

論文セミナー

“High Energy Inelastic e-p Scattering At 6° And 10°”
“Observed Behavior Of Highly Inelastic e-p Scattering”



2011/2/1

論文セミナー

A decorative border at the top of the slide featuring a large orange sun with yellow rays on the left, followed by a horizontal line of green clover leaves.

目次

1. モチベーション
2. 散乱の理論（簡単に）
3. 実験の紹介
4. 測定結果
5. 考察
6. まとめ

モチベーション

- 今回の論文^{1,2}は
“電子・陽子深非弾性散乱(1969 @SLAC)”
陽子に内部構造があることを証明した実験。
(⇒ パートン模型)
- 散乱の勉強ができていなかったもので…
復習もかねてやります。

※間違っていたら指摘お願いします。

散乱の理論：概要

- 1969年までの散乱の理論を並べると…
 - ❄ Rutherford散乱
 - ❄ Mott散乱（散乱粒子のスピン考慮、相対論的）
 - ❄ e- μ 散乱（標的のスピン、運動）
 - ❄ Rosenbluthの式（陽子に形状因子）

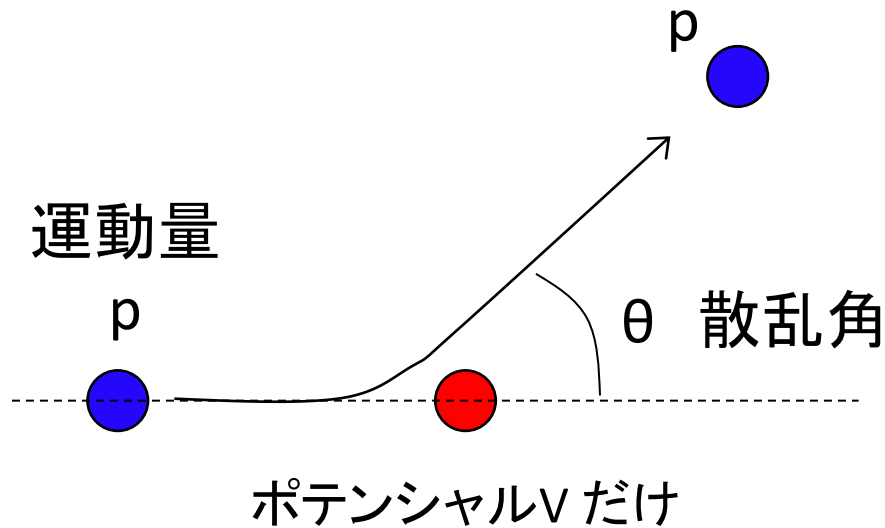


※()はプラスされていた内容

電子・陽子深非弾性散乱

Rutherford散乱

- Rutherford散乱 ⇒ 非相対論的量子力学による散乱模型



入射粒子がポテンシャルによりどう散乱されるかを量子力学で記述

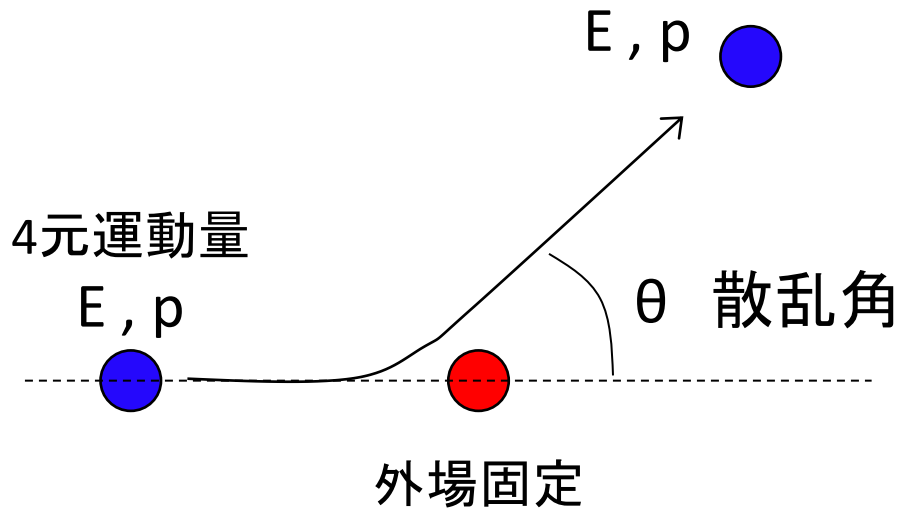
$$V = \frac{1}{4\pi} \frac{Ze^2}{r} \quad \text{:クーロンポテンシャル}$$

⇒ Z:標的の電荷量

$$\text{微分散乱断面積: } \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{4\pi} \right)^2 \frac{4m^2}{q^4} = \frac{Z^2 \alpha^2 m^2}{4p^4 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

Mott散乱

- Mott散乱 ⇒ 散乱粒子のスピンの、相対論的模型



相対論的效果、スピン効果をいれたもの

ハミルトニアン密度

$$\mathcal{H}_I = -ej^\mu A_\mu$$

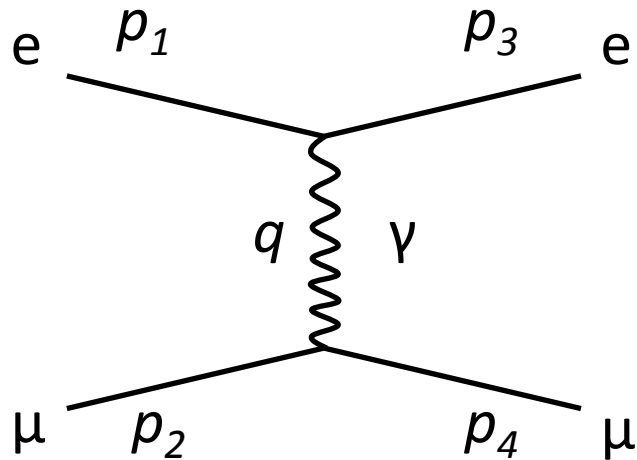
$$j^\mu = \bar{\varphi}\gamma^\mu\varphi, \quad A_\mu = \left(\frac{Ze}{4\pi r}, 0, 0, 0\right)$$

微分散乱断面積: $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}\right]_{mott} = \frac{4Z^2\alpha^2}{q^4} E^2 \left(1 - v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)$ スピン

$v = \frac{p}{E}$

$e^- \mu$ 散乱

- $e^- \mu$ 散乱 \Rightarrow 散乱粒子と標的のスピンの、運動を考慮した模型



次は標的の運動も考慮します
(皆様がよく計算しているだろうタイプです)

$$\mathcal{H}_I(x_1) = -ej^\mu A_\mu(x_1)$$

$$\mathcal{H}_I(x_2) = -ej^\mu A_\mu(x_2)$$

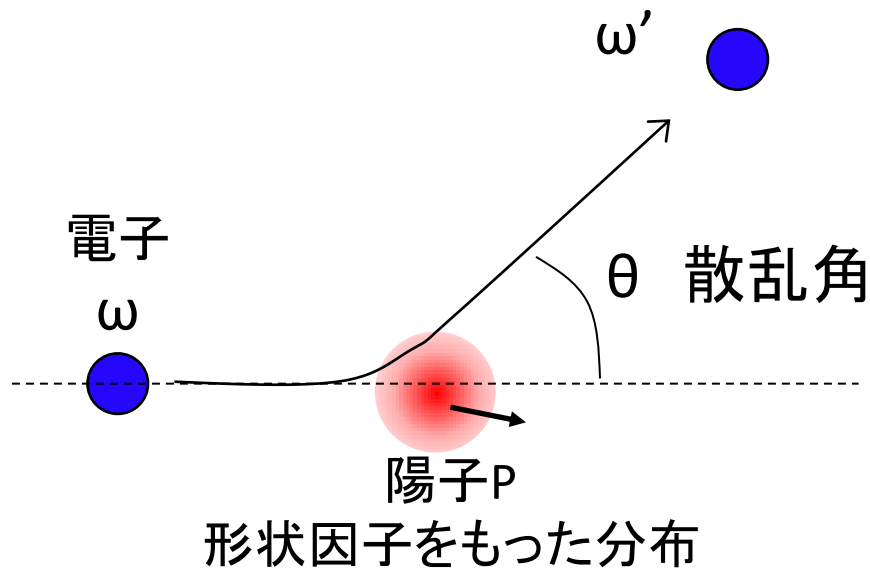
$$[\bar{u}(p_3)(ig_e\gamma^\mu)u(p_1)] \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} [\bar{u}(p_4)(ig_e\gamma^\nu)u(p_2)]$$

微分散乱断面積:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{4\alpha^2}{q^4} \frac{p_3^3}{p_1} \cos^2 \frac{\theta}{2} \left(1 - \frac{q^2}{2M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) \\ &= \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{mott} \frac{p_3}{p_1} \left(1 - \frac{q^2}{2M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) \text{標的スピン} \end{aligned}$$

Rosenbluthの式 1

- Rosenbluthの式 ⇒ 標的に形状因子を持たせた模型



e- μ 散乱では μ は点状
⇒ $P(\mu)$ に形状因子を持たせる

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{mott} \frac{\omega'}{\omega} \left(1 - \frac{q^2}{2M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$$



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{point} |F(q^2)|^2$$

$F(q^2)$: 形状因子

$$\text{Rosenbluthの式: } \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{mott} \frac{\omega'}{\omega} \left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} - 2\tau G_M^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

$$\tau = -\frac{q^2}{4M^2}$$

Rosenbluthの式 2

- これを実験データ³と比較

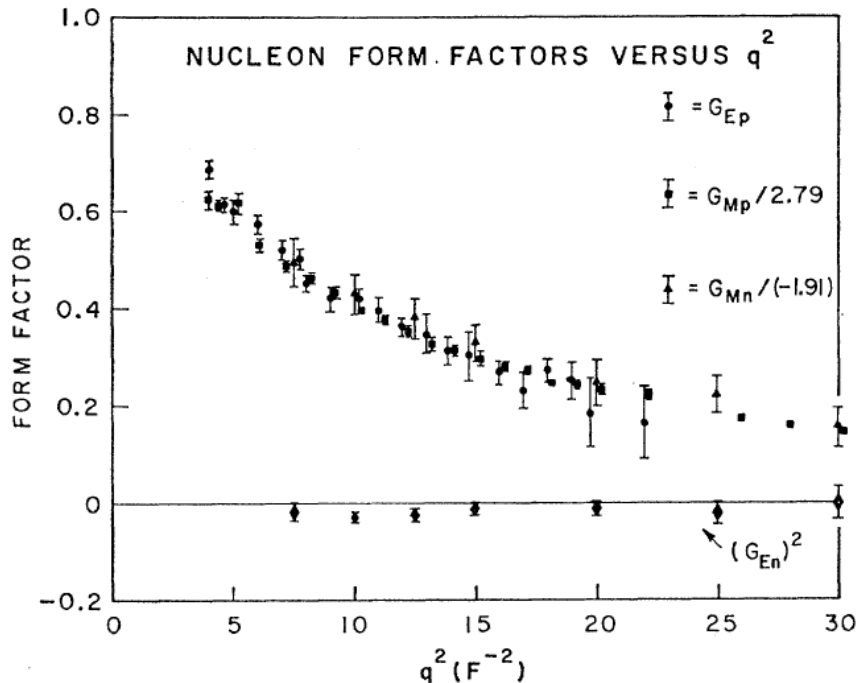


FIG. 10. A comparison between the proton form factors measured by Janssens *et al.* (Ref. 1) and the neutron form factors measured in the present experiment. The magnetic form factors are normalized to unity at $q^2=0$.

形状因子の実験データ

$$G_E^P = \frac{1}{(1 + Q^2(\text{GeV}/c^2)/0.71)^2}$$



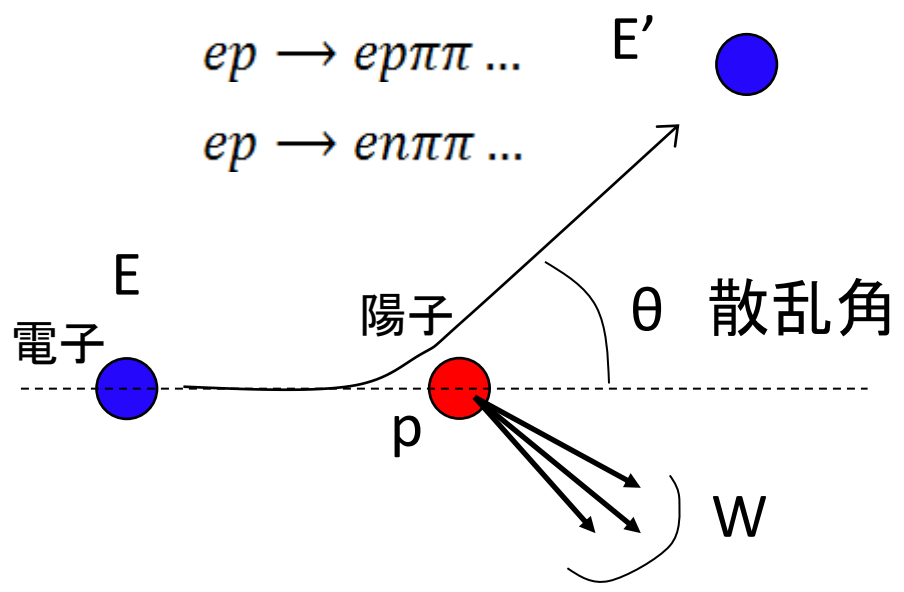
陽子内の電荷分布

$$\rho_E \propto \exp(-r/a)$$

⇒ 中心まで柔らかいふわふわした構造

深非弾性散乱

- 深非弾性散乱 ⇒ 非弾性散乱になる模型



終状態が複数のハドロンと電子になる
模型(終状態がepのみでない)

運動量移行 (momentum transfer)

$$q^2 = 2EE'(1 - \cos\theta)$$

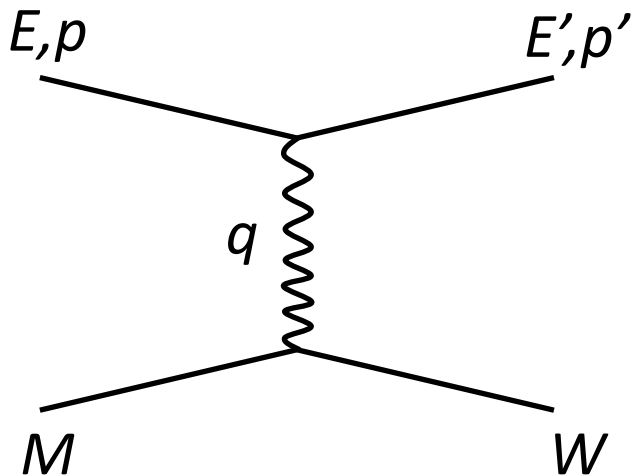
ハドロン系の質量 W

$$W^2 = 2M(E - E') + M^2 + q^2$$

微分散乱断面積: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{mott} \left(W_2 + 2W_1 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$

深非弾性散乱 2

- できるところは計算します。



運動量移行 (momentum transfer)

$$q^2 = 2EE'(1 - \cos\theta)$$

ハドロン系の質量 W

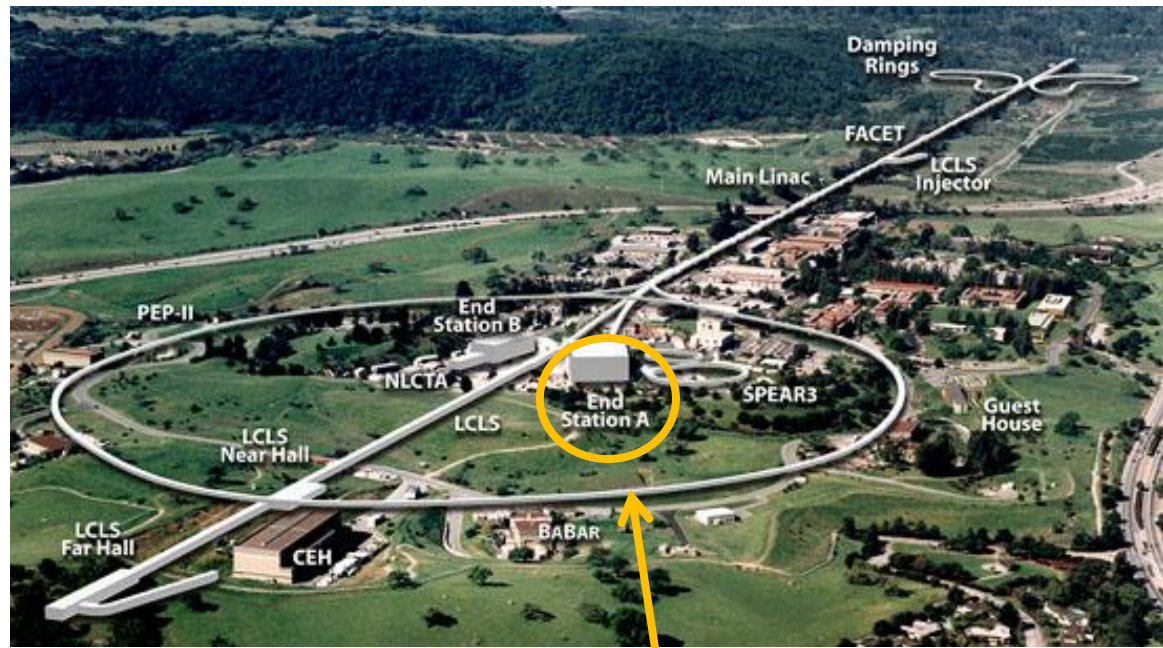
$$W^2 = 2M(E - E') + M^2 + q^2$$



MIT-SLAC実験 1



- 現在のSLACと実験概要です。



概要

電子: 7 ~ 17.7(GeV)変化
 標的: 陽子(液体水素)

散乱角 $\theta=6, 10^\circ$ の電子
 エネルギー測定。

ココで行われたようです。



MIT-SLAC実験 2

- schematic.

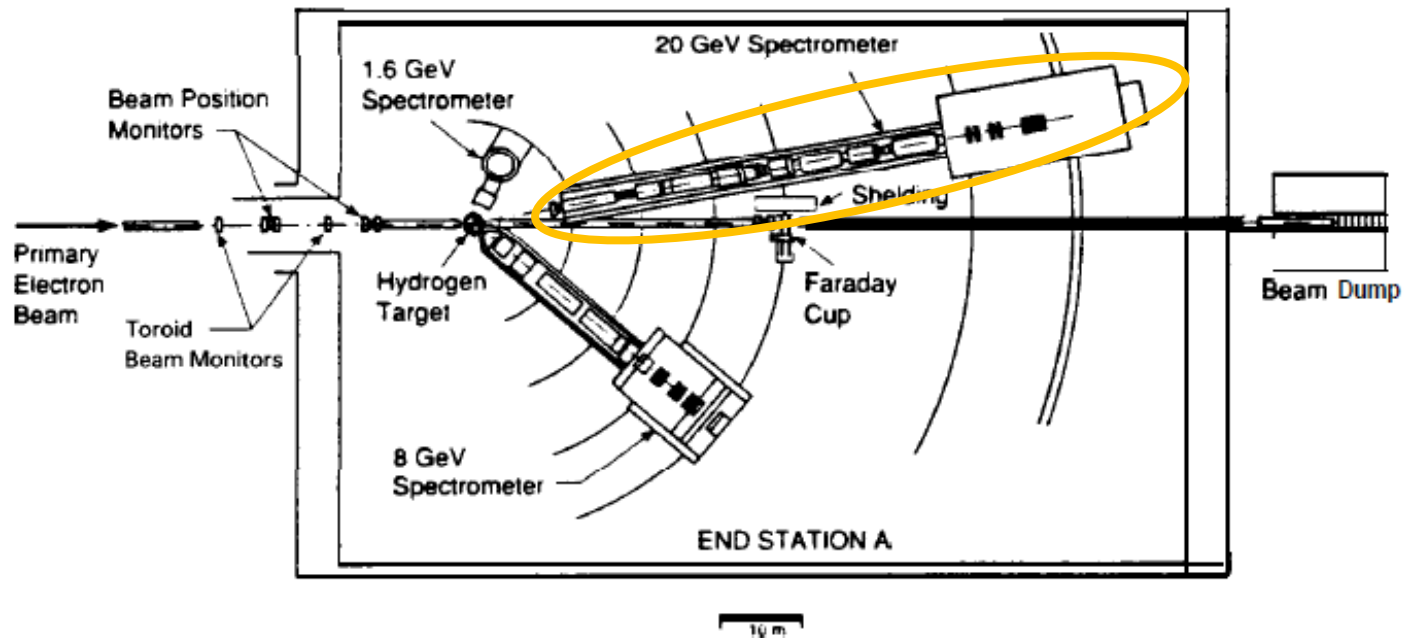
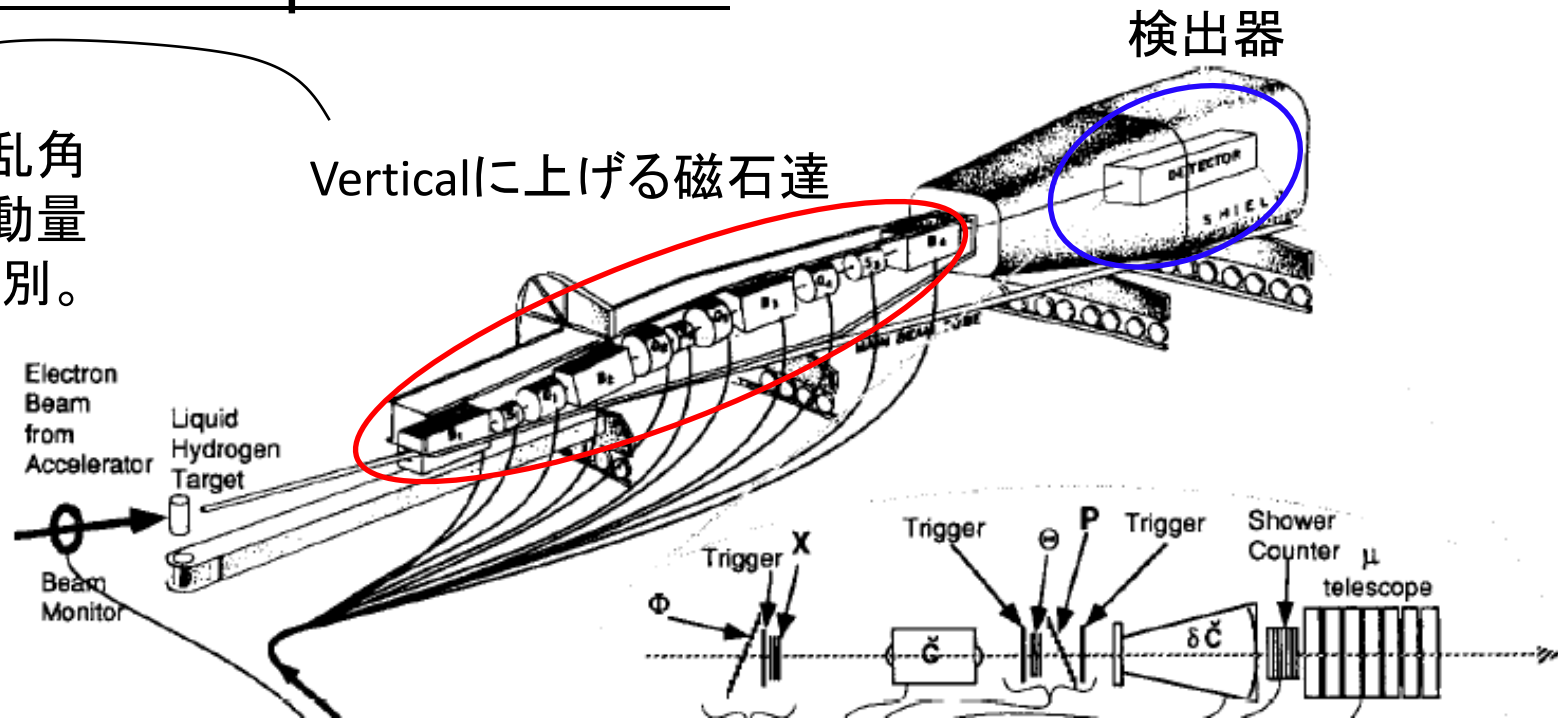


Fig. 14. Layout of spectrometers in End Station A. All three spectrometers can be rotated about the pivot. The 20 GeV spectrometer can be operated from about $1\frac{1}{2}^\circ$ to 25° , the 8 GeV from about 12° to over 90° . The 1.6 GeV spectrometer coverage is from $\sim 50^\circ - 150^\circ$.

MIT-SLAC実験 3

- 20GeV spectrometer

- 散乱角
 - 運動量
- を選別。

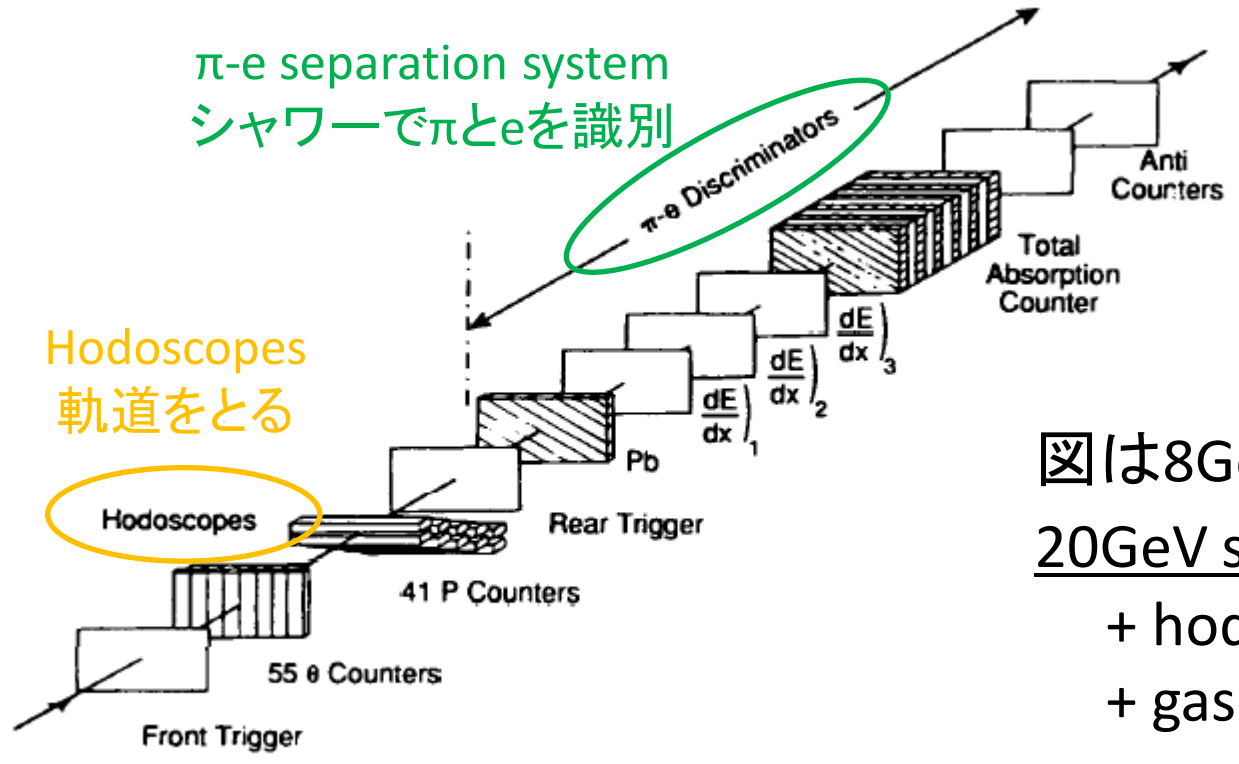


MIT-SLAC実験 4

検出器

π-e separation system
シャワーでπとeを識別

Hodoscopes
軌道をとる

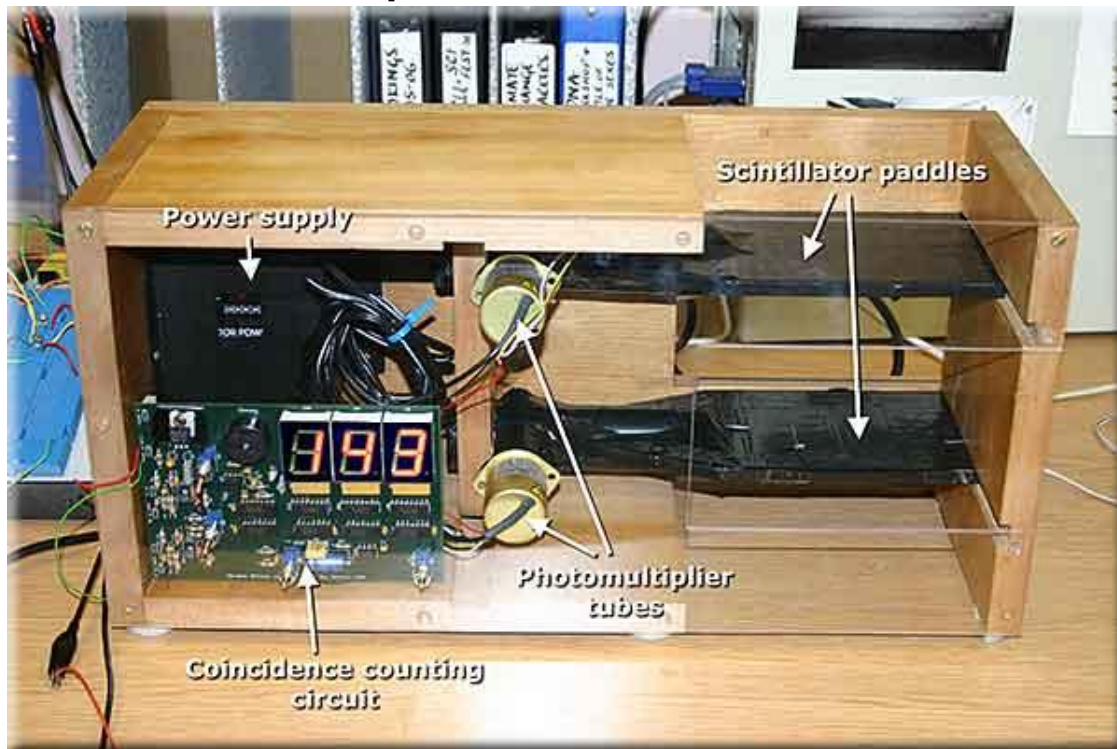


図は8GeVのもの。
20GeV spectrometer
 + hodoscopes (x,φ)
 + gas cherenkov counter

Fig. 21. Schematic drawing of the counter system inside the 8 GeV shielding hut.

MIT-SLAC実験 5

- Hodoscopes



2枚のシンチレータを多数並べて、粒子の軌道の方
向をとる

⇒ Spectrometer
粒子の運動量

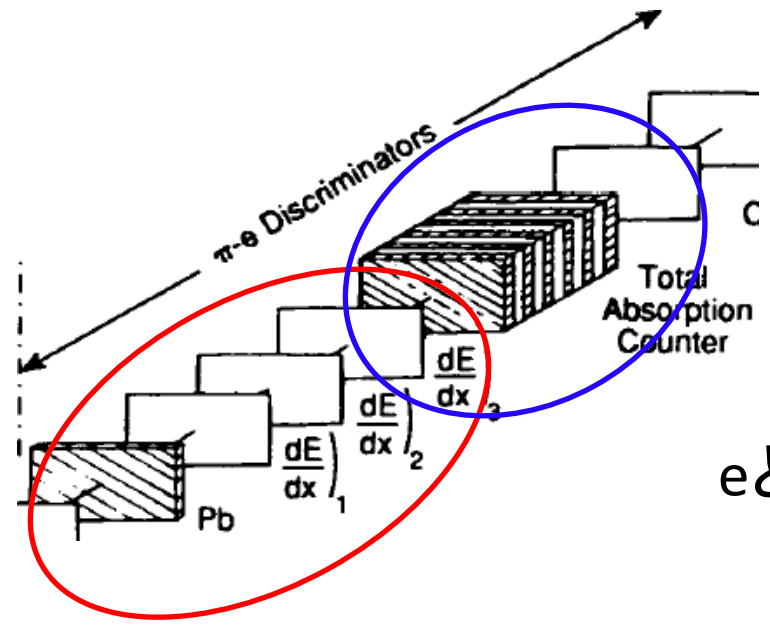
MIT-SLAC実験では4方向
の情報をとっている。

<http://www.scifun.ed.ac.uk/pages/pp4ss/pp4ss-hodoscope.html>より

MIT-SLAC実験 6



- π -e separation system



Total Absorption Counter
(Lead + Lucite Cherenkov Counter)*16

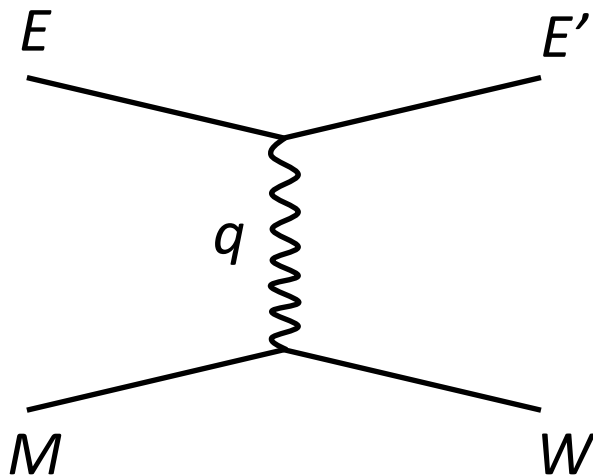
dE/dx counter
Lead + 3 scintillation counter

eと π のシャワーの違いから識別
簡単に↓
e: シャワーになる
 π : シャワーにならない



測定結果の前に

パラメータの復習



運動量移行 (momentum transfer)

$$q^2 = 2EE'(1 - \cos\theta)$$

散乱で失ったエネルギー

$$\nu = E - E'$$

ハドロン系の質量W

$$W^2 = 2M(E - E') + M^2 + q^2$$

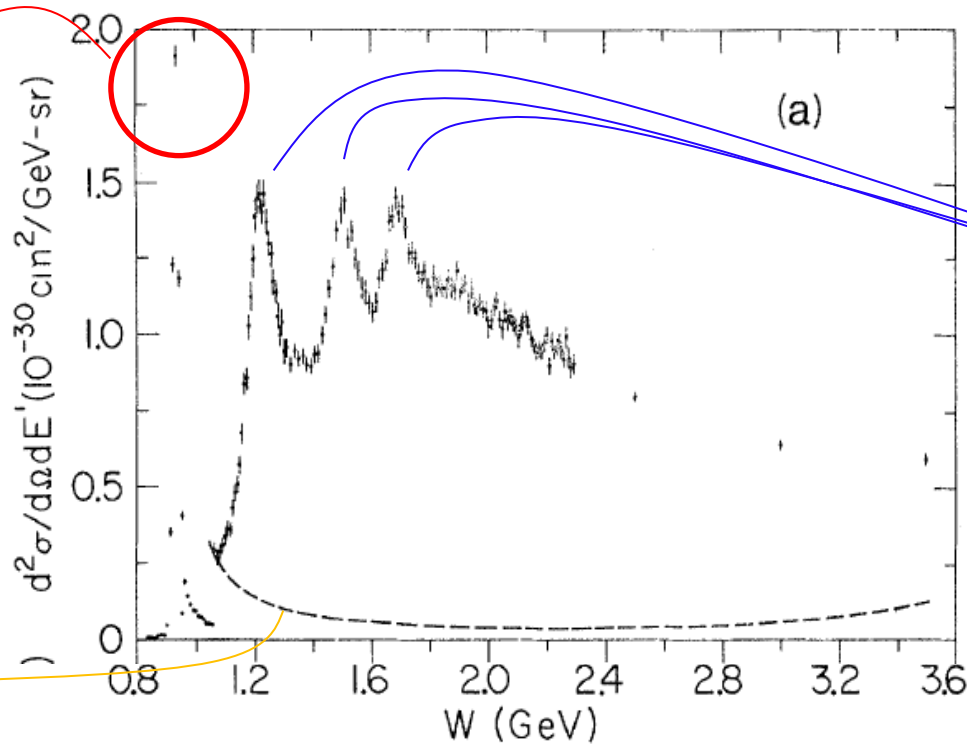
微分散乱断面積:
$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{mott} \left(W_2 + 2W_1 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

測定結果

- 散乱断面積 ($\theta=6^\circ$ 、 $E=10(\text{GeV})$)

W:ハドロン側のエネルギー

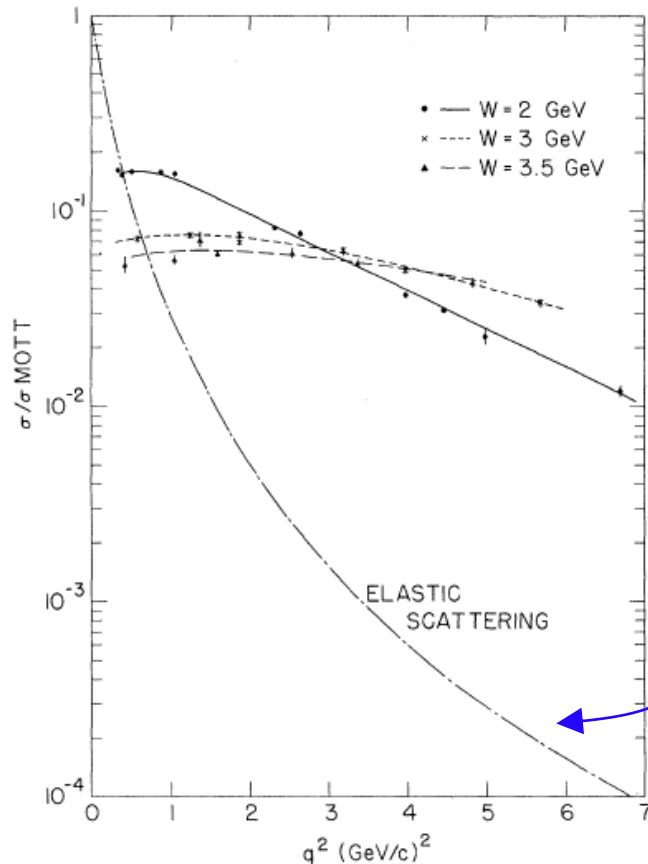
W = Mp (陽子)
 \Rightarrow 弾性散乱
 のピーク
 (1/6にしてある)



共鳴状態のハドロン
 $e + p \rightarrow e + N^*$
 のピーク

q^2 依存性 (散乱断面積)

- q^2 依存性をみる。 (cf: P.9)



$\frac{\sigma}{\sigma_{Mott}}$: 形状因子G、構造関数 W_i に対応

非弾性散乱
W大きいところではフラット

弾性散乱: Rosen-bluthの式の形状因子

$$\frac{\sigma}{\sigma_{Mott}} \propto \frac{1}{q^4}$$

論文でのアプローチ 1

- 構造関数： W_2 を知りたい

この辺はいまいち...

$$\frac{W_2}{W_1} = \left(\frac{q^2}{v^2 + q^2} \right) (1 + R)$$

$$R = \sigma_S / \sigma_T$$

σ : photoabsorption cross section

σ_S : longitudinal, σ_T : transverse

の関係式を使えば、

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{mott} \left(W_2 + 2W_1 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

$$\left(\sigma = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \quad \sigma_{Mott} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{mott} \right)$$

$$\Rightarrow vW_2 = v \frac{\sigma}{\sigma_{Mott}} \left(1 + 2 \frac{1}{1+R} \left(1 + \frac{v^2}{q^2} \right) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-1}$$

R以外は実験で決まるorパラメータ $\Rightarrow W_2$ の振る舞いを調べられる。

論文でのアプローチ 2

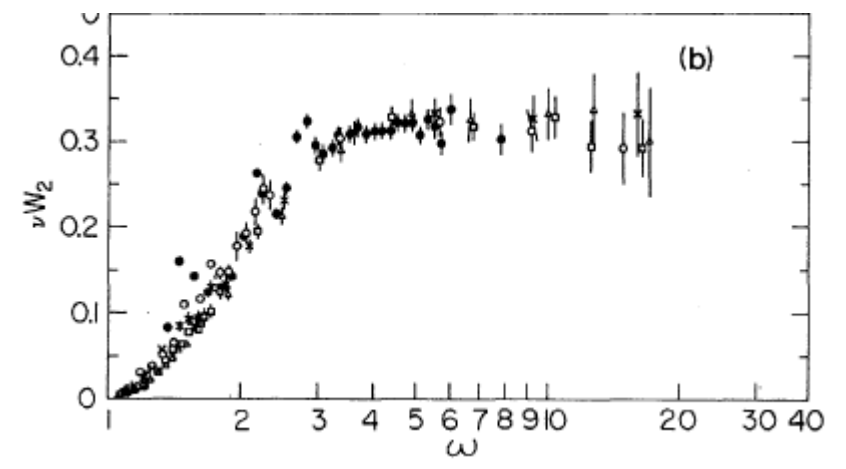
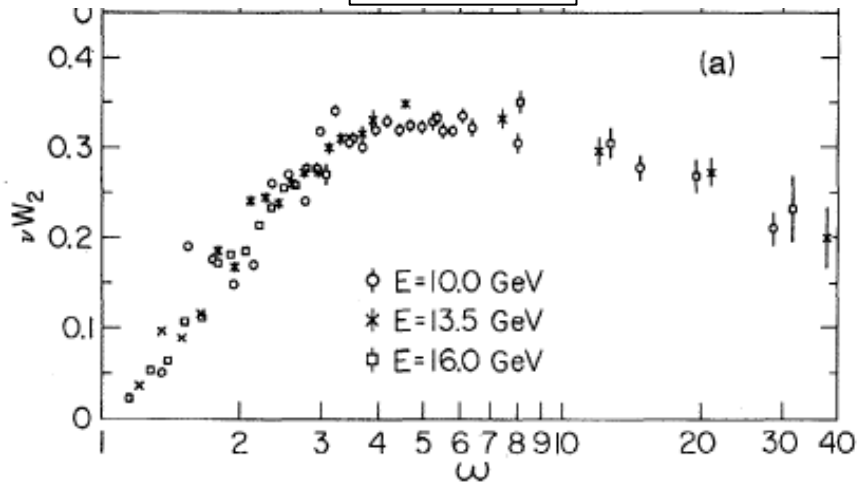


• R→0

$$\omega = \frac{2Mv}{q^2}$$

$\theta=6^\circ$

$\theta=10^\circ$



- $\omega > 5$ では νW_2 は減少していく。
- $\omega = 5$ での最大値は何かの共鳴状態のピーク？



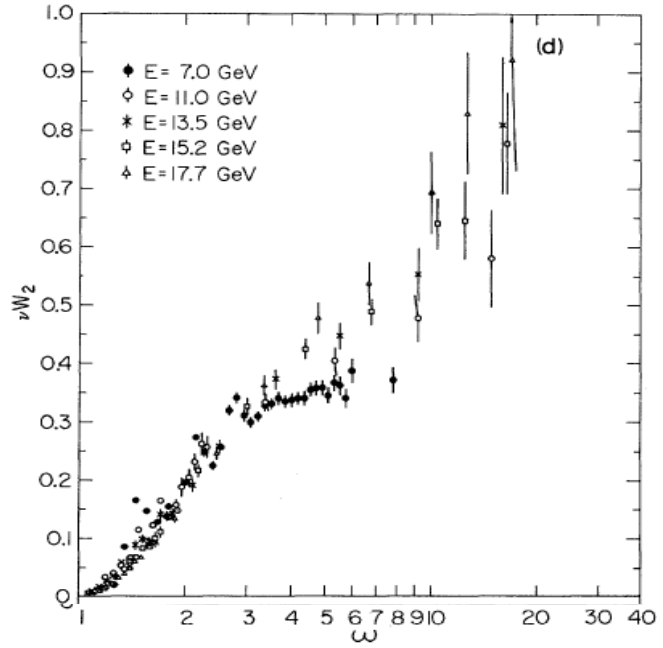
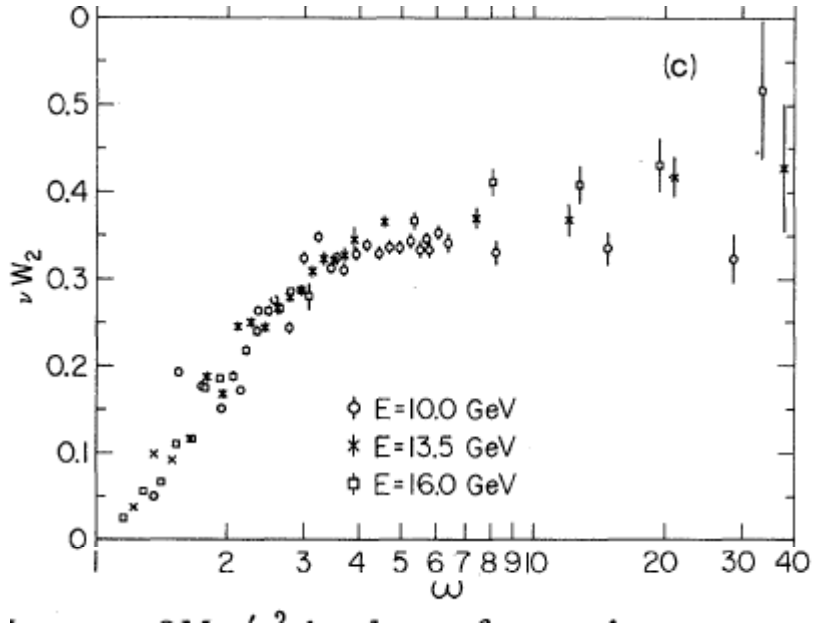
論文でのアプローチ 3

$$\omega = \frac{2Mv}{q^2}$$

- R → ∞

$\theta = 6^\circ$

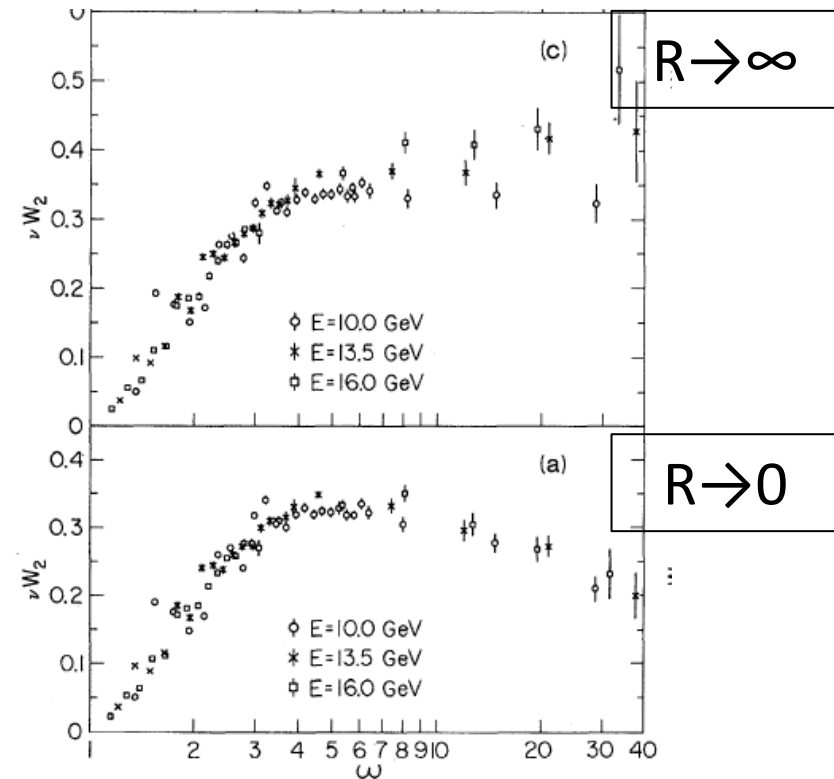
$\theta = 10^\circ$



- ω を固定したときに q^2 と共に νW_2 増加？

論文でのアプローチ 4

- threshold region
- $1 < \omega < 4$ では threshold の振る舞い
→ $\omega = 1$ では νW_2 は 0 に近づく。



論文でのアプローチ 5

- 理論的アプローチ

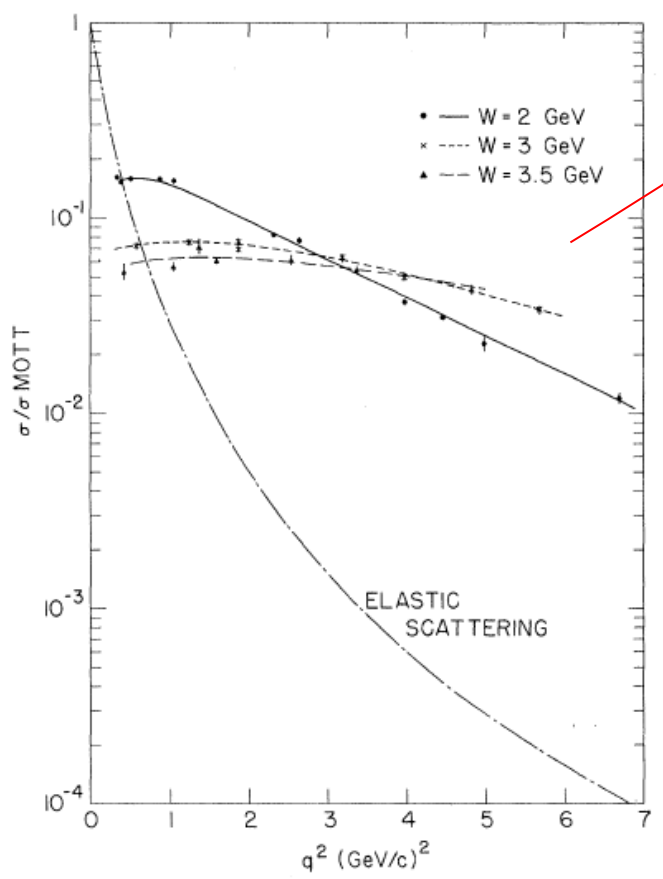
Parton model

Off-the-mass-shell compton scattering

Vetor-dominance model

勝手な理解

- 勝手な理解です(絶対におかしいので信じないでください)



深非弾性散乱: Wが大きいところでは

$$\frac{\sigma}{\sigma_{Mott}} = const$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{mott} \frac{E'}{E} \left(1 - \frac{q^2}{2M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) |F(q^2)|^2$$

$$= \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{mott} |F(q^2)|^2 * C_1 \quad \begin{array}{l} \theta \approx 0 \rightarrow \tan(\theta/2) \approx 0 \\ W \text{一定} \rightarrow \omega'/\omega = C_1 \end{array}$$



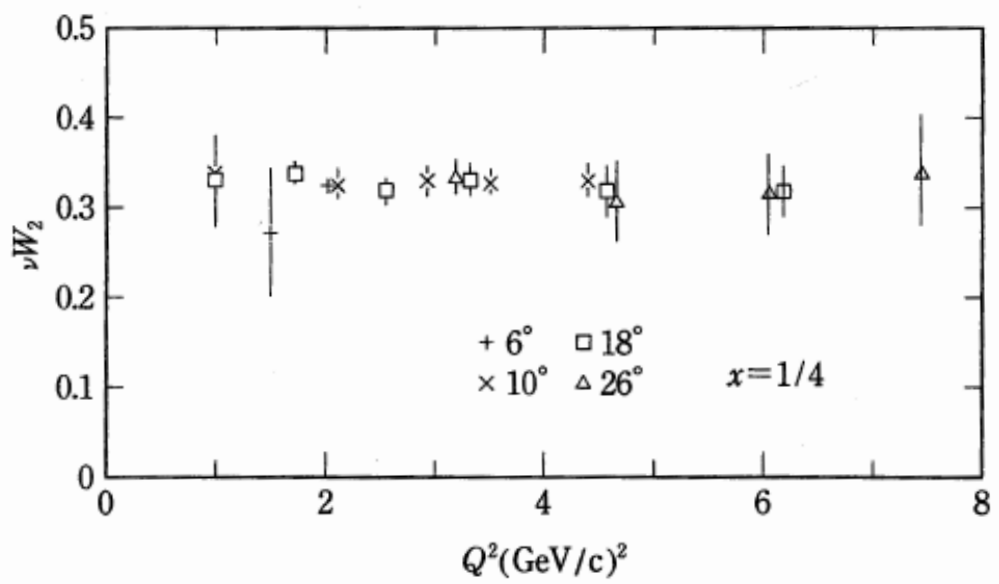
2式から、形状因子Fは $F(q^2) = const$



密度関数ρはδ関数 → 陽子は点状構造

参考書4,5から 1

- $\nu W_2, MW_1$ は Q^2 によらず一定



Bjorken Scaling

$$\omega \rightarrow \infty, Q^2 \rightarrow \infty, \nu \rightarrow \infty$$

$$0 < x = \frac{Q^2}{2M\nu} < 1$$

$$\nu W_2(Q^2, \nu) \rightarrow F_2(x)$$

$$MW_1(Q^2, \nu) \rightarrow F_1(x)$$



構造関数による散乱断面積: $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{mott} \left(W_2 + 2W_1 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$

を構造のないDirac粒子とみなすと、 $W_2 = \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right)$ $W_1 = \frac{Q^2}{4M^2} \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right)$

参考書^{4,5}から 2

形状因子Gをつけた場合の弾性散乱の式と比較すれば、

$$MW_1 = G^2(Q^2) \frac{Q^2}{2M\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu}\right)$$

$$\nu W_2 = G^2(Q^2) \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu}\right)$$

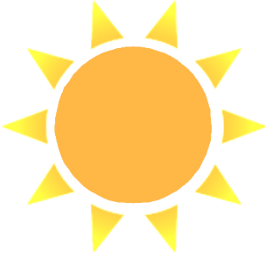
実験的に形状因子Gは $G \propto \frac{1}{q^2}$ \longrightarrow $G \rightarrow 0$ バラバラ
Bjorken scaling

➡ 粒子を点状に $G = const$ \longrightarrow $G = const$ そのまま
Bjorken scaling

Bjorken scalingでは陽子は点状構造を持つことになる。

まとめ

- MIT-SLAC(1969)での深非弾性散乱実験の結果から、陽子の内部は雲状の構造ではなく、点状の構造であることが示された。



バックアップ

2011/2/1

論文セミナー

4

論文と参考資料

• 論文

1. Bloom, E. D. (1969). "High-Energy Inelastic e-p Scattering at 6° and 10°". *Physical Review Letters* **23**: 930.
2. Breidenbach, M. (1969). "Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering". *Physical Review Letters* **23**: 935.
3. Hughes, E. B. (1965). "Neutron Form Factors from Inelastic Electron-Deuteron Scattering" *Phys. Rev.* 139, B458-B471

• 参考資料

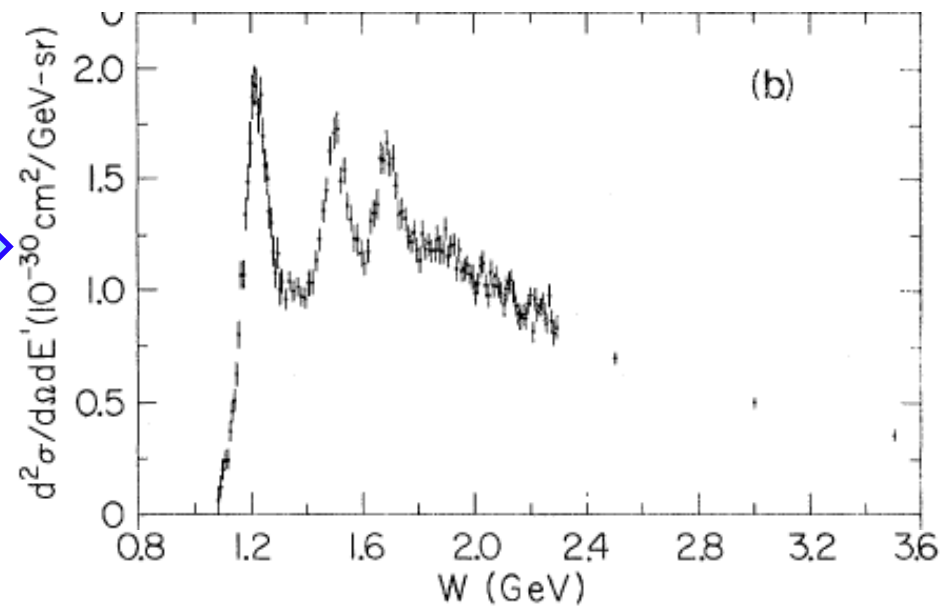
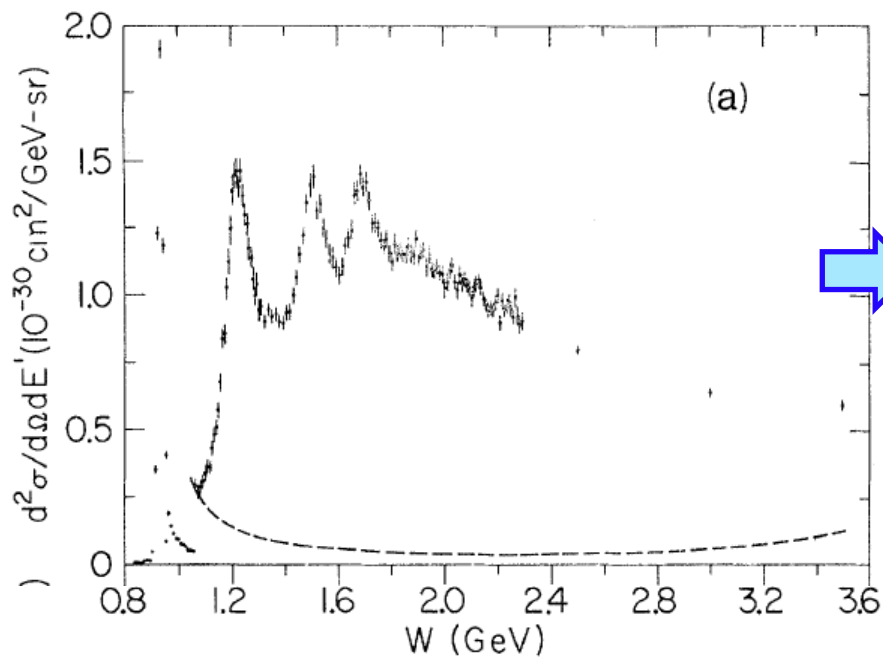
4. 長島順清：素粒子物理学の基礎 I
5. 長島順清：素粒子物理学の基礎 II
6. Richard E. Taylor "Deep Inelastic scattering the early years"
Nobel Lecture December 8, 1990

Back up

radiative collection

• radiative collection

- ① 弾性散乱のtail部分を引く
- ② Unfoldingにピークを決める？





非弾性散乱の選択



- 今回知りたいのは非弾性散乱部分

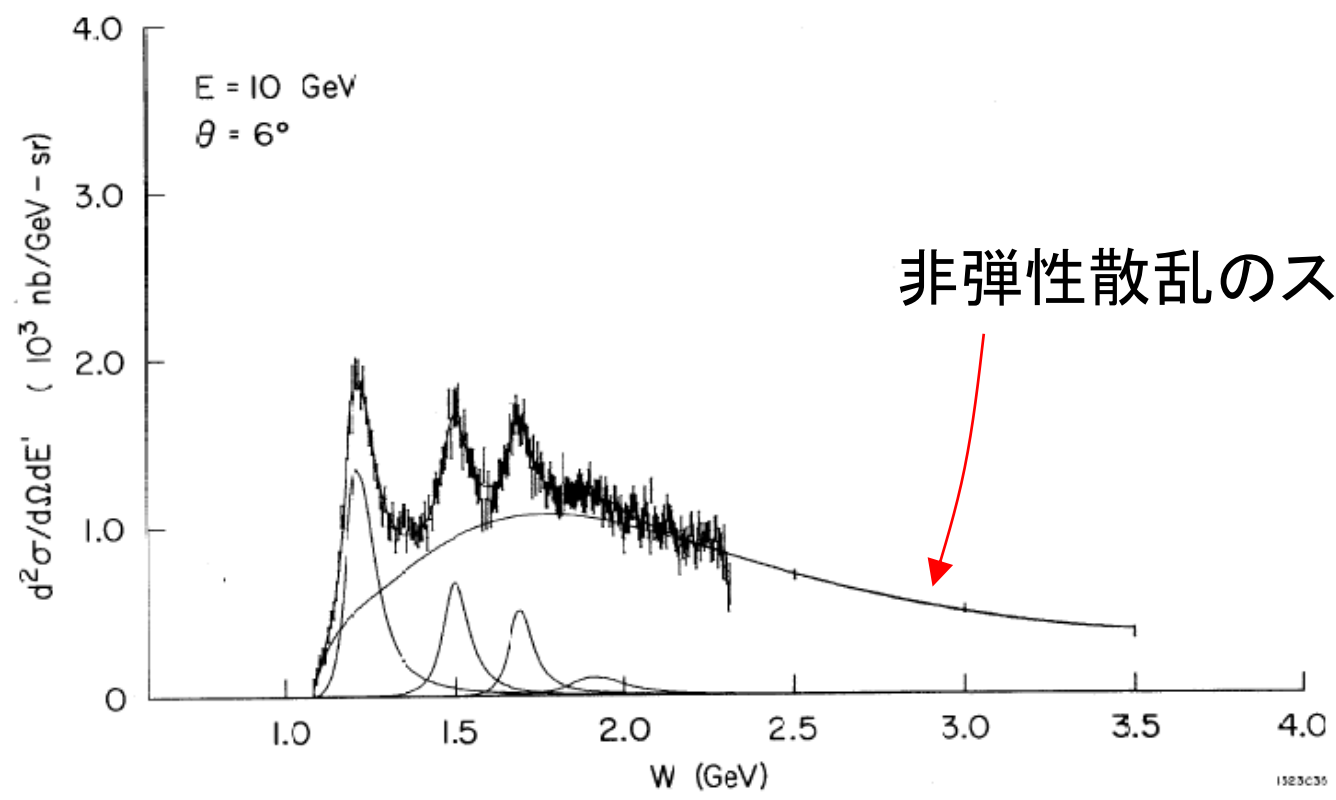


FIG 2

