

# 中微子-质子、中微子-电子弹性 散射和弱中性流的时空结构

杜东生 吴济民  
(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

本文对  $\nu p$ 、 $\bar{\nu} p$ 、 $\nu e$ 、 $\bar{\nu} e$  弹性散射作了最普遍的唯一象分析, 讨论了靶和末态反冲粒子的极化效应, 系统地研究了弱中性流的时空结构. 在某些条件下, 给出了从实验上判断存在各类耦合的判据.

## (一) 引 言

自从实验上发现了弱中性流之后, 研究它的时空结构就是一个十分重要的问题. 特别是, 现有的弱电统一规范场理论是在认为弱中性流是  $V$ 、 $A$  型耦合的基础上建立起来的. 但是, 究竟是否只有  $V$ 、 $A$  型两种弱中性流呢? 这个问题至今尚无明确的证据. 所以, 从实验上提供弱中性流的时空结构的知识对于建立正确的弱作用理论是重要的一步. 本文从最一般的原则出发, 运用唯象分析的方法, 讨论了如何从实验上了解弱中性流的时空结构, 特别关心  $S$ 、 $P$ 、 $T$  型耦合是否存在的问题.

我们选择纯弱中性流过程—— $\nu e$ 、 $\nu p$  弹性散射来讨论. 实验上已经能够逐步给出这两类过程的微分截面, 理论上也有人采用唯象分析的方法部分地讨论过这两个过程<sup>[1,2,3]</sup>. 为了全面地讨论, 我们考虑了靶粒子的极化效应.

## (二)

假设采用唯象的流-流耦合形式描写中性流过程, 以  $\nu p$  弹性散射为例, 跃迁矩阵元最一般形式是:

$$M = \frac{2G_F}{\sqrt{2}} \sum_i \bar{u}(Q') \Gamma_i u(Q) m^i(p, p'), \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} \Gamma_S &= 1, & \Gamma_P &= i\gamma_5, & \Gamma_V &= i\gamma_\lambda, \\ \Gamma_A &= i\gamma_\lambda \gamma_5, & \Gamma_T &= \sigma_{\lambda\mu}, \\ m^S(p, p') &= \bar{u}(p') [C^S + i\gamma_5 D^S] u(p), \\ m^P(p, p') &= \bar{u}(p') [i\gamma_5 C^P + D^P] u(p), \end{aligned}$$

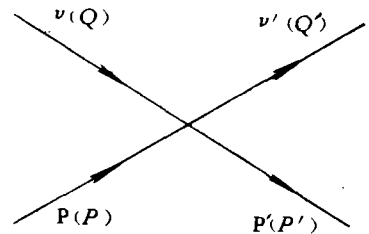


图 1

$$\begin{aligned}
 m_{\lambda}^{\nu}(p, p') &= i\bar{u}(p') \left\{ \gamma_{\lambda} [C_1^{\nu} + \gamma_5 D_1^{\nu}] + \frac{1}{2m} \sigma_{\lambda\alpha} q_{\alpha} [C_2^{\nu} + i\gamma_5 D_2^{\nu}] \right. \\
 &\quad \left. + \frac{i}{2m} q_{\lambda} [iC_3^{\nu} + \gamma_5 D_3^{\nu}] \right\} u(p), \\
 m_{\lambda}^A(p, p') &= i\bar{u}(p') \left\{ \gamma_{\lambda} \gamma_5 [C_1^A + \gamma_5 D_1^A] + \frac{1}{2m} \sigma_{\lambda\alpha} q_{\alpha} \gamma_5 [iC_2^A + \gamma_5 D_2^A] \right. \\
 &\quad \left. + \frac{i}{2m} q_{\lambda} \gamma_5 [C_3^A + i\gamma_5 D_3^A] \right\} u(p), \\
 m_{\lambda\mu}^T(p, p') &= \bar{u}(p') \sum_{a=1}^4 \left\{ \Gamma_{\lambda\mu}^a C_a^T + \frac{1}{2} i \varepsilon_{\lambda\mu\alpha\beta} \Gamma_{\alpha\beta}^a D_a^T \right\} u(p), \\
 \Gamma_{\lambda\mu}^1 &= \sigma_{\lambda\mu} = \frac{1}{2i} (\gamma_{\lambda} \gamma_{\mu} - \gamma_{\mu} \gamma_{\lambda}), \\
 \Gamma_{\lambda\mu}^2 &= \frac{1}{m} (\gamma_{\lambda} q_{\mu} - \gamma_{\mu} q_{\lambda}), \\
 \Gamma_{\lambda\mu}^3 &= \frac{i}{m} (\gamma_{\lambda} k_{\mu} - \gamma_{\mu} k_{\lambda}), \\
 \Gamma_{\lambda\mu}^4 &= \frac{i}{m^2} (q_{\lambda} k_{\mu} - q_{\mu} k_{\lambda}),
 \end{aligned}$$

$$q = p - p', \quad k = p + p', \quad t = -q^2, \quad m = \text{核子质量}.$$

这里 24 个形状因子, 它们度量了耦合作用的大小及类型, 它们都是  $t$  的函数.

假设拉氏函数是厄米的, 则上述形状因子都是实的.

假设中性流过程拉氏函数时间反演不变, 则下列 10 个形状因子是纯虚的:  $D^S, D^P, D_2^{\nu}, C_3^{\nu}, C_2^A, D_3^A, C_3^T, D_2^T, D_1^T, D_4^T$ .

假设中性流不存在二类流, 则下列形状因子为零:  $C_3^{\nu}, D_2^{\nu}, D_3^A, C_2^A, D_3^T$ .

由于  $m_{\nu} = 0$ , 应用 Dirac 方程, 使得在  $m_{\lambda}^{\nu}, m_{\lambda}^A$  项中  $q_{\lambda}$  项不给贡献.

由于入射  $\nu_{\mu}$  是左旋的, 可作替换  $u(Q) = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) u(Q)$ .

在上述假设和性质的要求下, 最终合并为 8 个实形状因子.

$$\begin{aligned}
 M_{\nu} &= \frac{2G_F}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{u}(Q') \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) u(Q) \cdot \bar{u}(p') [S + \gamma_5 P] u(p) \right. \\
 &\quad + i\bar{u}(Q') \gamma_{\lambda} \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) u(Q) \cdot i\bar{u}(p') \left[ \gamma_{\lambda} F_1 + \frac{\sigma_{\lambda\alpha} q_{\alpha}}{2m} F_2 + \gamma_{\lambda} \gamma_5 G_1 \right] u(p) \\
 &\quad \left. + \bar{u}(Q') \sigma_{\nu\mu} \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) u(Q) \cdot \bar{u}(p') \sum_{a=1,2,4} \Gamma_{\lambda\mu}^a T_a \cdot u(p) \right\}, \quad (2)
 \end{aligned}$$

其中,

$$S = C^S, \quad P = -C^P, \quad F_1 = C_1^{\nu} + D_1^A, \quad F_2 = C_2^{\nu} + D_2^A, \quad G_1 = C_1^A + D_1^{\nu}, \quad T_a = C_a^T.$$

对于  $\bar{\nu}_{\mu} p$  弹性过程, 上述公式中只须要作下列修改:

$$\bar{u}(Q') \Gamma_i u(Q) \rightarrow \bar{\nu}(Q) \Gamma_i \nu(Q') = \bar{\nu}(Q) \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \Gamma_i \nu(Q').$$

强子顶点部分不变，最后给出：

$$\begin{aligned}
 M_{\bar{\nu}} = & \frac{2G_F}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{\nu}(Q) \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \nu(Q') \cdot \bar{u}(p') [S - \gamma_5 P] u(p) \right. \\
 & + i\bar{\nu}(Q) \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \gamma_\lambda \nu(Q') \cdot i\bar{u}(p') \left[ \gamma_\lambda F_1 + \frac{\sigma_{\lambda\alpha} q_\alpha}{2m} F_2 + \gamma_\lambda \gamma_5 G_1 \right] u(p) \\
 & \left. + \bar{\nu}(Q) \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \sigma_{\lambda\mu} \nu(Q') \cdot \bar{u}(p') \sum_{a=1,2,4} \Gamma_{\lambda\mu}^a T_a \cdot u(p) \right\}. \quad (3)
 \end{aligned}$$

我们在实验室系讨论微分截面，取如下的运动学：

$$\begin{aligned}
 Q &= (0, 0, E_\nu, iE_\nu), \\
 p &= (0, 0, 0, im), \\
 p' &= E'(0, \beta' \sin \theta, \beta' \cos \theta, i), \\
 Q' &= (0, -E'\beta' \sin \theta, E_\nu - E'\beta' \cos \theta, \\
 & \quad i[E_\nu + m - E']), \\
 S_i &= p_{i1}(0, 0, 1, 0) + p_{i2}(1, 0, 0, 0) \\
 & \quad + p_{i3}(0, 1, 0, 0), \\
 S_f &= p'_{f1}(0, \gamma' \sin \theta, \gamma' \cos \theta, i\beta' \gamma') \\
 & \quad + p'_{f2}(1, 0, 0, 0) \\
 & \quad + p'_{f3}(0, \cos \theta, -\sin \theta, 0),
 \end{aligned}$$

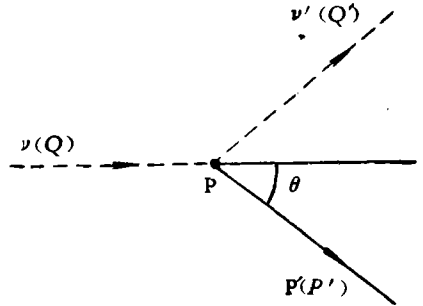


图 2

$$\gamma' = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta'^2}}, \quad (4)$$

$S_i$ 、 $S_f$  分别为始态、终态核子的极化矢量。这里我们把始态核子沿入射中微子动量  $Q$  方向上的极化称为始态核子纵向极化，把与  $Q$  垂直的两个方向上的极化称为始态横向极化，其极化度分别记为  $p_{i1}$ 、 $p_{i2}$ ，终态核子纵向、横向极化度分别记为  $p'_{f1}$ 、 $p'_{f2}$ 。

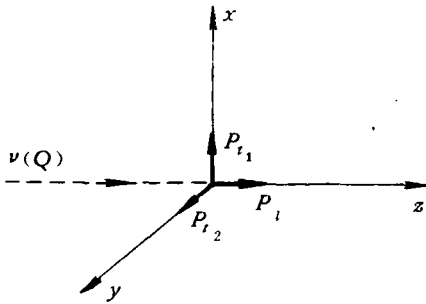


图 3

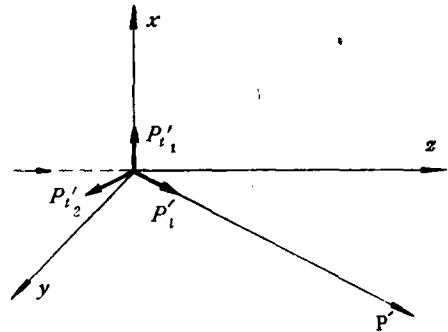


图 4

在上述假设下， $\nu p$ 、 $\bar{\nu} p$  弹性散射的微分截面是：

$$\begin{aligned}
 \frac{16\pi(s - m^2)^2}{G_F^2} \frac{d\sigma^{\nu p}}{dt} = & S^2 t (t - 4m^2) [1 + (s_i s_f)] + P^2 t^2 [1 - (s_i s_f)] \\
 & - 2t(S^2 - P^2)(s_i p')(s_f p) \pm 4mSP(p_{s_f})t \mp 4mSP(s_i p')t \\
 & + F_1^2 \{ 4(m^2 - s)^2 + 4st + 2t^2 \mp 4mt(Q + Q', s_i + s_f)
 \end{aligned}$$

$$+ 8(s_i Q')(s_f Q)(m^2 - s) - 8(m^2 - s - t)(s_i Q)(s_f Q') \\ + (s_i s_f)[4(m^2 - s)^2 + 4ts] + \dots \quad (5)$$

其中,上标指  $\nu_\mu$  入射,下标指  $\bar{\nu}_\mu$  入射(由于公式较长,我们将其列于附录中)。

### (三) $\nu_\mu e$ 、 $\bar{\nu}_\mu e$ 弹性散射

上述讨论可以用来讨论  $\nu_\mu e$  弹性散射。在目前加速器产生的中微子束能量范围内,可以认为电子是点粒子。所以,这里所有形状因子都不再是  $t$  的函数,只是一个常数。同时,  $F_2$ 、 $T_2$ 、 $T_4 = 0$ 。最后,得到  $\nu_\mu e$  弹性散射角分布(暂不考虑电子的极化效应):

$$\frac{d\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dt} = \frac{G_F^2}{8\pi(s - m^2)^2} \{4(m^2 - s)^2[F_1^2 + G_1^2 + 8T_1^2] \\ + [-4m^2S^2 + 4sF_1^2 + (4s - 8m^2)G_1^2 \pm 8G_1F_1(m^2 - s) \\ + 16(2s - m^2)T_1^2 \mp 8(m^2 - s)T_1(S + P)]t \\ + [S^2 + P^2 + 2F_1^2 + 2G_1^2 \mp 4G_1F_1 + 8T_1^2 \pm 4T_1(S + P)]t^2\}. \quad (6)$$

实验上可测得角分布:

$$\frac{d\sigma^\nu}{dt} = \frac{G_F^2}{8\pi(s - m^2)^2} [a_0 + a_1t + a_2t^2], \\ \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dt} = \frac{G_F^2}{8\pi(s - m^2)^2} [b_0 + b_1t + b_2t^2].$$

即有:

$$a_0 = (m^2 - s)^2[4F_1^2 + 4G_1^2 + 32T_1^2], \\ a_1 = -4m^2S^2 + 4sF_1^2 + (4s - 8m^2)G_1^2 + 8G_1F_1(m^2 - s) \\ + 16(2s - m^2)T_1^2 - 8(m^2 - s)T_1(S + P), \\ a_2 = S^2 + P^2 + 2F_1^2 + 2G_1^2 - 4G_1F_1 + 8T_1^2 + 4T_1(S + P), \\ b_0 = (m^2 - s)^2[4F_1^2 + 4G_1^2 + 32T_1^2], \\ b_1 = -4m^2S^2 + 4sF_1^2 + (4s - 8m^2)G_1^2 - 8G_1F_1(m^2 - s) \\ + 16(2s - m^2)T_1^2 + 8(m^2 - s)T_1(S + P), \\ b_2 = S^2 + P^2 + 2F_1^2 + 2G_1^2 + 4G_1F_1 + 8T_1^2 - 4T_1(S + P). \quad (7)$$

在六个实验信息  $a_i$ 、 $b_i$  中只有四个是独立的,它们之间有下列二关系:

$$a_0 = b_0, \\ a_1 - b_1 = -2(m^2 - s)(a_2 - b_2). \quad (8)$$

由(7)、(8)可见:

- 1) 如果前述假定是正确的,那么(8)式一定能满足,且有  $a_0, b_0, a_2, b_2 \geq 0$ 。
- 2) 如果不考虑电子的极化效应,只测量  $\nu e$  散射角分布,不能确定电子弱中性流的时空结构。

- 3) 如果只存在  $V, A$  型耦合(正如规范理论所描述的那样),则应有:

$$a_2 + b_2 = \frac{a_0}{(m^2 - s)^2}, \quad (9)$$

$$\left[ (a_1 + b_1) - \frac{2a_0}{(s - m^2)} \right]^2 = 4m^2 \left[ \frac{a_0}{(m^2 - s)^2} + (a_2 - b_2) \right] \left[ \frac{a_0}{(m^2 - s)^2} - (a_2 - b_2) \right]. \quad (10)$$

(9), (10) 式是只存在  $V, A$  型耦合的必要条件.

4) 如果只存在矢量耦合(正如原子宇称破坏实验中 [4] 所得到的结论那样), 则有:

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{(m^2 - s)^2}{s} a_1 = 2(m^2 - s)^2 a_2, \\ b_0 &= \frac{(m^2 - s)^2}{s} b_1 = 2(m^2 - s)^2 b_2, \\ a_0 &= b_0. \end{aligned} \quad (11)$$

(11) 式是只存在矢量耦合的充分必要条件. 即: 若只有矢量耦合, 则 (11) 式的关系一定成立. 反之, 若实验上测得的  $a_i, b_i$  满足 (11) 则可断定只有矢量耦合.

#### (四) $\nu_{\mu}p, \bar{\nu}_{\mu}p$ 弹性散射

由于核子是有结构的, 所以在理论表达式中出现 8 个形状因子, 而且都是  $t$  的函数. 这样要与实验结果比较是有困难的. 我们注意到, 微分截面 (5) 式还是  $s$  的有限幂级数, 但是若直接按  $s$  幂级数与实验比较又太复杂. 为此, 我们选择了量  $\zeta$ , 即用  $(\zeta, \eta)$  代替  $(s, t)$  作为变量, 这样做, 便于与实验进行比较.

取

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{2s - 2m^2 - t}{4m^2\sqrt{\eta(\eta + 1)}}, \\ \eta &= -\frac{t}{4m^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

除去运动学因子外, (5) 式只含有  $\zeta$  的二次、一次、零次幂.

如果从交叉对称性来看,  $\zeta$  就是  $t$  道质心系散射角 ( $\nu, \bar{p}$  夹角) 的余弦在  $s$  道的延拓值. 在  $t$  道质心系里, 可以看成  $\nu, \bar{p}$  湮没形成自旋 0, 1 的中间态, 它们的衰变角分布当然只含有散射角余弦的二次、一次和零次幂了.

在实验上, 我们也把实验信息表示成  $\zeta$  的幂函数, 找到相应的展开系数  $a, b$ , 这样就找到了形状因子与实验信息之间的关系.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\nu}}{dt} &= \frac{16m^4 G_F^2}{16\pi(s - m^2)} \{ a_0 + a_1\zeta + a_2\zeta^2 + p_1(a'_0 + a'_1\zeta + a'_2\zeta^2) \\ &\quad + p'_1(a''_0 + a''_1\zeta + a''_2\zeta^2) + \dots \}, \end{aligned} \quad (13.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dt} &= \frac{16m^4 G_F^2}{16\pi(s - m^2)} \{ b_0 + b_1\zeta + b_2\zeta^2 + p_1(b'_0 + b'_1\zeta + b'_2\zeta^2) \\ &\quad + p'_1(b''_0 + b''_1\zeta + b''_2\zeta^2) + \dots \}, \end{aligned} \quad (13.2)$$

利用 (4) 式, 并取  $s - m^2 \cong s$ , 比较 (5), (13) 式, 可以看出, 从角分布能得到的独立的实验信息的数目如下(为了简单起见, 我们没有同时考虑始终整的极化效应):

如果利用实验信息能求得 8 个形状因子的大小, 也就是测得了相互作用耦合形式和

	始态不极化 不测终态极化	始态纵向极化	始态横向极化	测量终态 横向极化	测量终态 纵向极化
$\nu_\mu$ 入射	共 3 个	3 个	3 个	2 个	3 个
$\bar{\nu}_\mu$ 入射		3 个	3 个	2 个	3 个

耦合大小,为此需要 8 个独立的实验信息。我们可以按实验条件的难易,选择测量数目足够的独立实验信息。

由上表看出,如果不考虑极化效应就不能区分弱中性流的耦合类型及其大小。

以下我们以只测量无极化效应和测量始态纵向极化效应为例,说明如何得到弱中性流的时空结构知识。这时共 9 个独立信息  $a_i, a'_i, b'_i$ , 它们有:

$$\begin{aligned}
 a_0 &= S^2\eta(\eta+1) + P^2\eta^2 + F_1^2\eta(\eta-1) + F_1F_24\eta^2 + F_2^2\eta^2(1-\eta) \\
 &\quad + G_1^2\eta(\eta+1) - T_1^24\eta - T_2^2 \cdot 16\eta^3 - T_1T_216\eta^2, \\
 a'_0 - b'_0 &= SP \cdot 4\eta^2, \\
 a'_0 + b'_0 &= F_1G_14\eta^2 + F_2G_14\eta^2, \\
 a_1 &= F_1G_14\eta\sqrt{\eta(\eta+1)} + F_2G_14\eta\sqrt{\eta(\eta+1)} - T_1(S+P)4\eta\sqrt{\eta(\eta+1)} \\
 &\quad + T_2S \cdot 8\eta\sqrt{\eta(\eta+1)} + T_4S \cdot 16\eta(1+\eta)\sqrt{\eta(\eta+1)}, \\
 a'_1 - b'_1 &= F_1^24\eta\sqrt{\eta(\eta+1)} + F_1F_24\eta\sqrt{\eta(\eta+1)} + G_1^24\eta\sqrt{\eta(\eta+1)}, \\
 a'_1 + b'_1 &= -T_1S \cdot 8\eta\sqrt{\eta(\eta+1)} - T_1P \cdot 8\eta\sqrt{\eta(\eta+1)} \\
 &\quad + T_4P \cdot 32\eta^2\sqrt{\eta(\eta+1)}, \\
 a_2 &= F_1^2\eta(\eta+1) + F_2^2\eta^2(\eta+1) + G_1^2\eta(\eta+1) + T_1^28\eta(\eta+1) \\
 &\quad + T_2^216\eta^2(\eta+1) + T_2^264\eta^2(\eta+1)^2 - T_1T_432\eta^2(\eta+1) \\
 &\quad + T_2T_464\eta^2(\eta+1), \\
 a'_2 - b'_2 &= T_1^216\eta(\eta+1) - T_1T_464\eta^2(\eta+1), \\
 a'_2 + b'_2 &= F_1G_14\eta(\eta+1).
 \end{aligned} \tag{14}$$

由此可以解出:

$$\begin{aligned}
 F_1^2 &= \frac{\sqrt{\eta(\eta+1)}}{2\eta(1+\eta)^2} \frac{(a'_2 + b'_2)^2}{(a'_1 - b'_1)^2}, \\
 F_2^2 &= \left[ \frac{(a'_0 + b'_0)^2}{\eta^3} - \frac{(a'_1 - b'_1)^2}{2\eta^2(\eta+1)} + \frac{(a'_2 + b'_2)^2}{\eta(\eta+1)^2} \right] \frac{\sqrt{\eta(\eta+1)}}{a'_1 - b'_1}, \\
 G_1^2 &= \frac{1}{8\eta\sqrt{\eta(\eta+1)}} (a'_1 - b'_1)
 \end{aligned} \tag{15}$$

以及

$$(a'_1 - b'_1)^2 = 4(a'_2 + b'_2)(a'_0 + b'_0).$$

再代回(14),将其余部分写成:

$$\begin{aligned}
 \alpha &= S^2\eta(\eta+1) + P^2\eta^2 - 4\eta(T_1 + 2\eta T_2)^2, \\
 \beta &= SP, \\
 \gamma &= -T_1(S+P) + 2T_2S + 4T_4S(1+\eta),
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\delta &= -T_1(S+P) + 4\eta T_4 P, \\ \epsilon &= T_1^2 - 4T_1 T_4 \eta, \\ \xi &= (T_1 - 2\eta T_4)^2 + (T_2 + 2T_4)^2 2\eta + T_4^2 \cdot 4\eta^2,\end{aligned}\quad (16)$$

其中左端  $\alpha, \beta, \dots$  均为已知量,

$$\begin{aligned}\alpha &= a_0 - F_1^2 \eta (\eta - 1) - F_1 F_2 A \eta^2 - F_2^2 \eta^2 (1 - \eta), \\ \beta &= \frac{1}{4\eta^2} (a'_0 - b'_0), \\ \gamma &= \frac{1}{4\eta \sqrt{\eta(\eta+1)}} \left[ a_1 - F_1 G_1 4\eta \sqrt{\eta(\eta+1)} - F_2 G_1 4\eta \sqrt{\eta(\eta+1)} \right], \\ \delta &= \frac{1}{8\eta \sqrt{\eta(\eta+1)}} (a'_1 + b'_1), \\ \epsilon &= \frac{1}{16\eta(\eta+1)} (a'_2 - b'_2), \\ \xi &= \frac{1}{8\eta(\eta+1)} [a_2 - F_1^2 \eta (\eta+1) - F_2^2 \eta^2 (\eta+1) - G_1^2 \eta (\eta+1)].\end{aligned}\quad (17)$$

可以看出:

- 1) 如果  $\xi = 0$ , 则有  $T_1, T_2, T_4 = 0$ , 由此可以判断是否存在张量耦合。
- 2) 如果  $\xi = 0, \alpha = 0$ , 则有  $T_1, T_2, T_4, S, P = 0$ , 即中性流不存在  $S, P, T$  型耦合。
- 3) 如果  $\xi = 0, \beta = 0$  同时又有  $\gamma$  或  $\delta = 0$ , 同样也不存在  $S, P, T$  型耦合。
- 4) 从实验上测出  $\alpha, \beta, \dots$  等值后, 就可以由 (17) 式求得  $S, P, T$  型耦合的大小。如果只存在  $V, A$  型耦合, 则必定有  $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \epsilon, \xi = 0$ , 但是存在  $V, A$  型耦合的必要条件却只要  $\alpha, \xi = 0$ 。

另外, 测量  $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}$  的行为, 也可以得到关于耦合的知识, 利用 (5) 式可以给出:

$$\left. \frac{d\sigma^{pp}}{dt} \right|_{t=0} = \frac{G_F^2}{16\pi} [4F_1^2 + 4G_1^2 + 32T_1^2 + 8p_1 F_1 G_1 \pm 32p_1 T_1^2 - 8p'_2 F_1 G_1 \pm 32p'_2 T_1^2],$$

所以

$$\left. \frac{d\sigma^p}{dt} \right|_{t=0} - \left. \frac{d\sigma^{\bar{p}}}{dt} \right|_{t=0} = \frac{G_F^2}{\pi} [4p_1 T_1^2 + 4p'_2 T_1^2].\quad (18)$$

这表明只有考虑始态核子的纵向极化效应或者测量终态核子横向极化情况下的  $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}$  行为才可以提供关于  $T_1^2$  耦合的知识。

## (五) 几点说明

(1) 本文同时考虑了  $\nu_\mu e, \bar{\nu}_\mu e$  两种弹性散射, 这时导致出现含混现象的条件与只考虑一种弹性散射情况时<sup>[1]</sup>是不同的。我们从 (7) 式出发, 可推出在下列条件下出现含混:

$$\begin{aligned}
 F_1^2 + G_1^2 &= 8T_1^2, \\
 2G_1^2 &= S^2 + 4T_1^2, \\
 G_1F_1 &= -T_1(S + P), \\
 F_1^2 + G_1^2 &= S^2 + P^2.
 \end{aligned} \tag{19}$$

它的解是: (i)  $G_1 = F_1, T_1 = \pm \frac{1}{2} F_1, S = \mp F_1, P = \mp F_1,$

$$(ii) G_1 = -F_1, T_1 = \pm \frac{1}{2} F_1, S = \pm F_1, P = \pm F_1,$$

所以,我们在(三)中只得到存在  $V, A$  型相互作用的必要条件(这时可能有  $F_1 = \pm G_1$ ), 但是得到了只存在  $V$  型相互作用的充分必要条件(11). 这表示了同时考虑两个有关过程的优点.

如果测量在两种不同入射能量下  $\nu_{\mu}e, \bar{\nu}_{\mu}e$  弹性散射, 并不能增加新的独立实验信息.

原子宇称破坏实验<sup>[4]</sup> 指出了电子弱中性流是矢量型的, 这个性质也一定要在有关的其它过程中表现出来. 本文给出了在  $\nu_{\mu}e, \bar{\nu}_{\mu}e$  弹性散射中存在这一性质的充分必要条件(11), 希望在今后实验中得到检验.

(2) 在资料 [2] 中, 只对  $\nu p$  弹性散射作了讨论, 给出了存在  $S, P, T$  型耦合的三个判据. 其结论是, 需要同时测量始态核子的极化效应才能判断是否存在  $S, P, T$  型耦合.

与 [2] 相比, 本文同时考虑了  $\nu p, \bar{\nu} p$  弹性散射, 并且选取了不同的对极化矢量的描述方法, 指出了实验能给出的独立信息数目, 证明了只要测量  $\nu p, \bar{\nu} p$  弹性散射中始态或终态的一种极化效应(加上无极化效应时的信息) 就可以给出五种类型耦合的相对大小. 本文还以测量始态核子纵向极化效应为例, 给出了只存在矢量、轴矢耦合的充分必要条件.

(3)  $\nu e \rightarrow \nu e, \bar{\nu} e \rightarrow \bar{\nu} e$  的实验是困难的, 这一方面由于入射的  $\nu, \bar{\nu}$  能量目前定不准, 另一方面纯轻子弱作用过程的事例数很少, 这使实验难于做得准确. 有待实验技术的进一步改进.

对于  $\nu p \rightarrow \nu p, \bar{\nu} p \rightarrow \bar{\nu} p$  的实验上的困难与上面情况类似. 如果考虑靶的极化, 则因中微子实验靶要上千吨, 因而做成极化靶是非常困难的. 如果测量末态反冲质子的极化, 在技术上也有很大困难.

## 附 录

$\nu_{\mu}p, \bar{\nu}_{\mu}p$  弹性散射微分截面:

$$\begin{aligned}
 \frac{16\pi(s-m^2)^2}{G_F^2} \frac{d\sigma^{\nu p}}{dt} &= S^2 t(t-4m^2)[1+(s_i s_f)] + P^2 t^2[1-(s_i s_f)] \\
 &- 2t(S^2 - P^2)(s_i p')(s_f p) \pm 4mSP(ps_f)t \mp 4mSP(s_i p')t \\
 &+ F_1^2 \{4(m^2-s)^2 + 4st + 2t^2 \mp 4mt(Q+Q', s_i+s_f) + 8(m^2-s)(s_i Q')(s_f Q) \\
 &- 8(m^2-s-t)(s_i Q)(s_f Q') + (s_i s_f)[4(m^2-s)^2 + 4ts]\} \\
 &+ F_1 F_2 \left\{ 4t^2 \pm \frac{t}{m}(2m^2-2s-t)[(ps_f) + (p's_i)] \mp \frac{t}{m}(4m^2+t)(Q+Q', s_i+s_f) \right\}
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
& + 8(m^2 - s)(s_i Q')(s_f Q) - 8(m^2 - s - t)(s_i Q)(s_f Q') \\
& + 4t(s_i Q)(s_f Q) + 4t(s_i Q')(s_f Q') \} \\
& + F_2^2 \left\{ -4(m^2 - s)^2 - 4ts + 2t^2 + \frac{1}{4m^2} [(4m^2 - t)(1 + (s_i s_f)) + 2(s_i p')(s_f p)] \right. \\
& \times [(2m^2 - 2s - t)^2 - t(t - 4m^2)] \pm \frac{t}{m} (2m^2 - 2s - t)[(ps_f) + (p's_i)] \\
& \mp \frac{t^2}{m} (Q + Q', s_i + s_f) - (s_i s_f)[4(m^2 - s)^2 + 4ts] \\
& \left. + 4t(s_i Q)(s_f Q) + 4t(s_i Q')(s_f Q') \right\} \\
& + F_1 G_1 \{ \pm 4t(2m^2 - 2s - t) - 2m[4(m^2 - s)((Q's_f) + (Qs_i)) \\
& + 4(m^2 - s - t)((Qs_f) + (Q's_i))] \pm 16m^2[(Qs_i)(Q's_f) - (Qs_f)(Q's_i)] \} \\
& + F_2 G_1 \{ \pm 4t(2m^2 - 2s - t) - 2m[4(m^2 - s)((Q's_f) + (Qs_i)) \\
& + 4(m^2 - s - t)((Qs_f) + (Q's_i))] \\
& + \frac{1}{m} (2m^2 - 2s - t)^2 [(ps_f) + (p's_i)] + \frac{1}{m} (2m^2 - 2s - t)(4m^2 - t) \\
& \times (s_i + s_f, Q + Q') \mp 8(m^2 - s - t)(Q's_f)(Qs_i) \mp 8(m^2 - s)(Q's_i)(Qs_f) \\
& \pm 4(2m^2 - 2s - t)[(Qs_f)(Qs_i) + (Q's_i)(Q's_f)] \} \\
& + G_2^2 \{ [4(m^2 - s)(m^2 - s - t) + 2t(t - 2m^2)] \mp 4m(Q' - Q, s_f - s_i) \\
& \times (2m^2 - 2s - t) + 8(m^2 + s)(s_f Q)(s_i Q') + 8(3m^2 - s - t)(s_i Q)(s_f Q') \\
& + (s_i s_f)[-4(m^2 - s)^2 - 4ts] \} \\
& + T_1^2 \{ [16(m^2 - s)^2 + 16(m^2 - s - t)^2 - 8t(t - 2m^2)] - 4m^2[16(s_i Q)(s_f Q') \\
& + 16(s_i Q')(s_f Q) - 4t(s_i s_f)] \pm 4m[8(m^2 - s)(s_f Q') + 8(m^2 - s - t)(s_f Q) \\
& - 4t(ps_f)] \mp 4m[8(m^2 - s)(s_i Q) + 8(m^2 - s - t)(s_i Q') - 4t(p's_i)] \} \\
& + T_2^2 \left\{ -\frac{4t}{m^2} [(2m^2 - 2s - t)^2 - t(t - 2m^2)] \right. \\
& + 8t^2 - 8t[2(Q + Q', s_i)(Q + Q', s_f) - t(s_i s_f)] \\
& - \frac{2t}{m^2} \left[ -4(2m^2 - 2s - t)(Q + Q', s_i)(ps_f) + 2(2m^2 - 2s - t)^2(s_i s_f) \right. \\
& - 4(2m^2 - 2s - t)(Q + Q', s_f)(s_i p') + 4(t - 2m^2)(Q + Q', s_i)(Q + Q', s_f) \\
& \left. \left. + 4t \left( -\frac{1}{2} (t - 2m^2)(s_i s_f) + (s_i p')(s_f p) \right) \right] \right\} \\
& + T_4^2 \frac{1}{m^4} 2t(2m^2 - 2s - t)^2 \{ 2(t - 4m^2)[1 + (s_i s_f)] - 4(s_i p')(s_f p) \} \\
& + T_1 T_2 \cdot 4 \left\{ -4t^2 \pm \frac{4}{m} (2m^2 - 2s - t)[(m^2 - s - t)((s_f Q') - (s_i Q)) \right. \\
& + (m^2 - s)((s_i Q') - (s_f Q))] + 8(s_f, Q + Q')[(s_i Q')(m^2 - s) \\
& - (s_i Q)(m^2 - s - t)] - 8(s_i, Q + Q')[(s_f Q')(m^2 - s - t) - (Qs_f)(m^2 - s)] \}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 8t \left[ (s_f p)(s_i p') - \frac{1}{2} t(s_i s_f) \right] \Big\} \\
& + T_1 T_4 \frac{2}{m^2} (2m^2 - 2s - t) \{ 4t(2m^2 - 2s - t) [1 + (s_i s_f)] \\
& \pm 8m(2m^2 - 2s - t) [(s_f p) - (s_i p')] - 8(4m^2 - t)(Q s_i)(Q' s_f) \\
& + 8(4m^2 - t)(Q' s_i)(Q s_f) - 8(m^2 - s) [(Q s_i)(Q s_f) + (Q' s_f)(p' s_i)] \\
& + 8(m^2 - s - t) [(Q' s_i)(p s_f) + (Q s_f)(s_i p')] \} \\
& - T_2 T_4 \frac{2t}{m^2} (2m^2 - 2s - t) \{ 8(2m^2 - 2s - t) [1 + (s_i s_f)] \\
& - 8(p s_f)(s_i, Q + Q') - 8(p' s_i)(s_f, Q + Q') \} \\
& + T_1 \{ \mp 4(S - P)t(2m^2 - 2s - t) + 8Sm(2m^2 - 2s - t) [(p' s_i) - (p s_f)] \\
& + 8Pmt(Q + Q', s_i - s_f) \\
& \pm 8(S - P)[(t - 2m^2)((Q' s_i)(Q s_f) - (Q s_i)(Q' s_f)) \\
& + (m^2 - s) \left( (s_f p)(s_i Q) - \frac{1}{2} (s_i s_f)(m^2 - s) + (s_i p')(s_f Q') \right) \\
& - (m^2 - s - t) \left( (s_i p')(s_f Q) - \frac{1}{2} (s_i s_f)(m^2 - s - t) + (s_f p)(s_i Q') \right) \} \\
& \pm 16m^2(S + P) [(Q s_i)(Q' s_f) - (Q s_f)(Q' s_i)] \Big\} \\
& \mp T_2 \frac{t}{m} \{ - 8Sm(2m^2 - 2s - t) [1 + (s_i s_f)] \\
& + 8Sm[(p s_f)(s_i, Q + Q') + (s_i p')(s_f, Q + Q')] \\
& \mp 4Pt(s_f - s_i, Q + Q') \pm 4P(2m^2 - 2s - t) [(p s_f) - (p' s_i)] \} \\
& \pm T_4 \frac{4t}{m^2} (2m^2 - 2s - t) [S(4m^2 - t)(1 + (s_i s_f)) \mp 2Pm(s_f p) \\
& \pm 2Pm(p' s_i) + 2S(s_i p')(s_f p)]
\end{aligned}$$

## 参 考 资 料

- [1] B. Kayser, et al., *Phys. Lett.*, **52B**(1974), 385;  
R. L. Kingsley, et al., *Phys. Rev.*, **D10**(1974), 2216;  
E. Fishbach, et al., *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 97;  
E. Fishbach, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **37**(1976), 582.
- [2] M. Gourdin, C. F. Cho., *Nucl. Phys.*, **B112**(1976), 387.
- [3] H. Reithler, 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg; B. C. Barish, CALT-68-621 (*Phys. Rev.* 待发表).
- [4] F. Baird, et al., *Nature*, **264**(1976), 529.

## NEUTRINO-PROTON, NEUTRINO-ELECTRON ELASTIC SCATTERING AND THE SPACE-TIME STRUCTURE OF THE WEAK NEUTRAL CURRENTS

TU TUNG-SHENG      WU JI-MIN

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

### ABSTRACT

A general phenomenological analysis of  $\nu p$ ,  $\bar{\nu} p$ ,  $\nu e$ , and  $\bar{\nu} e$  elastic scattering is presented and the polarization effects of the targets and final recoil particles are also considered. The space-time structure of the weak neutral currents is examined systematically. Under some particular conditions, the criteria for the existence of various couplings are given.