

[研究ノート]

高エネルギーにおける軽粒子物理学

渡 辺 恒 利

従来、軽粒子を含む弱い相互作用の研究はほとんど素粒子の崩壊過程が主で、弱い流れの形式で表現されてきた。しかしこの 1~2 年入射粒子としての軽粒子特にニュートリノの制御方法が進歩して、高いエネルギーの軽粒子非弾性散乱が取り扱えるようになった。その結果として、今までの常識では考えられない異常現象が発見され、新しい物理への期待が高まっている。そもそも最近話題になった新粒子 ψ , ψ' は軽粒子である電子、陽電子の対消滅の実験から発見されたものであり、今後も続いて探究される新粒子の直接的な発見と解明という点で軽粒子の役割は重要である。ここでは立派すぎる題になってしまったが、軽粒子物理学という題で軽粒子が関与する諸問題、特にニュートリノの異常現象及びその解釈などについて述べておきたい。

軽粒子（すぐ後で説明する）が参加する相互作用には 2 種類（電磁相互作用と弱い相互作用）あってそれらの物理学あたりからふれていく。電磁相互作用については、我々は最も信頼出来る理論形式をもっている。すべての電荷をもつ粒子間に電磁相互作用が働き、光子が介在する量子化された電磁場の理論（量子電磁力学）が、現在の非常に精密な実験事実をその精度の中で矛盾なく説明している。

一方弱い相互作用については従来、流れの形式で考えられてきたが、

Weinberg や Salam 等によって電磁場の理論と同じ立場で W 中間子 Z 中間子の導入によって計算出来るようになった。ただし、現状では電磁場の理論のように完成されたものではなく、いくつかのパラメーター（例えば W, Z 中間子の質量）が理論の中に入り込んだり、理論のモデルが何種類も候補にのぼっている段階である。

これら2種類の相互作用の他に強い相互作用があってこれが入り込むと、とたんに複雑になって沢山の仮説を導入しないと計算出来ない。そこで強い相互作用が介在しない相互作用の研究は、解釈も含めて理論そのものの単純性からくる特別な意義をもっている。そういう点からも強い相互作用をしない粒子の一群（軽粒子）の研究は重要である。

軽粒子は中性の2つのニュートリノ ν_e と ν_μ 、及び電荷をもった電子 (e^-) と μ 粒子 (μ^-) の4種類（とそれらの反粒子）が知られている。まとめると

$$\text{軽粒子} \left\{ \begin{array}{ll} \text{中性粒子} & \nu_e, \nu_\mu \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{荷電粒子} & e^-, \mu^- \end{array} \right. \quad (2)$$

となるが、それぞれの反粒子は省略してある。

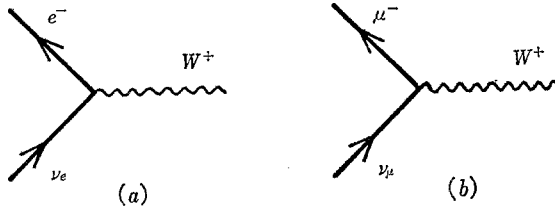
又実験によると e^- と ν_e 及び μ^- と ν_μ は、密接な関係があって、それぞれ1対の2重項と考えるのが通常である。すなわち、

$$\text{軽粒子} \dots \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right), \quad \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right) \quad (3)$$

とそれらの反粒子の対である。厳密に言えば軽粒子はスピン $\frac{1}{2}$ のフェルミ粒子で、左巻と右巻に分かれるが、ニュートリノ(1)は左巻しかないので、分類(3)は左巻について言えることである。

一方、相互作用について考えると、電磁相互作用は、(2)の間だけで作用する。中性の軽粒子(1)が参加する相互作用では、電磁相互作用が考えられないので、弱い相互作用しか存在しない。

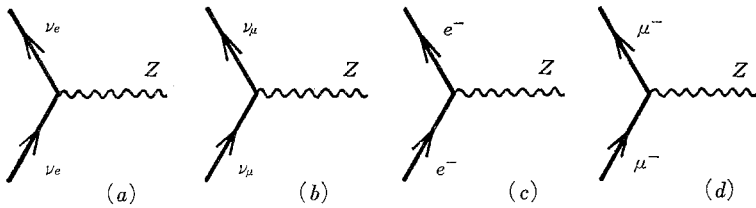
Weinberg-Salam 理論では、対(3)が関係する相互作用は W^\pm 中間子を通して行なわれる。Feynman 図でその過程を表わしてみると、



〔図 1〕

である。流れの形式でいうと、電荷が W 中間子によって運ばれるので荷電の流れに対応する。

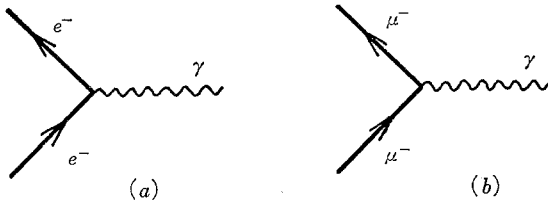
(1-3) の同一粒子間では Z 中間子が結合出来る。Feynman 図でその過程を表わしてみると



〔図 2〕

となる。流れの形式でいうと軽粒子の間で電荷の変化がなく、中性の流れに対応する。理論の中には Z 中間子が存在しない形式もあるが、最近の実験は Z 中間子の存在を示唆している。

図 2 (c), (d) は e^- , μ^- が電荷をもっているので、それ以外に電磁相互作用の Feynman 図が存在する。実際には図 3 (a), (b) の方がはるかに結合が強くて両方の図が共存出来る場合は現在の実験精度の中では図 2

〔図 3〕 γ は光子を表わす

(c), (d) の寄与を無視してよい。

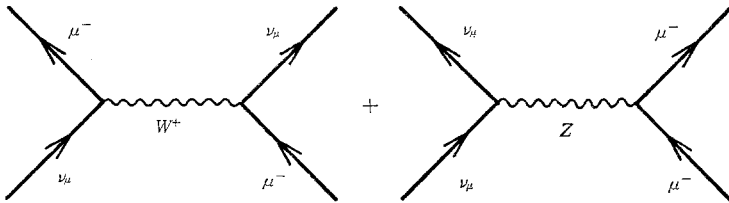
こうして軽粒子間の散乱は図1~3の組合せで計算出来るので、軽粒子の散乱実験が十分な精度でもって可能であれば、ここで述べた Weinberg-Salam の理論（及び他のいくつかの軽粒子の理論）の直接的な評価が実験との比較によって得られる。しかし実験の立場で考えてみると強い相互作用を含まないので非常に反応が起こりにくく、散乱のエネルギー分布、角度分布を測定するには誤差が大きすぎてまだ将来に待たざるを得ないのである。

1つ軽粒子散乱の比較の例として

$$\nu_\mu + \mu^- \longrightarrow \nu_\mu + \mu^- \quad (4)$$

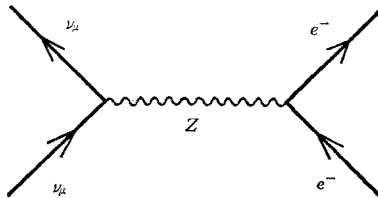
$$\nu_\mu + e^- \longrightarrow \nu_\mu + e^- \quad (5)$$

を Feynman 図で表わしてみると、(4)は図1 (b) の組合せと図2 (b) と (d) の組合せから2つあって



である。

一方、(5)は図1の中には対応するものが存在しないので図2 (b) と (c) の組合せで



となり Feynman 図は1つである。こうして(4)と(5)は、相当な相違が予想される。

最近 Caltech-Fermilab 等で 100 GeV を超える ν_μ の入射ビームが作られているが軽粒子, 特に安定な e^- が標的になると e^- 自身の静止質量が約 0.0005 GeV と小さいので, 有効なエネルギーに直してみると低くなってしまふ。軽粒子だけの散乱問題では高エネルギーという点で期待される大きな成果はそれほどのぞめない。実際には高エネルギーの軽粒子入射ビームに対して

A 静止質量の大きい水素原子の原子核である陽子 p かもっと大きい原子核を標的にする。

B 標的の軽粒子を逆向きに動かして正面衝突させて有効なエネルギーを大きくする。

かの方法がとられる。

A の方法ではもう 4,5 年前からアメリカの SLAC 等で勢力的に行なわれている電子の *inclusive* な実験, たとえば

$$e^- + p \longrightarrow e^- + X \quad (6)$$

(X は実験で測定されないすべての散乱又は生成粒子を表わす) があり, 陽子の内部構造³⁾について重要な知識が得られている。

又最近では, アメリカの Caltech-Fermilab 等で行なわれているニュートリノの *inclusive* な実験, たとえば,

$$\nu_\mu + p \longrightarrow \mu^- + X \quad (7)$$

$$\longrightarrow \nu_\mu + X \quad (8)$$

がある。(8)は中性の流れ(図2(a)~(d)に相当する)が存在するかどうかを決める実験であり, これらの実験が新粒子発見に大きな期待を寄せられている。

B の方法ではアメリカの SLAC やヨーロッパ共同体の CERN 等で行なわれている電子, 陽電子の対消滅から何が出てくるかを調べる実験,

$$e^+ + e^- \longrightarrow \text{ハドロン} \quad (9)$$

があり, 実際, 我々が予期していなかった新粒子 ψ , ψ' 等⁴⁾が発見された。これについては昨年⁵⁾の紀要で紹介しておいたので以下では A のニュート

リノ *inclusive* な実験の中で興味のある結果や予想とその解釈を中心に述べておこう。

標的が陽子 p とか中性子 n のように強い相互作用をする粒子（ハドロン）の場合、解釈が複雑になる。ハドロンは構造をもっているので、軽粒子のように幾何学的な点とみなすわけにはゆかない。しかし軽粒子、ハドロンの *inclusive* な相互作用を考える場合、非常に重要な実験事実が分っている。ハドロンの構造を示す構造関数が *Scaling law* と呼ばれる規則性をもつ、これは Bjorken によって指摘され⁶⁾、後に SLAC の実験(6)等によってある領域で確かめられている³⁾。要するに構造関数を記述する特殊な独立変数の間に、ある極限をとると単純な比例関係が成立するというものである。この事実はハドロンの構造について重要な手掛りを与える。

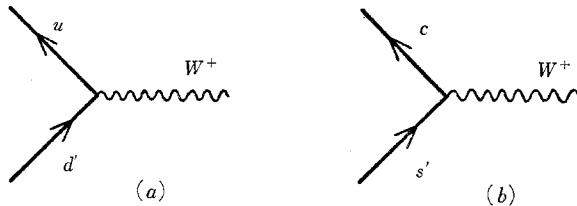
理論の方に目を向けるとハドロンのモデルとしては、もっともらしい、しかも10年以上昔から Gell-Mann と Zweig によって提唱されているコークモデルがある⁷⁾。 u, d, s という3種のコークとそれらの反コーク $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ からハドロンが構成されると考える。たとえば陽子は (u, u, d) 、中性子は (u, d, d) というそれぞれ3つのコークから構成されている。これは非常に単純明解なモデルで普通ナイーブなコークモデルと呼ばれる。現実の自然はもっと複雑になっているようで、上で述べた陽子、中性子の場合、これら3つのコーク（ヴァレンスコークと呼ぶ）以外に真空の量子数をもつコーク、反コーク $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ （これらを海のコークと呼ぶ）をある確率で導入する。コークの相互作用は、軽粒子と同様に点として局所的に行なわれると⁸⁾考え、Feynman によって提唱された方法（パートンモデル）で構造関数を計算してみると *Scaling law* を導くことが出来る（コーク・パートンモデル）。

こういうことから紀要8号で詳しく述べた様にコークと軽粒子との対応関係を考えて素粒子像を描くモデルが流行となっている。それではコークモデルに新粒子 ϕ をどうとり入れるかみると、この ϕ の発見がコーク、軽粒子を対称的にみる描像には都合が良いことが分ってくる。 ϕ 粒子の質

量は 3.1 GeV で普通のハドロン（質量は 1 GeV 前後）に比べて大きい。又寿命が長いことも ψ の特長である。 ψ は非常に重くて同時に比較的安定である。これは10年以上昔に奇妙な粒子が発見された事情とよく似ている。そこで通常のコークより質量が大きい第4のコーク（チャーム・コークと呼ばれ c と書く）があつてチャームネス‘愛嬌さ’という新しい量子数をもつと仮定する。チャームネスは強い相互作用と電磁相互作用で保存され、弱い相互作用の場合だけ変化すると考えると ψ の性質を説明することが出来る。 ψ はチャームコークとその反コークから構成されている ($\psi \sim cc$)。こうしてコークの数が3から4に増えて軽粒子の数と同じになる。そこでコーク4つを、弱い相互作用の場合の W 中間子との結合の仕方として軽粒子の分類(3)に対応して2つの対に分けてみる。

$$\text{コーク} \dots \dots \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad (10)$$

ここで d', s' はそれぞれ $d' = d \cos \theta + s \sin \theta$, $s' = -d \sin \theta + s \cos \theta$, で θ は Cabibbo の角度と呼ばれる ($\sin \theta \sim 0.23$), L は軽粒子と対応させて左巻のコークを意味する。Feynman 図で表わすと、



[図4] コークと W 中間子の結合; d', s' は1つの固有状態ではなくて上で述べたように d と s の1次結合で表わされる。

ナイーブなコークモデルでニュートリノと核子 N （陽子と中性子）の全断面積 $\sigma_{\nu N}$ と反ニュートリノと核子の全断面積 $\sigma_{\bar{\nu} N}$ との比を計算してみる。 W 中間子との結合は(3) (図1) と(9) (図4) で行ない、その他に荷電対称性 (u と d を交換しても同じ関数で記述される) を仮定すると

$$\sigma_{\nu N}/\sigma_{\nu N} = 1/3 \quad (11)$$

という結果が得られる。最近の実験もこの値を示している。これはニュートリノからみると核子はほぼ3個のヴァレンスクォークから出来ていると考えられる。ただしもう少し細かく核子の構造を解析するために Feynman の変数 x を使って x 分布を調べてみると、電子の *inclusive* な実験でも同じ結果になるのだが、*wee* パートンと呼ばれる非常に運動量の小さいクォークの部分に相当する $x \approx 0$ では海のクォークの寄与が大部ある。これはナイーブなクォークモデルでは説明出来ない部分である。しかし x について積分したニュートリノの全断面積の実験は、高エネルギーの領域にいたるまでナイーブなクォークモデルで説明出来る。

さて、このモデルは形は美しくみえるが、すべてのクォークモデルに内在するクォークは何故見つからないのか等の問題は別にしても、いまひとつさえないのはチャーム粒子が直接実験で見つかっていない点にある。理論的には $\psi \sim c\bar{c}$ が 3.1 GeV の質量をもつので、チャーム粒子が存在すればその質量は 2.0 GeV 前後になる。チャーム粒子を直接、最短距離で発見する方法はニュートリノの非弾性散乱である。何故なら電磁相互作用で調べる電子陽電子の対消滅の方法も、又強い相互作用で調べる陽子陽子非弾性散乱等も、いずれもチャームネスが保存されることから必ず c と \bar{c} が出て来て、チャーム粒子と反チャーム粒子が対で表われるのに対して、ニュートリノの非弾性散乱 $\nu + N \rightarrow \mu + X$ はニュートリノが弱い相互作用しかしないためチャーム粒子が1つ出て来ることが可能だからである。こういう点でニュートリノの *inclusive* な実験の結果が、クォーク4元モデルの予言に答えてくれるかどうか非常に重要である。

上で述べたように、直接チャーム粒子は発見されていないが、ニュートリノの *inclusive* な実験でいくつかの予期しなかった現象がみつかった。これらの現象は Caltech-Fermilab の様な高エネルギー入射ニュートリノ ($E_\nu > 100$ GeV) のビームで始めて発見されたもので、従来のエネルギー ($E_\nu < 30$ GeV) では発見出来なかった。従って以下に述べる異常現象はあるエ

エネルギーに達すると起る現象で *threshold effect* と呼ばれる。

まず、ニュートリノ、及び反ニュートリノの散乱微分断面積の比を、コークの荷電対称性を仮定して、ナイーブなコークモデルで計算してみると、

$$\frac{d\sigma_\nu}{dx dy} / \frac{d\sigma_{\bar{\nu}}}{dx dy} = (1-y)^2 \quad (12)$$

となる。 x, y はそれぞれ Feynman の変数で $0 \leq x \leq 1, 0 \leq y \leq 1$ をとる。 x, y を積分すると $\sigma_\nu/\sigma_{\bar{\nu}} = \int_0^1 (1-y)^2 dy = 1/3$ となり(11)が得られる。

入射エネルギーが 30 GeV 以下で行なわれた実験は(12)を満たしているが反ニュートリノの入射エネルギーが 70 GeV 以上のデータでは y が 1 に近くなったとき、比(12)のように 0 にならず大きくなってしま⁹⁾う (*high y anomaly* と呼ぶ)。これはニュートリノの、大きいエネルギーがハドロンの方にほとんど全部移る ($y \rightarrow 1$ に相当する)と新粒子が生成され、その結果コークの荷電対称性が破れて異常現象を起すのであると考えられる。

更に、ニュートリノの *inclusive* な実験で2つの μ 粒子 (式(13), (14)) が発見された (*dimuon event* と呼ばれる)。すなわち、

$$\nu + N \longrightarrow \mu^- + \mu^+ + X \quad (13)$$

$$\nu + N \longrightarrow \mu^- + \mu^- + X \quad (14)$$

又反ニュートリノの実験でも *dimuon event* が発見され¹⁰⁾た。

$$\bar{\nu} + N \longrightarrow \mu^+ + \mu^- + X \quad (15)$$

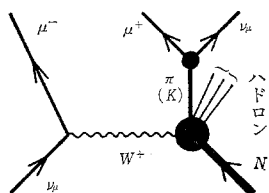
$$\bar{\nu} + N \longrightarrow \mu^+ + \mu^+ + X \quad (16)$$

ここで注目すべきことは *dimuon event* は従来のエネルギー ($E_\nu < 30$ GeV) では発見されなかったのに対し、ニュートリノ (又は反ニュートリノ) のエネルギーが 70 GeV を超えると、 μ 粒子が1つ(7)と2つ(13)との割合が約0.01 にもなることでここにも *threshold effect* が予期される。*dimuon event* の中に電荷が逆の μ 粒子 (13) と同じ μ 粒子 (14) があってその割合 $\sigma(\mu^- \mu^-)/\sigma(\mu^+ \mu^-)$ は約0.1であること、これについては実験の数はまだ少いが反ニュートリノの場合もあてはまる。

又(13)については電荷+の μ 粒子と-の μ 粒子の運動量が非常にかたよ

っていて-の μ 粒子の方が大きい($p_{\mu^-} > p_{\mu^+}$)ことがあげられる。反ニュートリノの場合は逆に+の μ 粒子の運動量の方が大きい。

(13)について考えられる機構を Feynman 図で表わすと基本的には3通り考えられる。

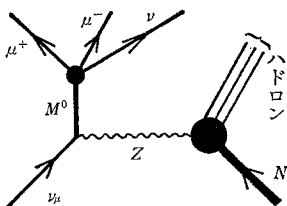


【図 5】

まず図5の機構は、従来の物理学の常識であり、 W^+ と N とから π とか K 中間子が出来て、それが弱い相互作用で μ 粒子にこわれる

$$\left. \begin{matrix} \pi^+ \\ K^+ \end{matrix} \right\} \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (17)$$

ものであるが、 π, K の崩壊の分布や崩壊の長さの実験などからこの可能性はなくな¹⁰⁾った。

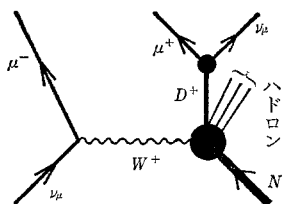


【図 6】

第2の機構(図6)は、従来の軽粒子4つに加えて新しい重い軽粒子 M^0 がニュートリノによって作られて、その M^0 が μ^+, μ^- に崩壊する。

$$M^0 \longrightarrow \mu^+ + \mu^- + \nu \quad (18)$$

ものであるが、 $\mu^+ \mu^-$ の質量分布 $M(\mu^+ \mu^-)$ の測定や $p_{\mu^-} > p_{\mu^+}$ という実験事実からやはりその可能性がなくな¹¹⁾ったと考えられる。



【図 7】

第3の機構(図7)は新粒子 D^+ (チャーム粒子)が、 W^+ と N との反応で作られてそれが弱い相互作用で崩壊する

$$D^+ \longrightarrow \begin{cases} \mu^+ + \nu \\ \mu^+ + \nu_\mu + \text{ハドロン} \end{cases} \quad (19)$$

というものである。このモデルはまだ実験と決定的に矛盾する結果は出て

いないので最も有力である。又このモデルでは(14)もなんとか説明可能である。

最近 Fermilab で新しい発見がニュートリノの *inclusive* な実験であった。¹²⁾
すなわち

$$\nu + N \longrightarrow \mu^- + e^+ + K_S^0 + X \quad (20)$$

で *μe event* と呼ばれる。今まで4例知られているが、すべて K_S^0 を伴っているのが不思議である。電子陽電子の対消滅(9)からも *μe event* がみつ¹²⁾かっているが、こちらの方は重い軽粒子モデルが良いらしい。

このようにニュートリノの *inclusive* な実験は、現在最も注目されているもので、*high y anomaly*, *dimuon event*, *μe event* などの *threshold effect* を伴う現象の発見は、新粒子の存在を確実にしてきている。4元コークモデルではチャームネスという量子数で新粒子を理解するのだが、 $\mu^-\mu^- event$ (14)の実験結果は更に新しい量子数の可能性も示唆している。ここ1~2年高エネルギー、ニュートリノの実験は素粒子物理学全体を支配するであろう。

参考文献

- 1) S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., **19**, 1264 (1967);
A. Salam, in *Elementary Particle Physics*, edited by J. D. Jackson and A. Roberts 1968 (National Accelerator Laboratory, Batavia).
- 2) H. Georgi and S. Glashow, Phys. Rev. Lett., **28**, 1494 (1972);
J. Prentki and B. Zumino, Nucl. Phys., **B47**, 99 (1972);
B. W. Lee, Phys. Rev., **D6**, 1188 (1972).
- 3) E. D. Bloom *et al*, Phys. Rev. Lett. **23**, 930 (1969);
M. Breidenbach *et al*, Phys. Rev. Lett. **23**, 935 (1969);
A. Bodek *et al*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1087 (1973).
- 4) J. J. Aubert *et al*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974);
J. E. Augustin *et al*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974);
C. Bacci *et al*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1408 (1974).
- 5) 亜細亜大学教養部紀要 **11** 100 (1975)
- 6) J. D. Bjorken, Phys. Rev. **148**, 1467 (1966).
- 7) M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964);

- G. Zweig, 1964, unpublished.
- 8) R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**, 1415 (1969).
 - 9) B. Aubert *et al*, Phys. Rev. Lett. **33**, 984 (1974);
A. Benvenuti *et al*, Colloq. Int. CNRS. **245**, 397 (1975).
 - 10) A. Benvenuti *et al*, Phys. Rev. Lett. **34**, 419, 597 (1975). Also Phys. Rev. Lett. **35**, 1199, 1203 (1975).
 - 11) A. Pais and S. B. Treiman, Phys. Rev. Lett. **35**, 1206 (1975).
 - 12) J. V. Krogh, Wisconsin preprint 1975.
M. L. Perl *et al*, SLAC-PUB-1621, August 1975.