

東京音楽大学リポジトリ

Tokyo College of Music Repository

高エネルギー陽子：
陽子散乱における回折現象の研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 1994-12-20 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	https://tokyo-ondai.repo.nii.ac.jp/records/744

This work is licensed under a Creative Commons
Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0
International License.



高エネルギー陽子—陽子散乱における 回折現象の研究

東京音楽大学一般教育研究室

羽 石 祐 一

Spin 依存性を持った Glauber 理論の spin に依存する項の phase shift $\chi_s(\vec{b})$ を $\exp(i b K \chi_s(\vec{b})) = 1 - \Gamma'(\vec{b})$ と Gaussian 型の profile 関数 $\Gamma'(\vec{b})$ と結びつけ、エネルギー領域が $S^{1/2} = 4.934 \text{ GeV} \sim 1000 \text{ GeV}$ の微分断面積と polarization を実験値と比較した。その結果 profile 関数 $\Gamma_c(\vec{b})$ の実数部分からの寄与による微分断面積は、回折によってエネルギーの低いときにひとつ、高いときにはふたつのくぼみを持つことがわかった。そしてその虚数部分からの微分断面積はこのくぼみを埋める方向に働くこともわかった。Polarization は微分断面積とは対照的に profile 関数 $\Gamma_s(\vec{b})$ の寄与が大きい。この量はエネルギーが低い方ではマイナスに最小値を持ち、高い方ではプラスに最大値を持つという定性的なことがわかった。そしてくぼみと、polarization は a_c と深く関わっていることがわかった。

1 序論

CERN ISR の実験は陽子—陽子散乱の全断面積がエネルギーの増加と共に大きくなることを示した^[1]。これは Cheng と Wu^[2] による予測を確認させた。また彼らは^[3]、陽子—陽子弾性散乱におけるくぼみの位置が徐々に内側に動くことを確かめた。そしてこれらのくぼみの位置は幾何学的描像の散乱理論^[4]の予想値とよい一致をみせている。またこの描像の散乱理論を用いると、全断面積が十分に大きくなると、弾性散乱の微分断面積にひとつではなく多くの回折のくぼみが現れることがわかる^[5]。これらのくぼみは、入射エネルギーが大きくなるに従って 4 元運動量移行 $|T|$ の小さい方へ動く。この動きは高エネルギーでの漸近的振舞いに対する 2 つの物理量のパラメーターだけを含むたいへん簡単な解析によって議論された^[6]。

Polarization の解析は current—current 相互作用描像^[7,8]を用いて低エネルギーから高エネルギー領域までなされている。

われわれは、Glauber 理論^[9]を基礎において polarization も議論できるようにするために、spin 依存性をこの理論に持ち込んだ。Spin に依存しない phase shift $\chi_c(\vec{b})$ と Gaussian 型を仮定した profile 関数 $\Gamma(\vec{b})$ との関係は $\Gamma(\vec{b}) = 1 - \exp(i \chi_c(\vec{b}))$ であることを知っている^[10]。この類推によって spin に依存している phase shift $\chi_s(\vec{b})$ と profile 関数 $\Gamma'(\vec{b})$ との関係も $\Gamma'(\vec{b}) = 1 - \exp(i \chi_s(\vec{b}))$ で、しかも profile 関数 $\Gamma'(\vec{b})$ は Gaussian 型をしていると仮

定した。これらの仮定にもとずいて微分断面積, polarization が議論される。

第2章, 4章において spin 依存性のない Glauber 理論と依存性のある Glauber 理論を書き下す。第3章においては Glauber 理論が光学定理を満たしていることを示す。第5章では微分断面積と polarization との関係を調べ, 第6章ではわれわれの Model を説明し, 第7章において理論値と実験値の比較をする。そして第8章が結論である。

2 Glauber 理論

Glauber 理論とは高エネルギー散乱理論というだけでなく, 高エネルギー近似 (高エネルギーの散乱においては前方散乱が圧倒的に多いということを取り入れた近似) を施すことによって, 3次元の散乱振幅を2次元の散乱振幅に書き下した非常に取り扱いやすい理論である。無限遠方で散乱波をもつような Schrödinger 方程式は, 積分方程式

$$\Psi_K(\vec{r}) = \exp(iKz) - \frac{2m}{4\pi} \int \frac{\exp(iK|\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \times V(\vec{r}') \Psi_K(\vec{r}') d^3 r' \quad (1)$$

と書き表される。ここで右辺第1項は, 入射陽子の波動関数で z 軸の正の向きに進む平面波を表している。そして第2項は $r \rightarrow \infty$ で球面波を表し, m は陽子-陽子散乱におけるふたつの陽子の換算質量を表している。 $V(\vec{r}')$ は陽子と陽子の間に働く散乱ポテンシャルである。 K は重心系での陽子の運動量を示す。またここで重要なことは, この積分方程式が3次元でしかも一般には変数分離できないということである。この3次元の積分方程式を z 成分だけ独立に扱えるようにするために, 波動関数 $\Psi_K(\vec{r})$ を入射平面波とそれを調節する factor との積

$$\Psi_K(\vec{r}) = \exp(iKz) \rho(\vec{r}), \quad (2)$$

に分ける。そして $\rho(\vec{r})$ に対する方程式

$$\rho(\vec{r}) = 1 - \frac{2m}{4\pi} \int \frac{\exp\{iK|\vec{r} - \vec{r}'| - i\vec{K} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')\}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \times V(\vec{r}') \rho(\vec{r}') d^3 r' \quad (3)$$

を得る。われわれは新しい変数 r'' を

$$\vec{r}'' = \vec{r} - \vec{r}' \quad (4)$$

として導入する。その結果式(3)は

$$\rho(\vec{r}) = 1 - \frac{2m}{4\pi} \int \frac{\exp(iKr'' - i\vec{K} \cdot \vec{r}'')}{r''} V(\vec{r} - \vec{r}'') \rho(\vec{r} - \vec{r}'') d^3 r'' \quad (5)$$

となる。

ここで積 $V\rho$ は入射陽子の波長 $1/K$ よりゆっくりと変化するので、その結果指数関数を激しく振動させる積分領域の寄与は無視するほど小さいと仮定することができる。もし r がポテンシャルの及ぼす領域にあるとするならば、積分への最も大きな寄与は K の方向に近い r'' の値からくる。なぜならこのときこれらの指数関数は定常状態に近いからである。この近似の定量的な値は r'' での角度積分をすることによって得られる。 d^3r'' を成分に分けると

$$d^3r'' = r''^2 dr'' d\mu d\phi \quad (6)$$

ただし

$$\mu = \cos(\angle(K, r'')) \quad (7)$$

そして ϕ は方位角である。

いま、積 $V\rho$ は距離 d の内側だけで意味のある変化ををするとする。そしてその距離は $1/K$ より大きいとする。もし μ での積分が部分的に実行できて、そして積分のはじめの項だけが用いられるなら、われわれは

$$\rho(\vec{r}) = 1 + \frac{2m}{4\pi} \int \frac{r''^2}{r''} dr'' d\phi \left[\frac{\exp\{iKr''(1-\mu)\}}{iKr''} \times V(\vec{r} - \vec{r}'') \rho(\vec{r} - \vec{r}'') \right]_{\mu=-1}^{\mu=1} + 0(1/dK) \quad (8)$$

を得ることができる。漸近近似において無視された項は示されているように相対的に $1/dK$ の次数である。いま極値 $\mu = -1$ は r'' が K と反平行であることに対応している。 $\mu = -1$ の項の寄与は $1/dK$ の次数であるので指数関数は急激に変化する。その結果ここからの寄与は無視するほど小さいことがわかる。われわれはこのようにして、 K に平行な r'' に対する項

$$\rho(\vec{r}) = 1 - \frac{i}{v} \int_0^\infty V(\vec{r} - \vec{r}'') \rho(\vec{r} - \vec{r}'') |_{r'' \parallel K} dr'' \quad (9)$$

を簡単に残すことができる。ここで v は陽子の重心系での速さである。

この方程式の表示はデカルト座標を用いることによっていくぶん簡単になる。そこで運動量 K の向きを z 軸の正の向きとすると、

$$\rho(x, y, z) = 1 - \frac{i}{v} \int_0^\infty V(x, y, z - z'') \rho(x, y, z - z'') dz'' \quad (10)$$

が得られる。またここで $z' = z - z''$ と置くと上式は

$$\rho(x, y, z) = 1 - \frac{i}{v} \int_{-\infty}^z V(x, y, z') \rho(x, y, z') dz' \quad (11)$$

となる。式(11)の解は直ちに

$$\rho(x,y,z)=\exp\left\{-\frac{i}{v}\int_{-\infty}^z V(x,y,z')dz'\right\} \quad (12)$$

であることがわかる。その結果近似された波動関数は

$$\Psi_K(x,y,z)=\exp\left\{iKz-\frac{i}{v}\int_{-\infty}^z V(x,y,z')dz'\right\} \quad (13)$$

である。いまこの表現はわれわれが3次元の波動関数の中に見いだされる多くの良いところを失っている。たとえば球対称な外向きの波動としての性質など。しかしこのとき必要なのはポテンシャル $V(\vec{r})$ の寄与する r の小さい領域での波動関数の性質であり、 r の大きい遠方で の性質は必要ないのである。よって式(13)はいたるところで良い波動関数を表している必要はないのである。

散乱振幅は

$$F(\vec{K}',\vec{K})=-\frac{2m}{4\pi}\int\exp(-i\vec{K}'\cdot\vec{r})V(\vec{r})\Psi_K(\vec{r})d^3r \quad (14)$$

と書かれるので式(13)を上式に代入すると

$$F(\vec{K}',\vec{K})=-\frac{2m}{4\pi}\int\exp(-i\vec{K}'\cdot\vec{r})V(\vec{r})\times\exp\left\{iKz-\frac{i}{v}\int_{-\infty}^z V(x,y,z')dz'\right\}dzd^2b \quad (15)$$

を得る。ここで d^2b は impact ベクトルの平面での積分を意味する。またこれはつぎのように書かれる。

$$\begin{aligned} F(\vec{K}',\vec{K}) &= -\frac{2m}{4\pi}\int\exp\{i(\vec{K}-\vec{K}')\cdot(\vec{b}+\vec{K}z)\}V(\vec{b}+\vec{K}z) \\ &\quad \times\exp\left\{-\frac{i}{v}\int_{-\infty}^z V(x,y,z')dz'\right\}dzd^2b \end{aligned} \quad (16)$$

いま弾性散乱を仮定すると入射陽子の運動量 K と散乱後の運動量 K' との間に $|\vec{K}|=|\vec{K}'|$ が成り立つ。その結果小さな散乱角に対してベクトル $\vec{K}-\vec{K}'$ はほぼ $\vec{K}$ に垂直である。そこで

$$(\vec{K}-\vec{K}')\cdot\vec{r}=(\vec{K}-\vec{K}')\cdot\vec{b}+(\vec{K}-\vec{K}')\cdot\vec{K}z\approx(\vec{K}-\vec{K}')\cdot\vec{b} \quad (17)$$

と近似することができる。なおこのとき

$$|\vec{K}-\vec{K}'|=2K\sin(\theta/2) \quad (18)$$

である。この近似によって z での積分は正確に分離された積分になり、式(16)は

$$F(\vec{K}', \vec{K}) = -\frac{2m}{4\pi} \int d^2b \exp\{i(\vec{K} - \vec{K}') \cdot \vec{b}\} \int_{-\infty}^{\infty} dz V(\vec{b} + \vec{K}z) \\ \times \exp\left\{-\frac{i}{v} \int_{-\infty}^z V(x, y, z') dz'\right\} \quad (19)$$

となる。さらにこの式は z に関する積分が実行できる。すなわち

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz V(\vec{b} + \vec{K}z) \exp\left\{-\frac{i}{v} \int_{-\infty}^z V(x, y, z') dz'\right\} \\ = iv \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{d}{dz} \left[\exp\left\{-\frac{i}{v} \int_{-\infty}^z V(x, y, z') dz'\right\} \right] \\ = iv \left[\exp\left\{-\frac{i}{v} \int_{-\infty}^z V(x, y, z') dz'\right\} \right]_{-\infty}^{\infty} \\ = iv \left[\exp\left\{-\frac{i}{v} \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y, z') dz'\right\} - 1 \right] \quad (20)$$

である。これより

$$F(\vec{K}', \vec{K}) = \frac{K}{2\pi i} \int d^2b \exp\{i(\vec{K} - \vec{K}') \cdot \vec{b}\} \times [\exp\{i\chi(\vec{b})\} - 1] \quad (21)$$

となる。ここで

$$\chi(\vec{b}) = -\frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} V(\vec{b} + \vec{K}z) dz \quad (22)$$

である。ここで $\chi(\vec{b})$ は phase shift とよばれ、profile 関数 $\Gamma(\vec{b})$ と

$$\Gamma(\vec{b}) = 1 - \exp\{i\chi(\vec{b})\} \quad (23)$$

という関係で結ばれている。

高エネルギーでかつ小さな角度での陽子—陽子散乱に対する profile 関数は、Coulomb 効果を無視すれば、

$$\Gamma(\vec{b}) = \frac{\sigma(1-i\alpha)}{4\pi\beta^2} \exp(-b^2/2\beta^2) \quad (24)$$

と実験より表される。 σ は全断面積、 α は散乱振幅 $F(\vec{K}', \vec{K})$ で $\theta=0$ としたときの F の実数部分をその虚数部分を割ったものである。そして β^2 は slope パラメーターである。

3 Glauber 理論と光学定理

Glauber 理論が光学定理

$$\sigma^{tot} = \frac{4\pi}{K} \text{Im}F(0) \quad (25)$$

を満たしていることを示す。この式の意味は、全断面積 σ^{tot} は前方散乱の散乱振幅 $F(0)$ の虚数部分に比例するということである。そして光学定理の物理的な意味は前方散乱によって入射波の強度が減少した分だけ四方に散乱されるという、確率の流れの保存則を示している。

式(21)において前方散乱の振幅は、 $|\vec{K} - \vec{K}'| = 0$ とおくことによって得られる。すなわち

$$F(0) = \frac{K}{2\pi i} \int d^2b [\exp\{i\chi(\vec{b})\} - 1] \quad (26)$$

である。したがって、この虚数部分は

$$\text{Im}F(0) = \frac{K}{2\pi} \int d^2b [1 - \text{Re} \exp\{i\chi(\vec{b})\}] \quad (27)$$

で与えられる。

さて散乱振幅 $F(\vec{K}', \vec{K})$ を用いると散乱の全断面積 σ_s は

$$\begin{aligned} \sigma_s &= \int |F(\vec{K}', \vec{K})|^2 d\Omega_{K'} \\ &= \frac{K^2}{(2\pi)^2} \int d^2b \int d^2b' \int d\Omega_{K'} \exp\{i(\vec{K} - \vec{K}') \cdot (\vec{b} - \vec{b}')\} \\ &\quad \times [\exp\{i\chi(\vec{b})\} - 1][\exp\{-i\chi^*(\vec{b}')\} - 1] \end{aligned} \quad (28)$$

で与えられる。ここで $\chi^*(\vec{b})$ は $\chi(\vec{b})$ の複素共役である。これはポテンシャル $V(\vec{r})$ が虚数部分をもっていることによる。すなわちこれは入射陽子の標的陽子による吸収のある一般の場合をも考慮したことになる。さて式(28)の $d\Omega_{K'}$ は散乱波の運動量 K' をかこむ微小立体角であるが、いまの場合、散乱波のほとんどは前方に集中しているので、立体角に関する球面上の積分を、この球面に接し z 軸に垂直に立てた平面上の2次元的積分に置き換えてもよいであろう。すなわち

$$d\Omega_{K'} \doteq d^2K' / K^2 \quad (29)$$

とする。このとき

$$\int d^2K' \exp\{i(\vec{K} - \vec{K}') \cdot (\vec{b} - \vec{b}')\} = (2\pi)^2 \delta^2(\vec{b} - \vec{b}') \quad (30)$$

となるから、式(28)は

$$\sigma_s = \int d^2b |\exp\{i\chi(\vec{b})\} - 1|^2. \quad (31)$$

ここで $\chi(\vec{b})$ が実数であるときには

$$\sigma_s = 2 \int d^2 b [1 - \text{Re} \exp\{i\chi(\vec{b})\}] \quad (32)$$

であり、これを式(27)と比較することにより光学定理

$$\sigma_s = \frac{4\pi}{K} \text{Im} F(0) = \sigma^{tot} \quad (33)$$

が証明された。

一方、入射陽子の標的陽子による吸収があるとき、つまり $\chi(\vec{b})$ が複素数のときには、式(27)と(31)との差をとることにより

$$\frac{4\pi}{K} = \text{Im} F(0) - \sigma_s = \int d^2 b [1 - |\exp\{i\chi(\vec{b})\}|^2] \quad (34)$$

なる関係を得る。上式の右辺は入射陽子の標的陽子による吸収の断面積を表すもので、これを σ_r と書くと、式(34)は

$$\sigma_s + \sigma_r = \frac{4\pi}{K} \text{Im} F(0) = \sigma^{tot} \quad (35)$$

と書くことができ、これは一般化された光学定理である。

4 Spin 依存性をもつ Glauber 理論

散乱の前後の spin の変化を調べるには polarization という量を測定すればよい。そのためには理論を spin 依存性をもった理論に拡張しなければならない。そこで高エネルギーに対する spin 依存性をもつ Glauber 理論を構築する。入射陽子は spin 1/2 をもち、その spin ベクトルは

$$S = \frac{1}{2} \vec{\sigma} \quad (36)$$

と表される。そして $\vec{\sigma}$ は Pauli 行列で次の関係を満たす。

$$\sigma_i \sigma_j + \sigma_j \sigma_i = 2\delta_{ij} \quad (37)$$

入射陽子の軌道角運動量は operator 表示で次のように表される。

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \quad (38)$$

二体問題を考察するとき、第 0 近似としては中心力だけを考慮すればよい。そしてその補正

項としての第1近似までを考慮すると, spin—軌道角運動量相互作用を導入しなければならないことが知られている。全ポテンシャルは

$$V(\vec{r}) = V_c(\vec{r}) + V_s(\vec{r}) \vec{\sigma} \cdot \vec{L} \quad (39)$$

と表される。ここで $V_c(\vec{r})$ は中心力ポテンシャル, $V_s(\vec{r}) \vec{\sigma} \cdot \vec{L}$ が spin—軌道角運動量ポテンシャルである。 $V_c(\vec{r})$, $V_s(\vec{r})$ は球対称とする。

Spin 変数を含んだ近似を一般化するために, 波動関数を

$$\Psi_k(\vec{r}) = e(i\vec{K} \cdot \vec{r}) \rho(\vec{r}) U_i \quad (40)$$

の形に書く。ここで U_i は始状態における2成分 spinor である。そして $\rho(\vec{r})$ は spin 状態の固有な変化を含む operator である。高エネルギーに対する近似を実行するために, ポテンシャル V_c , V_s と入射陽子のエネルギー E との間に

$$\begin{aligned} |V_c|/E &\ll 1, \\ |V_s|/E &\ll 1 \end{aligned} \quad (41)$$

があるとする, $\rho(\vec{r})$ を求める方程式は式(11)と同様にして

$$\rho(\vec{r}) = 1 - \frac{i}{v} \int_{-\infty}^z V(x, y, z') \rho(x, y, z') dz' \quad (42)$$

からただちに導き出せる。その解は

$$\rho(\vec{r}) = \exp \left\{ -\frac{i}{v} \int_{-\infty}^{\infty} [V_c(\vec{b} + \vec{K}z') + V_s(\vec{b} + \vec{K}z') \vec{\sigma} \cdot (\vec{b} \times \vec{K}) K] dz' \right\} \quad (43)$$

である。さらに $\rho(\vec{r})$ を用いて散乱振幅

$$F(\vec{K}', \vec{K}) = \frac{K}{2\pi i} \int d^2b \exp\{i(\vec{K} - \vec{K}') \cdot \vec{b}\} \times [\exp\{ix_c(\vec{b}) + ix_s(\vec{b}) \vec{\sigma} \cdot (\vec{b} \times \vec{K}) bK\} - 1] \quad (44)$$

を導くことができる。ここで $\vec{b}$ は $\vec{b}$ の単位ベクトルであり, $\vec{K}$ は $\vec{K}$ の単位ベクトルである。

さらに $\chi_c(\vec{b})$ と $\chi_s(\vec{b})$ は phase shifts

$$\chi_c(\vec{b}) = -\frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} V_c(\vec{b} + \vec{K}z') dz', \quad (45)$$

$$\chi_s(\vec{b}) = -\frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} V_s(\vec{b} + \vec{K}z') dz' \quad (46)$$

である。

いま式(44)の積分の中の spin operator を含んでいる指数関数部分は, 見た目より構造的に簡

単である。実際、 σ のいかなる関数も σ の線形な関数に変形することができる。式(44)の場合、その変形は Taylor 展開に反交換関係を用いて容易に証明できる。そして散乱振幅はつぎの形

$$F(\vec{K}', \vec{K}) = \frac{iK}{2\pi} \int d^2b \exp\{i(\vec{K}, \vec{K}') \cdot \vec{b}\} \times [\Gamma_c(\vec{b}) + i\vec{\sigma}(\vec{b} \times \vec{K})\Gamma_s(\vec{b})] \quad (47)$$

と書かれる。ところで Γ_c と Γ_s は軸対称な関数

$$\Gamma_c(\vec{b}) = 1 - \exp\{ix_c(\vec{b})\} \cos(Kbx_s(\vec{b})), \quad (48)$$

$$\Gamma_s(\vec{b}) = -\exp\{ix_c(\vec{b})\} \sin(Kbx_s(\vec{b})) \quad (49)$$

である。

ここで構築された散乱振幅は陽子の始 spin 状態を終 spin 状態に移す operator とみなすことができる。もっとも一般的な形は

$$F(\vec{K}', \vec{K}) = f(\vec{K}', \vec{K}) + i(\vec{\sigma} \cdot \vec{n})g(\vec{K}', \vec{K}) \quad (50)$$

である。ただし f と g は spin に依存しない散乱振幅であり、 $\vec{n}$ は散乱平面に垂直な単位ベクトル

$$\vec{n} = \frac{\vec{K} \times \vec{K}'}{|\vec{K} \times \vec{K}'|} \quad (51)$$

である。式(47)の積分のうち方位角について実行すると、

$$f(\vec{K}', \vec{K}) = iK \int_0^\infty J_0(|\vec{K} - \vec{K}'|b) \Gamma_c(\vec{b}) b db \quad (52)$$

$$g(\vec{K}', \vec{K}) = -K \int_0^\infty J_1(|\vec{K} - \vec{K}'|b) \Gamma_s(\vec{b}) b db \quad (53)$$

が得られる。式(53)の積分の中に Bessel 関数 J_1 が現れているのは spin—軌道角運動量ポテンシャルが方位角に依存しているからである。散乱振幅 g は前方散乱 ($\theta=0$) に対して消えることがわかる。なぜならこのときいかなる軸性ベクトルも spin polarization の向きにはもはや現れないからである。

5 Polarization

陽子—陽子散乱において、まず初めにわれわれが観測できる量は微分断面積である。これは陽子—陽子散乱の相互作用の第 0 近似を観ているようなものである。それでは第 1 近似の量として何かといえば、それは phase shifts であり polarization である。ただし高エネルギーで

はたくさんの phase shifts が混じり合っているためにそれぞれの phase shifts を分離し、解析することは不可能であるので phase shifts を調べるのは意味がない。これらの量は第1近似とはいえ spin 状態に敏感な量なので理論にとって重要なものといえる。

式(50)を用いて polarization を求めてみよう。始状態の陽子の spin は polarize していないとする。そして終状態の spin は s_f であるとする

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dT}(s_f) &= \frac{\pi}{q^2} \frac{1}{2} \sum_{s_i} |\langle s_f | F(\vec{K}', \vec{K}) | s_i \rangle|^2 \\
&= \frac{\pi}{q^2} \frac{1}{2} \langle s_f | [f^*(\vec{K}', \vec{K}) - i(\vec{\sigma} \cdot \vec{n})g^*(\vec{K}', \vec{K})] \\
&\quad \times [f(\vec{K}', \vec{K}) + i(\vec{\sigma} \cdot \vec{n})g(\vec{K}', \vec{K})] | s_f \rangle \\
&= \frac{\pi}{q^2} \left[\frac{1}{2} (|f|^2 + |g|^2 \sin^2 \theta) \right. \\
&\quad \left. + \text{Im}(f^*g) \langle s_f | \vec{\sigma} | s_f \rangle \cdot \vec{n} \right]
\end{aligned} \tag{54}$$

と書かれる。ここで $\vec{q} = \vec{K} - \vec{K}'$ なる運動量移行である。また $s_f = \pm 1/2$ に対する微分断面積は

$$\frac{d\sigma}{dT}(s_f = \pm \frac{1}{2}) = \frac{\pi}{q^2} \left[\frac{1}{2} (|f|^2 + |g|^2 \sin^2 \theta) \pm \text{Im}(f^*g) \sin \theta \right] \tag{55}$$

となる。つまり終状態の陽子の spin は、 $\text{Im}(f^*g) \neq 0$ のときは散乱平面に垂直な方向に偏っている。よって polarization P は

$$\begin{aligned}
P &= \frac{\frac{d\sigma}{dT}(s_f = \frac{1}{2}) - \frac{d\sigma}{dT}(s_f = -\frac{1}{2})}{\frac{d\sigma}{dT}(s_f = \frac{1}{2}) + \frac{d\sigma}{dT}(s_f = -\frac{1}{2})} \\
&= \frac{2\text{Im}(f^*g)\sin \theta}{|f|^2 + |g|^2 \sin^2 \theta}
\end{aligned} \tag{56}$$

と書ける。

6 われわれの Model

われわれは式(48), (49)を具体的に書き出すことができれば問題は解けたことになる。Spin 依存性をもたなかった Glauber 理論を思い出すと、profile 関数 $\Gamma(\vec{b})$ と phase shift $\chi(\vec{b})$ との関係は式(23)によって与えられている。そして profile 関数 $\Gamma(\vec{b})$ は式(24)のようになっている。そこでまず

$$\chi(\vec{b}) = -\frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} V(\vec{b} + \vec{K}z') dz'$$

$$\begin{aligned}
&= -\frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} V_c(\vec{b} + \vec{K}z') dz' \\
&= \chi_c(\vec{b})
\end{aligned} \tag{57}$$

と仮定する。この仮定は式(39)におけるポテンシャルにおいて spin について平均をとったことに対応している。そして高エネルギーにおいてはポテンシャル V_c と V_s では V_c のほうが支配的であるからよい近似であると思われる。すると profile 関数は

$$\begin{aligned}
\Gamma(\vec{b}) &= 1 - \exp\{i\chi(\vec{b})\} \\
&= 1 - \exp\{i\chi_c(\vec{b})\}
\end{aligned}$$

となるから

$$\exp\{i\chi_c(\vec{b})\} = 1 - \Gamma(\vec{b}) \tag{58}$$

である。

つぎに $\cos(bK\chi_s(\vec{b}))$, $\sin(bK\chi_s(\vec{b}))$ を求めてみよう。そこでまず

$$\chi_s(\vec{b}) = -\frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} V_s(\vec{b} + \vec{K}z') dz'$$

について考察する。ポテンシャル V_s は式(41)における仮定で $|V_s|/E \ll 1$ でなければならないが、実際には

$$|V_s| |\vec{\sigma} \cdot \vec{L}| / E \ll 1 \tag{59}$$

でなければならない。なぜなら、式(13)においてもわかるように Glauber 理論はこの式の第一項より第二項が小さいという近似であるからである。すると $bK\chi_s(\vec{b})$ が $\chi_c(\vec{b})$ の次数かそれともそれよりさらに小さくなければならないことがわかる。よってここで

$$|bK\chi_s(\vec{b})| \ll |\chi_c(\vec{b})| \tag{60}$$

と仮定し、式(58)の形を採用し

$$\exp\{ibK\chi_s(\vec{b})\} = 1 - \Gamma'(\vec{b}) \tag{61}$$

とする。そして $\Gamma'(\vec{b})$ は $\Gamma(\vec{b})$ と同様に

$$\Gamma'(\vec{b}) = \frac{\sigma_s(1 - ia_s)}{4\pi\beta_s^2} \exp(-b^2/2\beta_s^2) \tag{62}$$

の形をとる。ここで σ_s , β_s そして a_s はそれぞれ spin 項に対する全断面積, slope パラメータそして前方散乱における散乱振幅, 式(50)の第二項 $g(\vec{K}', \vec{K})$ の実数部分をその虚数部分で割

ったものである。しかも自由パラメーターである。

いま

$$\exp\{ibK\chi_s(\vec{b})\} = \cos(bK\chi_s(\vec{b})) + i \sin(bK\chi_s(\vec{b})) \quad (63)$$

であることを思い出せば、式(61), (62)を用いて

$$\cos(bK\chi_s(\vec{b})) = 1 - \Gamma'_R(\vec{b}) \exp(-b^2/2\beta_s^2) \quad (64)$$

$$\sin(bK\chi_s(\vec{b})) = \Gamma'_I(\vec{b}) \exp(-b^2/2\beta_s^2) \quad (65)$$

となることがわかる。ただしここでは $\chi_s(\vec{b})$ を実数であると仮定している。また Γ'_R , Γ'_I はそれぞれ Γ' の実数部分, 虚数部分を意味する。以上より

$$\begin{aligned} \Gamma_c &= 1 - \exp\{i\chi_c(\vec{b})\} \cos(bK\chi_s(\vec{b})) \\ &= 1 - (1 - \Gamma(\vec{b}))(1 - \Gamma'_R(\vec{b}) \exp(-b^2/2\beta_s^2)) \\ &= \Gamma_R(\vec{b}) \exp(-b^2/2\beta^2) + \Gamma'_R(\vec{b}) \exp(-b^2/2\beta_s^2) \\ &\quad - \Gamma_R(\vec{b}) \Gamma'_R(b) \exp\{-b^2(\beta^2 + \beta_s^2)/2\beta^2\beta_s^2\} \\ &\quad + i[-\Gamma_I(\vec{b}) \exp(-b^2/2\beta^2) \\ &\quad + \Gamma_I(\vec{b}) \Gamma'_R(b) \exp\{-b^2(\beta^2 + \beta_s^2)/2\beta^2\beta_s^2\}] \end{aligned} \quad (66)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_s &= -\exp\{i\chi_c(\vec{b})\} \sin(bK\chi_s(\vec{b})) \\ &= -\Gamma'_I(\vec{b}) \exp(-b^2/2\beta_s^2) \\ &\quad + \Gamma_R(\vec{b}) \Gamma'_I(\vec{b}) \exp\{-b^2(\beta^2 + \beta_s^2)/2\beta^2\beta_s^2\} \\ &\quad - i\Gamma_I(\vec{b}) \Gamma'_I(b) \exp\{-b^2(\beta^2 + \beta_s^2)/2\beta^2\beta_s^2\} \end{aligned} \quad (67)$$

となる。ここで Γ_R , Γ_I はそれぞれ $\Gamma(\vec{b})$ の実数部分, 虚数部分である。

微分断面積は散乱振幅を用いて

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dT} &= \frac{\pi}{q^2} \frac{1}{2} \sum_{s_i, s_f} |\langle s_f | F(\vec{K}', \vec{K}) | s_i \rangle|^2 \\ &= \frac{\pi}{q^2} [|f(\vec{K}', \vec{K})|^2 + |g(\vec{K}', \vec{K})|^2] \\ &= \frac{\pi}{q^2} [|f_R|^2 + |f_I|^2 + |g_R|^2 + |g_I|^2] \end{aligned} \quad (68)$$

となる。ここで $f(\vec{K}', \vec{K})$, $g(\vec{K}', \vec{K})$ は

$$f(\vec{K}', \vec{K}) = \frac{iK}{2\pi} \int d^2b \exp\{i(\vec{K} - \vec{K}') \cdot \vec{b}\} \Gamma_c(\vec{b}) \quad (69)$$

$$g(\vec{K}', \vec{K}) = \frac{iK}{2\pi} \int d^2b \exp\{i(\vec{K} - \vec{K}') \cdot \vec{b}\} \Gamma_s(\vec{b}) \quad (70)$$

であり、 f_R と f_I はそれぞれ式(69)の右辺の $\Gamma_c(\vec{b})$ の実数部分、虚数部分に対応し、 g_R と g_I はそれぞれ式(70)の右辺の $\Gamma_s(\vec{b})$ の実数部分、虚数部分に対応している。また polarization P は

$$P = \frac{-2[f_R g_I - f_I g_R]}{[|f(\vec{K}', \vec{K})|^2 + |g(\vec{K}', \vec{K})|^2]} \quad (71)$$

と書かれる。ただし spin の向きは散乱平面に垂直であるとする。

7 実験との比較

われわれは、ここで様々な実験値と理論値を比較検討する。実験室系での運動量 $P_L = 12$ GeV/c $\sim$ 300 GeV/c のエネルギー領域では微分断面積と Polarization とを比較し、重心のエネルギー $S^{1/2} = 45 \sim 62$ GeV については微分断面積を比較し Polarization は予想値として求める。さらに $S^{1/2} = 100 \sim 1000$ GeV のエネルギー領域については微分断面積と Polarization とともに予想値である。またここで slope parameter b^{TOT} と $\alpha^{TOT} = ReF(0)/ImF(0)$ のエネルギー依存性も比較する。

A) 微分断面積

1) $P_L = 12$ GeV/c $\sim$ 300 GeV/c のとき

とりわけ低エネルギーである $P_L = 12$ GeV/c においては Fig. 1の実験結果を見てもわかるように回折によるくぼみは現れない。しかし理論値において散乱振幅 f_R の項からくる微分断面積には $-T = 1.9$ GeV² 付近にくぼみがあることがわかる。このくぼみは散乱振幅 f_R 、すなわち式(66)の実数部分の第一項と第二項の干渉による。しかし、 f_I の項からくる微分断面積がそのくぼみを埋めてしまい、くぼみがないようになることがわかる。また散乱振幅 g からの寄与はこの T の領域では無視できることがわかる。 $P_L = 150, 200$ 、そして 300 GeV/c においては f_R から得られる微分断面積のくぼみはそれぞれ $-T = 1.2, 1.1$ そして 1.4 GeV² にあることがわかる。 $P_L = 150$ GeV/c のときは散乱振幅 f_I の寄与でこのくぼみを少し埋めていることが Fig. 2 からわかる。 $P_L = 200, 300$ GeV/c の運動量に対しては、くぼみを打ち消すほど散乱振幅 f_I からの寄与は大きくないことが Fig. 3 $\sim$ Fig. 4 を見ればわかる。そして散乱振幅 g からの寄与は無視できる。また $P_L = 200$ GeV/c については $-T$ が 12 GeV² まで比較されていてかなりの広範囲で実験値と合っているように思われる。

2) $S^{1/2} = 45$ GeV $\sim$ 1000 GeV のとき

$S^{1/2} = 45, 62$ GeV のとき、Fig. 5, 6からもわかるように実験値をうまく説明しているように見える。ただし今までと異なるところは、散乱振幅 f_R からの寄与において、 $S^{1/2} = 45$ GeV 対

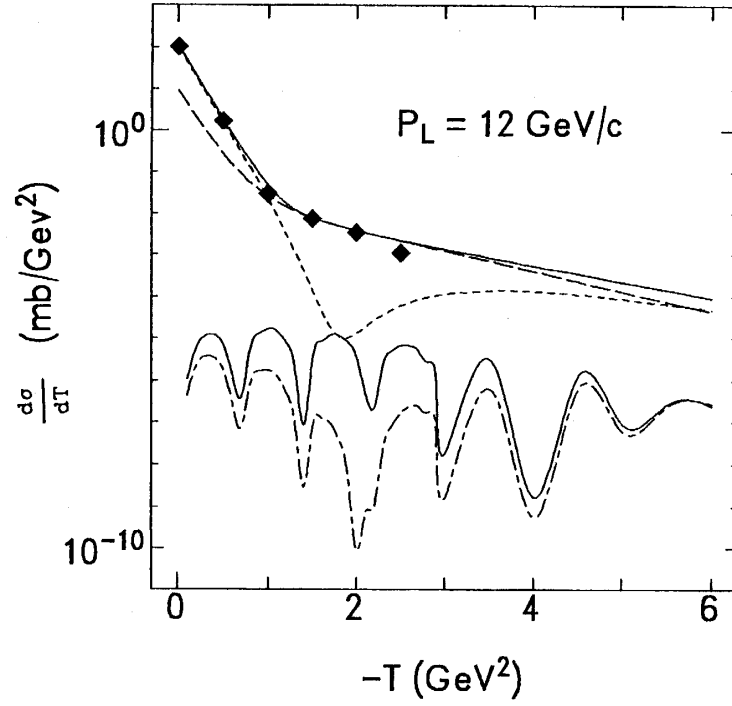


Fig. 1 実験室系の運動量が12GeV/cでの陽子-陽子弾性散乱の微分断面積の理論値と実験値。◆は実験値^[11]，そして散乱振幅 f_R , f_I , g_R , g_I に対する微分断面積の理論値はそれぞれ点線，破線，一点鎖線，実線であらわされている。4つの微分断面積の和が一番上の実線である。

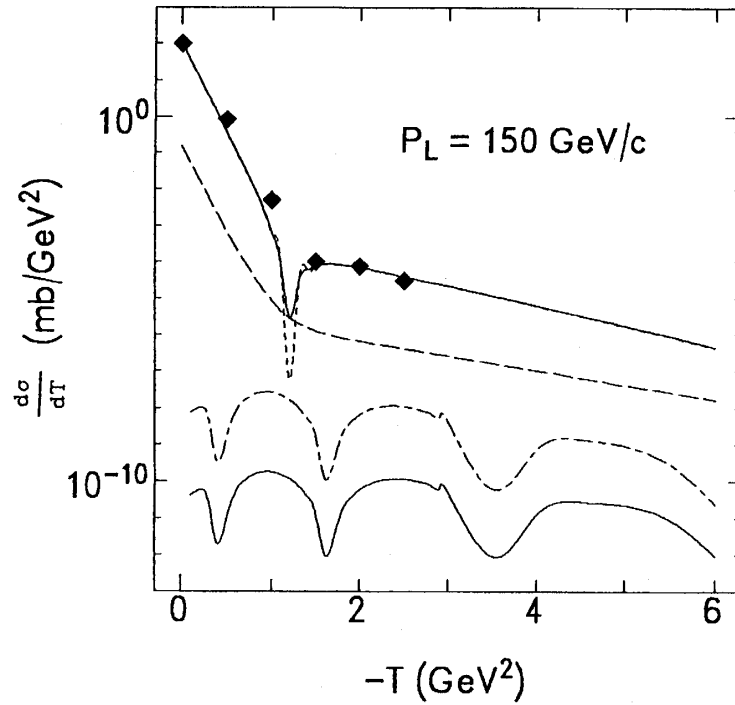


Fig. 2 実験室系の運動量が150GeV/cでの陽子-陽子弾性散乱の微分断面積の理論値と実験値。◆は実験値^[12]，そして散乱振幅 f_R , f_I , g_R , g_I に対する微分断面積の理論値はそれぞれ点線，破線，一点鎖線，実線であらわされている。4つの微分断面積の和が一番上の実線である。

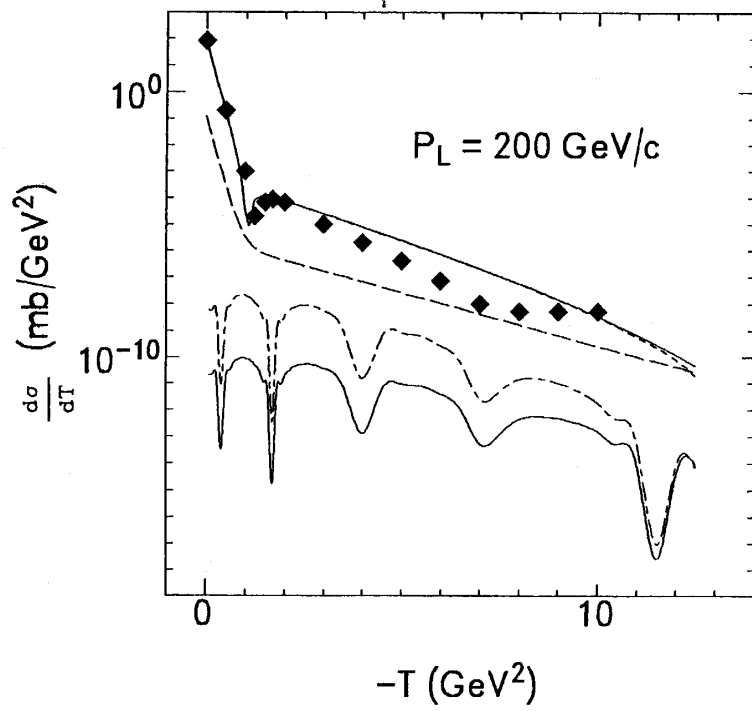


Fig. 3 実験室系の運動量が200GeV/cでの陽子—陽子弾性散乱の微分断面積の理論値と実験値。◆は実験値^[13,14]，そして散乱振幅 f_R , f_I , g_R , g_I に対する微分断面積の理論値はそれぞれ点線，破線，一点鎖線，実線であらわされている。4つの微分断面積の和が一番上の実線である。

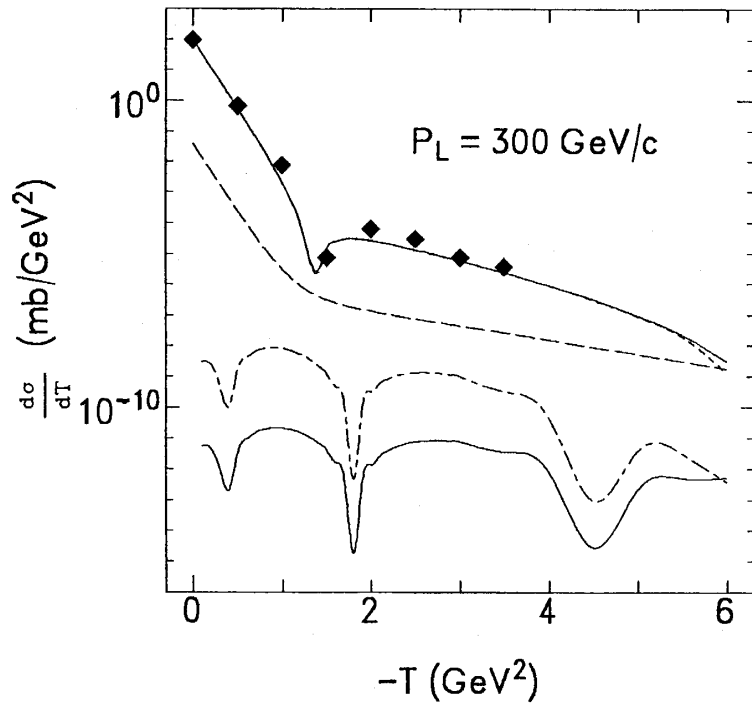


Fig. 4 実験室系の運動量が300GeV/cでの陽子—陽子弾性散乱の微分断面積の理論値と実験値。◆は実験値^[14]，そして散乱振幅 f_R , f_I , g_R , g_I に対する微分断面積の理論値はそれぞれ点線，破線，一点鎖線，実線であらわされている。4つの微分断面積の和が一番上の実線である。

して $-T=1.1\text{GeV}^2$ と 8GeV^2 の 2 カ所, そして $S^{1/2}=62\text{GeV}$ に対しては $-T=1.2\text{GeV}^2$ と 7GeV^2 の 2 カ所にくぼみが現れていることである。そして第 2 のくぼみ ($-T$ が大きいところに現れるくぼみ) は散乱振幅 f_I によって埋められていることがわかる。そして第 1 のくぼみはわずかではあるが f_I によって埋められていることもわかる。従来の Glauber 理論であると, 散乱振幅 f_R だけからの微分断面積のようにいくつものくぼみができてしまい実験値を全然説明できないのである。ここから散乱振幅 f_I が非常に重要であることがわかる。さらに重心のエネルギーを上げていくと Fig. 7~9 からわかるように散乱振幅 f_R の寄与からくる 2 カ所のくぼみのうち第 2 のくぼみは散乱振幅 f_I により完全に埋められていることがわかり, さらに重心のエネルギーが大きくなるにしたがって第 1 のくぼみも f_I によって次第に埋められ, ついに $S^{1/2}=1000\text{GeV}$ に至っては完全に埋められていることがわかる。これは $P_L=12\text{GeV}/c$ の状況と同じである。

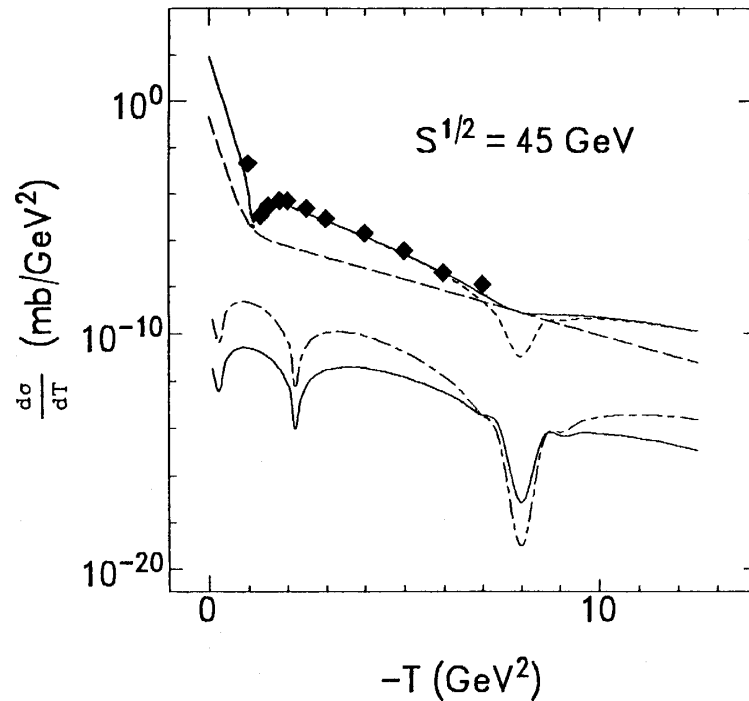


Fig. 5 実験室系の重心のエネルギーが 45GeV での陽子-陽子弾性散乱の微分断面積の理論値と実験値。◆は実験値^[15], そして散乱振幅 f_R, f_I, g_R, g_I に対する微分断面積の理論値はそれぞれ点線, 破線, 一点鎖線, 実線であらわされている。4 つの微分断面積の和が一番上の実線である。

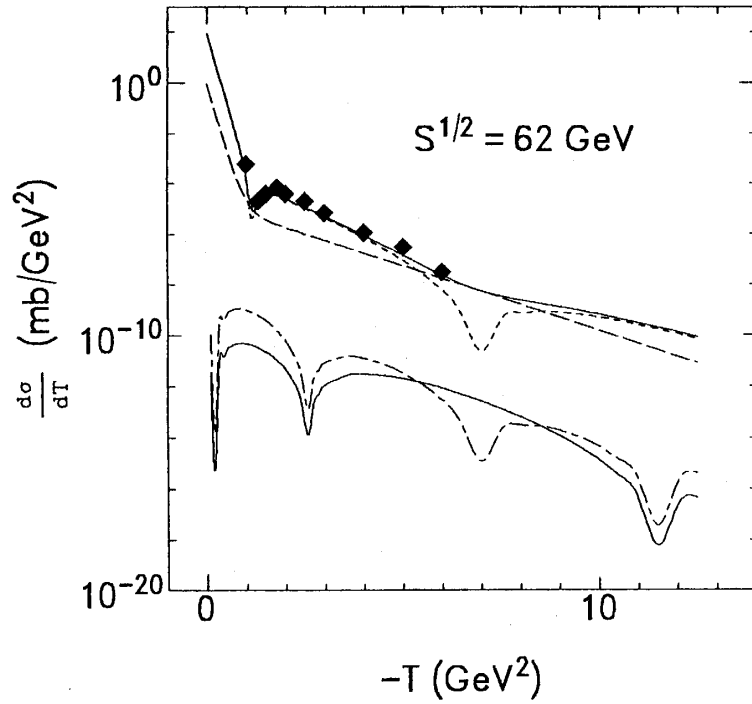


Fig. 6 実験室系の重心のエネルギーが62GeVでの陽子-陽子弾性散乱の微分断面積の理論値と実験値。◆は実験値^[15]，そして散乱振幅 f_R , f_I , g_R , g_I に対する微分断面積の理論値はそれぞれ点線，破線，一点鎖線，実線であらわされている。4つの微分断面積の和が一番上の実線である。

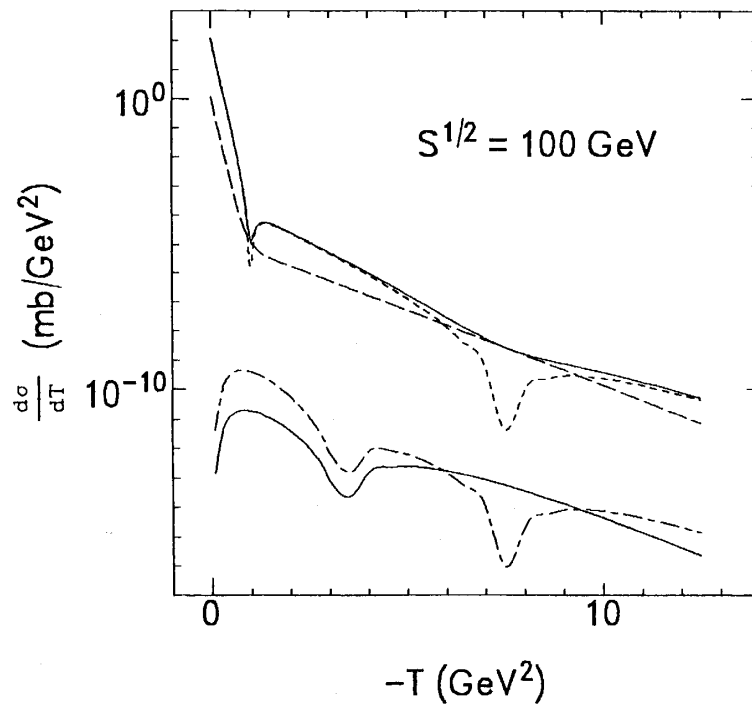


Fig. 7 実験室系の重心のエネルギーが100GeVでの陽子-陽子弾性散乱の微分断面積の理論値。散乱振幅 f_R , f_I , g_R , g_I に対する微分断面積の理論値はそれぞれ点線，破線，一点鎖線，実線であらわされている。4つの微分断面積の和が一番上の実線である。

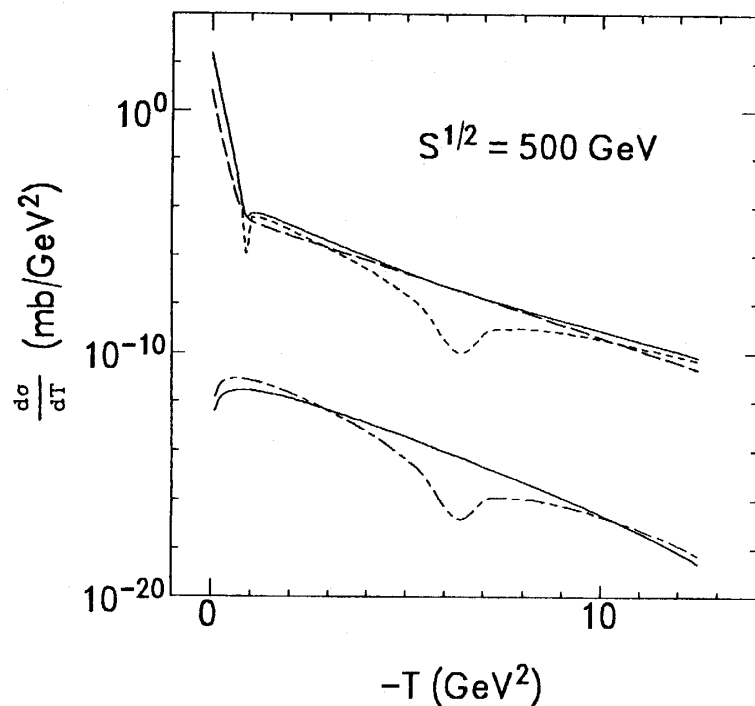


Fig. 8 実験室系の重心のエネルギーが500GeVでの陽子-陽子弾性散乱の微分断面積の理論値。散乱振幅 f_R , f_I , g_R , g_I に対する微分断面積の理論値はそれぞれ点線, 破線, 一点鎖線, 実線であらわされている。4つの微分断面積の和が一番上の実線である。

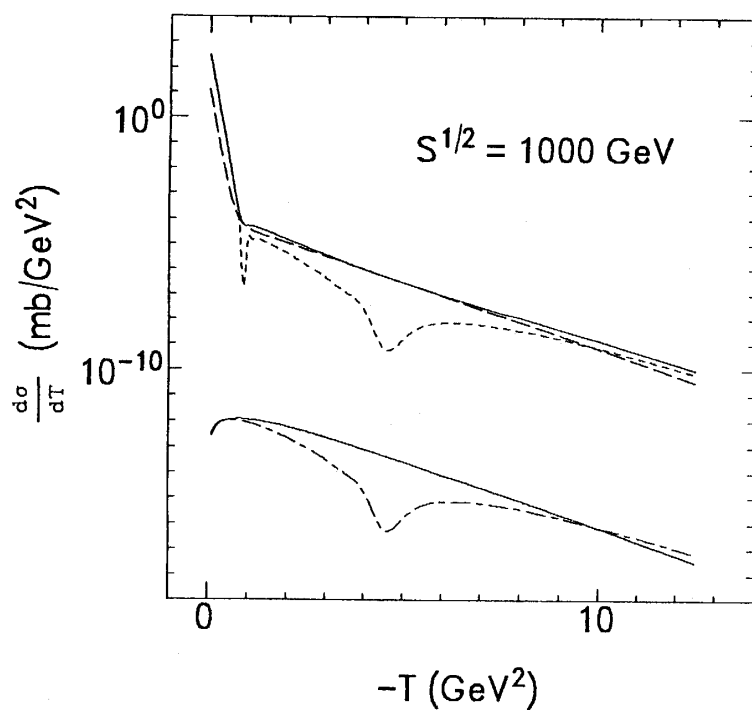


Fig. 9 実験室系の重心のエネルギーが1000GeVでの陽子-陽子弾性散乱の微分断面積の理論値。散乱振幅 f_R , f_I , g_R , g_I に対する微分断面積の理論値はそれぞれ点線, 破線, 一点鎖線, 実線であらわされている。4つの微分断面積の和が一番上の実線である。

B) POLARIZATION

1) $P_L = 12 \text{ GeV}/c \sim 300 \text{ GeV}/c$ のとき

Fig. 10, 11そして12からわかるように Polarization については、われわれの理論は定量的な予想値を導き出せないことがわかる。しかし P_T^2 がどのへんでマイナスあるいはプラスの最大値をとるかという定性的な議論ならばできそうである。 $P_L = 150 \text{ GeV}/c$ のとき理論値は $P_T^2 = 1.2 \text{ GeV}^2$ の所に最小値があり実験値とほぼ同じ所である。また $P_L = 300 \text{ GeV}/c$ の場合も同じことがいえる。そして運動エネルギーが大きくなるにしたがって最小値の位置が P_T^2 の大きい方へ移っていくことがわかる。

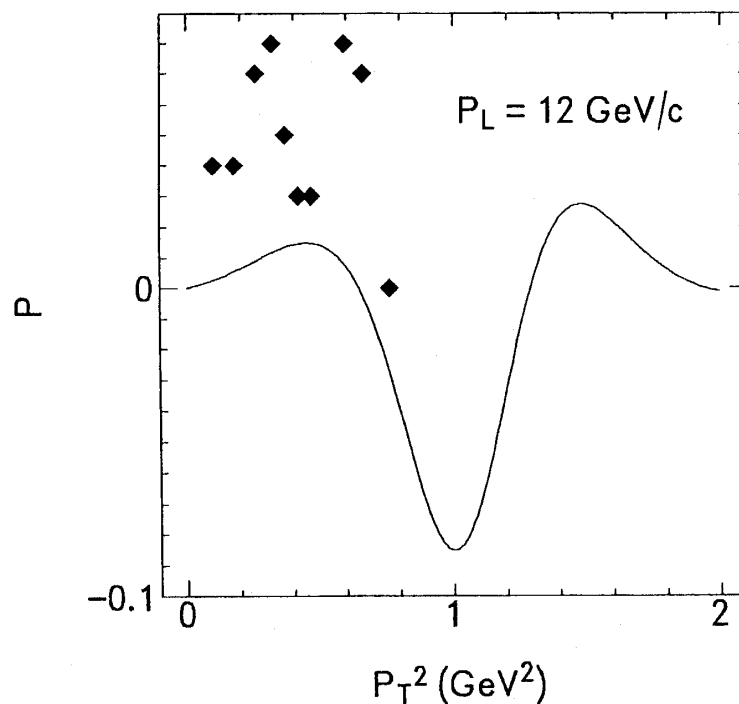


Fig. 10 実験室系の運動量が $12 \text{ GeV}/c$ での陽子-陽子弾性散乱の polarization の理論値と実験値。◆は実験値^[16]，そして理論値は実線で示されている。

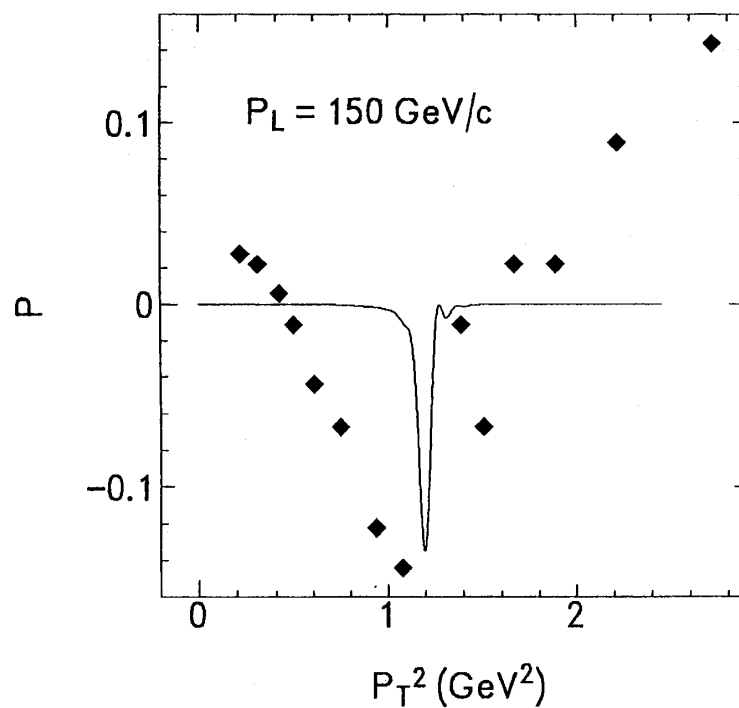


Fig. 11 実験室系の運動量が150GeV/cでの陽子—陽子弾性散乱の polarization の理論値と実験値。
◆は実験値^[12], そして理論値は実線で示されている。

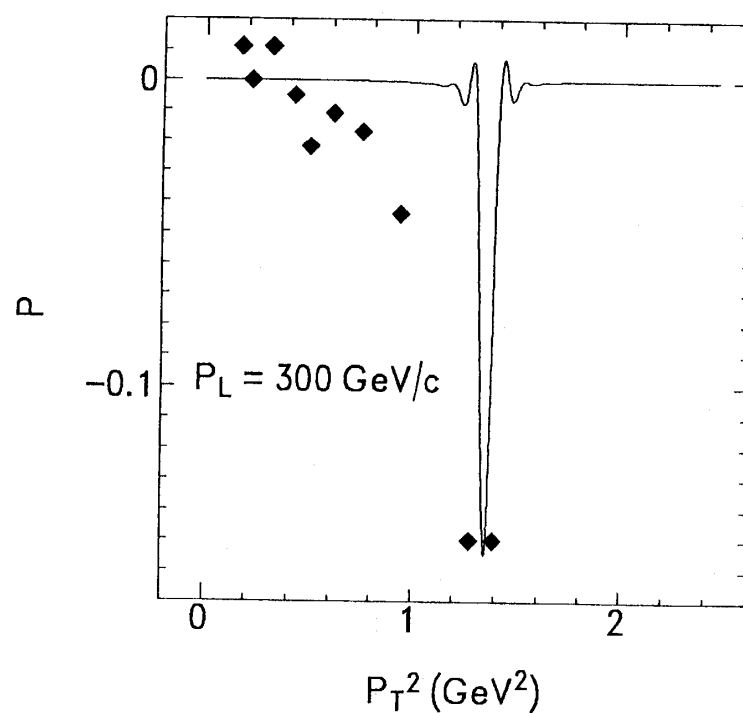


Fig. 12 実験室系の運動量が300GeV/cでの陽子—陽子弾性散乱の polarization の理論値と実験値。
◆は実験値^[17], そして理論値は実線で示されている。

2) $S^{1/2}=45\text{GeV}\sim 1000\text{GeV}$ のとき

Fig. 13～16は全て予想値である。傾向としては全て最大値をとるということと、重心のエネルギーが大きくなるにしたがって最大値の位置が P_T^2 の小さい方にずれるということである。

ここにおける1), 2) の性質は実は微分断面積にも現れている。それは $P_L=12\text{GeV}/c\sim 300\text{GeV}/c$ における散乱振幅 f_R からくる微分断面積にはひとつしかくぼみはなかったが $S^{1/2}=45\text{GeV}\sim 1000\text{GeV}$ のときにはふたつあったことに対応している。そしてこの違いはどこからくるかといえば式(58)の右辺の pprofile 関数 $F(\vec{b})$ にあらわれる α によるのである。この α の傾向は $P_L=12\text{GeV}/c$ に対して $\alpha=-0.29$ で、さらにエネルギーが大きくなるにつれて零に近づき $S^{1/2}=23\text{GeV}$ ($P_L=300\text{GeV}/c$) 付近で零となり、さらにエネルギーが大きくなるに従って α も大きくなり $S^{1/2}=100\text{GeV}$ においては $\alpha=0.1$ 程度の値になる。すなわち α の正負によって散乱振幅 f_R からくる微分断面積がひとつのくぼみを持ったり、ふたつのくぼみを持ったりするわけである。そして Polarization においては最小値を持ったり最大値を持ったりするわけである。

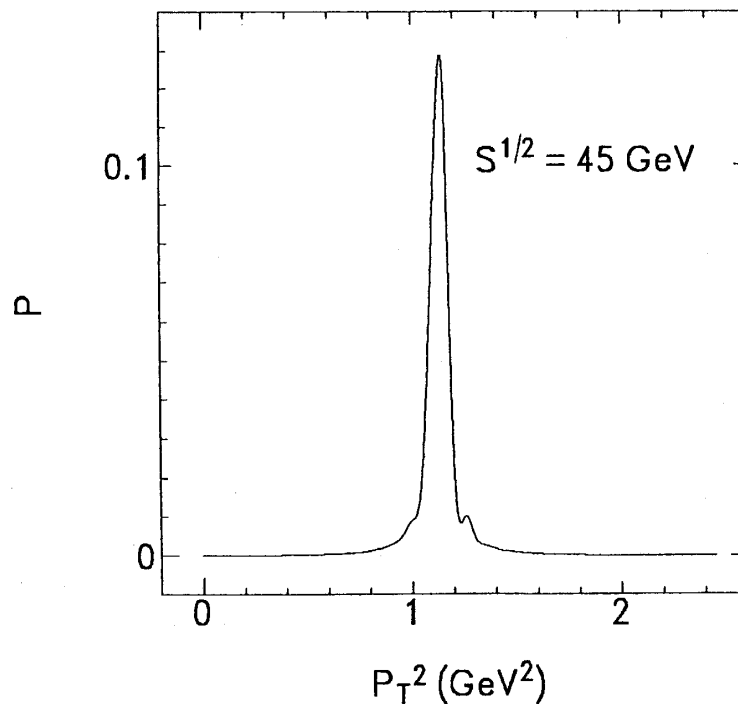


Fig. 13 実験室系の重心のエネルギーが45GeVでの陽子-陽子弾性散乱の polarization の理論値。

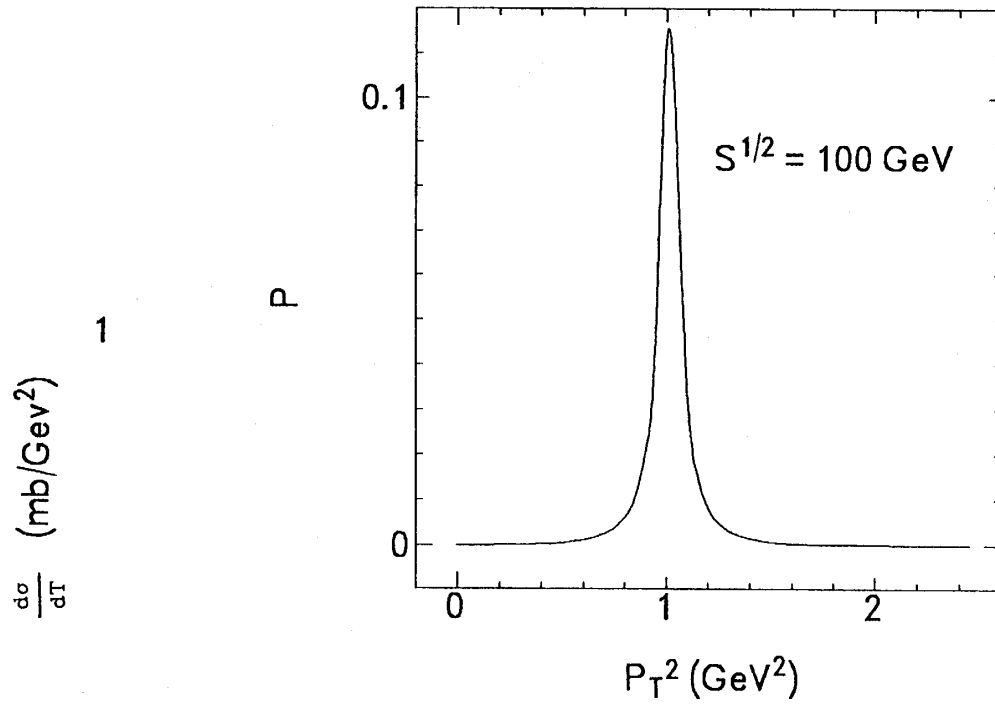


Fig. 14 実験室系の重心のエネルギーが100GeVでの陽子-陽子弾性散乱の polarization の理論値。

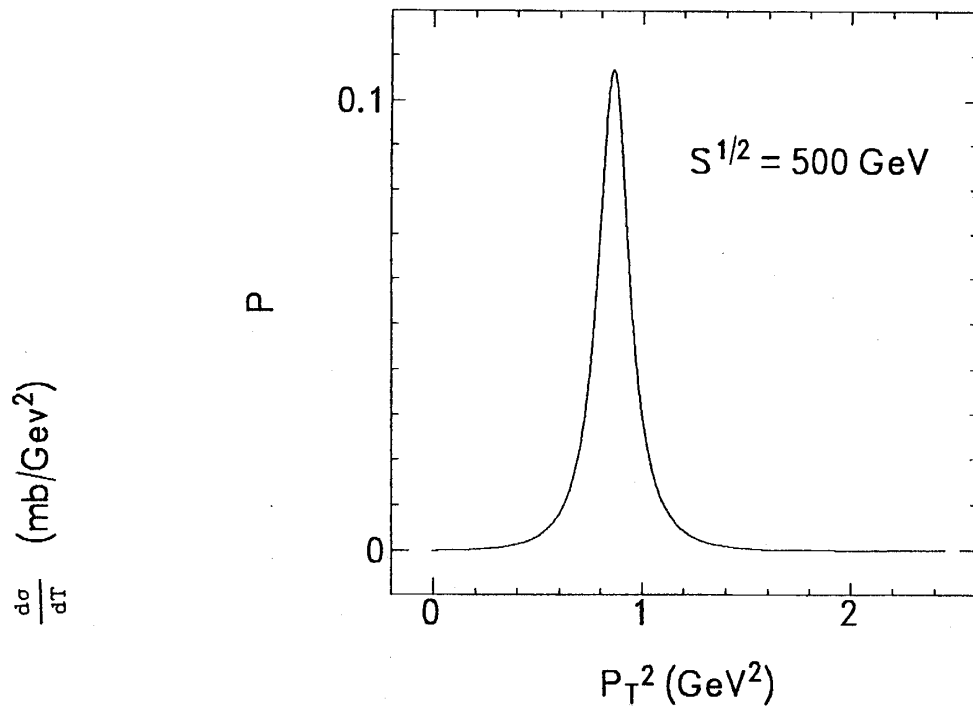


Fig. 15 実験室系の重心のエネルギーが500GeVでの陽子-陽子弾性散乱の polarization の理論値。

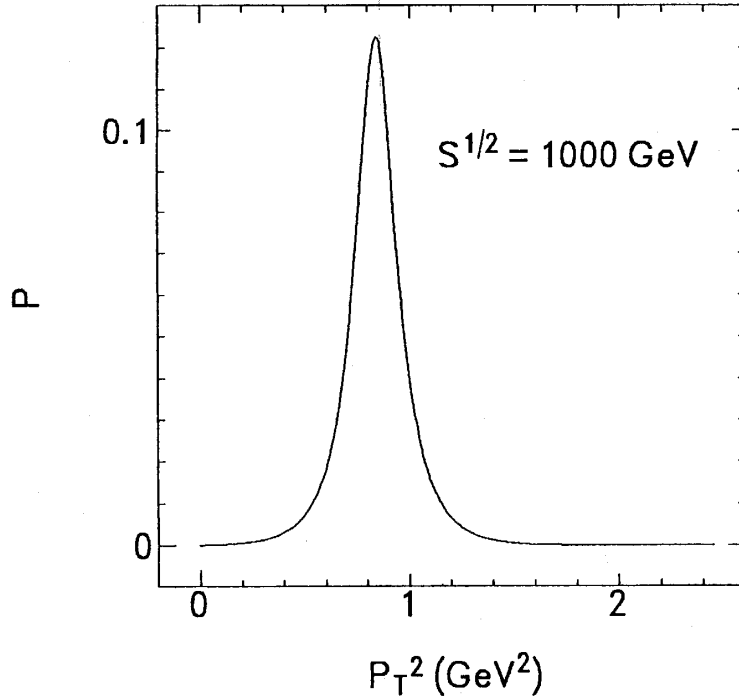


Fig. 16 実験室系の重心のエネルギーが1000GeVでの陽子-陽子弾性散乱の polarization の理論値。

C) $\alpha^{TH} = \text{Re}F(0)/\text{Im}F(0)$ と slope パラメーター β^{TH} のエネルギー依存性

パラメーター α_c と α_s , そして slope パラメーター β_c^2 と β_s^2 は微分断面積を説明するための自由パラメーターである。実験と比較するためのパラメーター α^{TH} と slope パラメーター β^{TH} はつぎのようにしてわれわれの理論から得られる。

$$\alpha^{TH} = \text{Re}F(0)/\text{Im}F(0) \quad (72)$$

$$\beta^{TH2} = \left| \frac{d}{dT} \text{Ln} \left(\frac{d\sigma}{dT} \right) \right|_{T=0} \quad (73)$$

これらの値と α_c , α_s , β_c^2 , そして β_s^2 との関係を Fig. 17, 18に示す。ただし β_s^2 はエネルギー依存性はそれほどなく $1.0 \sim 1.3 \text{ GeV}^2$ である。そして $T=0$ のとき $\alpha_s=0$ である。これらの量は直接実験にかかる量ではない。 α^{TH} は Fig. 17よりわかるように実験とほぼ等しいことがわかり、かつ $\alpha^{TH} \doteq \alpha_c$ であることもわかる。これからわかることは α^{TH} は散乱振幅でいえば $\alpha^{TH} \doteq f_r(0)/f_i(0)$ であるということである。つぎに β^{TH2} であるがこれは、Fig. 18の実線によって示されている。これはエネルギーの全領域で実験値より小さいように思われる。そして β_c^2 の値とはエネルギーの大きな所では異なっている。

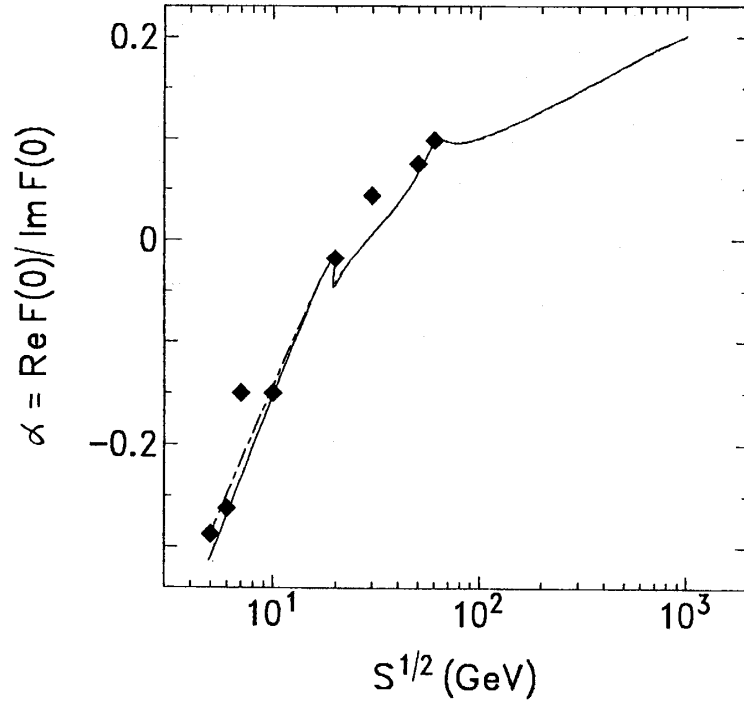


Fig. 17 自由パラメーター α_c , そして理論値 α^{TH} と実験値^[18]。◆は実験値を示し一点鎖線は α_c をあらわし実線は α^{TH} を示している。

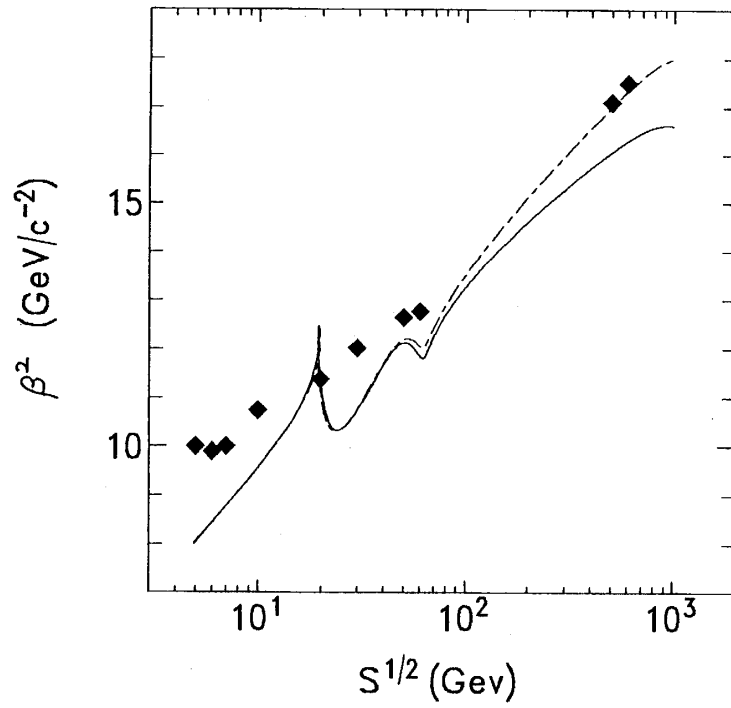


Fig. 18 Slope パラメーター β_c , そして理論値 β^{TH} と実験値^[19]。◆は実験値を示し一点鎖線は β_c をあらわし実線は β^{TH} を示している。

8 結論

Spin 依存性を持った Glauber 理論を構築したときに現れた profile 関数 $\Gamma_c(\vec{b})$, $\Gamma_b(\vec{b})$ は phase shift $\chi_s(\vec{b})$ の関数を含んでいた。そして $\exp(ibK\chi_s(\vec{b}))=1-\Gamma'(\vec{b})$ と仮定した。また $\Gamma'(\vec{b})$ は $\Gamma(\vec{b})$ と同様に Gaussian 型のものを採用した。

微分断面積に対しては spin 依存性の項に対する散乱振幅 g からの寄与はほとんどなく, spin 依存性のない項の散乱振幅 f の実数部分 f_R から得られる微分断面積はここで扱っている全エネルギー領域を通して $-T=1.1\sim 1.9\text{GeV}^2$ にくぼみがあることがわかった。しかもこのくぼみは, 散乱振幅 f_R の第 1 項と第 2 項との干渉であることもわかった。さらにこのくぼみは, 散乱振幅 f_I によってエネルギーの低いとき ($P_L=12\text{GeV}/c$) と, 反対に高いとき ($S^{1/2}=1000\text{GeV}$) に埋められていることもわかった。この理論の正しさを知るひとつの手がかりはエネルギーの高いところでのくぼみの消失が実験的に観測されることである。これと同じ様な現象は重心のエネルギー $S^{1/2}=540\text{GeV}$ での陽子-反陽子散乱に現れている^[20]。これらの現象は α_c の値の絶対値が大きいということに関わっていることがわかった。さらに α_c が正の値を持つとき, 散乱振幅 f_R から得られる微分断面積には 2 つのくぼみがあることがわかった。そしてこの第 2 くぼみは散乱振幅 f_R の第 2 項と第 3 項との干渉であることもわかった。この第 2 のくぼみは散乱振幅 f_I の寄与により埋められる。これらのことから f_I は非常に重要な働きをしていると結論できる。

つぎに polarization であるが, これにはいままでも無視されてきた散乱振幅 g からの寄与が大きいわけである。理論値と実験値を比べてもわかるように, われわれの理論は定性的なことしか予言できない。しかしここで重要なことはエネルギーが低い ($P_L\leq 300\text{GeV}/c$) ときにはマイナスに最小値があったのがエネルギーが高く ($S^{1/2}\geq 45\text{GeV}$) になるとプラスに最大値があるという性質であり, また凸凹の位置はエネルギーが $P_L=12\text{GeV}/c$ から $300\text{GeV}/c$ に増加するに従ってその位置は $P_T^2=1\text{GeV}^2$ から 1.35GeV^2 に増加し, さらにエネルギーが増加すると最大値の位置は小さい方にずれ $S^{1/2}=1000\text{GeV}$ に至っては $P_T^2=0.85\text{GeV}^2$ までずれるということである。

Polarization について定量的な議論ができないということは, われわれの理論が散乱振幅 g について正しく記述していないということである。これはどこからくるのかといえば, $\exp(ibK\chi_s(\vec{b}))=1-\Gamma'(\vec{b})$ と仮定したところからきていると思われる。

今後の課題としては, $\exp(ibK\chi_s(\vec{b}))$ をどのように扱うかということがまずあげられる。われわれの理論には陽子の構造というものは一切考慮されていないので, この構造をどのように取り入れていくかがつぎの課題である。そして最後に, 陽子は quark と呼ばれる粒子と gluon からできていることが知られている^[21]。そこで陽子-陽子散乱をさらに微視的な量で記述することが望まれる。

REFERENCES

- [1] U. Amaldi et al., Phys. Lett. 44B (1973) 112.
S. R. Amendolia et al., ibid 44B (1973) 119.
- [2] H. Cheng and T. T. Wu, Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 1456.
- [3] N. Kwak et al., Phys. Lett. 58B (1975) 223.
- [4] T. T. Chou and C. N. Yang, Phys. Rev. 170 (1968) 1591 ; F. Hayot and U. P. Sukhatem, Phys. Rev. D10 (1974) 2183.
- [5] T. T. Chou and C. N. Yang, Phys. Rev. D19 (1979) 3268.
- [6] T. T. Chou and C. N. Yang, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 764 ; Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 135 (E).
- [7] S. Y. LO, Nucl. Phys. B19 (1970) 286.
- [8] D. J. Clarke and S. Y. Lo, Phys. Lett. 19 (1979) 379.
- [9] R. J. Glauber, in Lectures in Teoretical Physics, Vol I , p315, ed. W. E. Brittin et al. (Interscience, New York, 1959).
- [10] R. J. Glaber and G. M. matthiae, Nucl. Phys. B21 (1970) 135.
- [11] J. Allaby et al., Necl. Phys. B52 (1973) 316.
- [12] G. Fidecaro et al., Phys. Lett. 76B (1978) 369.
- [13] Z. Asa'd et al., Phys. Lett. 128B (1983) 124 ; Phys. Lett. 130B (1983) 335. H. De Kerret et al., Phys. Lett. 68B (1977) 374.
- [14] N. Kwak et al., Phys. Lett. 58B (1975) 233.
- [15] A. Breakstone et al., Phys. Lett. 132B (1983) 458 ; Phys. Lett. 132B (1983) 463.
- [16] M. Borghini et al., Phys. Lett. 24B (1967) 77.
- [17] J. Snyder et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 781.
- [18] U. Amaldi et al., Phys. Lett. 66B (1977) 390. G. Matthiae 1983 Proc. High Energy Phys. Conf. Brighton, p714.
- [19] A. Martin 1963 Storong Interaction and High Energy Physics ed. R. G. Moorhouse (Edinburgh: Oliver and Boyd) A. Martin, Nuovo Cimento 42 (1966) 930 ; Nuovo Cimento 44 (1966) 1219.
- [20] UA4 Collab., M. Bozzo et al., Phys. Lett. 147B (1984) 385 ; Phys. Lett. 147B (1984) 392.
- [21] F. E. Close, An Introduction to Quarks and Partons, Academic press London New York San Francisco, 1979.