2-M_i^2$, $\sum_\zeta e^\zeta_\mu e^\zeta_\nu=\delta_{\mu\nu}+\frac{P_\mu P_\nu}{M_i^2}$, 可得

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}\varphi^i_\mu(x)=i\sum_{\nu,\mathbf{P}_i}\int d^3Y\left(\delta_{\nu4}+\frac{P_4P_\nu}{M_i^2}\right)(M_i^2-\Box)\varphi^i_\nu(Y)(f^*_{\mathbf{P}}(Y)f_{\mathbf{P}}(x)-f_{\mathbf{P}}(Y)f^*_{\mathbf{P}}(x))_{Y_0=x_0}. \tag{4.12}$$

由(4.5)式，以及在条件(4.8)式的情况下$\left(\text{即要乘上一因子}\int d^4X\frac{e^{-iP_iX}}{(2\pi)^{3/2}}\right)$，等效地有 $\frac{\partial}{\partial x_\mu}J_\mu(x)=0$，因而就有

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}\varphi^i_\mu(x)=-\int d^3YJ^i_4(Y)\Delta(x-Y)\Big|_{Y_0=x_0}=0, \tag{4.13}$$

这也就是说在有条件(4.8)式的情况下，(3.17)式成立. 因而，在(3.13)—(3.16)式中可以略去那些微分项. 这意味着由复合场场论所导出场流关系也有相应的强形式和弱形式，只是这里的具体形式和 Brandt, Preparata 等人引进的假定是不相同的[16].

此外，在有(4.8)式条件下有 $\frac{\partial}{\partial x_\mu}J^i_\mu(x)=0$，也是(4.9)式相自洽的一个充分条件. 将(4.9a)式代入(4.9b)，(4.9c)式，可得

$$\begin{aligned}a^\zeta(\mathbf{P},T)&=a^\zeta(\mathbf{P},T)+i\sum_\mu\int d^3\mathbf{x}e^\zeta_\mu f^*(x)\Big[\sum_{\zeta',\mathbf{P}}(\dot{a}^{\zeta'}(\mathbf{P},T)f(x)+\dot{b}^{\zeta'*}(\mathbf{P},T)f^*(x))e^{\zeta'}_\mu\Big],\\b^{\zeta*}(\mathbf{P},T)&=b^{\zeta*}(\mathbf{P},T)-i\sum_\mu\int d^3\mathbf{x}e^\zeta_\mu\Big[\sum_{\zeta',\mathbf{P}}(\dot{a}^{\zeta'}(\mathbf{P},T)f(x)+\dot{b}^{\zeta'*}(\mathbf{P},T)f^*(x))e^{\zeta'}_\mu\Big]f(x).\end{aligned} \tag{4.14}$$

由式 (4.10)—(4.13) 可以看出，(4.14) 式中方括号的项将是零．因而就得到

$$a^{\zeta}(\mathbf{P}, T) \equiv a^{\zeta}(\mathbf{P}, T), \quad b^{\zeta *}(\mathbf{P}, T) \equiv b^{\zeta *}(\mathbf{P}, T). \tag{4.15}$$

对于标量场及其它高自旋粒子也有类似结果.

参 考 文 献

[1] 何祚庥，黄涛，《一种新的可能的复合场的量子场论》，物理学报，**23** (1974)，113；《复合场场论和层子模型(I)》，物理学报，**23** (1974)，264.

[2] K. J. Foley, *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, **19** (1967), 193; *Phys. Rev.*, **181** (1969), 1775.

[3] J. J. Sakurai, Proc. 4th Inter. Sym. on Electron and Photon Interaction at High Energy.

[4] N. M. Kroll, T. D. Lee, B. Zumino, *Phys. Rev.*, **157** (1967), 1376.

[5] 北京大学基本粒子组，中国科学院数学研究所理论物理研究室，北京大学学报（自然科学版），**12** (1966)，209.

[6] M. Gell-Mann, M. Lévy, *Nuovo Cim.*, **16** (1960), 705.

[7] Y. Nambu, D. Lurié, *Phys. Rev.*, **125** (1962), 1429.

[8] P. Olesen, *Phys. Rev.*, **157** (1967), 1296.

[9] T. D. Lee, B. Zumino, *Phys. Rev.*, **163** (1967), 1296.

[10] S. Weinberg, *Phys. Rev. Letters*, **18** (1967), 507; T. Das, V. S. Mather, S. Okubo, *Phys. Rev. Letters*, **18** (1967), 761.

[11] S. P. de Alwis, *Nuovo Cim.*, **51A** (1967), 846.

[12] M. Gell-Mann, *Physics*, **1** (1964), 63.

[13] W. Królikowski, *Nuovo Cim.*, **42** (1966), 435; **44** (1966), 745; **46** (1966), 106; *Phys. Letters*, **24B** (1967), 305; L. Maiani, G. Preparata, *Nuovo Cim.*, **48A** (1967), 550; M. Ademollo, R. Gatto, G. Longhi, G. Veneziano, *Phys. Letters*, **22** (1966), 521.

[14] K. Johnson, F. E. Low, *Supp. Prog. Theor. Phys.*, No. **37—38** (1966), 74.

[15] J. J. Sakurai, D. Schildknecht, *Phys. Letters*, **40B** (1972), 121.

[16] R. A. Brandt, G. Preparata, *Ann. Phys.*, **61** (1970), 119.

COMPOSITE FIELD THEORY AND VECTOR MESON DOMINANCE (VMD), PARTIAL CONSERVATION OF AXIAL VECTOR CURRENT (PCAC), FIELD-CURRENT IDENTITY AND SOME PROBLEMS OF CURRENT ALGEBRA

Ho Tsu-hsiu Huang Tao

(Institute of Atomic Energy, Academic Sinica)

Abstract

We derive the theory of vector meson dominance, partial conservation of axial vector current, field-current identity and the combined algebra of field and current with the application of the composite field theory. It can be shown that an unified theoretical foundation can be given by the composite field theory for these various theories.