

『偏りのあるレプトン-ハドロン散乱』

宮 本 道 子

## Summary

### “Polarized Lepton–Hadron Scattering”

Michiko Miyamoto

As I was interested in polarimeter, I described its structure according to Prof. Hughes. I understand that measuring right and left particle helicity is solving the problem which is associated with particle spin's existence. Very high techniques are required to measure them.

Calculating asymmetries is a decision point as to whether parity is conserved and time reversal is invariant or not. Fig. 25 and Fig. 26 show some kinds of quark model have a good agreement with experimental data of asymmetry at high energy of GeV area.

It can be concluded that the proton wave function of Fig. 24 described by  $SU(3) \times SU(2)$  quark algebra is a theoretically successful model and it is possible to promote my theoretical research with this  $SU(3) \times SU(2)$  quark model.

Prof. Vernon W. Hughes による “Polarized Lepton Hadron Scattering” をまとめてみました。

過去10年間、高エネルギーでの偏りのあるレプトン-ハドロン散乱の実験は、不変原理と核子の内部スピン構造についての新しいタイプの情報の重要なテストに貢献してきた。電磁的相互作用における時間反転不変性は意味のある水準でうちたてられており、最近パリティ不変の重要な発見がなされている。陽子のスピン構造についての新しい情報が核子のコーク・パートン模型の一般的な予言と、基本的カレント代数サムルールに矛盾しない。これらの実験は偏りのある電子源に対する SLAC 線型加速器の最近の発展と、偏った陽子ターゲットの改善によって可能になってきている。

## 序 論

この論文は高エネルギーでの偏ったレプトン-ハドロン散乱についての実験の簡単な概説と、その観察をするために書かれており、またその理論的説明を含んでいる。レプトンは  $e^\pm$  と  $\mu^\pm$  で、ハドロンは陽子と中性子とある原子核である。

これらの実験に対する原理となる物理学的動機は、第一に電磁的相互作用における空間反転  $p$  と時間反転  $T$  の不変原理の研究であり、第二に原子核構成粒子の内部スピン構造の研究である。

最初の高エネルギーでのレプトン-ハドロン散乱を含む偏りのある実験は、ケンブリッジ・エレクトロン加速器 (CEA) でなされた偏りのある陽子による偏りのない電子の散乱における時間反転のテストであった。最初の高エネルギーでの偏りのある電子ビームは、20 GeV スタanford線型加速器センター (SLAC) で創られ、その偏りは電子-電子散乱 (メラー散乱) による高エネルギーで測定された。CEA と SLAC でなされた  $T$  不変をテストする実験は可能な変化の上限を制定した。次の初期的実験は SLAC で偏りのある電子を用いてなされ、Serpukhov で偏っているミューオンを用いてなされたが、これらはパリティ非保存に対する上限を定め、より精密な SLAC での実験は  $P$  不変の破れを示した。弾性的または深部非弾性的、あるいは共鳴領域での偏りのある陽子による偏っている電子の散乱の研究をするために SLAC で実験がなされてきたが、これらの実験は陽子のスピン構造についての知識をもたらすものである。

偏った電子を用いた高エネルギー実験は、これまで SLAC でなされてきているし、そして又 2 つの異なる偏った電子源を用いているが、一つは偏った Li 原子のビームの光イオン化に基づくものであり、二つめは偏ったレーザー光を用いた GaAs からの光放出に基づくものである。ミューオンを用いたパリティ非保存実験は、パイオン崩壊から自然に生ずる偏りのあるミューオンを用いる。電子散乱実験に用いられる偏りのある陽子ターゲットは炭水化物標本を用いた力学的原子核の方位測定の方法に基づく典型的なタイプであるが、電子ビームからの高放射に

対して特別の注意が要求される。

### 偏ったビームのターゲット

2つの型の偏りのある電子源は、両方とも 20 GeV スタンフォード線型加速器で、これまで高エネルギー散乱実験に用いられてきた。PEGGY I と名付けられた第一の源は、偏りのある Li 原子ビームの光イオン化に基づいており、第二番目の PEGGY II は、偏ったレーザー光を用いて負電子親和力からの光放射をする GaAs に基づいている。

Fig 1 はエネルギー準位と電磁場 H の関数としての  ${}^6\text{Li}$  の基底状態  ${}^2S_{1/2}$  の磁気的サブステ

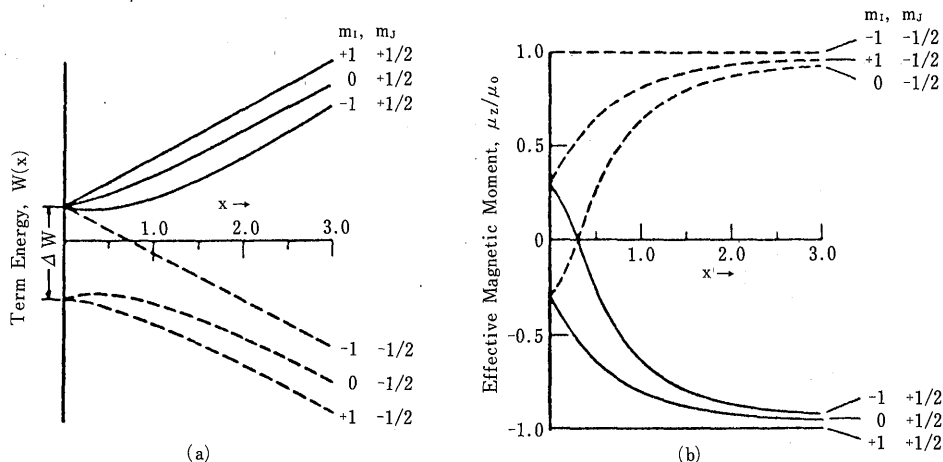


Fig. 1 磁場 H の関数としての原子核スピン  $I = 1$  を持つ  ${}^6\text{Li}$  の基底状態  ${}^2S_{1/2}$  のエネルギー準位と、磁気率。  $m_l$  は電子の磁気量子数で、  $m_s$  は核の磁気量子数である。  $X = (g_l - g_s)\mu_0 H / \Delta W$  で、  $g_l$  と  $g_s$  は原子核と電子の  $g$  値であり、  $\mu_0$  はボーアの磁気率で、  $\Delta W = h\Delta\nu$  は超微細構造間隔である。

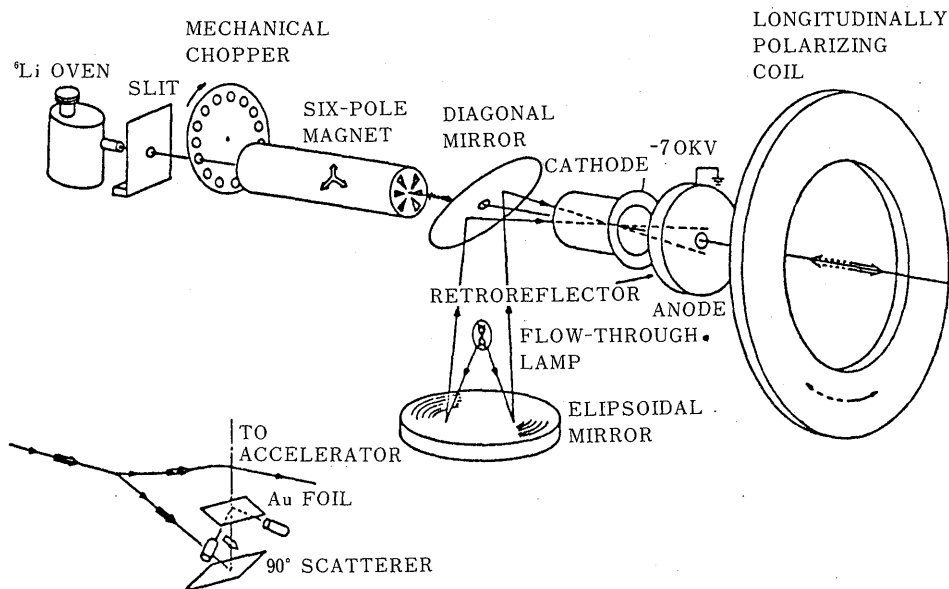


Fig. 2 ベギー 1 の図解で、Li 原子ビームの原理的構成と紫外線光学とイオン化領域の電子光学と 2 重モットー散乱の偏光分析を示している。

トの超微細構造の磁氣的モーメントを示しており、Fig II は PEGGY I の図解である。基底状態の密度の高い Li 原子ビームは、穴のある炉で Li を熱することによって作られ、又結果として生ずる原子の流束を平行にすることによって得られる。強い非同次磁場を持つ 6 極磁石は、電子の磁気量子数  $m_j = 1/2$  を持つ原子のみを伝導し、この原子は指示コイルによって用意された 200G の平行磁場のあるイオン化された領域を断熱的に通過する。1700Å から 2300Å の紫外線領域での強い光が、渦安定アルゴン・フラッシュランプによってつくられ、偏った  ${}^6\text{Li}$  原子ビームの上に焦点が合わされる。結果として生ずる光電子は運動エネルギー約 70KeV の光イオン化領域から引き出されて、加速器の中へ運ばれるか 2 重モットー散乱を採用している偏り分析器の中へ運ばれる。PEGGY ビームは偏ったコイルの中の電流の方向に依存して、平行又は反平行にビーム方向にそうように偏っている。PEGGY I からの結果として生ずる高エネルギーでの偏りのある電子の操作特色は表 I に与えられている。

Table I. Operating Characteristics of PEGGY I

Characteristic	Value
Pulse length	1.6μs
Repetition rate	180pps
Electron intensity (at high energy)	~10 <sup>9</sup> e <sup>-</sup> /pulse
Pulse to pulse intensity variation	< 5 %
Electron polarization	0.85±0.07
Polarization reversal time	<1s
Time between reversals	2min
Intensity difference upon reversal	<5%
Lifetime of Li oven load	175h
Time to reload Li	43h

Fig 3 は非磁氣的半導体 GaAs に対するエネルギーバンド・ダイアグラムを示しており、価電子帯から伝導帯への電気双極子遷移を示す。価電子  $P_{3/2}$  磁氣的サブステートから、伝導  $S_{1/2}$  サブステートへの約 7100Å の波長の円形に偏った瞬間波動的レーザー光による光学的ポンプ

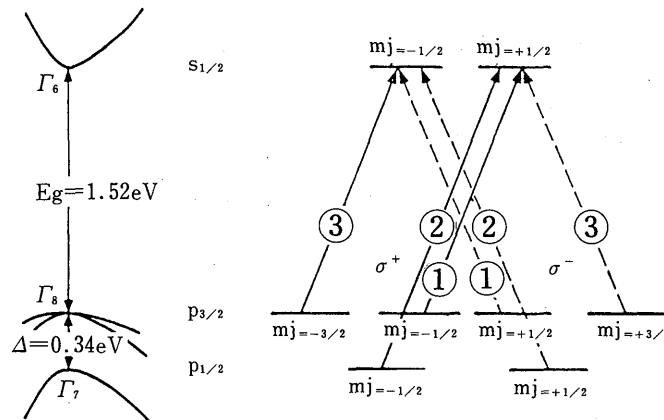


Fig. 3 左側は GaAs のエネルギーバンドで、 $P_{1/2}$  と  $P_{3/2}$  準位から  $S_{1/2}$  状態への遷移を示している。直線と破線は  $\sigma^+$  と  $\sigma^-$  の光をそれぞれ示している。丸でかこんだ数は相対的な遷移強度である。

操作は、大きさが約0.5にまでなる偏りの大きさを持ち、レーザー光が右又は左に円形に偏っているかどうかに従う偏りの符号を持つ偏った電子を伝導帯の中につくる。もし GaAs 結晶のよごれていない表面は負電子親和力を得るために、セシウムや酸素で処理されるならば、偏ったスピンの電子が伝導帯から放射される。ポッケルスの穴は光の円形偏光を反転するために用いられ、それ故光放出電子のヘリシティを反転する。

PEGGY II 源の図式は Fig 4 に示されている。パリティ非保存が発見された実験に対する PEGGY II の操作特色が表 II に与えられている。

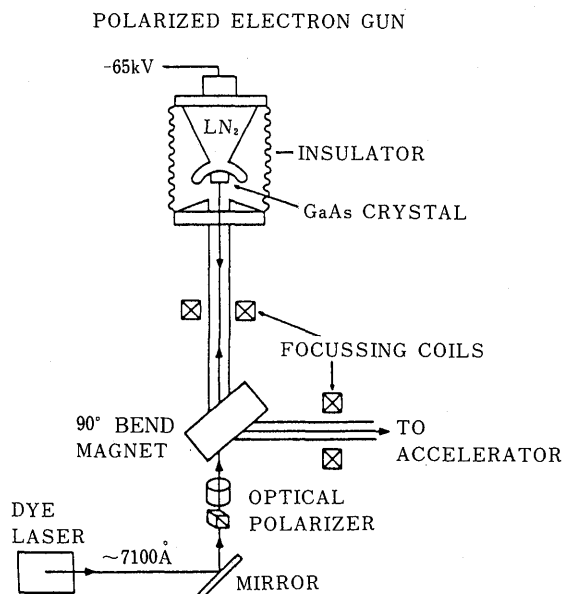


Fig. 4 ペギー II の図解。GaAs 結晶台やレーザー光学そして電子光学の原理的構成を示す。

Table II. Operating Characteristics of PEGGY II

Characteristic	Value
Pulse length	1.5 $\mu$ s
Repetition rate	120 pps
Electron intensity (at high energy)	(1 to 4) $\times 10^{11}$ e <sup>-</sup> /pulse
Pulse to pulse intensity variation	~3%
Electron polarization	0.37, average
Polarization reversal time	pulse to pulse

高エネルギー電子ビームのビームに平行な方向の偏りが弾性電子-電子散乱によって磁化された鉄金属箔から測定されてきた。これまでになされたすべての測定に対してメラ-散乱が選ばれてきたが、これはメラ-散乱の断面積と解析力が大きく、この過程は純粋に量子電気力学的であるからである。Fig 5 はメラ-非対称性を示し、9.712 GeV の代表的入射ビームエネルギーでの実験断面を示している。実験散乱角は小さいので、物理的に散乱電子をはじめのビームから分離するための測定をする用意がなされなければならない。ややよごれのない弾性ピーク

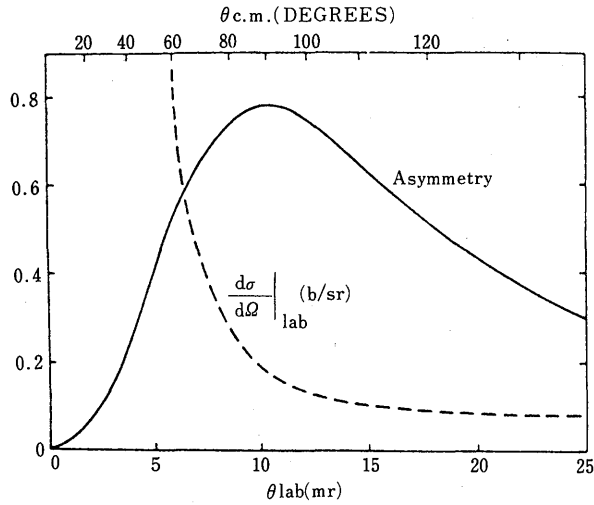


Fig. 5 メラー非対称性と、破線の実験断面積は、9.712GeVの代表的入射エネルギーに対する角度の変化に対する実験である。

は信号の約10%の放射クーロン散乱によるバックグラウンドとともに観察される。ビームエネルギー  $E$  の関数として測定された、ビームに平行なポーラリゼーション  $P$  は Fig 6 に示される。 $E$  についての  $P$  の変化は、ビーム操作場における運動量に関して、スピンの  $g-2$  歳差運動によって起され、そこでは加速器からのビームが実験領域の方へ曲げられる。ビーム方向に平行な電子のポーラリゼーションは、偏った電子を用いる実験において決定されてきたが、その精度は約 5% から 10% である。誤差は、測定された非対称性について、統計的に計算される誤差であり、バックグラウンドを引き去る不確かさであり、磁化された鉄箔のスピンの磁気についての不確かさである。

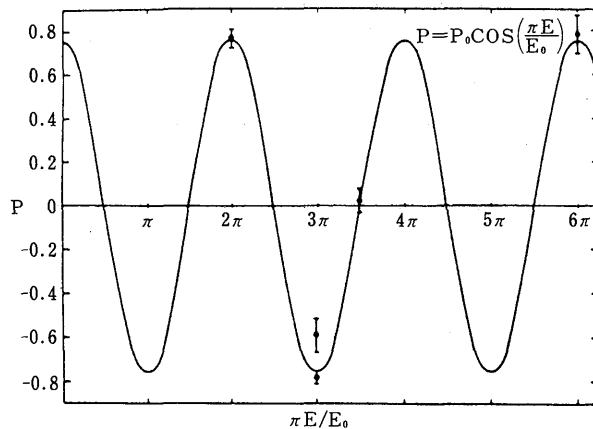


Fig. 6  $\frac{\pi E}{E_0}$  に対してプロットされたビームポーラリゼーションのビームに平行な成分  $P$  で、実験領域へ  $24.5^\circ$  曲がる間に、運動量に関するスピン歳差運動をする角度である。 $E$  はビームのエネルギーで、 $E_0 = 3.237 \text{ GeV}$  である。示された曲線は、実験によく合っており、 $P_0 = 0.76 \pm 0.03$  の振幅を持つ。 $P_0$  は唯の自由パラメーターである。

レプトン-ハドロン散乱実験で用いられている偏った陽子ターゲットには常磁性的にドーブ塗料をぬった炭水化物標本を用いて、力学的原子核の方位測定がよく知られた方法が採用されている。原理的な特色は、相対的に強度な電子ビームによるターゲットでの大エネルギー損失とターゲットに対する関連のある放射損失である。放射損失の効果を最小にするために、又一様なターゲット・ポーラリゼーションを用意するために、ターゲット領域の上にビームを縞模様にあてる技術、放射損失を焼き付ける技術、そしてターゲット物質をすばやく変える技術が発達した。偏った陽子による偏った電子の散乱を研究する実験で、SLACで用いられてきた一番最近のターゲットは、1°Kで50KGの磁場を用いて動く。ターゲットの組立図がFig 7に示されており、表Ⅲに操作特長が示されている。

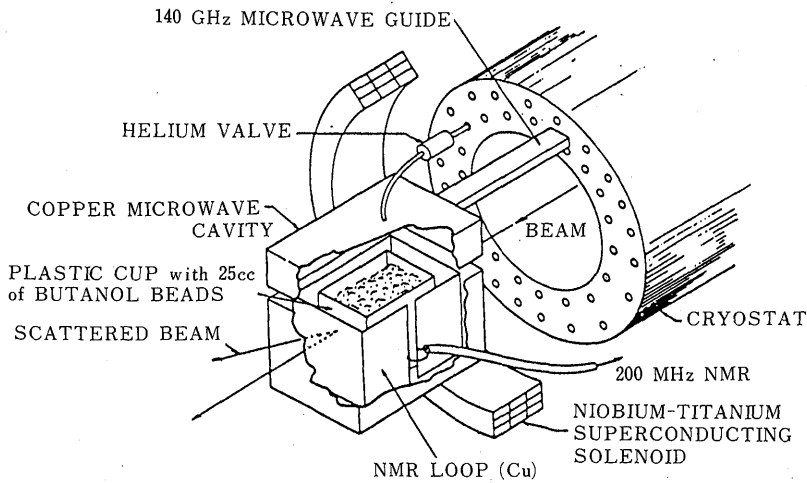


Fig. 7 1°Kでかつ50KGで操作しているSLAC-Yaleの偏った陽子ターゲットの図解。

Table III. Operating Characteristics of the SLAC-Yale Polarized Proton Target

Characteristic	Value
Magnetic field (longitudinal field of superconducting magnet)	50KG
Temperature	1.05°K
Target material	25cm <sup>3</sup> of butanol-porphyraxide beads (~1.7mm diam)
Initial polarization of free protons <sup>a</sup>	0.50 to 0.65
Depolarizing dose (1/e)	~3x10 <sup>14</sup> e <sup>-</sup> /cm <sup>2</sup>
Polarizing time (1/e)	~4min
Anneal or target change time (including polarizing)	~45min

<sup>a</sup>Improvements in target operation gave the larger polarization values in the later parts of the experiment.

スピンポーラリゼーションは、不変原理の研究において、もちろん中心の役割を演ずる。時間反転不変に対する感度の良いテストと、電磁的相互作用におけるパリティ非保存の発見



が、偏ったレプトン-ハドロン散乱によってなされた。

ハドロン電磁的相互作用における T 不変のテストは、偏った陽子からの電子の非弾性散乱を含む実験でなされた。テストは非対称性 A の実験を含んでおり、ここで A は

$$A = \left( \frac{\sigma^{\uparrow} - \sigma^{\downarrow}}{\sigma^{\uparrow} + \sigma^{\downarrow}} \right) \frac{1}{\vec{P} \cdot \hat{n}}$$

である。 $\sigma^{\uparrow}(\sigma^{\downarrow})$  という量は、非弾性相互作用こみの、放出する電子のみが観察される、 $ep \rightarrow eX$  相互作用における微分断面積であり、この相互作用で、ターゲットのポーラリゼーション  $\vec{P}$  は散乱平面の法線  $\hat{n}$  に平行 (反平行) であり、すなわち  $\hat{n} = \vec{P}_{in} \times \vec{P}_{out} / |\vec{P}_{in} \times \vec{P}_{out}|$  であって、 $\vec{P}_{in}(\vec{P}_{out})$  は入射 (散乱) 電子の運動量である。1 光子交換近似で、A がゼロにならないということは、T 不変の破れを確かなものにした。T 不変についてのこれらの実験に対する原理的な動機は、 $K_L^0$  メソンの崩壊において発見された CP 不変の破れが、そのような実験でテストされ得るハドロン電磁的相互作用での T 不変の破れからの結果として起るであろうことを暗示している。

CEA 実験の実験的配位は、Fig 8 に示されている。約  $2 \times 10^{10} e^-/sec$  の入射電子ビーム強度で、アルコール・ウォーター・ターゲットの中の自由陽子に対して約 0.2 の平均陽子ポーラリゼーションで、損失質量 W が 1170 MeV と 1688 MeV の間で、四次元運動量トランスファーの 2

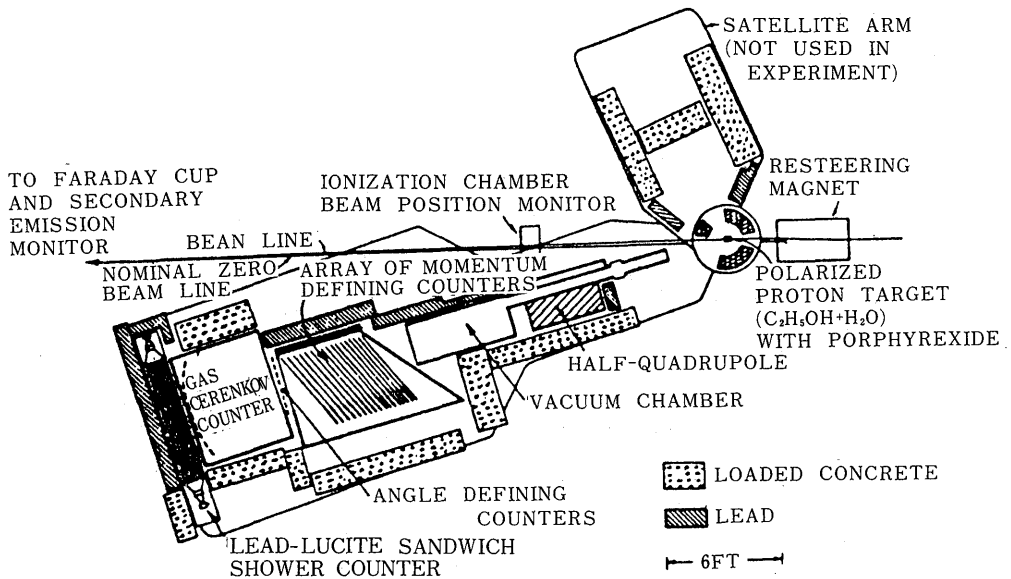


Fig. 8 T 不変をテストするために、CEA でなされた非弾性電子散乱実験の図解。

乗  $Q^2$  が 0.2 から 0.7 (GeV/c)<sup>2</sup> で、非対称性は共鳴領域非弾性散乱に対して測定される。Fig 9 に測定された非対称性が示されており、4% から 12% の実験誤差の範囲内でゼロと考えて矛盾せず、この実験誤差は主に統計学的実験誤差である。SLAC での類似の実験結果は、W に対して 2.2 GeV まで、 $Q^2$  に対しては 0.4 から 1.0 (GeV/c)<sup>2</sup> まで測定され、Fig 10 に示されている。再び、2% から 5% の実験誤差で、T 不変の破れがないことが観察されたが、W = 1900 MeV、 $Q^2 =$

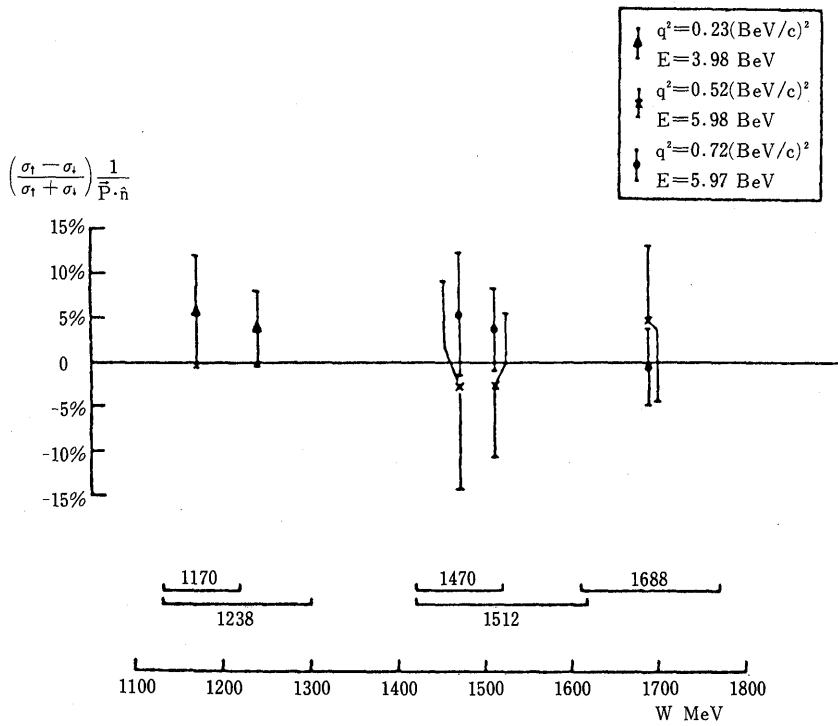


Fig. 9 異なる  $\pi$ -N 重心系エネルギーに対する実験的非対称性。

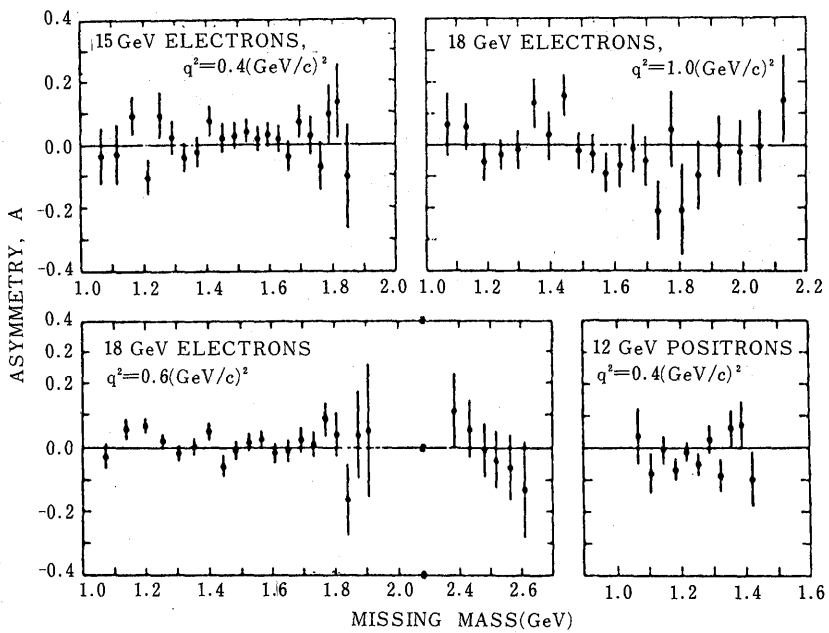


Fig. 10 損失質量の関数として非対称性 A が示されており、ここでは誤差は統計学的計算による標準の偏差である。

0.6 (GeV/c)<sup>2</sup>で非対称性(4.5±1.4)%が測定されたことは、統計学的にはありそうにないことである。Fig 10 に示されたポジトロン・データは又、A=0 に矛盾しないし、このこととともに、弾性 e-P 散乱に対する非対称性実験は、2光子交換過程が期待されたように重要ではないことを示している。しかしながら、ハドロンの電磁的相互作用における T 不変の破れは、K<sub>L</sub><sup>0</sup> 崩壊での CP の破れの説明と同様であるとは最近ではみなされず、上で議論された型のより感度のよい実験をすることは興味のあることであり、このことは近代的な偏った陽子ターゲットや他の改良された器械を用いて可能となるであろう。

電磁的相互作用において、パリティ非保存の話題（又は空間反転）は、最近重要な実験的理論的進歩をなした。特に偏らない重陽子や陽子による平行に偏った電子の深部非弾性散乱におけるパリティ非保存の最近の実験的発見が C. Y. Prescott によるプロシーディングスの中の記事に議論されている。ここに、2, 3 の歴史的批評を含む簡単な概観のみを記述する。

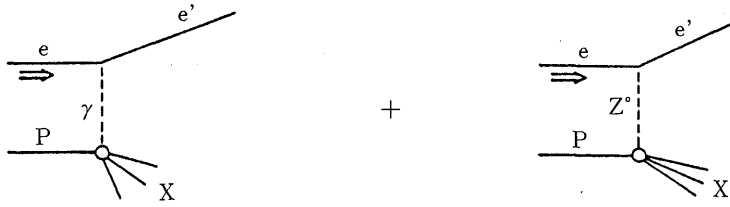
電磁的相互作用におけるパリティ非保存に対する疑問は古いものである。電磁的相互作用で、P 不変が最近発見されるまでは、原子物理学においてその理論はテストされた。この話題の研究に対する原理的な刺激は、弱い相互作用と電磁的相互作用の統一ゲージ理論の理論的発展と、ニュートリノ散乱における中性電流相互作用の実験的発展をもたらしている。これらの理論的、実験的発展は、Z<sup>0</sup> と呼ばれる弱い相互作用をする重い中性ベクトルボソンの存在を暗示し、この Z<sup>0</sup> はフェルミ結合定数 G<sub>F</sub> の一次の弱い相互作用において、結果として生ずるレプトンとハドロンの間で交換されるはずである。理論はさらに、この相互作用がパリティを破ることを暗示している。

高エネルギー散乱における電子と陽子の間の相互作用における、パリティ非保存に対するテストは、偏っていない陽子からの運動量方向に平行又は反平行のスピンの持つビーム方向に偏った電子の散乱断面積の間の相違（又は非対称性）を測定することによってなされる。そのような実験は、 $\vec{\sigma}$  が電子スピンベクトルであり、 $\vec{P}$  が電子運動量であるとき、明らかにパリティを破るシュールド・スカラー量  $\vec{\sigma} \cdot \vec{P}$  を効果的に測定する。Fig 11 はシングル光子  $\gamma$  とシングル Z<sup>0</sup> の e-P 散乱における交換のファインマン・ダイアグラムを示し又、入射電子ビームにおける + と - のヘリシティに対する散乱断面積における非対称性をこれらのダイアグラムの間の干渉がどのようにして導びき得るかということを示している。A に対する数値の見積りは、スタンダード統一ゲージ理論（ワインバーグ・サラーム）に基づいている。

高エネルギー電子-核子散乱において、パリティ非保存の最初の実験的テストは、ビーム方向に偏った陽子による PEGGY I からのビーム方向に偏った電子の弾性又は深部弾性散乱における非対称性の SLAC における測定の副産物として現われた。偏った陽子と関連のある非対称性は反対方向の陽子ポーラリゼーションのデータと結合することによって除去される。次に PEGGY I を用いたパリティ非保存を追求する実験（そして、中性電流相互作用の発見以前になされた）も、SLAC でなされた。

深部非弾性ミューオン・核子散乱におけるパリティ非保存の実験的テストはパイオン崩壊からの偏ったミューオンを用いて Serpukhov でなされ、ここで運動量 28(40) GeV/c の  $\pi^-$  の

Scatter polarized electrons by unpolarized nucleons;  $\vec{\sigma}_e \cdot \vec{p}_e$



$$d\sigma^{+(-)} \propto |M_{EM} + M_W^{+(-)}|^2$$

$$A = \frac{d\sigma^+ - d\sigma^-}{d\sigma^+ + d\sigma^-}$$

$$|A| = \frac{M_{EM}M_W}{M_{EM}^2} = \frac{Q^2}{M_Z^2} = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha}$$

$$|A| = (10^{-5} \text{ to } 10^{-4}) \frac{Q^2}{M^2}$$

Fig. 11 偏らない陽子から散乱される+と-のヘリシティを持つ偏った電子の間の断面積非対称性 A を示す図である。非対称性は  $\gamma$  交換に関連のある電磁的振幅  $M_{EM}$  と  $Z^0$  を交換するのに関連のある弱い相互作用振幅  $M_W$  の間の干渉から生ずる。M は GeV で測定した陽子の質量で、 $Q^2$  は  $(\text{GeV}/c)^2$  で測った四次元モーメント・トランスファーである。

前方(後方)崩壊から  $21\text{GeV}/c$  の  $\mu^-$  と正(負)のヘリシティが得られた。Fig 12 に実験的配置が示されており、Fig 13 には測定された非対称性が示されている。Fig 13 に見るように、 $Q^2$  が 1 から  $11(\text{GeV}/c)^2$  の鉄から散乱された約  $21(\text{GeV}/c)$  の運動量の入射  $\mu^-$  に対する観察された非対称性が 5% から 40% の範囲内の統計学的に計算される誤差でゼロとみなされる。

SLAC-Yale での実験でのパリティ非保存の発見は PEGGY II の偏った電子ビームと液体重水素 ( $\text{LD}_2$ ) ターゲットによってなされた。実験的配置は Fig 14 に示されており、この装置

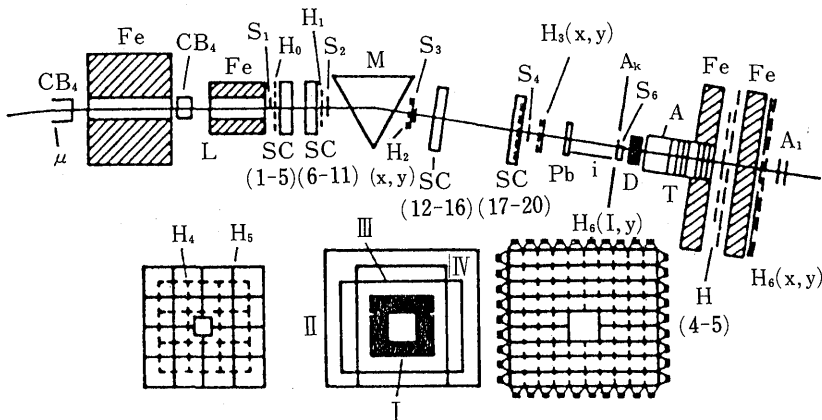


Fig. 12 深部弾性  $\mu N$  相互作用において、パリティの破れの効果をさがす実験の図解。(a) ミューオン・ビーム磁気スペクトロメーター (磁石 M, 計算器  $S_1$ - $S_5$ , ホドスコープ  $H_1$ - $H_5$ , ワイヤ放電箱  $SC_1$ - $20$ ) (b) ターゲット・カロリメーター T (総厚さ  $1130\text{g}/\text{cm}^2$  の鉄, 12 の計数管) (c) 散乱されたミューオンの検出に対するホドスコープ・ミューオン検出器 (ホドスコープ  $H_4$ - $H_6$ ) (d) シャワー検出器 D (20 放射長) (e) 保護計数管; これは光輪を取り除く, 逆同時計数器  $A_1$  と  $A_2$  でこれらはターゲット T においてミューオン相互作用における粒子の判定をする。補助カウンター A。

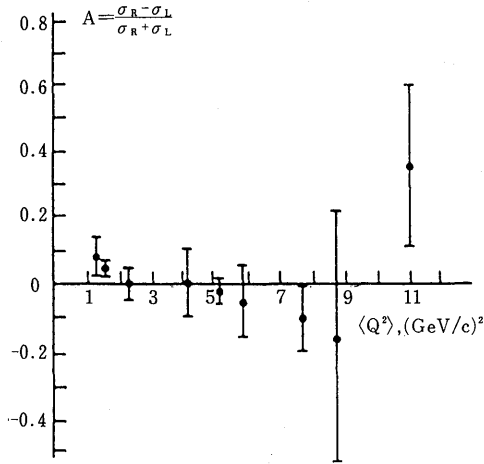


Fig. 13 非対称性測定結果

$$A = \frac{\langle \sigma_R \rangle - \langle \sigma_L \rangle}{\langle \sigma_R \rangle + \langle \sigma_L \rangle}$$

は平均モーメントム・トランスファーの2乗の関数として測定され;  $\langle \sigma_R \rangle$  と  $\langle \sigma_L \rangle$  は核子による完全な右と左のビーム方向に平向なポーラリゼーションを持つミューオンの非弾性散乱に対する微分断面積である。

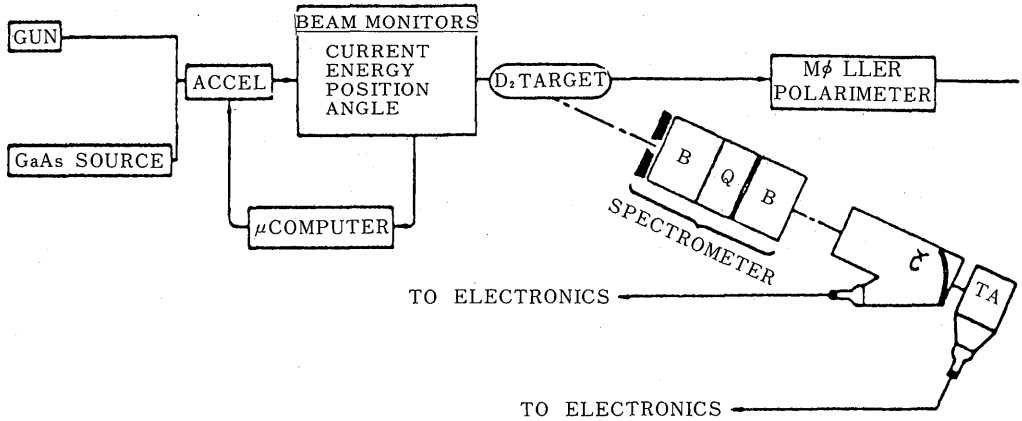


Fig. 14 パリティ非保存が発見された実験の設計。GaAs 源又は通常 GUN からの電子は線型加速器 (linac) によって加速される。ビーム輸送システムにおける運動量解析ののち、ビームは液体ターゲットを通る。粒子は  $4^\circ$  で散乱され、スペクトロメーターで解析され、2つの別々の計数管で検出される (ガス・チェレンコフ計数管と鉛ガラス・シャワー計数管である)。ビーム検査システムでは、ポーラリゼーション解析器は示されているのみであるが、それらは実験における重要な情報を与える。

で深部非弾性散乱が  $Q^2 \approx 1.6 (\text{GeV}/c)^2$  に対して観察された。PEGGY II ビームの高い強度とその光学的手段によるポーラリゼーションのすばやい反転と加速器の出力ビームの注意深い検査と管理が、 $10^{-6}$  水準での非対称性の測定を可能にした。この水準の感度に先例がないというのではないし、そしてもちろん、ビーム方向に偏った陽子ビームを用いる陽子-陽子散乱におけるパリティ保存のテストをする類似の実験において、非対称性は MeV エネルギーでは、 $10^{-7}$

水準で、GeV エネルギーでは $10^{-5}$ 水準で測定されている。

非対称性測定の結果は Fig 15 にプロットされている。非対称性に対するゼロでない値は、はっきりと見出され、このようにしてパリティ保存の破れは確かなものとされた。入射ビーム

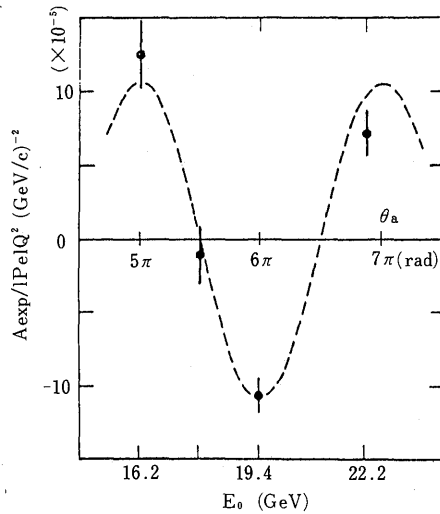


Fig. 15 実験的非対称性はビーム輸送システムでの  $g-2$  歳差運動によるビーム・エネルギーの関数として、ビーム・ヘリシティ変化を示している。データはシャワー計数管と重水素ターゲットに対するものである。規則的な誤差は示されていない。ビーム・パラメーターにおけるヘリシティに依存する相違に対して訂正はされていない。

のエネルギー  $E_0$  での非対称性の破れは Fig 6 に関連して議論された非対称性がビームのビーム方向の偏りに関連していることの重要な確認を与える。深部非弾性  $e-D$  散乱の非対称性  $A$  に対しての結果を引用すると、 $\langle Q^2 \rangle = 1.6 (\text{GeV}/c)^2$  で、 $\langle y \rangle = (E_0 - E^1)/E_0 = 0.21$  に対して

$$\frac{A}{Q^2} = (-9.5 \pm 1.6) \times 10^{-5} (\text{GeV}/c)^2$$

であり、ここで  $E^1$  は散乱された電子のエネルギーである。誤差は統計学的に計算されるものや、ビームの中の非対称性に関連する規則的な誤差であって、原理的にそのエネルギーやビーム・ポラリゼーションでの不確かさである。深部非弾性  $e-P$  散乱に対して、得られる資料は非常に少ないが、引用された結果は、 $\langle Q^2 \rangle = 1.6 (\text{GeV}/c)^2$  で、 $\langle y \rangle = 0.21$  に対して

$$\frac{A}{Q^2} = (-9.7 \pm 2.7) \times 10^{-5} (\text{GeV}/c)^2$$

である。

2つのゲージ理論模型（ワインバーグ・サラームのスタンダード模型といわゆるハイブリッド模型）の理論的予言との深部非弾性  $e-D$  散乱に対する測定された非対称性との比較は、理論において  $\sin^2 \theta_w$  というパラメーターの数個の値に対して Fig 16 に示されている。ニュートリノ実験で  $\sin^2 \theta_w$  に対して得られた値と矛盾しない  $\sin^2 \theta_w = 0.20 \pm 0.03$  に対するスタンダード理論の点と測定された点とはよく一致している。ハイブリッド模型との一致はあまりよくな

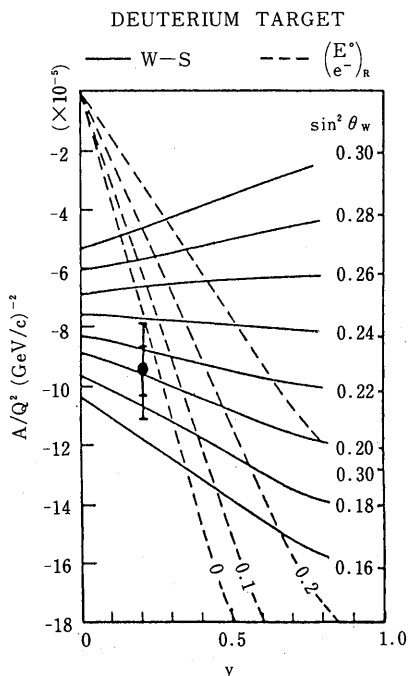


Fig. 16 核子に対する単純なクォーク・パートン模型を用いて、2つのSU(2)×U(1)予言を持つ重水素に対する結果との比較。外部の誤差棒線はテキストの中で引用された誤差に対応し、内部誤差棒は統計学的誤差に対応する。sin<sup>2</sup>θ<sub>w</sub>のいろいろの値に対応するA/Q<sup>2</sup>のy依存性が2つのモデルに対して示されている。ワインバーグ・サラーム（棒線）とハイブリッドモデル（破線）。

く、sin<sup>2</sup>θ<sub>w</sub>に対して大変低い値が要求される。

深部非弾性電子-核子散乱において、パリティ-非保存の発見が電子と核子の間の新しい意味のある相互作用を明らかにし、レプトン-核子相互作用における弱い相互作用と電磁的相互作用の干渉の研究の新しい分野を開いた。現代の現象的理論に従えば、e-Pとe-Nのベクトルとアクシアルベクトル相互作用を特長づける4つの独立な結合定数があり、これらは4つの適当で独立な測定をすることによって決定される。他のyの値での測定と高いQ<sup>2</sup>とX(X=Q<sup>2</sup>/2Mν、ここでν=(E<sub>0</sub>-E'))での測定は中性子や陽子に対する結合定数の値を区別するための適切な精度であり、これらの結合定数を決定する。

パリティ-非保存は又より低いエネルギーとより低いQ<sup>2</sup>の値での、電子と原子核の散乱において研究される。スピンとアイソスピンがゼロの炭素の基底状態からの弾性散乱は大変研究するのにはっきりとしている。予言された非対称性は、

$$A = -10^{-2} \frac{Q^2}{M^2} (\epsilon_{1e}^{VA} + \epsilon_{2e}^{VA})$$

であり、ここでε<sub>1e</sub><sup>VA</sup>(ε<sub>2e</sub><sup>VA</sup>)はベクトルクォーク1(2)の軸性ベクトル電子結合定数であり、Mは陽子の質量である。スタンダード理論においてこれは、

$$A = -4 \times 10^{-4} \frac{Q^2}{M^2} \sin^2 \theta_w$$

となり、 $Q^2 \approx 0.01 (\text{GeV}/c)^2$ 、 $\sin^2 \theta_w \approx 0.25$  で、予言された非対称性は約  $10^{-6}$  である。特に後方への陽子からの弾性散乱又は重陽子からの疑似弾性散乱はより低い  $E_0$  と  $Q^2$  値に対する興味のある可能性である。

現代のゲージ理論は、パリティ非保存が又電子-電子相互作用の中に存在することを予言している。電子ポーラリゼーションを測るための初期高エネルギー・メラエ散乱から、 $Q^2 \approx 0.01 (\text{GeV}/c)^2$  に対して、 $A < 10^{-3}$  であることが結論される。スタンダード理論に基づいて理論的に予言された値は少なくともこれより3次小さい値である。メラエ散乱に対する大断面積の見地において、より感度のよい実験が確かなにされうるのであろう。

CERN でのヨーロッパ・ミュオン合同研究会は、入射ミュオン・エネルギーが  $200 \text{GeV}$  まで、そして散乱における  $Q^2$  が  $100 (\text{GeV}/c)^2$  までに対して、偏りのあるミュオンの核子による高エネルギー散乱でのパリティ保存をテストすることを提案した。

### 偏りのある電子の成生

陽子の構造についての新しい型の情報とその内部スピン構造は新しいタイプの実験と偏りのある電子の成生から得られるようになった。ビーム方向にそって偏った陽子によるビーム方向に偏った電子の散乱が研究されている (Fig 17)。散乱された電子のみが包含的散乱実験において観察された。ビーム方向に偏った電子をともなって、中間状態の光子は、陽子スピンの方向にそう成分をともなって円形に偏光する。測定された量は非対称性であって、スピンの反平行配位の微分断面積と平行配位のそれとの規格化された差である。データは弾性的、深部非弾性的そして共鳴領域散乱に対して得られた。

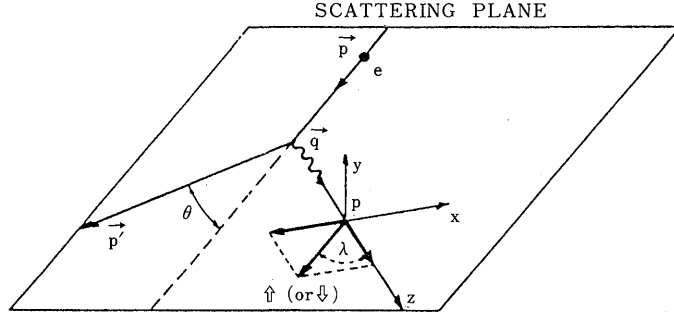
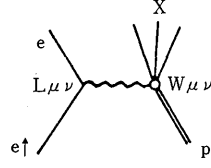
Fig 18 において、深部非弾性散乱に対する微分断面積の表現が与えられており、そしてよく知っているスピン平均陽子構造関数  $W_1$  と  $W_2$  に加えて、2つの新しいスピンによる構造関数  $G_1$  と  $G_2$  を含み、これらは偏りのある電子の成生から決定されうのみである。2つのうちどちらかを取るように、スピンの依存する量として中間状態光子-光子相互作用による  $A_1$  と  $A_2$  を考慮に入れることが出来る。D は中間状態光子の運動学的反ポーラリゼーションであり、 $\eta$  は小さな運動学的量である。 $A_1$  は  $\sigma_{1/2}$  と  $\sigma_{3/2}$  の間の規格化された差であり、ここで  $\sigma_{1/2}$  は中間状態光子と陽子の角運動量の Z 成分の和が  $1/2$  であるときの陽子による中間状態光子の総吸収断面積であり、 $\sigma_{3/2}$  はそれが  $3/2$  に対するものである (Z は中間状態光子の運動量の方向である)。 $\sigma_{TL}$  はビーム方向に垂直な方向と平行な方向の光子-核子振幅の間の干渉から生ずる。 $A_1$  と  $A_2$  に対する正の限界は  $|A_1| \leq 1$ 、 $|A_2| \leq \sqrt{R}$  である。

偏りのある電子成生実験に対して、2つの新しい要素がいつもの包含的 e-P 散乱実験に加えられなければならない。すなわち、偏りのある電子源と、偏りのある陽子ターゲットである。PEGGY I は偏った電子源として用いられ、表 I にまとめられている特徴を持っている。偏りのある陽子ターゲットの組立ては Fig 7 に示されており、その特徴は表 III にまとめられてい



POLARIZED ELECTRON-PROTON SCATTERING

$$\begin{aligned}
 \mathbf{q} &= (\mathbf{p} - \mathbf{p}') \\
 Q^2 &= -q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \\
 \tau &= Q^2/4M^2 \\
 \nu &= E - E' \\
 \omega &= 2M\nu/Q^2
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} &= \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{MOTT}} L_{\mu\nu} W_{\mu\nu} & \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{MOTT}} &= \frac{\alpha^2}{4E^2} \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \\
 A &\equiv \frac{\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(\uparrow\downarrow) - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(\uparrow\uparrow)}{\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(\uparrow\downarrow) + \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(\uparrow\uparrow)}
 \end{aligned}$$

Fig. 17 非対称性 A が測定される偏った電子-陽子散乱の運動学。ここで、E=入射電子のエネルギー、E'=散乱された電子のエネルギー、M=陽子質量、そしてα=微細構造定数。

CROSS SECTION AND ASYMMETRY

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} &= \left( \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{4}} \right) \left[ W_2 + 2 \tan^2 \frac{\theta}{2} W_1 \pm 2 \tan^2 \frac{\theta}{2} (\varepsilon + E' \cos \theta) M G \right. \\
 &\quad \left. \pm 8EE' \tan^2 \frac{\theta}{2} \sin^2 \frac{\theta}{2} G_2 \right] \begin{matrix} + (A) \\ - (P) \end{matrix} \\
 \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} &= \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_M \left( \frac{1}{\varepsilon(1+2/Q^2)} \right) W_1 \left\{ 1 + \varepsilon R \pm (1-\varepsilon^2)^{1/2} \cos \phi A_1 \pm \left[ 2\varepsilon(1-\varepsilon) \right]^{1/2} \sin \phi A_2 \right\} \\
 \varepsilon &= \left[ 1 + (1+\nu^2/Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-1} \\
 R &= \sigma_L / \sigma_T; \sigma_T = (\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}) / 2 \\
 A &= \frac{d\sigma(\uparrow\downarrow) - d\sigma(\uparrow\uparrow)}{d\sigma(\uparrow\downarrow) + d\sigma(\uparrow\uparrow)} \\
 A &= D(A_1 + \eta A_2) \\
 D &= \frac{E - E' \varepsilon}{E(1 + \varepsilon R)} = \frac{(1 - \varepsilon^2)^{1/2} \cos \phi}{(1 + \varepsilon R)} \\
 \eta &= \frac{\varepsilon(Q^2)^{1/2}}{E - E' \varepsilon} = \left( \frac{2\varepsilon}{1 + \varepsilon} \right)^{1/2} \tan \phi \simeq \tan \phi
 \end{aligned}$$

$$A_1 = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}}$$

$$A_2 = \frac{2\sigma_{\pi L}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}}$$

$$|A_1| \leq 1; |A_2| \leq \sqrt{R}$$

Fig. 18 偏りのある電子-陽子散乱に適切な断面積と非対称性についての公式。

る。

実験の方法は、e-P 弾性散乱での非対称性 A を測定することによってチェックされ、ここで理論値は Fig 19 に示されているように、測定された陽子形状因子  $G_E$  と  $G_M$  から予言されている。測定された量は、スピンの平行と反平行配位の間の数えうる割合の非対称性  $\Delta$  である。  $\Delta$

### ASYMMETRY IN ELASTIC SCATTERING

#### THEORY

$$A = \frac{\left. \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} \right|_A - \left. \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} \right|_P}{\left. \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} \right|_A + \left. \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} \right|_P}$$

$$A(\text{THEORY}) = \frac{G_M}{G_E} \frac{\tau \left\{ 2 \frac{M}{E} + \frac{G_M}{G_E} \left[ 2\tau \frac{M}{E} + 2(1+\tau) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \right\}}{1 + \tau \left( \frac{G_M}{G_E} \right)^2 \left[ 1 + 2(1+\tau) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]}$$

$$E = \text{INITIAL ELECTRON ENERGY}; \tau = \frac{Q^2}{4M^2}$$

$$G_E(G_M) = \text{ELECTRIC (MAGNETIC) FORM FACTORS OF PROTON}; G_E(0) = 1; G_M(0) = 2.79.$$

#### FOR KINEMATIC POINT

$$E = 6.47 \text{ GeV}, \theta = 8.0^\circ, Q^2 = 0.76 (\text{GeV}/c)^2$$

$$A(\text{THEORY}) = +0.112 \pm 0.001, \left( \left| \frac{\mu G_E}{G_M} \right| = +0.98 \pm 0.04 \right).$$

#### EXPERIMENT

$$\Delta = P_e P_p F_A \quad \left( \Delta = \frac{N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\uparrow\downarrow}} \right)$$

E80(75)	E80(76)
$P_e = 0.51 \pm 0.06$	$P_e = 0.85 \pm 0.08$
$P_p = 0.34 \pm 0.03$	$P_p = 0.51 \pm 0.04$
$F = 0.27 \pm 0.02$	$F = 0.33 \pm 0.03$
$\Delta = 0.0063 \pm 0.0010$	$\Delta = 0.0127 \pm 0.0015 (899 < W < 999 \text{ MeV})$
$A = 0.138 \pm 0.031 (0.019)$	$A = 0.092 \pm 0.017 (0.010)$

$$A_{\text{EXPT}} = 0.103 \pm 0.015$$

$$A_{\text{EXPT}} - A_{\text{THEOR}} = -0.009 \pm 0.015$$

Fig. 19 弾性電子-陽子散乱での実験的非対称性の測定に対する理論的表現。

は内部電子-陽子散乱非対称性 A と  $P_e$  という電子ポーラリゼーションと自由陽子ポーラリゼーション  $P_p$  及び自由陽子を源とする散乱電子のフラクシオンによって関係づけられる。運動学上の点、 $E = 6.47 \text{ GeV}$ ,  $\theta = 8^\circ$  そして  $Q^2 = 0.76 (\text{GeV}/c)^2$  で、 $A_{\text{理論}} = 0.112 \pm 0.001$  は15%の

実験誤差の範囲内で、実験値  $A_{\text{exp}} = 0.103 \pm 0.015$  とよく一致している。この実験において  $G_M/G_E$  の符号は正であると決定されたが、これは以前には決定されていないことである。

Fig 20 は、測定されたデータ点を示している。黒丸は 2 から 4 GeV の間の損失質量  $W$  を持ち、 $Q^2$  が 1 から 4  $(\text{GeV}/c)^2$  の間で、 $\omega$  が 2 と 10 の間の 7 つの深部非弾性点である。四角点は 7 つの共鳴領域点で、ベケ印は弾性点であり、白丸は将来 SLAC で計画されているデータ点である。

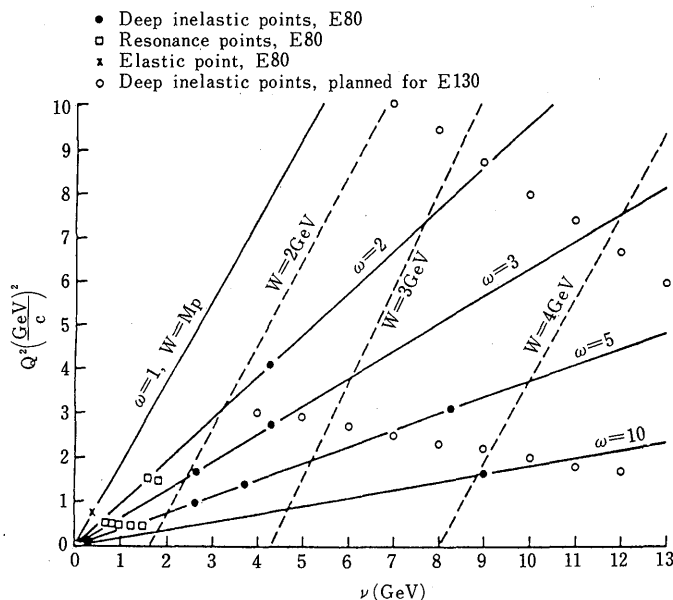


Fig. 20 SLAC実験E80において測定されたデータ点とSLAC実験E130に対して計画されたデータ点。

Fig 21 は測定された非対称性  $A_1$  を示しており、これは中間状態の光子-光子非対称性であり、深部非弾性データに対して、誤差は原理的に統計学の計算によっており、典型的に測定された値の約25%である。一方、 $P_e$ ,  $P_p$ ,  $F$  についての規則的な誤差は 5% から10%である。相対的に小さな輻射補正はプロットされた点の中に含まれており、水平線は輻射補正に関連のある  $X$  の範囲を与える。内部的にスピンによる効果は大きく、その正の限界が1である大きいフラクションの  $A_1$  を持つということに注意しよう。そして又陽子による中間状態の光子の総吸収断面積は、平行と反平行のスピン配位間では大きな相違があるということを暗示している。一方、測定した計算的割合非対称性  $\Delta$  は小さく、0.5から 1% であり、これは  $P_e$ ,  $P_p$ ,  $F$  の積の小さな値のためである ( $\sim 0.05$  で、 $F$  だけなら  $\sim 0.1$  である)。そして又、反ポーラリゼーション因子は  $D \approx 1/3$  であり、 $\Delta$  と  $A_1$  を関係ずけている。しかしながら、非対称性の測定は電子ビームヘリシティに関連する規則的な誤差はほとんど持たず、それ故誤差は約0.1%の統計学的計算によるものに原理的に限定されている。

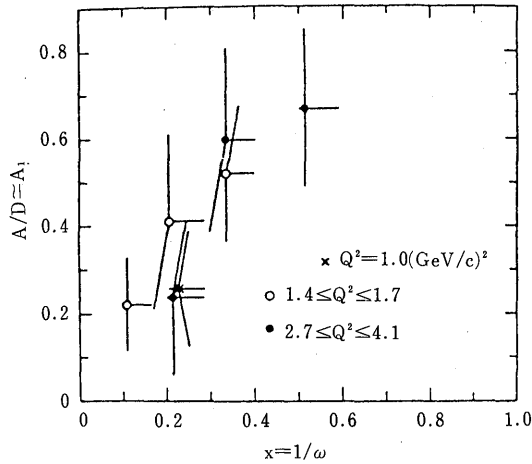


Fig. 21 Xに対する実験値  $A/D \approx A_1$ 。水平線は X に関する輻射補正についての範囲である。(輻射補正に対するプロシーディングスにおける K. P. Schuler を見よ。)

これらデータに含まれている数個の意味がある。すなわち(1)ビヨルケン・サムルールのテスト, (2)スケーリング, (3)陽子構造の模型, である。コーク・パートン模型の確固とした予言である  $A_1$  の値がすべて正であるということに注目すべきである。スケーリングは, スピンによる構造関数に対して予言されており, すなわち特に

$$A_1(\nu, Q^2) \longrightarrow A_1(\omega) \quad \nu, Q^2 \rightarrow \infty \text{ のとき } \omega \text{ は定数}$$

となる。それらのやや大きい誤差の範囲内で, データがスケーリングと矛盾しないということは注目に値する。すなわち固定した X に対して  $A_1$  は  $Q^2$  に独立である。

Fig 22 に示されているように, ビヨルケン・サムルールはアクシアルベクトルのカップリングのベーター崩壊のベクトル・ウィーク・カップリングに対する比がスケーリング限界において, スピン平均核構造関数  $\nu W_2$  とスピンによる関数  $A_1$  の積の  $\omega$  についての積分に等しいことを予言した。陽子と中性子の構造因子積のちがいが左側にあらわれている。この注目に値する関係はコークカレント代数によっており, 核子の一般的コーク模型と同じ弱いカレントがレプトンに関してコークを要求する見解を結び付けた。中性子に対する  $A_1^n$  についての実験的情報が存在せず,  $A_1^n$  が小さいとコーク・パートン模型が予言するので,  $A_1^n = 0$  と近似する。 $W_2^p$  のよく知られた測定値と  $A_1$  の測定値を用いて (スケーリングを仮定して  $A_1(\omega)$  を与えるために  $A_1(\nu, Q^2)$  の重みつき平均をとると), プロットされた点を得る。 $\omega = 2$  から  $\omega = 10$  までの測定された間隔は, 全体の40%の  $0.16 \pm 0.03$  にあたる。 $C = 0.78$  で,  $A_1 = \frac{C}{\sqrt{\omega}}$  という形にデータを合わせているが, これは大変うまくいっており, この式は又大きい  $\omega$  についてはレッジ理論によって示された式である。そこで,  $\omega$  の大きい値と小さい値を外挿するならば, 全積分に対する値  $0.34 \pm 0.05$  を得るが, ここで誤差は  $A_1$  での誤差のみを含む。この結果はサムルールと全く矛盾せず, 実に予言値の82%にあたる。

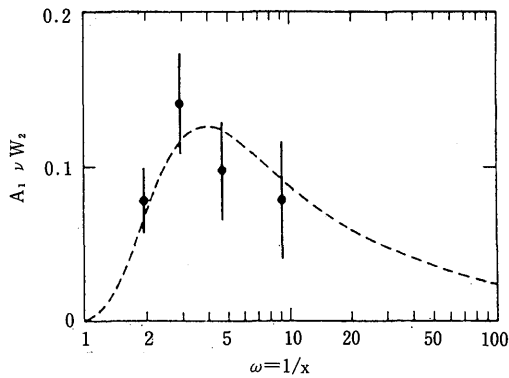


Fig. 22 ビョルケン・サムルールに対する理論と実験の比較。スケーリング極限における偏りのある電子成生に対するビョルケン・サムルール:

$$\int_1^\infty \frac{d\omega}{\omega} [A_1^p \nu W_2^p - A_1^n \nu W_2^n] = \frac{1}{3} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| = 0.417$$

$\omega$ に対する $A_1^p \nu W_2^p$ の実験値はプロットされた点で示し、破線は $A_1 = 0.78 \omega^{-1/2}$ という曲線を用いた。

陽子の構造に関する、深部非弾性散乱における非対称性の測定はスピンと運動量分布に関する内部構造を吟味する。

Fig. 23 は陽子の基本的クォーク・パートン模型を示しており、中間状態光子-光子非対称性 $A_1$ に対する正の値の予言をみちびく力積近似の性質を示している。中間状態光子がそれらのスピ

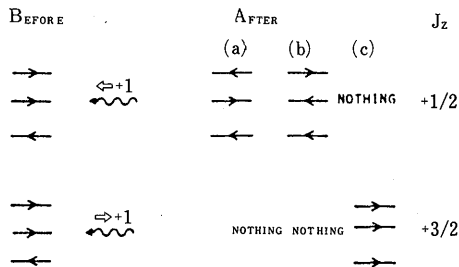
PROTON: uud

CHARGE OF u =  $+\frac{2}{3}e$

CHARGE OF d =  $-\frac{1}{3}e$

SPIN 1/2 PARTICLES

INCOHERENT PHOTON ABSORPTION BY QUARK



$$A_1 = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} > 0$$

$$A_1 = \frac{5}{9}, \text{ SIMPLEST QUARK-PARTON MODEL}$$

Fig. 23 力積近似でのクォーク・パートン模型における中間状態光子-光子非対称性。 $J_z$ は中間状態光子の伝播方向にそう角運動量の成分。

ンが反平行のときにはコークのみによって吸収され、吸収確率はコーク荷電の2乗に比例することに注意しよう。

Fig 24 は、核子の単純対称コーク・パートン模型における核子波動関数のスピンとユニタリースピン部分を与え、 $A_1^p=5/9$ という予言値を陽子に対して与え、中性子に対して $A_1^n=0$ を与える。コークの運動量分布についての考察とスピン波動関数についての仮定はXによる $A_1^p$ と $A_1^n$ を与える上の半単純な予言を変える。

$$|\text{PROTON } \uparrow \rangle = \frac{1}{\sqrt{18}} \left[ 2|u^{\uparrow}d^{\uparrow}u^{\uparrow}\rangle + 2|u^{\uparrow}u^{\uparrow}d^{\uparrow}\rangle + 2|d^{\uparrow}u^{\uparrow}u^{\uparrow}\rangle - |u^{\uparrow}u^{\uparrow}d^{\downarrow}\rangle - |u^{\uparrow}d^{\downarrow}u^{\uparrow}\rangle - |u^{\downarrow}d^{\uparrow}u^{\uparrow}\rangle - |d^{\downarrow}u^{\uparrow}u^{\uparrow}\rangle - |d^{\downarrow}u^{\uparrow}u^{\downarrow}\rangle - |u^{\downarrow}u^{\uparrow}d^{\uparrow}\rangle \right]$$

PROBABILITIES

$$u(\uparrow) = 5/9 \quad e_u = +\frac{2}{3}e$$

$$u(\downarrow) = 1/9 \quad e_d = -\frac{1}{3}e$$

$$d(\uparrow) = 1/9$$

$$d(\downarrow) = 2/9$$

PROBABILITY OF ABSORPTION OF VIRTUAL PHOTON BY QUARK

q?

$$\uparrow\uparrow = 0$$

$$\uparrow\downarrow \propto e_i^2$$

$$A_1^p = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} = 5/9$$

$$|\text{NEUTRON } \uparrow \rangle = \frac{1}{\sqrt{18}} \left[ 2|d^{\downarrow}u^{\downarrow}d^{\downarrow}\rangle + 2|d^{\downarrow}d^{\downarrow}u^{\downarrow}\rangle + 2|u^{\downarrow}d^{\downarrow}d^{\downarrow}\rangle - |d^{\downarrow}d^{\downarrow}u^{\uparrow}\rangle - |d^{\downarrow}u^{\uparrow}d^{\downarrow}\rangle - |d^{\downarrow}u^{\downarrow}d^{\downarrow}\rangle - |u^{\downarrow}d^{\downarrow}d^{\downarrow}\rangle - |u^{\downarrow}d^{\downarrow}d^{\uparrow}\rangle - |d^{\downarrow}d^{\downarrow}u^{\uparrow}\rangle \right]$$

PROBABILITIES

$$d(\uparrow) = 5/9$$

$$d(\downarrow) = 1/9$$

$$u(\uparrow) = 1/9$$

$$u(\downarrow) = 2/9$$

$$A_1^n = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} = 0$$

Fig. 24 核子の単純対称的コーク・パートン模型における中間状態光子-核子非対称性。

Fig 25 は数個の核子模型と比べた初期の非対称性のデータである。(a)Kuti とバイスコップの対称的相対論的バレンス・コーク模型(b)Melosh 変換と結びついているコーク模型(c)共鳴模型(d)裸の核子-裸の中間子模型。データは強くコーク・パートン模型に賛同している。

Fig 26 は、核子の 2, 3 の現代のコーク・パートン模型と比較すべき、スケーリングの仮定によって得られた 4 つの深部非弾性点  $A_1(X)$  を示している。(1)Kuti とバイスコップの対称的相対論的バレンス・コーク模型。(2)Melosh 変換と結びついているコーク模型。(3)消えないコーク軌道角運動量と結びついている模型(4) $X=1$  という極限において、核子の完全なスピンの単純コークによって運ばれている模型(5)コークのとじこめの MIT バッグ模型と結び付いてい

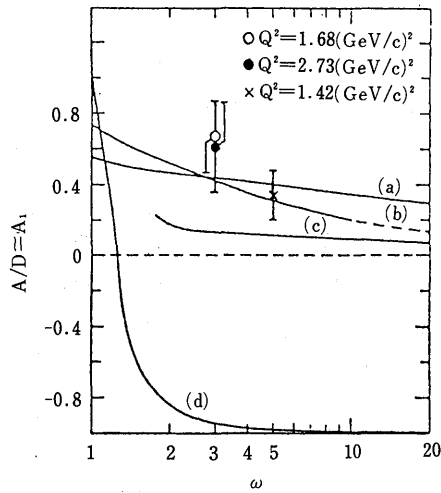


Fig. 25 ある初期の理論的予言と比べた非対称性のデータ。

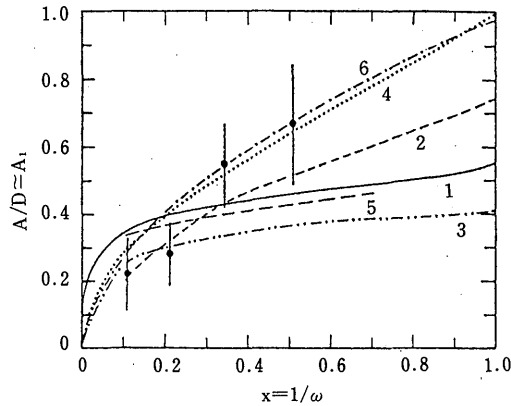


Fig. 26 深部非弾性散乱における非対称性についてのデータの数個の理論的予言との比較。

る模型。(6)コーク模型ではない、シュインガーの源泉理論。模型の予言の傾向と一般的に一致するデータがあるが、異なる模型間で現代の実験誤差を区別することは不可能である。次の実験において、誤差は1/3にしたいので、模型のテストはもっと改善されるべきである。

非対称性は又共鳴領域で測定されている (K. P. Schuler によるプロシーディングスの中の論文を参照せよ)。

将来、E130の実験が大許容量スペクトロメーターで行われようとしているが、このスペクトロメーターは深部非弾性領域における非対称性  $A_1$  の決定をするときの誤差を因数約3までに軽減すべきであり、Fig 20 に示されているような運動学的領域に拡張すべきである。中性子に対する  $A_1$  を決定する実験も又、重陽子の非対称性によって決定されるであろう。しかしながら、実験はくわしくはまだ設計されていないけれども、ビームに垂直な方向のポーラリゼーションを持つターゲットを用いることによって、もう一つの間状態光子-核子非対称性因子

$A_2$  を測定することが可能である。 $A_2$  という項は、ビーム方向に平行又は垂直な光子に対する振幅の間の干渉を含んでおり、スピン平均構造関数  $R = \sigma_L / \sigma_T$  にいくらか類似している。深部非弾性散乱における  $A_2$  の測定は、QCD 計算の興味あるテストを用意するであろう。将来、電子についての結果をスケーリングやビョルクセン・サムルールや核子模型に関する偏りのあるミューオン-偏りのある陽子散乱についての CERN からの期待される高エネルギーでの結果と比べることは大変興味のあることである。

最後に練習中のノートとして、e-P 散乱に対する深部非弾性又は共鳴領域においてなされる非対称性の測定が水素の微細構造についての陽子の分極効果の古い問題によってなされる量的見積りを認めるべきであることを述べる。

#### 参考文献

Vernon. W. Hughes "Polarized Lepton-Hadron Scattering" (1979 年の Gibbs Laboratory, Physics Department, Yale University のレポートより)

原稿受理 1987年11月30日