

# 华德等式和电子深度非弹散射

李炳安

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

本文用[1]中方法继续对电子深度非弹散射过程进行讨论。文中给出结构函数中的不可约图的一般表达式,用华德等式将它们与核子电流矩阵元的核、核子的B-S方程的核联系起来。文中在不考虑封闭的层子线圈图的贡献和核子方程中的积分核作位势假定的情况下,给出结构函数的表达式和计算方法,用核子方程解出的波函数和方程的积分核可将结构函数算出来。

在[1]中,用华德等式将介子、重子电流矩阵元积分核与相应方程的积分核联系起来。在位势假定和不考虑封闭层子线圈图的贡献的情况下,得到介子、重子的电流跃迁矩阵元的表达式,用相应方程解出的波函数和方程中的积分核可以将电流跃迁矩阵元算出来。本文在[1]的基础上,对电子与核子深度非弹散射过程进行讨论。

电子与核子深度非弹散射过程

$$e + N \rightarrow e + \dots$$

的微分截面可以写为:

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{E_e'^2 \alpha^2}{\pi q^4 E_N} \tau_{\mu\nu} W_{\mu\nu}, \quad (1)$$

其中

$$\tau_{\mu\nu} = \frac{1}{E_e E_e'} \left\{ \frac{q^2}{2} \delta_{\mu\nu} + p_{e\mu} p'_{e\nu} + p_{e\nu} p'_{e\mu} \right\}, \quad (2)$$

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_s \int d^4x e^{-iqx} \langle N_s | J_\mu(x) J_\nu(0) | N_s \rangle E_N, \quad (3)$$

$$q_\mu = (p_e - p'_e)_\mu,$$

$p_e, p'_e$  为初末态电子的四动量。用谱条件可以证明

$$\int d^4x e^{-iqx} \langle N_s | J_\nu(0) J_\mu(x) | N_s \rangle = 0. \quad (4)$$

用(4)式可将  $W_{\mu\nu}$  写成编时乘积的形式

$$W_{\mu\nu} = T_{\mu\nu} + g_{\mu\mu'} g_{\nu\nu'} T_{\nu'\mu'}^*, \quad (5)$$

其中

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_f \int d^4x e^{-iqx} \langle N_f | T \{ J_\mu(x) J_\nu(0) \} | N_f \rangle E_{N_f}, \quad (6)$$

用[2]的方法得

$$\begin{aligned} \langle N_f | T \{ J_\mu(x) J_\nu(0) \} | N_f \rangle &= \int \bar{B}_f(x_1, x_2, x_3) G_{\mu\nu}(x_3, x_2, x_1, x, y_1, y_2, y_3) \\ &\cdot B_f(y_3, y_2, y_1) d^4x_1 d^4x_2 d^4x_3 d^4y_1 d^4y_2 d^4y_3. \end{aligned} \quad (7)$$

(7) 式中的积分核  $G_{\mu\nu}$  由下面方程逐级定义:

$$\begin{aligned} &\langle 0 | T \{ \phi(x_1) \phi(x_2) \phi(x_3) J_\mu(x) J_\nu(0) \bar{\phi}(y_3) \bar{\phi}(y_2) \bar{\phi}(y_1) \} | 0 \rangle \\ &= \int K(x_1, x_2, x_3, x'_3, x'_2, x'_1) G_{\mu\nu}(x'_3, x'_2, x'_1, x, y'_3, y'_2, y'_1) \\ &K(y'_3, y'_2, y'_1, y_3, y_2, y_1) d^4x'_1 d^4x'_2 d^4x'_3 d^4y'_1 d^4y'_2 d^4y'_3, \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$K(x_1, x_2, x_3, x'_3, x'_2, x'_1) = \langle 0 | T \{ \phi(x_1) \phi(x_2) \phi(x_3) \bar{\phi}(x'_3) \bar{\phi}(x'_2) \bar{\phi}(x'_1) \} | 0 \rangle. \quad (9)$$

(7) 式中  $\bar{B}_f, B_f$  是重子波函数, 具有全反对称性, 它所满足的方程在[1]中已写出. 在(7)式中, 为了书写简便, 没有将旋量、么旋指标写出. 旋量与么旋指标的安排请参照[1] (如(8)式可参照[1]的(30), (12)式可参照[1]的(32)式, 其它略同).

将(7)式代入(6)式得:

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu} &= \frac{1}{2(2\pi)^{24}} \sum_f \int \bar{B}_f(p_3, p_2, p_1) G_{\mu\nu}(p_1, p_2, p_3, q, p'_3, p'_2, p'_1) \\ &\cdot B_f(p'_3, p'_2, p'_1) d^4p_1 d^4p_2 d^4p_3 d^4p'_1 d^4p'_2 d^4p'_3. \end{aligned} \quad (10)$$

(10) 式中  $G_{\mu\nu}$  可以写为:

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}(p_1, p_2, p_3, q, p'_3, p'_2, p'_1) &= G_{\mu\nu}^L(p_1, p_2, p_3, q, p'_3, p'_2, p'_1) \\ &+ G_{\mu\nu}^R(p_1, p_2, p_3, q, p'_3, p'_2, p'_1), \end{aligned} \quad (11)$$

其中  $G_{\mu\nu}^L$  是不能用切断三条层子线就将  $\mu, \nu$  指标分开的那些费曼图的集合.  $G_{\mu\nu}^R$  是可以切断三条层子线将  $\mu, \nu$  指标分开的那些费曼图的集合. 可用图1表示. 图1中的  $K$  是六点格林函数.

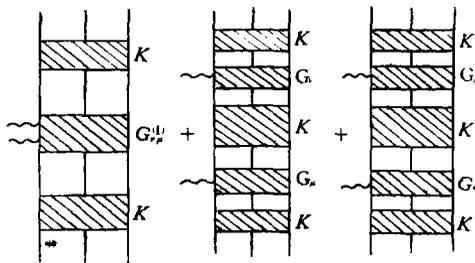


图 1

可以把  $G_{\mu\nu}^L$  写成下面的形式:

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^L(p_1, p_2, p_3, q, p'_3, p'_2, p'_1) \\ = \frac{1}{2} (2\pi)^8 \delta^4(p_1 - p'_1) \delta^4(p_2 - p'_2) S_F'^{-1}(p_1) S_F'^{-1}(p_2) G_{\mu\nu}^{(L)}(p_3, q, p'_3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & - (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p'_1 - p'_2) G(p_1, p_2, p'_2, p'_1) G_{\mu\nu}^{(1)}(p_3, q, p'_3) \\
 & + (2\pi)^4 \delta^4(p_1 - p'_1) S_F^{-1}(p_1) G_{\mu\nu}^{(2)}(p_2, p_3, q, p'_3, p'_2) \\
 & + G_{\mu\nu}^{(3)}(p_1, p_2, p_3, q, p'_3, p'_2, p'_1), \tag{12}
 \end{aligned}$$

可以用图 (2) 表示.

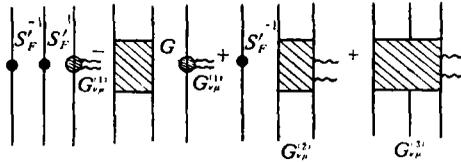


图 2

(12) 式是在考虑到重子波函数的全反对称性写出的.  $G_{\mu\nu}^{(1)}$ 、 $G_{\mu\nu}^{(2)}$ 、 $G_{\mu\nu}^{(3)}$  是分别不能用切断一、二、三条层子线就将指标  $\mu$ 、 $\nu$  分开的那些费曼图的集合.  $G$  是重子波函数方程中的二体相互作用的积分核. (8) 式中左边有下面形式的项

$$K(x_1, x_2, y_2, y_1) \int S_F'(x_3 - x'_3) G_{\mu\nu}^{(1)}(x'_3, x, 0, y'_3) S_F'(y'_3 - y_3) d^4x'_3 d^4y'_3, \tag{13}$$

应由 (12) 式中前两项给出

$$\begin{aligned}
 & \int K(x_1, x_2, x'_2, x'_1) S_F'(x_3 - x'_3) \left\{ \frac{1}{2} S_F^{-1}(x'_1 - y'_1) S_F^{-1}(x'_2 - y'_2) G_{\mu\nu}^{(1)}(x'_3, x, 0, y'_3) \right. \\
 & \quad \left. - G(x'_1, x'_2, y'_2, y'_1) G_{\mu\nu}^{(1)}(x'_3, x, 0, y'_3) \right\} \\
 & \quad S_F'(y'_3 - y_3) K(y'_1, y'_2, y_2, y_1) d^4x'_1 d^4x'_2 d^4x'_3 d^4y'_1 d^4y'_2 d^4y'_3, \tag{14}
 \end{aligned}$$

用 [1] 中所证明的等式

$$\begin{aligned}
 K(x_1, x_2, y_2, y_1) & = \int K(x_1, x_2, x'_2, x'_1) \left\{ \frac{1}{2} S_F^{-1}(x'_1 - y'_1) S_F^{-1}(x'_2 - y'_2) \right. \\
 & \quad \left. - G(x'_1, x'_2, y'_2, y'_1) \right\} K(y'_1, y'_2, y_2, y_1) d^4x'_1 d^4x'_2 d^4y'_1 d^4y'_2, \tag{15}
 \end{aligned}$$

可以证明 (13) 式与 (14) 式相等.

(11) 式中的  $G_{\mu\nu}^R$  可以写为:

$$\begin{aligned}
 & G_{\mu\nu}^R(p_1, p_2, p_3, q, p'_3, p'_2, p'_1) \\
 & = \frac{1}{(2\pi)^{24}} \int \{ G_\mu(p_1, p_2, p_3, k_3, k_2, k_1) K(k_1, k_2, k_3, k'_3, k'_2, k'_1) G_\nu(k'_1, k'_2, k'_3, p'_3, p'_2, p'_1) \\
 & \quad \cdot (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 + p_3 + q - k_1 - k_2 - k_3) + G_\nu(p_1, p_2, p_3, k_3, k_2, k_1) \\
 & \quad \cdot K(k_1, k_2, k_3, k'_3, k'_2, k'_1) G_\mu(k'_1, k'_2, k'_3, p'_3, p'_2, p'_1) (2\pi)^4 \delta^4(k'_1 + k'_2 + k'_3 \\
 & \quad + q - p'_3 - p'_2 - p'_1) \} d^4k_1 d^4k_2 d^4k_3 d^4k'_1 d^4k'_2 d^4k'_3 - (2\pi)^8 \delta^4(p_1 - p'_1) \delta^4(p_3 - p'_3 + q) \\
 & \quad \cdot \Lambda_\mu(p_3, p'_3) \Lambda_\nu(p_2, p'_2) S_F^{-1}(p_1) - (2\pi)^4 \delta^4(p_3 - p'_3 + q) \Lambda_\mu(p_3, p'_3) G_\nu(p_1, p_2, p'_2, p'_1) \\
 & \quad - (2\pi)^4 \delta^4(p'_3 - p_3 + q) \Lambda_\nu(p_3, p'_3) G_\mu(p_1, p_2, p'_2, p'_1). \tag{16}
 \end{aligned}$$

(16) 式中的  $G_\mu(p_1, p_2, p_3, k_3, k_2, k_1)$ , 是 [1] 中给出的重子电流矩阵元的积分核, 它的形式 [1] 中已给出.  $G_\nu(p_1, p_2, p'_2, p'_1)$  是重子电流矩阵元积分核  $G_\mu(p_1, p_2, p_3, p'_3, p'_2, p'_1)$  中一部份, 具体的关系在 [1] 中已给出.

由于(10)式中初末态重子相同,因而有

$$p_1 + p_2 + p_3 = p'_1 + p'_2 + p'_3 = P, \quad (17)$$

$P$ 是核子的质心四动量。由于六点格林函数仅仅是坐标差的函数,有

$$k_1 + k_2 + k_3 = k'_1 + k'_2 + k'_3. \quad (18)$$

(16)式是在考虑到重子波函数的全反对称性后写出的。当(16)式的六点格林函数取

$$(2\pi)^{12} S'_F(k_1) S'_F(k_2) S'_F(k_3) \delta^4(k_1 - k'_1) \delta^4(k_2 - k'_2) \delta^4(k_3 - k'_3) \\ + (k_1, k_2, k_3 \text{ 循环项, 奇数次循环出负号}). \quad (19)$$

将(16)式前两项代入(8)式后,将多出一些项,(16)式的后三项是为抵消多出的项而引入的。

(16)式中的量所满足的华德等式在[11]中已经给出。用通常的方法可以得到(12)式中各个量所满足的华德等式如下:

$$q_\mu G_{\mu\nu}^{(1)}(p_3, q, p_3) = \{ \Lambda_\nu(p_3 + q, p_3) - \Lambda_\nu(p_3, p_3 - q) \} Q, \\ q_\mu G_{\mu\nu}^{(2)}(p_2, p_3, q, p'_3, p'_2) = Q \otimes I \{ G_\nu(p_2 + q, p_3, p'_3, p'_2) - G_\nu(p_2, p_3, p'_3, p'_2 - q) \} \\ + I \otimes Q \{ G_\nu(p_2, p_3 + q, p'_3, p'_2) - G_\nu(p_2, p_3, p'_3 - q, p'_2) \}, \\ q_\mu G_{\mu\nu}^{(3)}(p_1, p_2, p_3, q, p'_1, p'_2, p'_3) = Q \otimes I \otimes I \{ G_\nu^K(p_1 + q, p_2, p_3, p'_3, p'_2, p'_1) \\ - G_\nu^K(p_1, p_2, p_3, p'_3, p'_2, p'_1 - q) \} + I \otimes Q \otimes I \{ G_\nu^K(p_1, p_2 + q, p_3, p'_3, p'_2, p'_1) \\ - G_\nu^K(p_1, p_2, p_3, p'_3, p'_2 - q, p'_1) \} + I \otimes I \otimes Q \{ G_\nu^K(p_1, p_2, p_3 + q, p'_3, p'_2, p'_1) \\ - G_\nu^K(p_1, p_2, p_3, p'_3 - q, p'_2, p'_1) \}. \quad (20)$$

(20)式中右边出现的量是在核子电流矩阵元中出现的量。在(20)式的左边对指标 $\nu$ 作用,也可以得到类似的等式。等式(20)将深度非弹的结构函数的积分核与电流矩阵元中的积分核联系起来。再对电流矩阵元的积分核使用华德等式,就将结构函数的积分核与核子B-S方程的积分核联系起来。

为了使用的方便,写出六点格林函数所满足的积分方程。

$$S'_F{}^{-1}(p_1) S'_F{}^{-1}(p_2) S'_F{}^{-1}(p_3) K(p_1, p_2, p_3, k_3, k_2, k_1) \\ = (2\pi)^{12} \{ \delta^4(p_1 - k_1) \delta^4(p_2 - k_2) \delta^4(p_3 - k_3) - \delta^4(p_1 - k_1) \delta^4(p_2 - k_3) \delta^4(p_3 - k_2) \\ + \delta^4(p_3 - k_1) \delta^4(p_1 - k_2) \delta^4(p_2 - k_3) - \delta^4(p_3 - k_1) \delta^4(p_2 - k_2) \delta^4(p_1 - k_3) \\ + \delta^4(p_3 - k_1) \delta^4(p_1 - k_3) \delta^4(p_2 - k_2) - \delta^4(p_2 - k_1) \delta^4(p_1 - k_2) \delta^4(p_3 - k_3) \} \\ + \frac{1}{(2\pi)^8} \int \{ (2\pi)^4 S'_F{}^{-1}(p_1) \delta^4(p_1 - p'_1) [ G(p_2, p_3, p'_3, p'_2) - G(p_3, p_2, p'_3, p'_2) ] \\ + (2\pi)^4 S'_F{}^{-1}(p_2) \delta^4(p_2 - p'_2) [ G(p_3, p_1, p'_1, p'_3) - G(p_1, p_3, p'_1, p'_3) ] \\ + (2\pi)^4 S'_F{}^{-1}(p_3) \delta^4(p_3 - p'_3) [ G(p_1, p_2, p'_2, p'_1) - G(p_2, p_1, p'_2, p'_1) ] \\ + G(p_1, p_2, p_3, p'_3, p'_2, p'_1) + G(p_3, p_1, p_2, p'_3, p'_2, p'_1) + G(p_2, p_3, p_1, p'_3, p'_2, p'_1) \\ - G(p_1, p_3, p_2, p'_3, p'_2, p'_1) - G(p_3, p_2, p_1, p'_3, p'_2, p'_1) - G(p_2, p_1, p_3, p'_3, p'_2, p'_1) \} \\ \delta^4(p_1 + p_2 + p_3 - p'_1 - p'_2 - p'_3) K(p'_1, p'_2, p'_3, k_3, k_2, k_1) d^4 p'_1 d^4 p'_2 d^4 p'_3. \quad (21) \\ K(p'_1, p'_2, p'_3, k_3, k_2, k_1) S'_F{}^{-1}(k_1) S'_F{}^{-1}(k_2) S'_F{}^{-1}(k_3) \\ = (2\pi)^{12} \{ \delta^4(p_1 - k_1) \delta^4(p_2 - k_2) \delta^4(p_3 - k_3) - \delta^4(p_1 - k_1) \delta^4(p_3 - k_2) \delta^4(p_2 - k_3) \\ + \delta^4(p_3 - k_1) \delta^4(p_1 - k_2) \delta^4(p_2 - k_3) - \delta^4(p_3 - k_1) \delta^4(p_2 - k_2) \delta^4(p_1 - k_3) \\ + \delta^4(p_3 - k_1) \delta^4(p_3 - k_2) \delta^4(p_1 - k_3) - \delta^4(p_2 - k_1) \delta^4(p_1 - k_2) \delta^4(p_3 - k_3) \}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{(2\pi)^8} \int K(p_1, p_2, p_3, k'_3, k'_2, k'_1) \{ (2\pi)^4 S_F^{-1}(k_1) \delta^4(k_1 - k'_1) [G(k'_2, k'_3, k_3, k_2) \\
& - G(k'_2, k'_3, k_2, k_3)] + (2\pi)^4 S_F^{-1}(k_2) \delta^4(k_2 - k'_2) [G(k'_1, k'_3, k_3, k_1) \\
& - G(k'_1, k'_3, k_1, k_3)] + (2\pi)^4 S_F^{-1}(k_3) \delta^4(k_3 - k'_3) [G(k'_1, k'_2, k_2, k_1) \\
& - G(k'_1, k'_2, k_1, k_2)] + G(k'_1, k'_2, k'_3, k_3, k_2, k_1) + G(k'_1, k'_2, k'_3, k_1, k_3, k_2) \\
& + G(k'_1, k'_2, k'_3, k_2, k_1, k_3) - G(k'_1, k'_2, k'_3, k_3, k_1, k_2) - G(k'_1, k'_2, k'_3, k_1, k_2, k_3) \\
& - G(k'_1, k'_2, k'_3, k_2, k_3, k_1) \} \delta^4(k'_1 + k'_2 + k'_3 - k_1 - k_2 - k_3) d^4 k'_1 d^4 k'_2 d^4 k'_3. \quad (22)
\end{aligned}$$

用 (20) 式电流矩阵元中的积分核所满足的华德等式及核子波函数所满足的 B-S 方程、方程 (21) 和 (22) 可以证明

$$q_\mu T_{\mu\nu} = 0, \quad (23)$$

和

$$q_\nu T_{\mu\nu} = 0, \quad (24)$$

用 (5) 式可以证明

$$q_\mu W_{\mu\nu} = q_\nu W_{\mu\nu} = 0, \quad (25)$$

即华德等式保证了  $W_{\mu\nu}$  满足电流守恒的要求。因而, 为保证电流守恒, 在做假定取近似时, 必须保证华德等式的成立。

另一方面, 华德等式在核子方程的核和电流矩阵元的积分核及结构函数的积分核之间建立了方程, 如 [1] 中所讨论的, 若核子方程的积分核知道了, 从华德等式可以得到电流矩阵元积分核中光子线挂在层子线链上的那一部份, 而光子线挂在封闭的层子线圈图上的部份不能由此得到。由此, 用这样得到的  $G_\mu(p_1, p_2, p'_2, p'_1)$ 、 $G_\mu^K(p_1, p_2, p_3, p'_3, p'_2, p'_1)$ , 再通过华德等式可以得到光子线挂在层子线链上的  $G_{\mu\nu}^{(2)}$ 、 $G_{\mu\nu}^{(3)}$ 。  $G_{\mu\nu}^{(1)}$  由  $A_\mu$  得到, 但也是少光子线挂在封闭的层子线圈上的图。

在 (10) 式中, 振幅  $T_{\mu\nu}$  用核子的三个层子的 B-S 振幅展开。但是, 下列振幅

$$\begin{aligned}
& \langle 0 | T \{ \psi(x_1) \psi(x_2) \psi(x_3) \psi(x_4) \bar{\psi}(x_5) \cdots \phi(y_1) \cdots \} | B \rangle, \\
& \langle B | T \{ \bar{\psi}(x_1) \bar{\psi}(x_2) \bar{\psi}(x_3) \psi(x_4) \bar{\psi}(x_5) \cdots \phi(y_1) \cdots \} | 0 \rangle
\end{aligned} \quad (26)$$

也是存在的。在振幅 (26) 中含有三加  $n$  对层子场和  $m$  个胶子场算符 ( $m, n = 0, 1, 2, \cdots$ )。按照 [3] 中的讨论, 振幅 (26) 可以用核子的最低次振幅

$$\begin{aligned}
& \langle 0 | T \{ \psi(x_1) \psi(x_2) \psi(x_3) \} | B \rangle, \\
& \langle B | T \{ \bar{\psi}(x_1) \bar{\psi}(x_2) \bar{\psi}(x_3) \} | 0 \rangle
\end{aligned} \quad (27)$$

表示出来。而振幅  $T_{\mu\nu}$  可以用 (26) 这样的高次振幅展开, 此时积分核不同。这样表示式中高次振幅 (26) 中的层子对是由 (10) 式中  $G_{\mu\nu}$  的封闭的层子线圈图贡献的。可以认为, 高次振幅中的层子对等价于部份子模型中的“层子海”效应。从另一方面看, 若 (10) 式中  $G_{\mu\nu}$  不含有封闭的层子线圈图, 光子线挂在层子线链上。由于核子是由第一、二两种层子构成, 在振幅 (27) 中的层子场量只有第一、二两种层子的场量。这样, 在  $G_{\mu\nu}$  中不考虑封闭的层子线圈图以后, 就不会有第三种层子、反层子线出现, 因而不会有第三种层子、反层子的效应存在。在部份子模型中, 第三种层子、反层子在“层子海”中出现的。因而, 在部份子模型的运动学区域中, 不含封闭的层子线圈图的  $G_{\mu\nu}$ , 得不到层子海效应。由高能电子 ( $\mu$  介子) 的深度非弹散射和中微子深度非弹散射实验资料得到, “层子海”的效应在这些过程中贡献小, 而且主要在  $x$  小的区域。因而, 可以先不考虑它的效应, 即在  $G_{\mu\nu}$  中略

去封闭的层子线圈图的贡献。这样,若核子波函数方程中的积分核知道,就可以用华德等式将  $G_\mu$ 、 $G_{\mu\nu}$  解出来。

在解 B-S 方程时,往往取位势假定。现在,讨论在不考虑封闭的层子线圈图和对 B-S 方程的核作位势假定时,  $G_{\mu\nu}$  取什么形式。按照 [1] 中的讨论,在这两种情况下有

$$\begin{aligned} G_\mu(p_1, p_2, p'_2, p'_1) &= 0, \\ G_\mu^K(p_1, p_2, p_3, p'_3, p'_2, p'_1) &= 0. \end{aligned} \quad (28)$$

那么由 (20) 式得

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^{(2)}(p_2, p_3, q, p'_3, p'_2) &= 0, \\ G_{\mu\nu}^{(3)}(p_1, p_2, p_3, q, p'_3, p'_2, p'_1) &= 0. \end{aligned} \quad (29)$$

用 (28)、(29) 式得

$$\begin{aligned} &G_{\mu\nu}(p_1, p_2, p_3, q, p'_3, p'_2, p'_1) \\ &= \frac{1}{2} (2\pi)^8 \delta^4(p_1 - p'_1) \delta^4(p_2 - p'_2) S_F'^{-1}(p_1) S_F'^{-1}(p_2) G_{\mu\nu}^{(1)}(p_3, q, p_3) - (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 \\ &\quad - p'_1 - p'_2) V \{ (p_1 - p'_1)^2 \} G_{\mu\nu}^{(1)}(p_3, q, p_3) + \frac{1}{(2\pi)^{24}} \int \{ G_\mu(p_1, p_2, p_3, k_3, k_2, k_1) \\ &\quad \cdot K(k_1, k_2, k_3, k'_3, k'_2, k'_1) G_\nu(k'_1, k'_2, k'_3, p'_3, p'_2, p'_1) (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 + p_3 + q \\ &\quad - k_1 - k_2 - k_3) + G_\nu(p_1, p_2, p_3, k_3, k_2, k_1) K(k_1, k_2, k_3, k'_3, k'_2, k'_1) \\ &\quad \cdot G_\mu(k'_1, k'_2, k'_3, p'_3, p'_2, p'_1) (2\pi)^4 \delta^4(k'_1 + k'_2 + k'_3 + q - p'_3 - p'_2 - p'_1) \} \\ &\quad \cdot d^4 k_1 d^4 k_2 d^4 k_3 d^4 k'_1 d^4 k'_2 d^4 k'_3 - (2\pi)^8 \delta^4(p_1 - p'_1) \delta^4(p_3 - p'_3 + q) \Lambda_\mu(p_3, p'_3) \\ &\quad \cdot \Lambda_\nu(p_2, p'_2) S_F'^{-1}(p_1), \end{aligned} \quad (30)$$

其中

$$\begin{aligned} G_\mu(p_1, p_2, p_3, k_3, k_2, k_1) &= \frac{1}{2} (2\pi)^8 S_F'^{-1}(p_1) S_F'^{-1}(p_2) \delta^4(p_1 - k_1) \delta^4(p_2 - k_2) \Lambda_\mu(p_3, k_3) \\ &\quad - (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - k_1 - k_2) V \{ (p_1 - k_1)^2 \} \Lambda_\mu(p_3, k_3). \end{aligned} \quad (31)$$

六点格林函数所满足的方程中的积分核取位势假定:

$$\begin{aligned} G(p_2, p_1, p'_1, p'_2) &= V \left\{ \frac{1}{4} (p_1 - p_2 - p'_1 + p'_2)^2 \right\}, \\ G(p_3, p_2, p_1, p'_1, p'_2, p'_3) &= V_3(p_3 - p'_3, p_2 - p'_2, p_1 - p'_1). \end{aligned} \quad (32)$$

$\Lambda_\mu(p, p')$  由 [1] 中给出的方程解出。由方程 (20) 中第一式将  $G_{\mu\nu}^{(1)}(p_3, q, p_3)$  解出。这样,若核子波函数的 B-S 方程中的位势从物理上确定,可以从方程中解出波函数,解出六点格林函数。用介子方程中的位势解出  $S_F'^{-1}(p)$ 、 $\Lambda_\mu(p, p')$ , 就可以将  $T_{\mu\nu}$  算出来,进而得到  $W_{\mu\nu}$ 。

这样,在不考虑  $G_{\mu\nu}$ 、 $G_\mu$  中封闭的层子线圈图的贡献和取位势假定以后,可用方程中的位势将  $W_{\mu\nu}$  算出,也就是说  $W_{\mu\nu}$  由位势所确定。

作者对朱洪元先生的讨论表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] 李炳安, 高能物理与核物理, **3** (1979), 141.  
[2] S. Mandelstam, *Proc. Roy. Soc.*, **233** (1955), 248.

[3] David Lurie, "Particle and Fields", 437, Interscience, 1968.

## WARD IDENTITIES AND ELECTRON DEEP INELASTIC SCATTERING PROCESSES

LI BING-AN

*(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)*

### ABSTRACT

Electron deep inelastic scattering processes are discussed using the method developed in previous paper [1]. General expressions of the irreducible diagrams of the structure functions are obtained. The relations between these irreducible diagrams and the kernels of the nucleon's B-S equations and the nucleon's transition matrix elements of the electric current are given by through Ward Identities. Neglecting the contribution from the straton loop diagrams and using the potential assumption for the kernel of the equation, expressions of the structure functions and their calculating method are given. The structure functions can be computed by using the kernel of the equations and solved wave functions.