No.

パートン模型と光円錐代数について

角藤 亮

Contents

要旨.

我々はこの論文でまず，重非弾性レプトン-ハドロン散乱に注目し，実験的に明らかにされた構造関数のscaling ruleを説明する二つの方法について要約し，2〜3の問題点を指摘する．我々の述べる二つの方法のうちの一つはクォークパートン模型であり，もう一つはFritzschとGell-Mann（≡FGM）によって提唱された光円錐代数を用いるものである．クォークパートン模型に於ては，陽子がuudの他はSU$_3$ singlet cloudでできているとすれば $\int_0^1 \{F_2^{ep}(\eta)-F_2^{en}(\eta)\}d\eta/\eta = 1/3$ $(\eta = -q^2/2M\nu)$ なる和則が成立しなければならないが，現在のデータはこの和則は成立していないことを示唆している．また，最近の実験で明らかとなった $R, \equiv [\sigma^{\bar{\nu}p}+\sigma^{\bar{\nu}n}]/[\sigma^{\nu p}+\sigma^{\nu n}] \simeq 1/3$ ，$[\sigma^{\nu p}+\sigma^{\nu n}]/2 \simeq (G^2ME/\pi)\times 0.46$ という事実と，SLACでのデータ $\int_0^1 [F_2^{ep}(\eta)+F_2^{en}(\eta)]d\eta \simeq 0.3$

とをクォークパートン模型で統一的に説明することは困難であることを我々は指摘する．

　クォークパートン模型の批判的概観の次に我々はFGMの方法でレプトンハドロン散乱過程を記述し，一定の成功に注意を払った後，mass-shell上にある粒子の散乱に対しても断面積の高エネルギーに於けるふるまいは光円錐上の特異性によって決定される可能性があるというPestieauの仮説をとり入れ，現在のSLAC-eNデータを認めたうえで光子(中間子)-核子散乱の全断面積の高エネルギーでのふるまいをFGM代数で記述することを試みる．結論として我々は適当なscale breaking massesを導入すればこれが可能であることを示す．我々は導入されたscale breaking massesを，相互作用する場に特有なeffective quark massであると解釈するが，電磁相互作用に対する核子内のeffective quark massは M/μ_p (M：核子の質量，μ_p：陽子の磁気モーメント）に一致するこ

とが示される。 M/μ_p という質量はクォーク模型で核子の磁気モーメントを説明するために必要なクォークの質量であり，我々の解釈による effective quark mass がこれに一致することはきわめて興味深いといえよう。 また擬スカラー中間子-核子散乱を記述する際 ϕqq 擬スカラー結合定数が，πNN 擬スカラー結合定数にくらべてはるかに小さいという結論を得るが，我々はこのことが不自然ではないことを Iizuka と Okamura によってみちびかれた非相対論的 SU_6 模型に於ける関係式を用いることによって説明する。

パートン模型と光円錐代数について

角藤亮

§1 Introduction

良く知られているように、SLACに於ける重非弾性電子核子散乱の実験結果は様々な理論的興味を呼びおこしてきた[1]. 諸々の実験結果のうち最も注目されたのはBjorkenによって予言されていた，構造関数に対する所謂scaling ruleが実験的に証明されたことであろう[2]. 重非弾性電子核子散乱に於けるscaling ruleとは簡単にいえば核子の構造関数 $MW_1^{eN}(q^2,\nu)$, $\nu W_2^{eN}(q^2,\nu)$ が $\eta=-q^2/2M\nu$ だけの関数になるということである. (Fig. 1参照)

Fig. 1

notationsに関しては§2で定義される.

Scaling ruleを最も単純に，直観的に説明する模型はFeynmanのパートン模型であろう.[3]

パートン模型に於ては，核子内に構造をもたない構成粒子を考え，断面積はこれらの一つ一つの構成粒子による寄与のインコヒーレント和として計算される。一方別のやり方として，パートン模型とほとんど同等ではあるが，scaling rule を座標空間で理解し，演算子の交換子の光円錐上での特異性を基礎として議論を展開する方法がある[4]。このような分析の結果，重非弾性電子核子散乱で観測されている scaling rule を説明するためには，電磁カーレントの交換子は光円錐上に自由場の特異性をもたねばならぬことが明らかとなった[4]。ところで光円錐上の特異性にもとづく一般的議論だけでは，自由場の特異性をもてば scaling rule がみたされるということがいえるぐらいで，予言能力はあまりないのだが，Fritzsch と Gell-Mann (≡ FGM) は，自由クォークの場の理論にもとづいて，クォークパートン模型と同程度の予言能力をもつ所謂光円錐代数を提唱し，重非弾性過程をきわめてエレガントに

記述した.[5)]

このようにして重非弾性レプトン－ハドロン散乱の研究から，今までには知られていなかった知識が蓄積され，現象の新しい記述方法が開発されてきたが，これらの方法をハドロン散乱過程に適用する試みも今までにいくらかなされている.[6)~8)] 例えばIizukaとOkamuraはレプトン－ハドロン散乱で明らかとなったleading light-cone singularities (≡LLCS) が，ハドロン散乱の全断面積にどのような効果を与えるかを，彼らの以前のレプトン－ハドロン散乱の分析と結びつけて調べた.[8)9)] 彼らの結果によるとハドロン散乱またはコンプトン散乱の全断面積の高エネルギーに於けるcontinuumのうちnon-diffractive componentはほとんどLLCSからの寄与によって決まってしまうことになっている.[8)] ただし彼らはこの結果を得るにあたって

$$\Delta F_2^{eN}(\eta) \equiv F_2^{ep}(\eta) - F_2^{en}(\eta) \simeq 0.33\sqrt{\eta} \quad (\eta : 小) \qquad (1\cdot1)$$

であることを仮定した．(1.1)は Iizuka, Kobayashi 及び Nitto の分析で得られた結果である．[9] ところが現在の SLAC に於けるデータに関する限り (1.1) は成立していない．[1] 断定的なことはいえないが，η が小さいところで $\Delta F_2^{eN}(\eta) \propto \sqrt{\eta}$ であるという Regge behavior を仮定する限り，今のデータを最もよく反映する形は

$$\Delta F_2^{eN}(\eta) \simeq 0.1\sqrt{\eta} \quad (\eta \lesssim 0.1) \qquad (1.2)$$

であるように思える (Fig. 2)．[1)10)]

Fig. 2

したがってもし現在の SLAC に於けるデータを重大に考えるとするならば Iizuka と Okamura (≡IO) による分析のうちいくつかの結果は変更を余儀なくされよう．

ところで一方 Pestieau は，場の理論に於ては波束を用いなければならぬということに注目し，高エネルギーに於ける諸現象は LLCS からの寄与だけですべて記述できる可能性が

あることを指摘した。[11] 我々はこの論文で，レプトン－ハドロン散乱過程を直接の契機として生じてきたクォークパートン模型とFGMの光円錐代数の諸性質をふりかえって若干の問題点を指摘した後，Pestieauの仮説に従い光子(中間子)－核子散乱の全断面積の高エネルギーに於けるふるまいを(1.2)を認めた上でLLCSからの寄与で記述することを試みることにする．その際 Diffractive component も non-diffractive component と同時に記述するという立場をとることにしよう．

我々はFGMの光円錐代数に scale breaking mass κ を導入するが，[8] これがすべてのプロセスに共通であるとはしないで，パラメータとして扱うことにする．物理的にはこれを相互作用する場に特有なクォークの effective mass であると考える． そうすると電磁相互作用に対してはこの effective quark mass が M/μ_p に一致することがわかる．ここでMは核子の質量であり，μ_p は陽子の磁気

モーメント($\mu_p = 2.79$)である. M/μ_p という質量はちょうど static quark model で核子の磁気モーメントの絶対値を説明するときに必要な quark mass であり, 我々の定義による effective quark mass がこれに一致するということは偶然であるかもしれないが, きわめて興味あることであるといえよう.

このようにして我々のやり方でほぼ光子(中間子)-核子散乱の全断面積の高エネルギーにおけるふるまいを記述することができるけれども, (1.2)から出発したことが直接の原因となって, ふつうの考え方からすると非常に気持の悪い点が生じてくる. つまり $F_2^{eN}(\eta)$ への Pomeron からの寄与がかなり η に依存する項をもたざるを得ないということである. このことは(1.2)を認め, FGM 光円錐代数でハドロン散乱の高エネルギーにおけるふるまいを記述しようとする限り避けることのできぬ結果である. しかしながら我々はこの項を, 現在の ep-データの正確さの範囲内で,[1)]

コンプトン散乱またはハドロン散乱の全断面積の高エネルギーに於けるふるまいに対するふつうのRegge parametrizationをこわさないように入れることが可能であることを示す。

この論文は次のように構成されている。§2では後の議論に必要な範囲内でかんたんにレプトン-ハドロン散乱過程の運動学についてまとめる。§3で我々はクォークパートン模形をレプトン-ハドロン散乱に適用した結果についてまとめ、若干の問題点を指摘する。次に§4に於てFGM光円錘代数についてかんたんにふれた後，パートン模型と対比させながらこれを用いてレプトン-ハドロン散乱過程を記述する。§5ではハドロン散乱の場合も断面積の高エネルギーに於けるふるまいはLLCSで決定される可能性があるというPestieauの仮説にふれた後，FGMの光円錘代数にscale breaking massを導入し，後の節で用いる構造テンソルへのLLCSからの寄与を計算する。§5の結果にもとづいて§6と§7

ではCompton散乱と擬スカラー(≡ps)中間子-核子散乱の全断面積の高エネルギーに於けるふるまいをLLCSからの寄与で記述することを試みる。最後の節では主として§5〜§7で得られる諸結果について若干の注意と評価を行いたいと思う。

§2. Kinematics of lepton-hadron collisions

この節ではレプトン-ハドロン散乱の運動学について簡単にまとめることにする。[12] 核子の運動量及び質量を p, M；始状態にあるレプトンからhadronic stateに移る運動量を q，始状態にあるレプトンの実験室系に於けるエネルギーを E としよう(Fig. 3参照)。

Fig. 3

(a) 電子-核子散乱

最初に

$$W^{eN}_{\mu\nu}(q,p)=\frac{1}{2\pi}\int d^4x\, e^{iqx}\langle p|[j_\mu(x),j_\nu(0)]|p\rangle$$
$$=-\left(g_{\mu\nu}-\frac{1}{q^2}q_\mu q_\nu\right)W^{eN}_1(q^2,\nu)$$
$$+\frac{1}{M^2}\left(p_\mu-\frac{M\nu}{q^2}q_\mu\right)\left(p_\nu-\frac{M\nu}{q^2}q_\nu\right)W^{eN}_2(q^2,\nu) \qquad (2.1)$$

で構造関数 W_1^{eN}, W_2^{eN} を定義する. ここで $M\nu=p\cdot q$ であり $j_\mu(x)$ は電磁カーレントである. また核子の行列要素に対してはいつでもスピン平均をとるものとしておく. (2.1) のように構造関数を定義するとき, 実験室系での散乱角を θ とすれば, eN-散乱の微分断面積は

$$\frac{d^2\sigma}{d|q^2|d\nu}=\frac{E-\nu}{E}\frac{4\pi\alpha^2}{q^4}\left\{2W^{eN}_1(q^2,\nu)\sin^2\frac{\theta}{2}\right.$$
$$\left.+W^{eN}_2(q^2,\nu)\cos^2\frac{\theta}{2}\right\} \qquad (2.2)$$

とかける. ここでレプトンの質量は無視し, 一光子近次を用いた.

Bjorken 極限 ($\equiv$ Bj) に於ける scaling rule とは次のことを意味する (Fig. 1 参照):[2)]

$$M W_1^{eN}(q^2,\nu) \xrightarrow[B_j]{} F_1^{eN}(\eta), \tag{2.3a}$$

$$\nu W_2^{eN}(q^2,\nu) \xrightarrow[B_j]{} F_2^{eN}(\eta), \tag{2.3b}$$

$$B_j \equiv \lim_{\nu\to\infty,\ \eta=-q^2/2M\nu:\ \mathrm{fixed}}.$$

次に仮想光子の吸収断面積を，実験室系に於けるかたよりに分け，longitudinal virtual photo-absorption cross section を $\sigma_{(S)}^{eN}$，transverse virtual photo-absorption cross section を $\sigma_{(T)}^{eN}$ とかくことにすると

$$\sigma_{(T)}^{eN} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} W_1^{eN}(q^2,\nu), \tag{2.4a}$$

$$\sigma_{(S)}^{eN} = \frac{4\pi^2\alpha}{K}\left\{W_2^{eN}(q^2,\nu)\left(1-\frac{\nu^2}{q^2}\right)-W_1^{eN}(q^2,\nu)\right\}. \tag{2.4b}$$

となる．ただし $K=\nu+q^2/2M$ とした．

$\sigma_{(T)}^{eN}$，$\sigma_{(S)}^{eN}$ に対する正値条件から，W_1^{eN}，W_2^{eN} は

$$\left(1-\frac{\nu^2}{q^2}\right)W_2^{eN} \geqq W_1^{eN} \geqq 0 \tag{2.5}$$

をみたさなければならない．

(b) $\nu(\bar{\nu})$-N散乱

最初に

$$W_{\mu\nu}^{\nu(\bar{\nu})N}(q,p)=\frac{1}{2\pi}\int d^4x\, e^{iqx}\langle p|[J_\mu^\mp(x),J_\nu^\pm(0)]|p\rangle$$

$$=-g_{\mu\nu}W_1^{\nu(\bar{\nu})N}(q^2,\nu)+\frac{1}{M^2}p_\mu p_\nu W_2^{\nu(\bar{\nu})N}(q^2,\nu)$$

$$-\frac{i}{2M^2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}p^\rho q^\sigma W_3^{\nu(\bar{\nu})N}(q^2,\nu)$$

$$+[\text{terms including } q_\mu \text{ and/or } q_\nu] \qquad (2.6)$$

によって構造関数を定義しよう. $J_\mu^\pm(x)$ はハドロンの weak current である. ただし我々は簡単のため Cabibbo 角 θ_c は無視することにする. (2.6) に於て q_μ または q_ν を含む項はレプトンの質量を無視する限り, 観測量にはかかわって来ない. $\nu(\bar{\nu})$-N散乱の微分断面積は

$$\frac{d^2\sigma^{\nu(\bar{\nu})N}}{d|q^2|d\nu}=\frac{G^2}{2\pi}\frac{E-\nu}{E}\Big\{2W_1^{\nu(\bar{\nu})N}(q^2,\nu)\sin^2\frac{\theta}{2}$$

$$+W_2^{\nu(\bar{\nu})N}(q^2,\nu)\cos^2\frac{\theta}{2}\mp\frac{2E-\nu}{M}W_3^{\nu(\bar{\nu})N}(q^2,\nu)\sin^2\frac{\theta}{2}\Big\} \qquad (2.7)$$

とかける. ここで θ は実験室系におけるレプ

トンの散乱角であり，$GM^2 = 1.026 \times 10^{-5}$ である．$\nu(\bar{\nu})$−N散乱に対する構造関数のBjorken scaling ruleは次のようにあらわされる：[2)]

$$M W_1^{\nu(\bar{\nu})N}(q^2, \nu) \xrightarrow[Bj]{} F_1^{\nu(\bar{\nu})N}(\eta), \tag{2.8a}$$

$$\nu W_2^{\nu(\bar{\nu})N}(q^2, \nu) \xrightarrow[Bj]{} F_2^{\nu(\bar{\nu})N}(\eta), \tag{2.8b}$$

$$\nu W_3^{\nu(\bar{\nu})N}(q^2, \nu) \xrightarrow[Bj]{} F_3^{\nu(\bar{\nu})N}(\eta). \tag{2.8c}$$

次にweak currentの吸収断面積を実験室系におけるかたよりに応じてわけると

$$\sigma_{(L)}^{\nu(\bar{\nu})N} = \frac{\pi}{K}\left\{W_1^{\nu(\bar{\nu})N} - \frac{1}{2M}\sqrt{\nu^2 - q^2}\, W_3^{\nu(\bar{\nu})N}\right\}, \tag{2.9a}$$

$$\sigma_{(R)}^{\nu(\bar{\nu})N} = \frac{\pi}{K}\left\{W_1^{\nu(\bar{\nu})N} + \frac{1}{2M}\sqrt{\nu^2 - q^2}\, W_3^{\nu(\bar{\nu})N}\right\}, \tag{2.9b}$$

$$\sigma_{(S)}^{\nu(\bar{\nu})N} = \frac{\pi}{K}\left\{\left(1 - \frac{\nu^2}{q^2}\right) W_2^{\nu(\bar{\nu})N} - W_1^{\nu(\bar{\nu})N}\right\}, \tag{2.9c}$$

となる．ただしL，R，Sはそれぞれ左まわり，右まわり，縦向きのかたよりを示すそえ字である．$\sigma_{(L)}$，$\sigma_{(R)}$，$\sigma_{(S)}$ に対する

正値条件から

$$\left(1-\frac{\nu^2}{q^2}\right)W_2^{\nu(\bar{\nu})N} \geqq W_1^{\nu(\bar{\nu})N} \geqq \frac{\sqrt{\nu^2-q^2}}{2M}\left|W_3^{\nu(\bar{\nu})N}\right| \tag{2.10}$$

がみたされなければならない。

次の二つの節で我々は以上に於て定義された種々の構造関数のふるまいを記述することを契機として生じてきた代表的な模型，つまりクォークパートン模型とFGMの光円錐代数の方法について調べてみよう。

§3. Quark parton model

弾性 e-N 散乱の断面積が核子の形状因子のために $|q^2|$ を大きくしてゆくとどんどん小さくなるという事実があるが，重非弾性 eN 散乱に於ては断面積が Mott 断面積と同じオーダーであり，$|q^2|$ をあげていってもほとんど様子がかわらないことが明らかとなった。[1] このことから類推すると核子の内部に構造をも

たない構成粒子が存在し，全体の断面積はこれらの構成粒子と仮想光子との相互作用の総和として与えられるのではないかと考えられる．パートン模型の基本的考え方はほぼこのように述べることができる．[3] パートン模型ではBjorkenのscaling ruleは，構成粒子を自由な状態にあるとして扱うことの結果としてあらわれる．

今始状態のレプトンと核子の運動量をそれぞれ $k_\mu=(E,0,0,-E)$，$p_\mu=(\sqrt{M^2+E^2},0,0,E)$ ときめよう．そうすると

$$\frac{1}{q_0}=\frac{2\left[\sqrt{M^2+E^2}+E\right]}{2M\nu+q^2}\xrightarrow[E\to\infty]{}\frac{4E}{2M\nu+q^2},\qquad(3.1)$$

となる．これは重心系で定義された相互作用時間としての意味をもっている．次に核子が運動量 $\xi_i E$，$(\sum_i \xi_i=1)$ 質量 m_i の構成粒子にわかれているという仮想状態の life time は

$$\tau\sim\frac{1}{\sum_i\left(\xi_i^2E^2+m_i^2\right)^{1/2}-\sqrt{M^2+E^2}}\xrightarrow[E\to\infty]{}\frac{2E}{M^*}\qquad(3.2)$$

となる．ここで $M^*=m_i/\xi_i$ とした．

相互作用の行われる間構成粒子が quasi-free な状態にあるという条件は $T \gg 1/q_0$ としてよいであろう。[3] これは

$$2M\nu + q^2 \gg 2M^{*2} \tag{3.3a}$$

とかける。この式は impulse 近似を使えるかどうかという一つの目安を与えるものである。

更に仮想光子と構成粒子との結合が充分 point-like であるためには

$$-q^2 \gg k_\perp^2 \tag{3.3b}$$

でなければならぬ。$k_\perp$ はある横方向の運動量の最大値というほどの意味をもつ量である。(3.3b) はまたインコヒーレント和が正当化されるための一つの条件ともなっている。[3)13)] Bjorken limit に於ては (3.3) の左辺はいずれも無限大であるから問題はないと思えるが、実験的には $M\nu$ 及び $-q^2$ があまり大きくないところでも構造関数が scaling rule をみたしているようにみえ[1)]、このことは単純には理解できないことである。scaling rule の更に深い理論的解明は将来の問題として残されて

いるといってよい．我々は以下ではこのような問題点は保留し，パートン模型を実際に重非弾性レプトン-ハドロン散乱に応用したらどのような結果が得られるかを調べることにする．構成粒子に対する模型としてはクォークを考える（クォークパートン模型）．

今陽子を構成するクォークを考え，infinite momentum frame に於て ξ と $\xi+d\xi$ との間に momentum fraction をもっている u クォークの数を $u(\xi)$ とする．以下同様に $\bar{u}(\xi)$，$d(\xi)$，$\bar{d}(\xi)$，$s(\xi)$，$\bar{s}(\xi)$ なる関数を定義する．[14)] 陽子の量子数条件は

$$\int_0^1 d\xi\{u(\xi)-\bar{u}(\xi)\}=2, \tag{3.4a}$$

$$\int_0^1 d\xi\{d(\xi)-\bar{d}(\xi)\}=1, \tag{3.4b}$$

$$\int_0^1 d\xi\{s(\xi)-\bar{s}(\xi)\}=0. \tag{3.4c}$$

とかける．

§2で定義された種々の構造関数はこれらの関数を用いて次のようにあらわすことがで

きる：

$$F_2^{ep}(\eta)=\eta\left\{\frac{4}{9}[u(\eta)+\bar{u}(\eta)]+\frac{1}{9}[d(\eta)+\bar{d}(\eta)]+\frac{1}{9}[s(\eta)+\bar{s}(\eta)]\right\}, \quad (3.5)$$

$$F_2^{en}(\eta)=\eta\left\{\frac{4}{9}[d(\eta)+\bar{d}(\eta)]+\frac{1}{9}[u(\eta)+\bar{u}(\eta)]+\frac{1}{9}[s(\eta)+\bar{s}(\eta)]\right\}, \quad (3.6)$$

$$F_2^{\nu p}(\eta)=2\eta\{\bar{u}(\eta)+d(\eta)\}, \quad (3.7a)$$

$$F_2^{\nu n}(\eta)=2\eta\{\bar{d}(\eta)+u(\eta)\}, \quad (3.7b)$$

$$F_2^{\bar{\nu} p}(\eta)=2\eta\{u(\eta)+\bar{d}(\eta)\}, \quad (3.8a)$$

$$F_2^{\bar{\nu} n}(\eta)=2\eta\{d(\eta)+\bar{u}(\eta)\}, \quad (3.8b)$$

$$F_3^{\nu p}(\eta)=2\{\bar{u}(\eta)-d(\eta)\}, \quad (3.9a)$$

$$F_3^{\nu n}(\eta)=2\{\bar{d}(\eta)-u(\eta)\}, \quad (3.9b)$$

$$F_3^{\bar{\nu} p}(\eta)=2\{\bar{d}(\eta)-u(\eta)\}, \quad (3.10a)$$

$$F_3^{\bar{\nu} n}(\eta)=2\{\bar{u}(\eta)-d(\eta)\}, \quad (3.10b)$$

ただし $\eta=-q^2/2M\nu$ $(0\leq\eta\leq1)$ である．
なお eN 散乱の場合も $\nu(\bar{\nu})$N 散乱の場合も

$$F_1(\eta)=\frac{1}{2\eta}F_2(\eta) \quad (3.11)$$

が成立する．[15] この式はクォークのスピンが

1/2であるということからでてくるものである。eN散乱に於て(2・4)で定義したところの$\sigma_{(S)}^{eN}/\sigma_{(T)}^{eN}$の値がはかられているが、この値は 0.18±0.05であって非常に小さく、0とみなしてもよいことがわかっている。[1)]高エネルギーに於ては

$$\sigma_{(S)}^{eN} \simeq \frac{4\pi^2\alpha}{MK}\left[\frac{1}{2\eta}F_2^{eN}(\eta)-F_1^{eN}(\eta)\right]$$

とかけることを考えると上の実験データは(3.11)が実際に成立していることを支持するものである。

次に(3.5)と(3.6)の比をとると

$$R \equiv \frac{F_2^{en}(\eta)}{F_2^{ep}(\eta)} = \frac{u(\eta)+\bar{u}(\eta)+4[d(\eta)+\bar{d}(\eta)]+s(\eta)+\bar{s}(\eta)}{4[u(\eta)+\bar{u}(\eta)]+d(\eta)+\bar{d}(\eta)+s(\eta)+\bar{s}(\eta)}. \quad (3.12)$$

この式よりただちに

$$\frac{1}{4} \leq R \leq 4 \quad (3.13)$$

が得られる。Rの値は実験的には threshold ($\eta=1$)の近くはよくわかっていないが、ηが1に近づくにつれてだんだん小さい値となっ

ている.[1] このことから Feynman は $\eta \simeq 1$ では何らかの理由で

$$u(\eta)+\bar{u}(\eta) \gg d(\eta)+\bar{d}(\eta),\ s(\eta)+\bar{s}(\eta) \tag{3.14}$$

となっていると仮定した.[14] この仮定では $R \xrightarrow[\eta\to 1]{} 1/4$ となる. 一方 Bloom と Gilman の Resonance model では $R \xrightarrow[\eta\to 1]{} \mu_n^2/\mu_p^2 \simeq 0.45$ であることが予言されている.[16] 現在のデータだけでは $\eta=1$ での R の値がどのようになるか何ともいえないが, 我々には $\eta \to 1$ の領域をパートン模型で扱うことには無理があるように思える.[10)13)]

次に F_2^{ep} と F_2^{en} との差について考えてみよう. (3.5) と (3.6) より

$$\int_0^1 \frac{d\eta}{\eta}\left\{F_2^{ep}(\eta)-F_2^{en}(\eta)\right\} = \frac{2}{3}\int_0^1 \left\{u(\eta)-d(\eta)\right\}d\eta - \frac{1}{3} \tag{3.15}$$

が得られる. ここで我々は (3.4) を用いた. 陽子を構成しているクォークは uud の他は SU(3)-singlet であるとすれば

$$\int_0^1 \{u(\eta)-d(\eta)\}d\eta = 1 \qquad (3.16)$$

でなければならない．したがって(3.15)より

和則 $$\int_0^1 \frac{d\eta}{\eta}\{F_2^{ep}(\eta)-F_2^{en}(\eta)\} = \frac{1}{3} \qquad (3.17)$$

が得られる．(3.17)の左辺は $0.1 \leqq \eta \leqq 1$ に対してはデータを使い，$\eta \leqq 0.1$ に対しては Regge behavior $F_2^{ep}(\eta)-F_2^{en}(\eta) \propto \sqrt{\eta}$ を用いて計算されている．それによると 0.16 であり 1/3 の半分にすぎない．[17] このことはクォークパートン模型が遭遇した最も大きな困難の一つであるといえよう．

次に $\nu(\bar{\nu})$-N 散乱について調べてみる．まず(3.4)と(3.7)より

$$\int_0^1 \{F_2^{\nu n}(\eta)-F_2^{\nu p}(\eta)\}\frac{d\eta}{\eta} = 2\left\{\int_0^1 [u(\eta)-\bar{u}(\eta)]d\eta - \int_0^1 [d(\eta)-\bar{d}(\eta)]d\eta\right\}$$
$$= 2 \qquad (3.18)$$

がみちびかれるが，これは有名な Adler 和則に他ならない．[18] これは陽子の量子数条件だけか

ら得られることに注意すべきである.

さて $y = \nu/E$ $(0 \leq y \leq 1)$ なる変数を用いて(2.7)を書きなおすと, Eが充分大きいときには

$$\frac{d^2\sigma^{\nu(\bar{\nu})N}}{d\eta\, dy} = \frac{G^2ME}{\pi}\left\{\eta y^2 F_1^{\nu(\bar{\nu})N}(\eta) + (1-y) F_2^{\nu(\bar{\nu})N}(\eta) \mp \frac{1}{2}\eta y(2-y) F_3^{\nu(\bar{\nu})N}(\eta)\right\} \tag{3.19}$$

となる. この式及び(3.7)〜(3.11)より次の式が得られる:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu p}}{d\eta\, dy} = \frac{2G^2ME}{\pi}\eta\left\{d(\eta) + (1-y)^2\bar{u}(\eta)\right\}, \tag{3.20a}$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} p}}{d\eta\, dy} = \frac{2G^2ME}{\pi}\eta\left\{\bar{d}(\eta) + (1-y)^2 u(\eta)\right\}, \tag{3.20b}$$

$$\frac{d^2\sigma^{\nu n}}{d\eta\, dy} = \frac{2G^2ME}{\pi}\eta\left\{u(\eta) + (1-y)^2\bar{d}(\eta)\right\}, \tag{3.20c}$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} n}}{d\eta\, dy} = \frac{2G^2ME}{\pi}\eta\left\{\bar{u}(\eta) + (1-y)^2 d(\eta)\right\}. \tag{3.20d}$$

ここで $R_1=(\sigma^{\bar{\nu}p}+\sigma^{\bar{\nu}n})/(\sigma^{\nu p}+\sigma^{\nu n})$ なる量を定義すると (3.20) よりただちに

$$R_1=\frac{\int_0^1\left\{\frac{1}{3}[u(\eta)+d(\eta)]+\bar{u}(\eta)+\bar{d}(\eta)\right\}\eta\,d\eta}{\int_0^1\left\{u(\eta)+d(\eta)+\frac{1}{3}[\bar{u}(\eta)+\bar{d}(\eta)]\right\}\eta\,d\eta} \quad (3.21)$$

となる. (3.21) より $1/3\leqq R_1\leqq 3$ でなければならぬことが結論できる. R_1 の実験値は CERN 及び NAL ではかられている:[19)]

$$R_1=0.38\pm0.02 \quad (E>2\,\mathrm{GeV},\ \mathrm{CERN}),$$

$$R_1=0.30\pm0.04 \quad (\langle E\rangle\simeq 40\,\mathrm{GeV},\ \mathrm{NAL}).$$

これらの実験値で注目すべきことは R_1 が $1/3$ にきわめて近いということである. この事実は (3.21) から明らかなように反粒子はほとんど運動量をになっていないことを示しており, きわめて興味深い.

次に (3.20) より

$$\sigma^{\nu p}+\sigma^{\nu n}+\sigma^{\bar{\nu}p}+\sigma^{\bar{\nu}n}$$
$$=\frac{8}{3}\frac{G^2ME}{\pi}\int_0^1\left\{u(\eta)+\bar{u}(\eta)+d(\eta)+\bar{d}(\eta)\right\}\eta\,d\eta \quad (3.22)$$

が得られるが，この式は実験的にほぼたしかめられた $R_1 \simeq 1/3$ ということを用いると

$$\frac{\sigma^{\nu p}+\sigma^{\nu n}}{2}=\frac{G^2ME}{\pi}\int_0^1\{u(\eta)+\bar{u}(\eta)+d(\eta)+\bar{d}(\eta)\}\eta\, d\eta \qquad (3.23)$$

となる．ところで CERN の実験によると[19]

$$\frac{\sigma^{\nu p}+\sigma^{\nu n}}{2}=\frac{G^2ME}{\pi}(0.46\pm 0.02) \qquad (E>2\,\mathrm{GeV})$$

であるから

$$\int_0^1\{u(\eta)+\bar{u}(\eta)+d(\eta)+\bar{d}(\eta)\}\eta\, d\eta \simeq 0.46 \qquad (3.24)$$

となる．また (3.5)～(3.7) より

$$\frac{3}{4}\int_0^1\{6[F_2^{ep}(\eta)+F_2^{en}(\eta)]-[F_2^{\nu p}(\eta)+F_2^{\nu n}(\eta)]\}d\eta$$

$$=\int_0^1\{u(\eta)+\bar{u}(\eta)+d(\eta)+\bar{d}(\eta)+s(\eta)+\bar{s}(\eta)\}\eta\, d\eta \qquad (3.25)$$

が得られる．さらに (3.7)，(3.24) より

$$\int_0^1[F_2^{\nu p}(\eta)+F_2^{\nu n}(\eta)]d\eta=2\int_0^1\{u(\eta)+\bar{u}(\eta)+d(\eta)+\bar{d}(\eta)\}\eta\, d\eta$$

$$\simeq 0.92 \qquad (3.26)$$

このことと SLAC に於けるデータ[1)]

$$\int_0^1 [F_2^{ep}(\eta)+F_2^{en}(\eta)]d\eta \simeq 0.3$$

を用いると (3.25) より結局

$$\int_0^1 \{u(\eta)+\bar{u}(\eta)+d(\eta)+\bar{d}(\eta)+s(\eta)+\bar{s}(\eta)\}\eta d\eta \simeq 0.66, \quad (3.27)$$

なる結果が得られる. (3.27) は陽子を構成しているもののうち, すべてのクォークの運んでいる momentum fraction の和であるから, これが1にならないということは, クォーク模型の立場に立つと非常に困難なことである.

残りの34%の運動量はふつう gluon とよばれる荷電をもたないものが運んでいると解釈されている (Gluon model).[20)]

ところで (3.24) と (3.27) によると

$$\int_0^1 \{s(\eta)+\bar{s}(\eta)\}\eta d\eta \simeq 0.2 \quad (3.28)$$

となる. 陽子が uud + $SU(3)$-singlet cloud の形で作られているとすると

$s(\eta) = \bar{s}(\eta) = \bar{u}(\eta) = \bar{d}(\eta)$ であるから(3.21)と(3.28)から

$$R_1 \simeq 0.88 \tag{3.29}$$

となる. これは出発点とした $R_1 = 1/3$ から大巾にずれておりクォークパートン模型に於ける矛盾である. ただし上の議論は極端な場合であって, 現在の実験誤差の範囲内で矛盾がないようにすることは可能である. その場合には gluon が核子の運動量のほぼ50%を運んでいることになる.[19)]

以上のべてきたようにクォークパートン模型は重非弾性レプトン-ハドロン散乱の現象を非常に単純に記述したという点で評価できるが, 何もかもうまくいっているわけではない. 特に(3.17)と(3.28), (3.29)の困難は現在のデータをクォークパートン模型で説明することは非常に困難であることを示しているといえよう[10)]. クォークパートン模型でうまくゆかない点の分析にあたっては, パートン模型の考え方そのものの妥当性と, 核子を構成するものに対するモデルとしてのクォーク模型の妥当性の両面

から検討してゆかなければならないであろう.[10), 21)]

§4. Fritzsch-Gell-Mann light-cone algebras and lepton-hadron collisions

この節では重非弾性レプトン-ハドロン散乱過程に対するapproachの一つとしてFGMの光円錐代数の方法をしらべてみることにする.[5)]
まず最初にeN散乱の構造関数の定義式(2.1)に於ける e^{iqx} の部分に注目してみよう.
フレームを $p_\mu=(M,0,0,0)$, $q_\mu=(\nu,0,0,\sqrt{\nu^2-q^2})$ にとると

$$
\begin{aligned}
q\cdot x &= \nu x_0-\sqrt{\nu^2-q^2}\,x_3 \\
&\simeq \nu(x_0-x_3)+\frac{q^2}{2\nu}x_3
\end{aligned}
$$

であるから, $\langle p|[j_\mu(x),j_\nu(0)]|p\rangle$ が光円錐以外でなめらかな関数であるなら ν が大きいとき支配的な領域は

$$
|x_0-x_3|\lesssim\frac{1}{\nu} \tag{4.1a}
$$

かつ

$$|x_3| \lesssim \frac{2\nu}{|q^2|} \tag{4.1b}$$

であるといえる. したがって

$$|x_0| \lesssim \frac{2\nu}{|q^2|} + \frac{1}{\nu}. \tag{4.1c}$$

causalityを用いると (4.1b), (4.1c) より, 支配的な領域は

$$0 \leq x^2 \lesssim \frac{4}{|q^2|} \tag{4.2}$$

であるという結果を得る. したがってBjorken極限 ($\nu \to \infty$, $\eta = -q^2/2M\nu$: fixed) に於ては $[j_\mu(x), j_\nu(0)]$ が光円錐上にどのような特異性をもつかが重要であることがわかる. さてJackiewその他いろんな人の分析により, (2.3) のようなBjorkenのscaling ruleは座標空間では次のようにあらわされることが明らかとなった.[4] すなわち

$$i\langle p|[j_\mu(x), j_\nu(0)]|p\rangle$$
$$=(g_{\mu\nu}\Box-\partial_\mu\partial_\nu)\tilde{V}_1^{eN}(x^2, x\cdot p)$$
$$+[p_\mu p_\nu\Box-p\cdot\partial(\partial_\mu p_\nu+\partial_\nu p_\mu)+g_{\mu\nu}(p\cdot\partial)^2]\tilde{V}_2^{eN}(x^2, x\cdot p) \quad (4.3)$$

とするとき

$$\tilde{V}_1^{eN}(x^2, x\cdot p)\simeq\frac{1}{4\pi^2}\epsilon(x\cdot p)\delta(x^2)\int_0^1 d\eta\frac{\cos(\eta x\cdot p)}{\eta^2}[F_2^{eN}(\eta)-2\eta F_1^{eN}(\eta)], \quad (4.4a)$$

$$\tilde{V}_2^{eN}(x^2, x\cdot p)\simeq\frac{1}{4\pi^2}\epsilon(x\cdot p)\theta(x^2)\int_0^1 d\eta\frac{\sin(\eta x\cdot p)}{\eta x\cdot p}F_2^{eN}(\eta). \quad (4.4b)$$

(4.4a), (4.4b) の二式を見れば明らかなように Bjorken の scaling rule をみたすためには $[j_\mu(x), j_\nu(0)]$ が光円錐上に自由場の特異性をもっていなければならないことがわかる.[4] このような要請をみたし, しかもいろんな予言能力をもっている有力な模型は, 自由クォーク模型から導出された, FGM の光円錐代数である.[5]

(a) Fritzsch と Gell-Mann の光円錐代数について

今，自由クォーク模型で

$$A^a(\Gamma, x, y) = :\bar{q}(x)\Gamma\frac{\lambda^a}{2}q(y): \tag{4.5}$$

とかける双局所演算子を考える．ここで $q(x)$ はクォーク場，Γ は Dirac の γ-行列である．このような演算子の交換子の connected part で，光円錐上でーばん強い特異性をもつ項だけをひろってくると次のようになる：

$$[A^a(\Gamma_1, x, y), A^b(\Gamma_2, z, w)]$$

$$\hat{=} -\frac{1}{2}\{\partial_x^\mu D(x-w)\}(-if_{abc}+d_{abc})A^c(\Gamma_2\gamma_\mu\Gamma_1, z, y)$$

$$+\frac{1}{2}\{\partial_y^\mu D(y-z)\}(if_{abc}+d_{abc})A^c(\Gamma_1\gamma_\mu\Gamma_2, x, w), \tag{4.6}$$

ただし $D(x) = \epsilon(x_0)\delta(x^2)/2\pi$ である．記号 $\hat{=}$ は LLCS に対して両辺が等しいことを示す． 局所演算子について調べたいときには (4.6) に於て $y \to x$, $w \to z$ とすればよ

い。 我々は今後この節で，ベクトルカーレント

$$j^a_\mu(x) = A^a(\gamma_\mu, x, x), \tag{4.7a}$$

$$j^a_\mu(x; y) = A^a(\gamma_\mu, x, y), \tag{4.7b}$$

及び軸性ベクトルカーレント

$$j^a_{5\mu}(x) = A^a(\gamma_\mu\gamma_5, x, x), \tag{4.8a}$$

$$j^a_{5\mu}(x, y) = A^a(\gamma_\mu\gamma_5, x, y), \tag{4.8b}$$

について議論する． これらのカーレントの間に成立する代数が所謂FGM代数である．[5]

(4.6)を用いて次の諸式が得られる．

$$\begin{aligned}
&[j^a_\mu(x), j^b_\nu(y)] \\
&\doteq \frac{1}{2}[\partial^\rho_x D(x-y)]\, s_{\mu\nu\rho\sigma}\{if_{abc}[j^\sigma_c(x,y)+j^\sigma_c(y,x)] \\
&\qquad\qquad + d_{abc}[j^\sigma_c(x,y)-j^\sigma_c(y,x)]\} \\
&+\frac{1}{2}[\partial^\rho_x D(x-y)]\, i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\{if_{abc}[j^\sigma_{5c}(x,y)-j^\sigma_{5c}(y,x)] \\
&\qquad\qquad + d_{abc}[j^\sigma_{5c}(x,y)+j^\sigma_{5c}(y,x)]\},
\end{aligned} \tag{4.9}$$

$$[j^a_{5\mu}(x), j^b_\nu(y)]$$

$$\hat{=} \frac{1}{2}[\partial^\rho_x D(x-y)] s_{\mu\nu\rho\sigma}\{i f_{abc}[j^\sigma_{5c}(x,y)+j^\sigma_{5c}(y,x)]$$

$$+d_{abc}[j^\sigma_{5c}(x,y)-j^\sigma_{5c}(y,x)]\}$$

$$+\frac{1}{2}[\partial^\rho_x D(x-y)] i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\{i f_{abc}[j^\sigma_c(x,y)-j^\sigma_c(y,x)]$$

$$+d_{abc}[j^\sigma_c(x,y)+j^\sigma_c(y,x)]\}, \quad (4.10)$$

$$[j^a_{5\mu}(x), j^b_{5\nu}(y)] \hat{=} [j^a_\mu(x), j^b_\nu(y)], \quad (4.11)$$

ただし $s_{\mu\nu\rho\sigma} = g_{\mu\rho}g_{\nu\sigma} + g_{\mu\sigma}g_{\nu\rho} - g_{\mu\nu}g_{\rho\sigma}$.
次に双局所カーレント同志の光円錐交換子については次のようになる：

$$[j^a_\mu(x,u), j^b_\nu(y,v)]$$

$$\hat{=} \frac{1}{2}[\partial^\rho_v D(v-x)](i f_{abc} - d_{abc})[s_{\mu\nu\rho\sigma} j^\sigma_c(y,u) - i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} j^\sigma_{5c}(y,u)]$$

$$+\frac{1}{2}[\partial^\rho_u D(u-y)](i f_{abc} + d_{abc})[s_{\mu\nu\rho\sigma} j^\sigma_c(x,v) + i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} j^\sigma_{5c}(x,v)], \quad (4.12)$$

$$[j^a_{5\mu}(x,u), j^b_\nu(y,v)]$$

$$\hat{=} \frac{1}{2}[\partial^\rho_v D(v-x)](i f_{abc} - d_{abc})[s_{\mu\nu\rho\sigma} j^\sigma_{5c}(y,u) - i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} j^\sigma_c(y,u)]$$

$$+\frac{1}{2}[\partial^\rho_u D(u-y)](i f_{abc} + d_{abc})[s_{\mu\nu\rho\sigma} j^\sigma_{5c}(x,v) + i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} j^\sigma_{5c}(x,v)], \quad (4.13)$$

$$[j^a_{5\mu}(x,u), j^b_{5\nu}(y,v)] \doteq [j^a_\mu(x,u), j^b_\nu(y,v)]. \quad (4.14)$$

、(4.9)〜(4.11) は $(x-y)^2 \simeq 0$ のとき成立すると仮定される。(4.12)〜(4.14) は四つの座標に関係しているが，FGM は少くとも $(x-y)^2 \simeq (x-u)^2 \simeq (x-v)^2 \simeq (y-u)^2 \simeq (y-v)^2 \simeq (u-v)^2 \simeq 0$ のときにはこれらの式が正しいものと仮定した。注目すべきことは (4.12)〜(4.14) は双局所カーレントで完全に閉じていることである。(4.12)〜(4.14) が所謂 FGM の光円錐双局所カーレント代数とよばれるものである。

(4.9)〜(4.11) 及び (4.12)〜(4.14) について特徴的なことは Vector current に対する gauge invariance がみたされていないことである。このことが障害となり，これらの関係式を自由自在に応用することはできない。Bjorken 極限に於けるレプトン-ハドロン散乱はゲージ不変性が問題にならないような一つの例であるが，我々は次に (4.9)〜(4.11) をこの過程に適用してみることにしよう。

(e) FGM代数のレプトン-ハドロン散乱への応用について

最初に構造関数を

$$W^{ab}_{\mu\nu}(q,p)=\frac{1}{2\pi}\int d^4x\, e^{iqx}\langle p|[j^a_\mu(x),\ j^b_\nu(0)]|p\rangle$$

$$=-\left(g_{\mu\nu}-\frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right)\left\{W^{ab}_1(q^2,\nu)+\frac{\nu^2}{q^2}W^{ab}_2(q^2,\nu)\right\}$$

$$+\frac{1}{M^2q^2}\left\{M^2\nu^2 g_{\mu\nu}+q^2p_\mu p_\nu-M\nu(p_\mu q_\nu+p_\nu q_\mu)\right\}W^{ab}_2(q^2,\nu),\quad(4.15)$$

$$W^{ab}_{5\mu\nu}=\frac{1}{2\pi}\int d^4x\, e^{iqx}\langle p|[j^a_{5\mu}(x),\ j^b_\nu(0)]|p\rangle$$

$$=-\frac{i}{2M^2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}p^\rho q^\sigma W^{ab}_3(q^2,\nu)+\cdots\quad(4.16)$$

によって定義することにする。ここで

$$\langle p|\{j^\sigma_c(x,0)+j^\sigma_c(0,x)\}|p\rangle$$

$$=2\tilde{S}_c(p\cdot x)p^\sigma+\text{non-leading terms},\quad(4.17)$$

$$\langle p|\{j^\sigma_c(x,0)-j^\sigma_c(0,x)\}|p\rangle$$

$$=2\tilde{A}_c(p\cdot x)p^\sigma+\text{non-leading terms},\quad(4.18)$$

$$\widetilde{S}_c(p\cdot x)=\int \exp(i\xi p\cdot x)\, S_c(\xi)\, d\xi\ , \qquad (4.19)$$

$$\widetilde{A}_c(p\cdot x)=\int \exp(i\xi p\cdot x)\, A_c(\xi)\, d\xi\ , \qquad (4.20)$$

なる定義を行い，

$$D(z)=\frac{i}{(2\pi)^3}\int d^4k\, \delta(k^2)\,\epsilon(k_0)\, e^{-ikz} \qquad (4.21)$$

であることを考慮に入れ，積分表示における support property $|\xi|\leqq 1$ を用いると結局

(4.9) と (4.15) より

$$W^{ab}_{\mu\nu}=\frac{1}{2M\nu} s_{\mu\nu\rho\sigma} p^\sigma (q^\rho+\eta p^\rho)\{if_{abc}S_c(\eta)$$
$$+d_{abc}A_c(\eta)\}, \qquad (4.22)$$

(4.10) と (4.16) より

$$W^{ab}_{5\mu\nu}=-\frac{1}{2M\nu} i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma \{if_{abc}S_c(\eta)$$
$$+d_{abc}A_c(\eta)\}, \qquad (4.23)$$

が得られる．　ただし

$$\eta=\left[-\nu+\sqrt{\nu^2-q^2}\right]/M \xrightarrow[\nu\to\infty]{} -\frac{q^2}{2M\nu} \qquad (4.24)$$

である．さてBjorken極限（$\nu\to\infty$, η：fixed）に於ては

$$S_{\mu\nu\rho\sigma}p^{\sigma}(q^{\rho}+\eta p^{\rho})\xrightarrow[Bj]{}-\frac{1}{M\nu}\left\{M^2\nu^2 g_{\mu\nu}+q^2 p_{\mu}p_{\nu}-M\nu(p_{\mu}q_{\nu}+p_{\nu}q_{\mu})\right\} \tag{4.25}$$

であるから（4.15），（4.22），（4.25）より

$$\nu W_2^{ab}\equiv F_2^{ab}(\eta)=M\eta\left\{if_{abc}S_c(\eta)+d_{abc}A_c(\eta)\right\}, \tag{4.26}$$

$$W_1^{ab}+\frac{\nu^2}{q^2}W_2^{ab}=0\ , \tag{4.27}$$

が得られる．　また（4.16），（4.23）より

$$\nu W_3^{ab}\equiv F_3^{ab}(\eta)=M\left\{if_{abc}A_c(\eta)+d_{abc}S_c(\eta)\right\} \tag{4.28}$$

となる．

　このようにして，実験的に明らかになっているBjorkenのscaling ruleは，当然のことながらFGM代数から出すことができたわけである．　さらに（4.27）は（3.11）と同じ関係式であって，§3でのべたようにeN散乱で成立することがよくたしかめられている．[1] この

式はパートン模型の場合と全く同じように，FGM代数を導く基礎となっているクォークのスピンが1/2であるということの結果として出てきたものである。[15)]

さて電磁カーレントは $j_\mu(x) = j_\mu^3(x) + \frac{1}{\sqrt{3}} j_\mu^8(x)$ と書け，弱いカーレントはカビボ角を無視するとき $J_\mu^\pm(x) = (j_\mu^1(x) \pm i j_\mu^2(x)) - (j_{5\mu}^1(x) \pm i j_{5\mu}^2(x))$

と書けるから，(4.26)，(4.28) は具体的な過程に対しては次のようになる。[5)]

$$F_2^{eN}(\eta) = M\eta\left\{\frac{4}{3}\sqrt{\frac{2}{3}}A_0(\eta) + \frac{2}{3}A_3(\eta) + \frac{2}{3\sqrt{3}}A_8(\eta)\right\}, \tag{4.29}$$

$$F_2^{\nu N}(\eta) = M\eta\left\{4\sqrt{\frac{2}{3}}A_0(\eta) - 4S_3(\eta) + \frac{4}{\sqrt{3}}A_8(\eta)\right\}, \tag{4.30}$$

$$F_3^{\nu N}(\eta) = M\left\{-4\sqrt{\frac{2}{3}}S_0(\eta) + 4A_3(\eta) - \frac{4}{\sqrt{3}}S_8(\eta)\right\}. \tag{4.31}$$

(4.29) と (4.31) よりただちに

$$\eta\left\{F_3^{\nu n} - F_3^{\nu p}\right\} = 6\left\{F_2^{en} - F_2^{ep}\right\} \tag{4.32}$$

なる関係式が得られる。このほかにいろんなアイソスピン多重項の間の関係式を得ることは容易である。

次に双局所カーレントをテーラー展開して

$$\langle p|\bar{q}\gamma_\rho \frac{\lambda^a}{2} q|p\rangle = S^a_{(1)} p_\rho$$

$$\langle p|\bar{q}\gamma_\rho \frac{\lambda^a}{2}\partial_\alpha\partial_\beta q + [\partial_\alpha\partial_\beta\bar{q}]\gamma_\rho\frac{\lambda^a}{2} q|p\rangle$$

$$= 2S^a_{(3)} p_\rho p_\alpha p_\beta$$

$$\text{---------} \qquad (4.33)$$

で $S^a_{(1)}$, $S^a_{(3)}$, $S^a_{(5)}$, $S^a_{(7)}$, ------ を定義し

$$\langle p|\bar{q}\gamma_\rho \frac{\lambda^a}{2}\partial_\alpha q - [\partial_\alpha\bar{q}]\gamma_\rho\frac{\lambda^a}{2} q|p\rangle$$

$$= 2a^a_{(2)} p_\rho p_\alpha$$

$$\langle p|\bar{q}\gamma_\rho \frac{\lambda^a}{2}\partial_\alpha\partial_\beta\partial_\gamma q - [\partial_\alpha\partial_\beta\partial_\gamma\bar{q}]\gamma_\rho\frac{\lambda^a}{2} q|p\rangle$$

$$= 2a^a_{(4)} p_\rho p_\alpha p_\beta p_\gamma$$

$$\text{---------} \qquad (4.34)$$

で $a^a_{(2)}$, $a^a_{(4)}$, $a^a_{(6)}$, $a^a_{(8)}$, ------

を定義しよう。

そうすると

$$\tilde{S}^a(p\cdot x) = s^a_{(1)} + \frac{1}{2!}s^a_{(3)}(p\cdot x)^2 + \frac{1}{4!}s^a_{(5)}(p\cdot x)^4 + \cdots$$

$$= \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{(2i-2)!} s^a_{(2i-1)} (p\cdot x)^{2i-2}, \tag{4.35}$$

$$\tilde{A}^a(p\cdot x) = -\left\{ a^a_{(2)}\, p\cdot x + \frac{1}{3!}a^a_{(4)}(p\cdot x)^3 + \frac{1}{5!}a^a_{(6)}(p\cdot x)^5 + \cdots \right\}$$

$$= -\sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{(2i-1)!} a^a_{(2i)} (p\cdot x)^{2i-1}, \tag{4.36}$$

となる。したがってこれらの Fourier transform は (4.19), (4.20) の定義により

$$S^a(\xi) = s^a_{(1)}\delta(\xi) - \frac{1}{2!}s^a_{(3)}\delta''(\xi) + \cdots$$

$$= \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^{i-1}}{(2i-2)!} s^a_{(2i-1)} \delta^{(2i-2)}(\xi) \tag{4.37}$$

$$A^a(\xi) = -i\left\{ a^a_{(2)}\delta'(\xi) - \frac{1}{3!}a^a_{(4)}\delta'''(\xi) + \cdots \right\}$$

$$= -i\sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^{i-1}}{(2i-1)!} a^a_{(2i)} \delta^{(2i-1)}(\xi) \tag{4.38}$$

となる。ただし $\delta^{(n)}(\xi) \equiv (d^n/d\xi^n)\,\delta(\xi)$

とした。我々はこれらを用いていろいろな和則をもとめることができる。その一つの例として有名なAdler和則を求めてみよう。まず(4.30)から

$$F_2^{\nu n}(\eta)-F_2^{\nu p}(\eta)=8\eta M S^3(\eta) \tag{4.39}$$

が得られる。ただし$S^3(\eta)$は陽子の行列要素として定義したものである。

(4.37)と(4.39)より

$$\int_{-1}^{1}\frac{d\eta}{\eta}\left[F_2^{\nu n}(\eta)-F_2^{\nu p}(\eta)\right]=8M\int_{-1}^{1}S^3(\eta)\,d\eta$$

$$=8Ms_{(1)}^3=4 \tag{4.40}$$

となる。ここで我々は$Ms_{(1)}^3$が陽子のアイソスピンの第3成分(1/2)であることを使った。ところで定義により$S^3(-\eta)=S^3(\eta)$であるから(4.40)はphysical region $(0\leq\eta\leq 1)$に対しては

$$\int_{0}^{1}\frac{d\eta}{\eta}\left[F_2^{\nu n}(\eta)-F_2^{\nu p}(\eta)\right]=2 \tag{4.41}$$

とかける．これはAdler和則（(3.18)参照）にほかならない．[18] このほかにもいろいろな和則をみちびくことができるが，注意すべきことはこの方法で $\int_0^1 [F_2^{ep}(\eta) - F_2^{en}]\, d\eta/\eta$ に対する和則をみちびくことはできないことである．何故ならば (4.29) より

$$F_2^{ep}(\eta) - F_2^{en}(\eta) = \frac{4}{3} M\eta A_3(\eta) \qquad (4.42)$$

となるが，定義により $A_3(-\eta) = -A_3(\eta)$ であるから明らかに

$$\int_{-1}^{1} d\eta\, A_3(\eta) = 0$$

となる． したがってこのことから $\int_0^1 d\eta\, A_3(\eta)$ がどのような値になっているかもとめることはできない． §3 でのべたようにクォークパートン模型の場合には (3.17) のような和則が得られるが，この和則は実験的に大きく破れているようにみえるので，[1,17] FGM代数の方法でこの和則をもとめることができないことは

むしろ好都合なことであるといってもよい．
　さて我々は次に核子の運動量のうち，クォークだけでどのくらいの割合を運んでいるかの目安となる式，つまり§3の(3.25)と同じ式がFGM代数の方法でも得られることを示す．[5)]
まず(4.29)と(4.30)より

$$\frac{3}{4}\left\{6\left[F_2^{ep}(\eta)+F_2^{en}(\eta)\right]-\left[F_2^{\nu p}(\eta)+F_2^{\nu n}(\eta)\right]\right\}$$

$$=2\sqrt{6}\,M\eta A_0(\eta) \tag{4.43}$$

が得られる．　(4.38)と(4.43)から

$$\frac{3}{4}\int_{-1}^{1}d\eta\left\{6\left[F_2^{ep}(\eta)+F_2^{en}(\eta)\right]-\left[F_2^{\nu p}(\eta)+F_2^{\nu n}(\eta)\right]\right\}$$

$$=2\sqrt{6}\,iMa^{0}_{(2)} \tag{4.44}$$

となる．　ここで我々は核子の中にクォークだけしかないとしよう．　そうするとエネルギー・モーメンタムテンソルは

$$\theta_{\mu\nu} = \frac{i}{2}\left\{\bar{q}\gamma_\mu\partial_\nu q + \bar{q}\gamma_\nu\partial_\mu q\right\}$$
$$= \frac{i}{2}\left\{\bar{q}\gamma_\mu\partial_\nu q - [\partial_\mu\bar{q}]\gamma_\nu q\right\}$$
$$+ \frac{i}{2}\partial_\mu[\bar{q}\gamma_\nu q] \qquad (4.45)$$

となる。　最後の項は total derivative の形になっているからこれを無視すると

$$\theta_{\mu\nu} = \frac{i}{2}\left\{\bar{q}\gamma_\mu\partial_\nu q - [\partial_\mu\bar{q}]\gamma_\nu q\right\} \qquad (4.46)$$

となる。　ところが (4.34) の定義によると

$$2a^0_{(2)}P_\rho P_\alpha = \langle p|\bar{q}\gamma_\rho\partial_\alpha\frac{\lambda^0}{2}q - [\partial_\alpha\bar{q}]\gamma_\rho\frac{\lambda^0}{2}q|p\rangle$$
$$= \frac{1}{\sqrt{6}}\langle p|\bar{q}\gamma_\rho\partial_\alpha q - [\partial_\alpha\bar{q}]\gamma_\rho q|p\rangle \qquad (4.47)$$

であるから、これと (4.46) とをくらべると

$$a^0_{(2)}P_\rho P_\alpha = \frac{-i}{\sqrt{6}}\langle p|\theta_{\rho\alpha}|p\rangle \qquad (4.48)$$

となる。　ここで $\langle p|\theta_{\rho\alpha}|p\rangle = P_\rho P_\alpha/M$ であることを用いると結局

$$a^0_{(2)} = \frac{-i}{\sqrt{6}\,M}. \qquad (4.49)$$

したがって(4.44)と(4.49)より結局

$$\frac{3}{4}\int_{-1}^{1}d\eta\left\{6\left[F_2^{ep}(\eta)+F_2^{en}(\eta)\right]-\left[F_2^{\nu p}(\eta)+F_2^{\nu n}(\eta)\right]\right\}=2.$$

それゆえに

$$\frac{3}{4}\int_{0}^{1}d\eta\left\{6\left[F_2^{ep}(\eta)+F_2^{en}(\eta)\right]-\left[F_2^{\nu p}(\eta)+F_2^{\nu n}(\eta)\right]\right\}=1 \qquad (4.50)$$

となる. つまり(4.50)の左辺が1よりどのくらい小さいかを調べることにより, エネルギー・運動量テンソルをになうクォーク以外の実体がどのくらいあるかをしらべることができる. 実験的にいうと50%近くの運動量をクォーク以外の実体がもっていなければならないことは§3でのべた通りである.

§5. Pestieau's speculation and structure tensors

(a) Pestieauの仮説について

我々は今までの諸節で，レプトン-ハドロン散乱過程に関連してクォークパートン模型と，FGM光円錐代数の方法について調べ，若干の問題点を指摘して来た．とりわけ§4ではBjorken極限に於ては座標空間における支配的な領域が光円錐の近傍であることをのべ，FGM代数を用いてレプトン-ハドロン散乱過程を記述した（(4.2)参照）．

ところでPestieauは，場の量子論では波束を用いなければならぬということに着目し，mass-shell上にある粒子の散乱に対しても，高エネルギーに於けるふるまいはLLCSだけで決定される可能性があることを指摘した．[11]

今例えばスカラー中間子と核子との前方散乱の振巾の虚部

$$\mathrm{Im}\,T = \frac{1}{2}\int d^4x\, e^{iqx} \langle p|[J(x), J(0)]|p\rangle \tag{5.1}$$

を考えてみよう. (5.1)は standard な reduction formula を用いて得られるもので, $J(x)$ はスカラー中間子の source current である.
§4 のはじめに行ったと同じ議論をくりかえすと (5.1) に於て支配的な領域は

$$|x_0 - x_3| \lesssim \frac{1}{\nu} \tag{5.2}$$

かつ

$$|x_3| \lesssim \frac{2\nu}{m^2} \tag{5.3}$$

で特徴づけられるであろう. ここで m は中間子の質量であり, frame は §4 と同じように $p_\mu = (M, 0, 0, 0)$, $q_\mu = (\nu, 0, 0, \sqrt{\nu^2 - m^2})$ にとった. (5.3) から明らかなように $\nu \to \infty$ のときには $|x_3| \longrightarrow \infty$ のところもきいてくることになる. ここで Pestieau は次のことに注意した. つまり (5.1) は reduction formula に於て, 空間的に規格可能である波束 $f_q^*(x)$ を平面波 $\exp(iqx)$ におきかえて得られるものであるが, 無条件にこのおきかえをすることは許されないというわけである. このことか

らPestieauは高エネルギーに於ても空間的な相互作用距離はいくらでもひろがることはなく，ある限界があると考えた.[11] このような考え方にたつと(5.3)は

$$|x_3| \lesssim r \tag{5.4}$$

と書きなおすべきであろう．ここでrはある有限な量である．こうすると(5.2)と(5.4)及びcausalityから，高エネルギーで$\mathrm{Im}\,T$にきいてくる支配的な領域は

$$0 \leqq x^2 \lesssim \frac{2r}{\nu} \tag{5.5}$$

となる．したがって$\nu \to \infty$のときには光円錐上での$[J(x), J(0)]$のふるまいが重要な役割をはたすことになる．もちろん以上にのべてきたことは証明ではなくて仮説としての意味しかもっていないが，興味あることであると思う．

そこで我々は以後この仮説をもとにして，FGM代数を用いて光子(中間子)－核子散乱の

全断面積の高エネルギーにおけるふるまいを記述することを試みよう.

(b) FGM代数とスケイリングをやぶる質量について

我々は§4でFGM代数についてかなり詳しくのべたが, 今後はこの代数に scale breaking mass を導入して議論する.[8] すなわち (4.6) に於ける $D(z)$ を $-\Delta(z,\kappa^2)$ におきかえるわけである. κ が scale breaking mass である. このようにするとベクトルカーレントに対するFGM代数は

$$[j_\mu^a(x), j_\nu^b(0)] \triangleq -[\partial^\rho\Delta(x,\kappa^2)]\, s_{\mu\nu\rho\sigma}[d_{abc}\,\mathcal{A}_c^\sigma(x,0) + i f_{abc}\,\mathcal{S}_c^\sigma(x,0)] + \text{axial terms}, \tag{5.6}$$

となる. ここで $\mathcal{A}_c^\sigma(x,0)=[j_c^\sigma(x,0)-j_c^\sigma(0,x)]/2$, $\mathcal{S}_c^\sigma(x,0)=[j_c^\sigma(x,0)+j_c^\sigma(0,x)]/2$ であり, axial terms は今後の議論には必要ないので書かれていない.

次に ps-density $j_5^a(x)$ の光円錐近傍における交換子を自由クォーク模型 ($j_5^a(x) = i:\bar{q}(x)\gamma_5 \frac{\lambda^a}{2} q(x):$) からもとめると

$$[j_5^a(x), j_5^b(0)] \doteq -[\partial^\mu \Delta(x, \kappa^2)][d_{abc}\, a_\mu^c(x,0) + i f_{abc}\, s_\mu^c(x,0)] \quad (5.7)$$

となる.[8] (5.6) と (5.7) で導入した scale breaking mass κ は, いろいろな反応について共通であるとはせず, パラメータとして扱うことにする. 我々は物理的には κ を相互作用する場に特有な effective quark mass であると考える. したがって今後これを κ_F と書くことにしよう. F は核子と相互作用する場を示すそえ字である. (例えば F = γ, π, K, ---).

(C) 構造テンソルについて

最初に核子の構造テンソルを次のように定

義しよう：

$$W^{ab}_{\mu\nu}=\frac{1}{2\pi}\int d^4x\, e^{iqx}\langle p|[j^a_\mu(x), j^b_\nu(0)]|p\rangle$$

$$=(q_\mu q_\nu-q^2 g_{\mu\nu})V^{ab}_1$$

$$+\{(p_\mu q_\nu+p_\nu q_\mu)M\nu-p_\mu p_\nu q^2-g_{\mu\nu}M^2\nu^2\}V^{ab}_2, \qquad (5.8)$$

$$B^{ab}=\int d^4x\, e^{iqx}\langle p|[j^a_5(x), j^b_5(0)]|p\rangle. \qquad (5.9)$$

我々は (5.6), (5.7) をつかって (5.8), (5.9) へのLLCSからの寄与を計算する. §4で注意したように (5.6) はゲージ不変性をみたしていないが, ゲージ不変性を破る項は Regge 極限 ($\nu\to\infty$, q^2: fixed), または Bjorken 極限では無視できるようになる.

今

$$\langle p|S^c_c(x,0)|p\rangle$$

$$=p^c\int \exp(i\xi p\cdot x)S_c(\xi)\,d\xi+\text{non-leading terms}, \qquad (5.10)$$

$$\langle p|\,\mathcal{A}^{\sigma}_{c}(x,0)\,|p\rangle$$

$$= p^{\sigma}\int \exp(i\xi p\cdot x)\,A_c(\xi)\,d\xi + \text{non-leading terms} \qquad (5.11)$$

によって$S_c(\xi)$と$A_c(\xi)$を定義する。そうすると§4.とまったく同じようにしてLLCSからの寄与は次のようになる。ただしνは充分大きいものとする。

$$V_1^{ab} = 0, \qquad (5.12a)$$

$$V_2^{ab} = \frac{1}{2M^3\eta\nu\sqrt{\nu^2+\kappa_F^2-q^2}}\,F_2^{ab}(\eta), \qquad (5.12b)$$

$$B^{ab} = \frac{\pi}{M\eta}\,F_2^{ab}(\eta), \qquad (5.13)$$

ここで

$$\eta = \frac{1}{M}\left(-\nu+\sqrt{\nu^2+\kappa_F^2-q^2}\right) \xrightarrow[\nu\to\infty]{} \frac{\kappa_F^2-q^2}{2M\nu}. \qquad (5.14)$$

これらの式で$F_2^{ab}(\eta)$は(4・26)で与えられているように、重非弾性レプトン-ハドロン散乱ではかられる構造関数である。[5] ただしscale breaking massを導入したためにηの表式は

§4とは少し異っている。

§6. On the nucleon Compton scattering

この節では核子のコンプトン散乱の全断面積の高エネルギーに於けるふるまいがLLCSによって決定されるという見地にたち，前節の結果(5.12)を用いて分析してみる。まず核子のコンプトン散乱の全断面積は，上の仮定によれば高エネルギーに於ては

$$\sigma_{\gamma N}(\nu)=\frac{4\pi^2\alpha}{\kappa_\gamma^2}F_2^{eN}\left(\frac{\kappa_\gamma^2}{2M\nu}\right) \tag{6.1}$$

とかける。 したがって

$$\sigma_{\gamma p}(\nu)-\sigma_{\gamma n}(\nu)=\frac{4\pi^2\alpha}{\kappa_\gamma^2}\Delta F_2^{eN}\left(\frac{\kappa_\gamma^2}{2M\nu}\right). \tag{6.2}$$

ここでSLACに於けるデータ(1.2)と[1]，コンプトン散乱のデータ[22]

$$\sigma_{\gamma p}(\nu)-\sigma_{\gamma n}(\nu)=\frac{24.6}{\sqrt{\nu}}\ \mu b$$

を用いると，(6.2) より電磁相互作用に対する核子内の effective quark mass κ_γ は

$$\kappa_\gamma = 335\ \mathrm{MeV} \tag{6.3}$$

と決まる．これは scale breaking mass がかなり小さいことを意味しているが，このことは非弾性 eN 散乱で早くから Bjorken の scaling rule が成立していることと一致している[1]．更に κ_γ が $M/\mu_p = 336\ \mathrm{MeV}$ にほとんど一致しているのは偶然かも知れないが，極めておどろくべきことであろう．μ_p は陽子の磁気モーメントである．M/μ_p という質量は，クォーク模型で核子の磁気モーメントの絶対値を説明するときに必要なクォークの質量であることは周知のとおりである．κ_γ と M/μ_p との劇的ともいえる一致によって，我々は核子の電磁相互作用は 335 MeV という effective quark mass によって特徴づけられているといってもよいと思う．

次に Diffractive component も LLCS によっ

できるという我々の仮定によれば，

$\sigma_{\gamma N}(\infty) \fallingdotseq 100\,\mu b$ というデータ[22]を用いることにより eN 散乱の構造関数の漸近値は

$$F_2^{eN}(0) = 0.1 \tag{6.4}$$

と予言される．

ここで注意しなければならないのは (6.1) と (6.4) 及び SLAC の ep データ (Fig. 1)[1] によれば，$F_2^{eN}(\eta)$ への所謂 Pomeron からの寄与が，かなり η に依存する項をもたざるをえないということである． 今この Pomeron からの寄与を次のように書くことにしよう（(4.29) 参照）．

$$M\eta\frac{4}{3}\sqrt{\frac{2}{3}}A_0(\eta) = D(\eta) + 0.1 \quad (\eta : 小) \tag{6.5}$$

ただし $D(0) = 0$． もし $D(\eta) \equiv 0$ であるならば我々は γp のデータ[22]

$$\sigma_{\gamma p}(\nu) = 94 + \frac{79}{\sqrt{\nu}}\ \mu b$$

と (6.1) とを用いて $\eta \sim 0.1$ あたりに於ける $F_2^{ep}(\eta)$ を再現することはできない．

しかしながら現在の ep データの正確さの範囲内に於ては，$D(\eta)$ は $\eta \gtrsim 0.03$（すなわち $\omega = 1/\eta$ とするとき $\omega \lesssim 33$）で無視できないということを要求するだけで充分である．(5.14) によれば $\eta \lesssim 0.03$ という領域はコンプトン散乱において $\nu \gtrsim 2\,\mathrm{GeV}$ なるエネルギー領域に相当する．$\nu \gtrsim 2\,\mathrm{GeV}$ というのはだいたい，普通の Regge parametrization が正当化されるエネルギー領域であるとみなしてよいだろう．したがってもし $D(\eta)$ が $\eta \lesssim 0.03$ で無視できるようなものであれば，この項はコンプトン散乱（あるいは他のハドロン散乱）の高エネルギーにおけるふるまいに対しては何ら影響を与えることはない．一つのありうる例としては次のようなものが考えられる．

$$D(\eta) = D_0(\eta)\sqrt{\eta} \tag{6.6}$$

ここで $D_0(\eta)$ は $D_0(0.1) = 0.47$ をみたし，$\eta \lesssim 0.03$ では早く減少する関数である．

Pomeron からの寄与が η 依存性をもってい

るということはふつうのRegge理論[23]から見ると望ましくないことだが，少くとも上のようなメカニズムの可能性は否定することはできない。

§7. On the ps-meson-nucleon collisions

この節では擬スカラー中間子・核子散乱の全断面積の高エネルギーにおけるふるまいを，LLCSからの寄与で記述することを試みる。最初にこの過程の光円錐近傍でのふるまいは$(\Box+m_\phi^2)\phi_a(x)=-2g\,j_5^a(x)$ で特徴づけられることを仮定しよう[8]。ここでϕ_aはps-中間子場，m_ϕはその質量，gは$\phi\bar{q}q$の擬スカラー結合定数である。gは種々のps-中間子に対して共通であると仮定する。

そうすると$\phi_a N$散乱の全断面積は高エネルギーに於ては(5.13)を用いることにより

$$\sigma_{\phi_a N}(\nu) = \frac{4\pi g^2}{\kappa_\phi^2 - m_\phi^2} F_2^{aa^*}\left(\frac{\kappa_\phi^2 - m_\phi^2}{2M\nu}\right) \tag{7.1}$$

であたえられることになる．次にいろいろな過程の断面積を(4.29)または(4.30)と関係づけるために，$d_{abc}A_c + if_{abc}S_c$ が具体的にどのようになるかまとめておこう：

$$\pi^- N\ ;\ \sqrt{2/3}A_0 + (1/\sqrt{3})A_8 + S_3, \tag{7.2a}$$

$$\pi^+ N\ ;\ \sqrt{2/3}A_0 + (1/\sqrt{3})A_8 - S_3, \tag{7.2b}$$

$$\pi^0 N\ ;\ \sqrt{2/3}A_0 + (1/\sqrt{3})A_8, \tag{7.2c}$$

$$K^- N\ ;\ (1/2)S_3 + \sqrt{3/2}S_8 + (1/2)A_3 + \sqrt{2/3}A_0 - (1/2\sqrt{3})A_8, \tag{7.2d}$$

$$K^+ N\ ;\ -(1/2)S_3 - \sqrt{3/2}S_8 + (1/2)A_3 + \sqrt{2/3}A_0 - (1/2\sqrt{3})A_8, \tag{7.2e}$$

$$\bar{K}^0 N\ ;\ -(1/2)S_3 + \sqrt{3/2}S_8 - (1/2)A_3 + \sqrt{2/3}A_0 - (1/2\sqrt{3})A_8, \tag{7.2f}$$

$$K^0 N\ ;\ (1/2)S_3 - \sqrt{3/2}S_8 - (1/2)A_3 + \sqrt{2/3}A_0 - (1/2\sqrt{3})A_8. \tag{7.2g}$$

(4.29), (4.30), (7.1), (7.2) を用いると具体的な物理過程の高エネルギーにおける表式として次の式が得られる．

$$\sigma_{\pi^- p}(\nu) = \frac{g^2}{4\pi}\frac{4\pi^2}{\kappa_\pi^2 - m_\pi^2} F_2^{\nu n}\left(\frac{\kappa_\pi^2 - m_\pi^2}{2M\nu}\right), \tag{7.3a}$$

$$\sigma_{\pi^+p}(\nu)=\frac{g^2}{4\pi}\frac{4\pi^2}{\varkappa_\pi^2-m_\pi^2}F_2^{\nu p}\left(\frac{\varkappa_\pi^2-m_\pi^2}{2M\nu}\right), \tag{7.3b}$$

$$\sigma_{\pi^-p}(\nu)-\sigma_{\pi^+p}(\nu)=\frac{g^2}{4\pi}\frac{4\pi^2}{\varkappa_\pi^2-m_\pi^2}\left\{F_2^{\nu n}\left(\frac{\varkappa_\pi^2-m_\pi^2}{2M\nu}\right)-F_2^{\nu p}\left(\frac{\varkappa_\pi^2-m_\pi^2}{2M\nu}\right)\right\}, \tag{7.4}$$

$$\sigma_{K^-p}(\nu)+\sigma_{K^+n}(\nu)-\sigma_{K^-n}(\nu)-\sigma_{K^+p}(\nu)$$
$$=\frac{g^2}{4\pi}\frac{4\pi^2}{\varkappa_K^2-m_K^2}\left\{F_2^{\nu n}\left(\frac{\varkappa_K^2-m_K^2}{2M\nu}\right)-F_2^{\nu p}\left(\frac{\varkappa_K^2-m_K^2}{2M\nu}\right)\right\}, \tag{7.5}$$

$$\sigma_{K^-p}(\nu)+\sigma_{K^+p}(\nu)-\sigma_{K^-n}(\nu)-\sigma_{K^+n}(\nu)$$
$$=\frac{g^2}{4\pi}\frac{4\pi^2}{\varkappa_K^2-m_K^2}\,6\Delta F_2^{eN}\left(\frac{\varkappa_K^2-m_K^2}{2M\nu}\right), \tag{7.6}$$

$$\frac{\varkappa_\pi^2-m_\pi^2}{18\pi^2}\left\{\sigma_{\pi^-p}(\infty)+\sigma_{\pi^+p}(\infty)\right\}$$
$$+\frac{\varkappa_K^2-m_K^2}{72\pi^2}\left\{\sigma_{K^-p}(\infty)+\sigma_{K^+p}(\infty)+\sigma_{K^-n}(\infty)+\sigma_{K^+n}(\infty)\right\}$$
$$=\frac{g^2}{4\pi}\left\{F_2^{ep}(0)+F_2^{en}(0)\right\}. \tag{7.7}$$

実験的には(7.5)と(7.6)の左辺は高エネルギー($\nu \gtrsim 2\,\mathrm{GeV}$)に於てともに$5.65/\sqrt{\nu}$ mb である。[24] したがって少くともηが小さい時には$F_2^{\nu n}(\eta) - F_2^{\nu p}(\eta) = 6\Delta F_2^{eN}(\eta)$でなければならない。ところですべての$\eta$($0 \leqq \eta \leqq 1$)に対してこの式が成立するとすれば、Adler 和則[18] (4.41)により

$$\int_0^1 \Delta F_2^{eN}(\eta)\frac{d\eta}{\eta} = \frac{1}{3}$$

でなければならないことになる。しかしながら§3でのべたようにこの和則は実験的には破れているようにみえる。[1)17)] 我々はこの困難をさけるために次のように仮定しよう。

$$F_2^{\nu n}(\eta) - F_2^{\nu p}(\eta) = 6\Delta F_2^{eN}(\eta) = 0.6\sqrt{\eta} \quad (0 \leqq \eta \lesssim \eta_0), \tag{7.8a}$$

$$F_2^{\nu n}(\eta) - F_2^{\nu p}(\eta) \geqq 6\Delta F_2^{eN}(\eta) \quad (\eta_0 \lesssim \eta \lesssim 1), \tag{7.8b}$$

η_0はあとで決定される。

さて、ハドロン散乱のデータ[24]

$\sigma_{\pi^- p}(\nu) - \sigma_{\pi^+ p}(\nu) = 6.4/\sqrt{\nu}$ mb,

$$\sigma_{K^-p}(\nu)+\sigma_{K^+p}(\nu)-\sigma_{K^+n}(\nu)-\sigma_{K^-n}(\nu)=5.65/\sqrt{\nu}\ \mathrm{mb},$$

$$\sigma_{\pi N}(\infty)=21.3\ \mathrm{mb},\quad \sigma_{KN}(\infty)=17.1\ \mathrm{mb},$$

及び (1.2), (6.4) を用いて, (7.4), (7.6), (7.7) を κ_π, κ_K, $g^2/4\pi$ について解くことにしよう. 結果は

$$\kappa_\pi=246\ \mathrm{MeV},\quad \kappa_K=544\ \mathrm{MeV}, \tag{7.9}$$

$$\frac{g^2}{4\pi}=0.2 \tag{7.10}$$

となる.

次にこうして得られた κ_π, $g^2/4\pi$ を (7.3a) または (7.3b) に代入することにより我々は νN 散乱の構造関数の漸近値を

$$F_2^{\nu N}(0)=0.3 \tag{7.11}$$

と予言することができる. (6.4) と (7.11) は要請されている関係式 $F_2^{\nu N}(0)=3F_2^{eN}(0)$ ((4.29), (4.30) 参照) を完全にみたしていることに我々は注目したい.

また (7.8) に於ける η_0 は (5.14) に $\varkappa_K = 544\,\mathrm{MeV}$, $\nu \simeq 2\,\mathrm{GeV}$ を代入することにより $\eta_0 \simeq 0.014$ となる.

さて (7.9), (7.10) のようにパラメータをえらべば擬スカラー中間子・核子散乱の全断面積の高エネルギーにおけるふるまいが矛盾なく LLCS からの寄与で記述できるわけであるが, (7.10) で与えられている $\phi q q$ ps-結合定数は, 普通の πNN ps-結合定数 $g_{\pi NN}$ ($g^2_{\pi NN}/4\pi \doteqdot 14.64$)[25] にくらべて非常に小さくなっている. このことは一見おかしなことだとみえるかも知れない. しかしながら我々は $\phi q q$ 及び ϕNN の軸性ベクトル結合定数 g_{Aqq}, g_{ANN} を静的 (非相対論的) SU(6) 模型で考えることにより

$$\frac{g^2}{4\pi} = \frac{9}{25}\left(\frac{m_q}{M}\right)^2 \frac{g^2_{\pi NN}}{4\pi} \tag{7.12}$$

なる関係式を得ることができる.[8] m_q はクォークの質量である. この式は $g_{Aqq} = g_{Vqq}$ なる仮定をしないでも得られるものである.[26]

ここでg_{vqq}はクォークのベクトル結合定数である。

さて(7.12)で，$m_q \simeq \varkappa_\pi$，$g^2_{\pi NN}/4\pi \simeq 14.64$とすると$g^2/4\pi \simeq 0.36$となる。これは(7.10)の値と同程度のオーダーであり，少くとも$g^2/4\pi$が$g^2_{\pi NN}/4\pi$にくらべて非常に小さくても不思議ではないことを示すことができたといえよう。

§8. Concluding remarks

我々は§2～§4でレプトン・ハドロン散乱過程について注目を払い，この過程に密接な関連をもちながら発展してきた，クォーク・パートン模型と，FGM光円錘代数について主要なことがらをまとめると共に，2～3の問題点を指摘してきた。また§5～§7ではPestieauの仮説と現在のSLACに於けるeN散乱の実験結果を基礎として，光子(中間子)-核子散

乱の全断面積の高エネルギーに於けるふるまいをFGM代数で記述することを試みた．

この最後の節では我々は主として§5～§7で得られた諸結果について若干の注意と評価を行うことにする．

(1) 我々は高エネルギー散乱過程はほとんどLLCSだけで決定される可能性があるというPestieauの仮説にもとづいて，光子(中間子)-核子散乱の全断面積の高エネルギーに於けるふるまいをFGM代数で記述することを試みた． 結果として適当なscale breaking massを導入することにより，LLCSからの寄与でこれらの高エネルギーにおけるふるまいを理解できることを示した． 導入されたscale breaking massは相互作用する場に特有なeffective quark massであると解釈されるが，とりわけ電磁相互作用に対するeffective quark mass(核子中の)がM/μ_p ($\mu_p = 2.79$)とほとんど完全に一致したことは注目に値することであろう．

その他の effective quark mass (例えば $\kappa_\pi = 246$ MeV) については，それらについてここでたち入った議論をすることはできない．

(2) 我々の分析の全過程に於て，$\Delta F_2^{eN}(\eta)$ の漸近的なふるまい (1.2) は決定的な役割を果している．実際，IO の分析との差異は主としてこの漸近的ふるまいのちがいから生じてくる．我々のアプローチで最も望ましくない点は，それがコンプトン散乱またはハドロン散乱の全断面積の高エネルギーに於けるふるまいに対して影響を与えないわけではあるけれども，どうしても $F_2^{ab}(\eta)$ への所謂 Pomeron contribution がかなり η に依存する項をもたざるを得ないということであろう．これは (1.2) と，LLCS が支配的であるという仮定との直接の結果である．もし (1.2) が将来の実験によって動かし難い事実として確立されたならば，我々のように η に依存する Pomeron からの寄与が存在することを認めるか，あるいはそもそも FGM 代数でハドロ

ン散乱を記述することはだめだということを認めざるを得ないであろう。

次に，Diffractive component (: Pomeron contribution) もまた LLCS によってきまるという我々の仮定により $F_2^{eN}(0) = 0.1$ という予言が得られたが，言葉をかえていうと我々のこの仮定は $F_2^{eN}(0) = 0.1$ が本当であるかどうかに大きく依存しているということになる。従って $F_2^{eN}(0)$ の値を実験的に調べることは，$\Delta F_2^{eN}(\eta)$ のふるまいの問題とともに非常に重要である。

(3) IO は "resonances + continuum" で特徴づけられる，ハドロン反応に対する新しい描像を提出した。[8] この描像は，彼らの分析で得られた scale breaking mass がかなり大きかったこと ($\kappa \simeq 1.5$ GeV) からみちびきだされたものである。しかしながら我々の分析では，得られた scale breaking mass が全部小さいので，我々のやり方を低エネルギー領域まで外挿することはできない。何故なら，

もしそうしたら運動学的因子$(\nu^2-m^2)^{-1/2}$から生じてくる発散の問題を避けることができないからである．したがって我々は，LLCSにもとづいた議論は高エネルギーにおけるふるまいに関してのみ意味をもつという立場をとることにする．

(4) 我々の分析によって得られたϕqq ps-結合定数は，ふつうのπNN反応に対するそれに比べて非常に小さいが，我々はこの問題をSU(6)模型での関係式(7.12)を用いることによって説明した．物理的にはこの事情は次のように説明できるであろう．すなわち低エネルギーではps-中間子は核子全体と結合し，そのときの結合定数が$g_{\pi NN}$であると考える(coherent picture)．ところが高エネルギーでは核子の構成要素の性質が重要な役割を果たし，反応はϕqq結合によって行われるであろう(incoherent picture)．そのときの結合定数がg $(g^2/4\pi\simeq 0.2)$であると考えられる．

(5) 最後に我々は(7.5), (7.6) 及び Adler 和則から仮定された式 (7.8) について一つの注意をしたい. この式は (4.29), (4.30) から明らかなように

$$A_3^p(\eta) = S_3^p(\eta) \quad (0 \leqq \eta \lesssim 0.014), \tag{8.1a}$$

$$A_3^p(\eta) \leqq S_3^p(\eta) \quad (0.014 \lesssim \eta \leqq 1), \tag{8.1b}$$

と同等である. ここで我々は S_3 及び A_3 が陽子の行列要素として定義されたものであることを明示するために上つきのそえ字 p をつけた. (8.1) は $0.014 \lesssim \eta \leqq 1$ では A_2^0 及び ρ^0 Regge trajectories に対する交換縮退の関係式 $A_3(\eta) = \epsilon(\eta) S_3(\eta)$ が破れていることを示している. この仮定のもとでは Adler 和則は $1 \leqq \omega \lesssim 70$ の範囲で約 90% までみたされていることになる. Sakurai たちが指摘したように, このようなことがおこるためには $F_2^{\nu p}(\eta)$ または $F_2^{\bar{\nu} n}(\eta)$ が ω の小さいところで非常におかしなふるまいをしなければならない.[17] 実際, Iizuka, Kobayashi, Nitto の

模型[9]やKuti, Weisskopf[27]の模型ではAdler和則は非常にゆっくりsaturateすることになっている。　Adler和則が実際に成立しているかどうか，成立しているとすればどのようなsaturationの仕方をするかということは理論的に非常に重大な問題であるが，我々は早くsaturateすることが実験的にたしかめられて，我々のアプローチが支持されることを期待したい。

REFERENCES

1) E. D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969), 930.
H. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969), 935.
E. D. Bloom et al., Report presented at the 15-th International Conference on High Energy Physics, Kiev, U.S.S.R. (1970), SLAC-PUB-796.
H. W. Kendall, Proceedings of 1971 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, (Cornell Univ., N.Y. 1971).
G. Miller et al., Phys. Rev. D5 (1972), 528.
A. Bodek et al., Phys. Rev. Lett. 30 (1973), 1087.

2) J. D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969), 1547.

3) R. P. Feynman, Proceedings of the 3rd Conference on High Energy Collisions at Stony Brook (Gordon and Breach, 1970).
J. D. Bjorken and E. A. Paschos, Phys. Rev. 185 (1969), 1975.
S. D. Drell, D. J. Levy and T. M. Yan, Phys. Rev. 187 (1969), 2159.

4) H. Leutwyler and J. Stern, Nucl. Phys. B20 (1970), 77.
R. Jackiw, R. van Royen and G. B. West, Phys. Rev. D2 (1970), 2473.
R. A. Brandt, Phys. Lett. 33B (1970), 312.
Y. Frishman, Ann. of Phys. 66 (1971), 373.
R. A. Brandt and G. Preparata, Nucl. Phys. B27 (1971), 541.

5) H. Fritzsch and M. Gell-Mann, Talk presented at International Conference on Duality and Symmetry, (Tel-Aviv, Israel, 1971).
J. M. Cornwall and R. Jackiw, Phys. Rev. D4 (1971), 367.
D. J. Gross and S. B. Treiman, Phys. Rev. D4 (1971), 1059.

6) R. A. Brandt and C. Orzalesi, Phys. Lett. 34B (1971), 641.

7) T. Das, L. K. Pandit and P. Roy, Nucl. Phys. B53 (1973), 567.

8) J. Iizuka and H. Okamura, Prog. Theor. Phys. 49 (1973), 622.

9) J. Iizuka, M. Kobayashi and H. Nitto, Prog. Theor. Phys. 45 (1971), 482.

10) A. Kakuto and H. Senju, Prog. Theor. Phys. 49 (1973), 957. ; 50 (1973), 250.

11) J. Pestieau, Phys. Rev. D4 (1971), 1827.

12) S. D. Drell and J. D. Walecka, Ann. of Phys. 28 (1964), 18.

13) H. Senju and A. Kakuto, Prog. Theor. Phys. 48 (1972), 272.

14) R. P. Feynman, Talk given at Neutrino '72 Conference, Balatonfured, Hungary, 1972. ; Photon-Hadron Interactions, (W. A. Benjamin, INC. 1972).

15) C. G. Callan and D. J. Gross, Phys. Rev. Lett. 22 (1969), 156.

16) E. D. Bloom and F. J. Gilman, Phys. Rev. Lett. 25 (1970), 1140 ; Phys. Rev. D4 (1971), 2901.

17) J. J. Sakurai, H. B. Thacker and S. F. Tuan, Nucl. Phys. B48 (1972), 353.

18) S. L. Adler, Phys. Rev. 143 (1966), 1144.
19) I. Budagov et al., Phys. Lett. 30B (1969), 364.
T. Eichten et al., Phys. Lett. 46B (1973), 281 ; 46B (1973), 274.
A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. 30 (1973), 1084.
B. C. Barish et al., Phys. Rev. Lett. 31 (1973), 565.
C. Franzinetti, Talk given at International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Bonn 1973.
20) C. H. L. Smith, Nucl. Phys. B17 (1970), 227.
21) H. Senju, Prog. Theor. Phys. 46 (1971), 550.
22) W. P. Hesse et al., Phys. Rev. Lett. 25 (1970), 613.
23) H. D. I. Abarbanel, M. L. Goldberger and S. B. Treiman, Phys. Rev. Lett. 22 (1969), 500.
24) V. Barger and R. J. N. Phillips, Nucl. Phys. B32 (1971), 93.
25) G. Ebel et al., Nucl. Phys. B33 (1971), 317.

26) F. Gürsey, A. Pais and L. A. Radicati, Phys. Rev. Lett. 13 (1964), 299.

27) J. Kuti and V. F. Weisskopf, Phys. Rev. D4 (1971), 3418.

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1a. 構造関数 MW_1^{ep} のSLACでの実験データ.

Fig. 1b. 構造関数 νW_2^{ep} のSLACでの実験データ.

Fig. 2. $\nu W_2^{ep} - \nu W_2^{en} = F_2^{ep} - F_2^{en}$ のSLACにおける実験データ

Fig. 3. レプトン-ハドロン散乱のKinematics. l は始状態のレプトン, l' は終状態のレプトン, Nは核子を意味し, Eはレプトンの実験室系でのエネルギー, p は核子の運動量である.

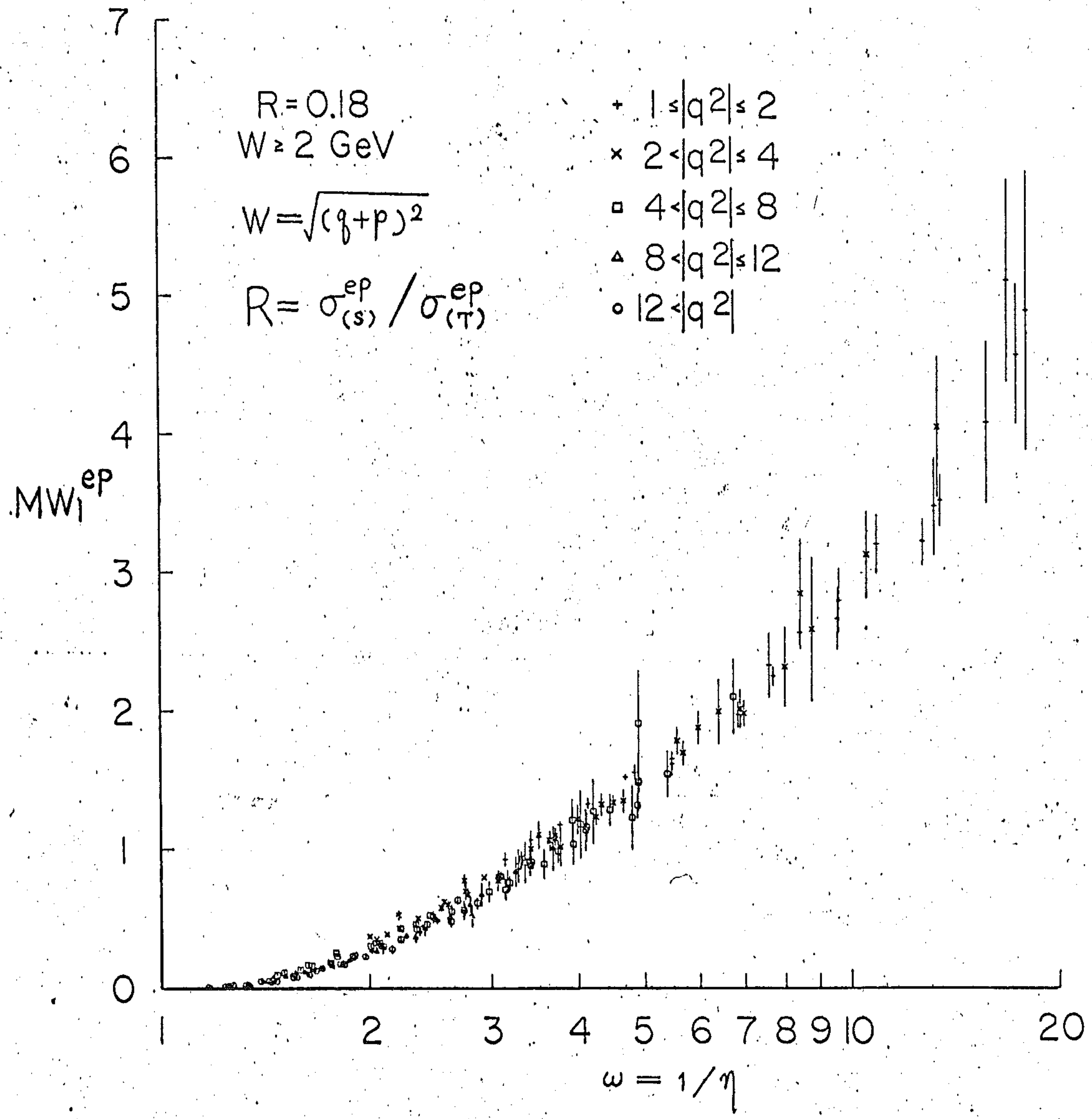

R = 0.18
W ≥ 2 GeV
$W = \sqrt{(q+p)^2}$
$R = \sigma^{ep}_{(S)} / \sigma^{ep}_{(T)}$
+ $1 \le |q^2| \le 2$
× $2 < |q^2| \le 4$
□ $4 < |q^2| \le 8$
△ $8 < |q^2| \le 12$
○ $12 < |q^2|$
MW_1^{ep}
0
1
2
3
4
5
6
7
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
20
$\omega = 1/\eta$

FIG 1a

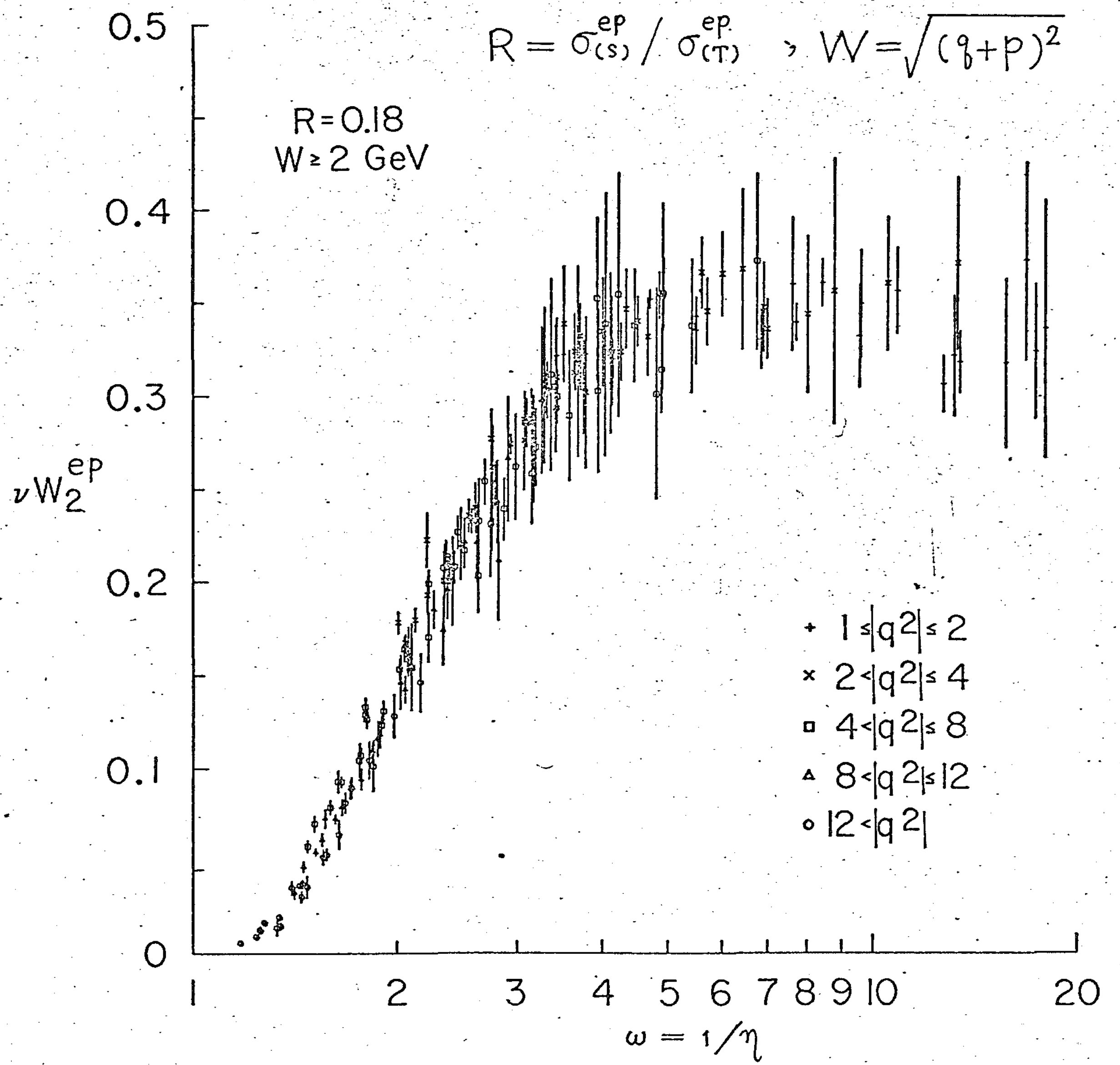
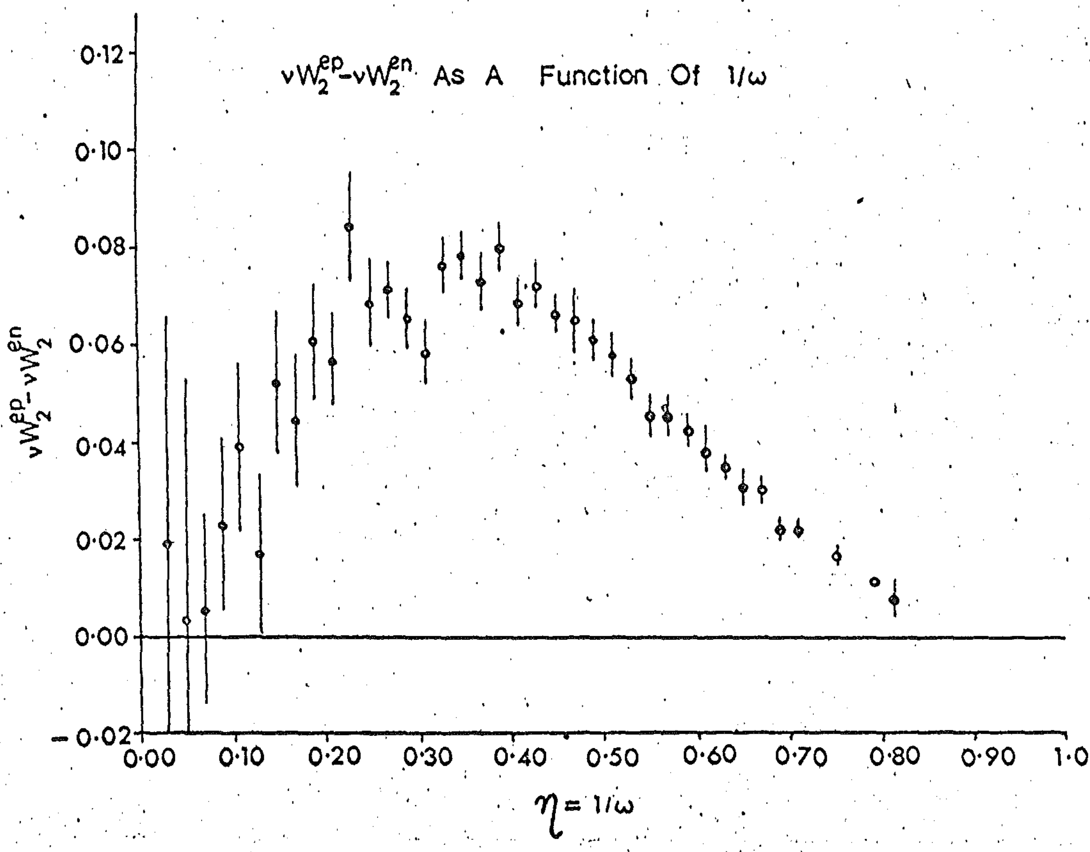
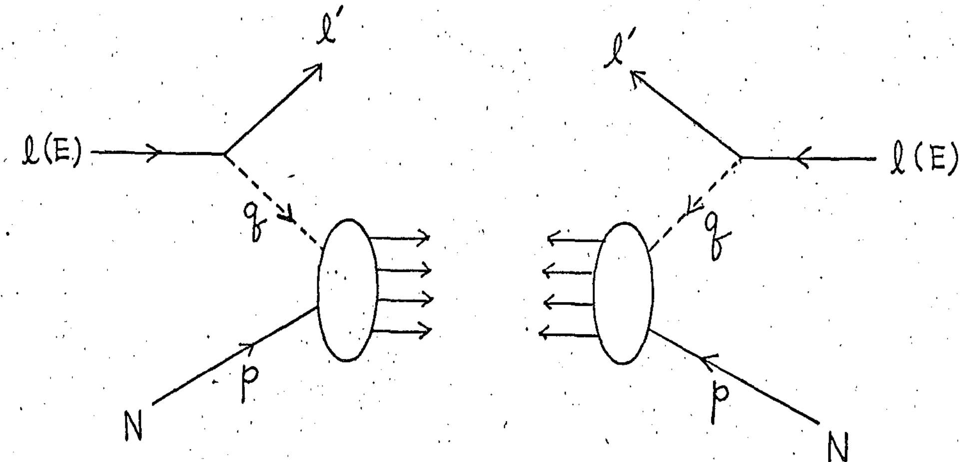

$R = \sigma^{ep}_{(S)} / \sigma^{ep}_{(T)}$, $W = \sqrt{(q+p)^2}$
R = 0.18
W ≥ 2 GeV
νW_2^{ep}
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
20
$\omega = 1/\eta$
$1 \leq |q^2| \leq 2$
$2 < |q^2| \leq 4$
$4 < |q^2| \leq 8$
$8 < |q^2| \leq 12$
$12 < |q^2|$

FIG 1b



$\nu W_2^{ep} - \nu W_2^{en}$ As A Function Of $1/\omega$
$\nu W_2^{ep} - \nu W_2^{en}$
0·12
0·10
0·08
0·06
0·04
0·02
0·00
−0·02
0·00 0·10 0·20 0·30 0·40 0·50 0·60 0·70 0·80 0·90 1·0
$\eta = 1/\omega$

Fig. 2



l'
$l(E)$
q
p
N
l'
$l(E)$
q
p
N

Fig. 3

報告番号	※甲第 853 号

主論文の要旨

題名 パートン模型と
光円錐代数について

氏名 角藤 亮