

學位申請論文

今井憲一

理
2/2函
1-2

主論文

「10 MeV 以下の陽子-陽子散乱微分
断面積の精密測定とその現象論的
解析について」

§ 1 序論

§ 2 実験装置と方法

§ 3 Data Reduction & μ 補正

§ 4 実験結果 & μ 誤差

§ 5 解析

§ 6 Discussion

§ 1 序論

低エネルギーの核子-核子散乱については、これまでに数多くの data が集積され、これらの data を用いた energy dependent な phase shift analysis では、 $n-p$ 系に現れる若干の phase shift を除き、450 MeV まで unique な phase shift の解が求められた。特に $P-P$ 散乱の場合は、実験精度も良く、測定された observables も多い為、その analysis によって求められた phase shift の精度はかなりのものである。しかし、25 MeV 以下及び 50 MeV 付近の $P-P$ 散乱の analysis に於いては、特に P -wave について、先に述べた energy dependent な phase shift の解と異なる解が得られている。そして、energy dependent な analysis に於ける energy dependency の取り入れ方が問題にされると共に、それらの結果が data 間の inconsistency と関係している事が指摘された。^{2)~4)}

一方、核子-核子相互作用の理論として、

one boson exchange や two pion exchange model が精力的に研究されてきている。⁵⁾ これらの model は、少ない parameter で実験結果を良く再現し得るが、scalar meson の問題、two pion exchange の計算法、Regge 化の問題等、未解決の部分も少なくない。そして、これらの model を検討していく上で、phase shift の ambiguity をなくし、その energy dependency を明らかにする事が実験研究に望まれている。

10 MeV 以下の P-P の微分断面積の精度の良い測定は、今までに Wisconsin,⁶⁾ Minnesota,⁷⁾ Berkeley,⁸⁾ で行われている。しかし、Sher, Signell, Heller,²⁾ (SSH) によつて、energy dependent 及び energy independent に、これらの data が詳細に解析された結果、これらの data 間には実験精度をはるかに越えるくらいの違いがある事が示された。我々の実験目的は、この data 間の ambiguity に結着をつけ、各 energy に於いて phase shift を決め、それを通じて one boson

exchange model を現象論的に調べる事である。

10 MeV 以下の p-p の微分断面積は、higher wave phase shift を one pion exchange model で仮定すると、 S_0 と "central" P-wave phase shift, ${}^3\Delta_c$, (${}^3\Delta_c = \frac{1}{9} \{ \delta({}^3P_0) + 3\delta({}^3P_1) + 5\delta({}^3P_2) \}$) の二つの parameter だけで記述できる⁹⁾。つまり、P-p の微分断面積の data だけを用いて、その energy に於けるこれらの phase shift を、unique に決める事が出来る。この事は、より高い energy では、多くの observables を測らねば phase shift が決まらぬ事と比べると、このエネルギー領域の大きな特徴である。SSH によると、 ${}^3\Delta_c$ は、各実験で大きく異なる値を示しているが、10 MeV 以下で、既に one pion exchange model で predict される値からかなりずれている。 ${}^3\Delta_c$ は、Born 近似が成立する範囲では、P-state の核力の central force による "phase shift" と考えられる¹⁰⁾。one pion exchange による P-state の central force は弱い斥力を示す。しか

し、 ${}^3\Delta_c$ は、10 MeV 程度で negative から positive になっており、既にこのエネルギー領域で、scalar meson 又は $I=0, T=0$, two pion exchange による引力が効いている事を示している。それ故、one pion exchange が確立した現在、この parameter を精密に決める事によって、scalar meson 或は、 $I=0, T=0$, two pion exchange について、重要な information を得る事が出来ると考えられる。特にこのように低い energy では、P-wave の impact parameter は非常に大きく、比較的重い ρ や ω 等の vector meson exchange の effect を余り受けずに、比較的軽いと思われる scalar 又は、two pion の information だけを、主に抽出出来ると言うのが大きな特徴であり、¹¹⁾ この実験の主眼点である。

しかし、 ${}^3\Delta_c$ は $\approx 0.1^\circ$ と非常に小さいので、Coulomb 項との干渉項としてしか微分断面積に知ってこない。それ故、この parameter を精度良く決める為には、前方の散乱角を中心とし

に角度分布を、精度良く測定する事が重要である。その為、実験に際しては、角度に depend した systematic な error が入らないように細心の注意を払った。又、data の信頼度を上げる為、何度か同じ測定を行った。この測定の相対誤差 $\sim 0.3\%$ は、ほとんど統計精度によるものである。絶対精度は $\sim 0.4\%$ だ。 Δc には余り sensitive ではないが、 $\Delta \theta$ phase shift には比較的 sensitive である。 $\Delta \theta$ phase shift は、scattering length や shape parameter 等の low energy parameter を決める上では重要である。

analysis に際しては、vacuum polarization 等、Coulomb 力以外の electro-magnetic interaction を考慮した¹²⁾。この実験の解析結果は、Berkeley の Data や、この Data を用いた SSH の analysis の解とも異なり、むしろ MacGregor 等の energy dependent $\Delta \theta$ phase shift の解と一致するものであった。

§ 2 実験装置と方法

1 ビーム及び散乱槽

この実験は、京大理学部のタンデム、バンデ、グラーフ加速器によって加速された陽子ビームを用いて行われた。加速された陽子ビームは、 90° analyzing magnet によって momentum を analyze され、さらに振り分け magnet によって曲げられ、Q-magnet により集束されて直径 100cm^{ϕ} の大型散乱槽に入射される。ビームのエネルギーは、 90° analyzing magnet によって決められ、その磁場は、水素の NMR 信号を用いて常時モニターされている。ビームのエネルギー巾は、この magnet の物点、像点におかれたスリット巾によって決まるが、この実験では、それぞれ 2mm 巾のスリットを用いた。この magnet の ρ が 800mm 巾なので、ビームのエネルギー巾は、この場合、 $\pm 0.25\%$ である。しかし、左右の像点スリットにあたるビーム強度を、加速電圧にフィードバック

し、加速電圧を安定化すると共に、像点スリットを通過するビームのエネルギー分布が、偏らばいようにしているので、平均エネルギーの変化は、 $\pm 0.1\%$ 程度である。

次に、散乱槽を Fig. 1 に図示する。この散乱槽に約 0.1 気圧の高純度の水素ガスを詰め、Detector はガス中に Set する。入口の Ni-foil は、ターゲットガスと transport line の真空を分離する為であるが、multiple scattering によるビームの広がりをおさくする為、直径 5mm 、厚さ 0.25μ という極めて薄い foil を使用した。この foil は、約 0.3 気圧の圧力に耐える事が出来た。さらにビームは、 0.3mm 厚、 2.5mm の stainless 製の double slit によって collimate される。collimation slit edge による散乱をおさくする為、スリットの厚さを出来るだけ薄くした。ビームの大きさ、入口の Ni-foil の所で、横巾約 3mm 縦巾約 6mm に集束されている。散乱領域に於けるビームについては、foil 及び水素ガス

による拡散を考慮せねばならない。multiple scatteringのeffect¹³⁾を入れた、ビームのプロファイルを、Monte Carlo法によって調べた結果をFig. 2に示す。この計算では、入口のNi-foilでは平行な一様ビームと仮定し(実際、foil等による拡散に比べると、その拡散は無視出来る) H₂ガスのeffectは、effectiveに同じ厚みをもつ仮想的な"H₂-foil"で代用した。H₂ガスのeffectは、Ni-foilのeffectと比べると小さいので、この仮定で十分だと考えられる。Ni-foil及びα⁺ガスによるmultiple scatteringの1/e angleは、5 MeVでは、 5×10^{-3} radだが、slitでcollimateされているので、Fig. 2に示されているように、effectiveには 3×10^{-3} radである。これらのeffectは、後述べるように、G-factor及びα⁺ charge collectionの評価の時に考慮されねばならない。

2 Faraday cup と charge collection

Fig. 1に示されているように、Faraday cup

は、小さな diffusion pump で $\sim 1 \times 10^{-6}$ Torr に保
 持してあり、gas target との分離には、 30mm^{ϕ}
 の 2.5μ の Havar-foil を用いている。ビームの
 幅は、Faraday cup での beam collection の
 精度に影響する。それ故、同じく Monte Carlo
 法によって、出口の Havar foil 上、及び Far-
 aday cup の入口での beam の profile を計算し
 た (Fig. 3)。この場合は、 H_2 ガスは、3枚の
 仮想的な " H_2 -foil" に置き換えた。Fig. 3 か
 ら、beam collection は十分である事が確かめら
 れる。実際、この計算結果は、感光紙で beam
 spot を調べた結果とほぼ一致する。Faraday
 cup 部には、Fig. 1 に示すように、2つの永
 久磁石によって、磁場を作っている。前方の
 は、出口の Havar foil からの最大エネルギー
 の electron (陽子エネルギー 8MeV の時、最大
 16keV のエネルギーをもつ) を、十分 trap
 する事が出来、又、他方は Faraday cup か
 ら、後方に散乱される、比較的エネルギーの
 小さな electron を、trap する為のものである。

current integrator の reproducibility は、公称 0.02% である。水銀電池と高抵抗から成る current source を用いて、実験中、時々 calibration をして、integrator の reproducibility を check し、又、integrator の温度も常時 monitor した。それによると、相対的な calibration の精度 0.05% 以上の変動は見られなかった。(尚、calibration の絶対精度は、水銀電池の電圧、及び高抵抗の絶対測定 of 誤差の為、total で 0.12% であった。) 又、Faraday cup の電気的絶縁は、500 M Ω 以上で、integrator の input impedance に比べて、十分大きく、leak current は無視できる。

3 Gas target

この実験では、大型散乱槽全体に水素ガスをつめて、target とした。通常よく使われる薄膜の窓のついた、小さな gas target を使用しなかったのは、foil よりも gas の方が、multiple scattering の effect が小さい為である。

る。

水素ガスは、99.999%の高純度ガスを使用し、その圧力を蒸気圧 $\leq 10^{-8}$ Torrの高真空用oil DC704を用いたoil manometerで測定した。約0.1気圧程度のカスをつめて実験したが、level差は、約100cmで、測定精度は ± 0.3 mmである。又、oilのdensityは、 $15^{\circ}\text{C} \sim 30^{\circ}\text{C}$ にわたり、0.1%の精度で測定した。

温度は、散乱槽に精密級の水銀温度計をsilicon グリ-スでcontactさせて、 0.1°C の精度で測定した。これらの測定は、各run毎に行った。一連の測定中での変化は、非常に小さく、温度で $0.3 \sim 0.4 \text{ K}^{\circ}$ 、圧力で 2 mm 程度であった。圧力はgasをつめてから、1時間くらいの間は、散乱槽の壁による吸着等のために、少し減少する傾向が見出されたが、その後ほぼほとんど変化しなかった。

一般に、時間が経つと、壁からのout gasの為にcontaminant gasが増加する。散乱陽子のエネルギースペクトルでは、contaminant

gas による peak と、水素による peak は、ほとんどの角度で分離している。それ故、contaminant gas からの Yield によって、その分圧を計算する事が出来る。この場合、contaminant gas は、主に空気だと考えられるので、空気による陽子の散乱の角分布を測定し、その data を用いて分圧を計算した。実際は、contaminant による分圧が問題になる前に、gas をつめかえて実験したので、それによる圧力の補正は、ほとんど必要なく、最大でも 0.1% 程度であった。

4 Detector system

散乱陽子は、 $770\ \mu\text{m}$ の厚さの Surface barrier type の SSD で検出した。Slit system は、巾 $4\ \text{mm}$ の front slit 及び $4\ \text{mm} \times 8\ \text{mm}$ の rear slit から成り、いずれも $0.5\ \text{mm}$ 厚のステンレス製で、放電加工によって作られている。これらの dimension は、光学的に $\pm 1\ \mu\text{m}$ の精度で測定されている。又、front slit と rear

slit の間に、Detector assembly の cover の内壁による散乱粒子が、Detector に入るのを避ける為に、buffer slit を設けた。

この Detector assembly は、約 100 cm^2 の回転テーブル上に固定され、又、Detector の slits は、 0° に於いて beam collimator slits と共に、transit で set した。回転センター及びこれらの slit の setting は、約 0.05 mm の精度である。

Detector の setting の角度は、回転テーブル側面の角度目盛で読みとるが、視差をなくす為、小さな望遠鏡を用いた。角度の setting は、特に前方の散乱角では、大きな誤差の原因になるので、どの程度の精度で setting 出来るかを、レーザーと平面鏡を用いて、次の要領で調べた。

十分な平面度の表面鏡を、回転テーブルのセンターの位置に固定し、そのほぼ中心に、レーザー光線をあてる。約 6.5 meters 離れた実験室の壁に貼りつけたメジャー上に反射し

たレ-ガ-光の位置を読みとる事によって、回転テーブルの回転角を測定した。この測定で、角度の setting 精度を調べると共に、角度目盛の calibration も出来る。

-15° ~ +25° の範囲で 1° ごとに数回測定した結果、角度の setting に於ける誤差の標準偏差は $\pm 0.34'$ であった。この誤差は、同じ角度で何度も setting しなおした時の値とほぼ同じであり、角度の目盛は、この精度内で正しい事がわかった。

又、45° の位置に monitor 用の Detector system をつけ、target gas 及び beam 量をモニターした。

5 Electronics

測定回路を Fig. 4 に示す。測定回路は、非常に簡単なものであるが、この実験の場合には、特に各回路の dead time による event の数え落しに注意しなくてはならない。特に数え落しが問題になるのは ADC である。ADC の数

え落しを補正する為に、self-Gateを作り、Linear Gateを通して、Gate数を scaler で数えている。

各回路の速さは、SSD-Pre Amp の立ちあがりには 100 nsec, Amp は shaping time 250 nsec. Discre は dead time 1 μ sec, scaler は 20 MHz である。counting loss 補正用として、Discre の dead time 1 μ sec が最大である。counting rate は、200 $^{\circ}$ /sec 以下になるよう、ビーム量を調整したので、Discre での counting loss は、0.02% 以下で、この実験の精度から比べて無視できる。ADC の counting loss は 2% 以下で、その補正の精度は 0.2% 以下と考えられる。この誤差は、ADC の counting loss が、pulse height に depend する事を考慮したものである。

全回路の energy resolution は、約 1% (FWHM) で、6 MeV 以上の proton に対しては、1% 以下であった。5 MeV の 8 $^{\circ}$ と 9 $^{\circ}$ の測定以外は全て、contaminant と p-p 散乱の peak を、分離する事が出来た。

実験手順

Systematic な error を少なくする為に、実験の条件を実験中出来るだけ測定し、又、monitor しなくしてはならない。各角度では、何回かに分けて data をとり、その consistency を check すると共に、 25° より前方の角度では、ビーム方向のドリフトの影響をなくす為、左右の角度で交互に何度か data をとり、平均した。この操作は、角度の 0° check を行った事にもなっている。

角度を変える度に、gas 圧力、及び温度を読みとり、integrator の calibration は、数時間毎に行った。 45° に固定された monitor detector の Yield によって、その統計誤差 $0.1 \sim 0.2\%$ の範囲で、beam 量、及び target 量の測定結果と consistent であることを確かめた。

実験の終りに、 $C^{12}(p,p)C^{12}$ の 4.808 MeV の resonance を用いて、energy calibration を行った。これは、入口の Ni-foil をつけたまま、Chamber を真空にして測定した。C-foil は、 $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

を用い、Ni-foilと共に、その厚さを、Am- α source を用いて測定した。

散乱の領域での incident energy を決める為には、各 energy で Ni-foil 及び H₂-gas での energy loss を知らねばならないが、これは、Marion と Young の ガラフ¹³⁾ によった。例えは、5 MeV での Ni-foil 及び散乱中心子での H₂-gas による energy loss は、それぞれ 9.8 keV と 53.7 keV である。これらの estimation の誤差は、せいぜい数%であり、実験の精度と比べて無視出来る。

§ 3 Data reduction と補正

gas target の場合、cross section は次式で与えられる。

$$\sigma_{\text{Lab}}(\theta_L) = Y \cdot \sin \theta_L / n N G$$

ここで、 θ_L は、Lab 系の散乱角、 Y は Yield、 n は 1cc あたりの target の個数、 N は beam の数である。 G はいわゆる Geometrical factor である。これについては、後で詳しく述べる。

1 Yield estimation

Fig. 5 に散乱された陽子の energy spectre の例を示す。まず contaminant による elastic peak は、5 MeV の 8° , 9° の測定以外は、p-p の elastic peak と分離出来るので問題は無い。分離出来ない所では、その前後に分離可能な角度で測定し、陽子の空気での散乱角分布の Data で補正した。補正の量は、 $0.1 \sim 0.3\%$ で、補正の精度は、実験精度からいって無視でき

る。

Fig. 5 に示されているように、 p - p elastic peak より low energy 側には background がある。background の原因としては、collimation slit の edge scattering 等による beam 中の low energy 成分、SSD での reaction、Detector 側の slit による slit edge effect 等が考えられる。beam 中の low energy 成分については、 45° で coincidence をとり、2次元の energy spectre を調べたが、Fig. 6 を見てわかるように、ほとんどいい事がわかった。SSD での nuclear reaction の確率は、 8 MeV 以下では 0.07% 以下⁽¹⁴⁾で、background の主な原因とはなりにくい。それ故、background の主なものは、slit edge によるものと考えられる。slit edge による background は、 p - p の peak の channel まで、連続的にあるはずであり、Fig. 5 の真線のように、background の subtraction を行うのが適当である。 p - p の elastic peak の tail が、どこまで伸びているかについては、energy loss の fluct.

uation等 を考慮した Monte Carlo 計算による P-P の spectra と比べて判断した。

background subtraction の量は、Yield の 0.1 ~ 0.3% 程度であり、subtraction による誤差は、それより one order 以下となるので無視できる。

gas を抜いて真空にした時の測定では、 8° 、 9° 以外は何も入らないが、 8° 、 9° では、collimator の slit や buffer の slit の edge の effect と考えられる background が、low energy 側に観測された。この為に、これらの角度では、0.2 ~ 0.3% の background subtraction が必要だが、それ以外では background subtraction は 0.1 ~ 0.2% である。

その他、Yield estimation に対する補正として、ADC の counting loss の補正、及 n nuclear reaction による SSD の inefficiency の補正を行った。後者は、先に述べたように 0.07% 以下で非常に小さい。

2 G-factor

G-factor については、Silverstein¹⁵⁾によって詳しく調べられており、次式によって与えられる。

$$G = G_{00} (1 + \Delta_0 + \Delta_1 \frac{\sigma^{(1)}(\theta)}{\sigma(\theta)} + \Delta_2 \frac{\sigma^{(2)}(\theta)}{\sigma(\theta)} + \dots)$$

$$G_{00} = 4b_1 b_2 l / Rh$$

ここで、 $\sigma(\theta)$ は Lab 系の cross section, $\sigma^{(n)}(\theta)$ はその n 次の微分である。 b_1, b_2 は、それぞれ前後の slit の半分の中、 l は後の slit の縦の長さ、 R は散乱中心から後の slit までの距離、 h は前後の slit 間の距離である。

Δ_n は、角度及び Geometry によって決まるもので、line beam 及び、有限の径をもった平行ビームの場合には、Silverstein によって与えられている。又、divergent beam に関しては、Critch field と Dodder¹⁶⁾ によって計算されている。

この実験では、ビーム強度が $\sim 20 \text{ nA}$ で、あまり強くなく、その為に、少々大きな G-factor ($G_{00} \sim 9.8 \times 10^{-5} \text{ cm}$) を用いざるを得ない。

った。その為、展開項が無視できず、 8° では1%強の補正が必要になる。Critch field と Dodder の divergent π beam に対する計算は、foil による等方的拡散りを仮定してあり、この実験の場合、Fig. 2 に示されているように、むしろ平行ビームの式に近いと思われる。

これを確かめる為、実際の beam について、Monte Carlo法によってシミュレーションを行い、cross sectionが等方的な場合、つまり $\sigma^{(0)}(\theta) = 0$ の時と real な角分布を仮定した時の差を調べた。cross section に depend した補正項を G_{00} に対する % として、Fig. 7 に示す。ここでは実線は、 2.8 mm^2 の平行ビームとした場合の計算値で、点線は、完全に拡散した beam の場合の計算値である。但し、ここでは計算は才3次微分の項までと、cross section に depend した部分のみ比べる為、 Δ_0 は除いている。実際 Δ_0 は、平行ビームの場合、最大でも 0.04% 程度である。これによると、こ

の実験では 3 次の項までの平行ビームの計算式で十分の事がわかる。

又、この計算に必要な cross section は、2% 以内で、self-consistent であり、実際 cross section の計算に使う S-wave の phase shift を 1° 変えても、G-factor の変化は、最大 0.01% である。beam の径の dependency も小さく、 1mm^2 の変化に対し、G-factor の変化は、最大 0.01% である。

3 multiple scattering effect

その他の correction としては、散乱粒子の、ガスによる multiple scattering の effect が考えられる。multiple scattering の correction は、散乱臭から Detector までの H_2 gas による multiple scattering の為に、Detector に入るべき粒子が、散乱されて入らない数と、もともと Detector に入るべきでない粒子が散乱されて、Detector に入る数とが、打ち消し合わない結果として表わされる。散乱の角分布が急激な程、この知

果は大きいと考えられる。それ故、5 MeV, 8° の条件で、Monte Carlo 計算によって、この effect を調べた。

Cross section は、2% 以内で実験値を再現するものを採用し、連続分布の H_2 gas の代りに計算を簡単にする為、散乱板からの Detector までの間に、effective に同じ厚さに作るように3枚の仮想的な " H_2 -foil" を置き、multiple scattering のシミュレーションを行う。最初の P-P 散乱の乱数発生領域は、multiple scattering を起して、Detector に入る確率が、一定以上ある領域に限られる。そして、" H_2 -foil" が無い場合に、Detector に入るべき数と、multiple scattering されて、実際に入ってきた数とを比べる。この結果、foil が無い時に入るべき数と、実際に入ってきた数の ratio は、 1.0008 ± 0.0012 であった。5 MeV, 8° という条件は、最も multiple scattering の effect が、大きいと考えられるので、multiple scattering の effect は無視できるとした。尚、multiple

scattering effect は、ガス圧に依存するの
で、 H_2 -gas の圧力を 0.1, 0.075, 0.05 気圧
にして測定したが、統計精度 $\sim 0.3\%$ 内で変化
は見られなかった。

§ 4 実験結果と誤差

Table 1 及び Fig. 8 に、得られた微分断面積の結果を示す。尚、Lab 系の cross section から、CM 系の cross section へ変換する Jacobian は、relativistic 形式を用いた。

Table 2 に、誤差の主なものを示す。ここでは、energy の normalization error 以外は、すべて cross section に対する error として示した。error の主なものは、統計誤差である。ほとんどの測定値で、これは 0.3% であるが、前方の角度では、Yield が多いので 0.2% 程度である。

角度の setting は、§ 2 で述べたように、± 0.34' の精度であるが、これを cross section の誤差に直すと、8° では 0.3% ~ 0.5% と、前方ではかなり大きくなるが、13° 以上では 0.1% 以下で、大きな角度ではあまり問題にはならなくなる。尚、beam の方向のドリフトは、左右の角度で交互に起こる事によって消去されたと考え、誤差には入れない。

$C^{12}(p,p)C^{12}$ の 4.808 MeV resonance を用いて、数回 energy calibration を行、たが、その結果、beam の energy drift が $\pm 0.1\%$ 程度であ、たので、これを energy の relative error とした。cross section は、前方では E^{-2} に比例し、後方では E^{-1} に比例する為、 0.1% の energy error は、cross section に直すと前方で 0.2% 、後方で 0.1% と角度に depend した量になる。

target gas の圧力、及び温度の誤差は、relative には manometer の level 差、及び温度計の読み の精度そのものである。target number に対して、これらは相対誤差となるが、oil の density の測定誤差は、normalization error になる。oil density の誤差は、比重計による測定 の精度である。

charge collection の誤差は、相対誤差として、integrator の reproducibility 0.02% 、normalization error は、integrator の calibration の精度で決まる。これは、ほぼ calibration 用の

current source を構成する水銀電池の電圧測定 (0.07%) と、高抵抗の測定 (0.1%) の精度による。

G-factor の誤差は、ほとんど normalization error で、slit の巾や、位置の測定の誤差によるものである。G-factor の補正項の estimation の精度は、Monte Carlo 計算の誤差 $\leq 0.05\%$ によるもので、前方の角度だけしか効かない。

この表にあげた他、contamination、及び background の estimation 及び SSD の inefficiency correction の error があるが、これらは、無視できる程小さい。

§ 5 解析

10 MeV 以下の微分断面積は、次式で表わされ²⁾。

$$\sigma(\theta) = \sigma_N(\theta) + \sigma_{\text{Int}}(\theta) + \sigma_{\text{C+vp}}(\theta)$$

$$\begin{aligned} k^2 \sigma_N(\theta) &= \sin^2 \delta_0 + 18 \Delta_T^2 \left[\frac{36}{25} + \left(\frac{\Delta_{LS}}{\Delta_T} \right)^2 \right] \\ &\quad + 9 \cos^2 \theta \left[3 \Delta_C^2 + 2 \Delta_T^2 \left\{ \frac{12}{35} - \left(\frac{\Delta_{LS}}{\Delta_T} \right)^2 \right\} \right] \\ &\quad + [\text{higher wave contribution}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} k^2 \sigma_{\text{Int}}(\theta) &= \frac{1}{2} \text{Im} \left[e^{2i\tau_0} (e^{2i\delta_0} - 1) f^{S*} \right] + 9 \Delta_C^2 \cos \theta \times \\ &\quad \text{Re} \left[e^{2i(\tau_1 + \tau_2)} f^{P*} \right] + [\text{higher wave contribution}] \end{aligned}$$

$$k^2 \sigma_{\text{C+vp}}(\theta) = \frac{1}{4} |f^S|^2 + \frac{3}{4} |f^P|^2$$

$$f^S = f_c(\theta) + f_c(\pi - \theta) + f_{\text{vp}}(\theta) + f_{\text{vp}}(\pi - \theta)$$

$$f^P = f_c(\theta) - f_c(\pi - \theta) + f_{\text{vp}}(\theta) - f_{\text{vp}}(\pi - \theta)$$

$${}^3\Delta_{LS} = \frac{1}{12} (-2 {}^3\delta_{10} - 3 {}^3\delta_{11} + 5 {}^3\delta_{12})$$

$${}^3\Delta_T = \frac{5}{12} (-2 {}^3\delta_{10} + 3 {}^3\delta_{11} - {}^3\delta_{12})$$

∴ ∴ ∴. f_c は coulomb amplitude, $f_{\text{v.p}}$ は vacuum polarization の amplitude ∴ あり。 δ_0 は δ_0 - phase shift. τ_0, τ_1 は vacuum polarization に よる $L=1, 2$ に 対応する phase shift ∴. δ_{1J} は 3P_J - phase shift ∴ あり。

この analysis では、vacuum polarization amplitude 及び phase shift τ_0, τ_1 については、Coulomb Distorted Wave Born Approximation を用いて導き出した式^{17) 18)}を使った。それらの式は $\chi(= \frac{e^2}{\hbar v})$ で展開されており、1 MeV 以上では、より精密な数値計算の結果と数%の範囲で一致している事が確かめられている²⁾。

式から判るように、nuclear phase shift として、微分断面積に主に与えるのは、 1S_0 -phase shift と $^3\Delta_c$ である。 $^3\Delta_{cs}$ や $^3\Delta_T$ は、2次で知くものに対し、 $^3\Delta_c$ は、Coulomb 項との1次の干渉項の為に、その contribution が特に重要である。しかし、計算プログラムの関係で、実際には 1S_0 phase shift と 3P_0 phase shift を、free parameter として analysis を行った¹⁹⁾。そして D-wave 以上は、one boson exchange model の predicted value に fix した。この one boson exchange model の各 parameter は、Furuichi²⁰⁾ 等によつて、450 MeV までの N-N の Data に fit するようによつて選ばれた値を用いた。 3P_1 と 3P_2

の phase shift は. $p-p$ の 450 MeV での energy dependent solution¹⁾ の値に fix した。
 3P_1 と 3P_2 の固定の仕方をいろいろ変えて analysis しても. ${}^3\Delta_T$ や ${}^3\Delta_{LS}$ は. 変化するが. ${}^3\Delta_C$ は. ほとんど変化しないので. ${}^3\Delta_C$ を問題にするか
 かり. このような phase shift analysis の仕方
 でも十分だと考えられる。実際. Berkeley の
 data について. この方法で analysis した結
 果は. Sher 等の analysis の結果と一致した。

次に. phase shift analysis の結果を Table 3
 に示す。Table 3 の A は. data の誤差を relative
 error とした時の結果である。error が. 全
 て正しく standard deviation で示されておれば
 . data-point あたりの χ^2 は 1 に近い。よって
 . この結果は. error estimation が reasonable
 である事を示している。

Table 3 の B は. error の絶対誤差を用い
 て analysis した結果である。Table 3 の C は
 絶対誤差のうち energy の normalization error
 の中だけ energy を変えて. analysis した時の

結果を示している。実際、phase shiftの誤差としては、Table 3-2 で与えられた誤差に、energy変化に対応する phase shiftの変化を誤差として、加味したものをを用いるべきであろう。

1S_0 phase shift と $^3\Delta_c$ について、他の data によるものと共に、Fig. 9, 10 に示す。この実験の結果は、特に $^3\Delta_c$ については、Berkeley の data 等と大きくずれているが、 1S_0 phase shift の場合と共に、energy dependent solution とは、むしろ consistent な結果と評している。又、Wisconsin の ~ 4 MeV までの結果とも、consistent なようである。

1S_0 phase shift については、 $^3\Delta_{cS}$ 及 $w^3\Delta_T$ の仮定(今の場合 3P_1 と 3P_2)に、少々 depend するので、 1S_0 の誤差は、 $^3\Delta_{cS}$ 及 $w^3\Delta_T$ の ambiguity を入れると、Table に示したよりも、もう少し大きいと看えるべきであろう。

§ 6 Discussion

Fig. 10 に示されているように、我々の実験の結果は、5 MeV で σ で ${}^3\Delta_c$ が positive に振っており、この事は、one pion exchange の斥力に、 σ でこの energy で scalar meson 又は two pion の引力が、打ち勝っている事を示している。しかも、より高い energy の data で fit した one boson exchange の prediction よりも、かなり positive な方向にずれているという事は、通常用いられるよりも、scalar meson の mass を小さくするか、coupling constant を大きくすれば、one boson exchange model でこの ${}^3\Delta_c$ を fit する事が出来たという事を示している。

Fig. 10, 及び Table. 3 に、one boson exchange model との比較、及び boson の parameter を示す。確かに scalar meson の parameter を変える事によつて、 ${}^3\Delta_c$ を fit 出来るが、そうすると、50 MeV 領域の 3P_0 -phase shift につい

では、fit が非常に悪くなる¹¹⁾。つまり、この
 ような簡単な one boson exchange model では、
 両方をうまく fit するのが困難なようにみえ
 る。

特に、one boson exchange model の精密化と
 いう現在の理論的段階を考えると、この困難
 を克服する事は、基本的に重要であろう。最
 近は、scalar meson の代わりに、two pion ex-
 change を $\pi-\pi$ や $\pi-N$ の実験 data を用いて計算
 する試みが精力的に行われており、又、Regge
 化の問題も議論されておられ、我々の実験 data
 は、先に述べた意味に於いて、これらの model
 を check する上で重要な役割を果たし得るだ
 ろう。

一方、10 MeV 領域の精密実験は、強い相互
 作用の最も精密な data を与え得るという意味
 で、核力の charge dependence 等、相互作用の基
 本的な問題を調べる上で有用である。特に、
 電磁相互作用とのかかわり合いを明らかにす
 る事は、単に、散乱の data から、nuclear part

の情報を引き出す為の correction として必要
 であるという事以上の意味を持つていると思
 われる。実際、Coulomb 力以外に、特に va-
 cuum polarization の effect については、多く
 の研究がなされてきているし、この実験の phase
 shift analysis にも多く取り入れられている
 。それ以外の電磁相互作用の effect について
 も、proton の電磁構造を考慮した計算を行っ
 た (詳細は参考論文参照)。それによると、 $^3\Delta_c$
 に関しては、ほとんどの実験精度から見ても、無
 視出来る程度の effect であるが、S-wave に
 対する effect は、実験精度と比べて無視出来
 ないものである。しかし、S-wave に対する
 effect は、核力のかたりの内部の問題なので
 、計算方法にも問題があり、又、核力と分離
 する事自体の問題もある。電磁相互作用によ
 る P-P の polarization の計算値を、Fig. 11 に示
 す。この実験から得られた phase shift を用い
 て、求められた値(実線)と比べてみると、無
 視出来ない事がわかる。この energy 領域では

・ polarization はまだ測られておらず、実験的研究が待たれている。

最後に、我々と他の実験との違いを明らかにする意味で、他のこれまでの実験について、comment しておく。Berkeley の data は、 π トロンを用いたため、background が多く、background subtraction が 1% 近く、energy の誤差も 0.4% でかなり大きい。又、Los Alamos の data は、前方の角度での測定が少なく、しかも、 10° の data は χ^2 が大きくなりすぎるとして、neglect している為、 12.5° 以上の data しか使っていない。gas target の代わりに、 2.5μ の Havar foil の window を用いており、multiple scattering の effect が問題であろう。又、gas の purity が 99.7% と悪く、前方角度の data は、contaminant の subtraction が大きな factor になるだろう。Minnesota の data は、かなり古く、energy spectre を測定していない為、contaminant の effect や、background subtraction 等が困難だと思われる。

§ Acknowledgment

この小論を終えるにあたり、この実験の共同研究者である、西村登吾、田村詔生、佐藤皓各氏に感謝の意を表すると共に、実験にあたり適切な助言を頂いたバンデ、グラフ加速器実験室のstaffの方々に、お礼を申し述べたい。

References

- 1) M. H. MacGregor, R. A. Arndt, R. M. Wright, *Phys. Rev.* 182 (1969) 1714
- 2) M. S. Sher, P. Signell, L. Heller, *Annals of Phys.* 58 (1970) 1
- 3) H. Sato (to be published)
- 4) J. Holdeman, P. Signell, M. Sher, *Phys. Rev. Lett.* 24 (1970) 243
- 5) S. Ogawa, S. Sawada, T. Ueda, W. Watari, M. Yonezawa,
Supple. of Prog. Theor. Phys. 39 (1967) 140
- 6) D. J. Knecht, P. F. Dahl, S. Messelt, *Phys. Rev.* 148 (1966) 1031
- 7) L. H. Johnston, D. E. Young, *Phys. Rev.* 116 (1959) 989
- 8) R. J. Slobodrian, H. E. Conzett, E. Shield, F. Tivol,
Phys. Rev. 174 (1968) 1122
- 9) H. P. Noyes, H. M. Lipinsky, *Phys. Rev.* 162 (1967) 884
- 10) L. Heller, M. S. Sher, *Phys. Rev.* 182 (1969) 1031.
- 11) K. Imai, K. Nisimura, H. Sato, N. Tamura
Bulletin of the Institute for Chemical Research, Kyoto Univ. 52 (1974) 142
- 12) K. Imai, KUNS-304. (1974). unpublished
- 13) Marion, Young. *Nuclear Reaction Analysis*. (North. Holl. pub.)
- 14) M. Q. Makino, C. N. Waddel, R. M. Eisberg.
Nucl. Instr. Methods 60 (1968) 109
- 15) E. A. Silverstein, *Nucl. Instr. Methods* 4 (1959) 53

- 16) C.L. Critchfield, D.C. Dodder, Phys. Rev. 75 (1949) 419
- 17) L. Durand III, Phys. Rev. 108 (1957) 1597
- 18) E. Eriksen, L.L. Foldy, W. Rarita, Phys. Rev. 103 (1956) 981
- 19) Prof. W. Watari 先生に謝意を表すに 70 年 7 月 24 日 17 日付。
- 20) S. Furuichi, H. Suemitsu, W. Watari, M. Yonezawa,
Prog. Theor. Phys. 41 (1969) 461

Figure Caption

- Fig 1 実験の set up
- Fig 2 Target center z の Beam profile
- Fig 3 exit foil 上 (A) & μ Faraday cup の 入口 (B) z の Beam の 拡がり。 縦軸は $\int_R^{\infty} I(r) 2\pi r dr / I_0$ % z 示してゐる。
- Fig 4 測定回路系
- Fig 5 5 MeV z の 散乱陽子の energy spectre。
a は 8° , b は 11° の spectre z あり。 b z は 小さな contaminant peak が見える。
- Fig 6 $45^\circ z$ の 同時測定に於ける 二次元の energy spectrum。等高線 z Yield ε 示す。左右の Detector からの pulse height が それぞれ X 軸 Y 軸に 対応してゐる。
- Fig 7 G-factor 補正項。 実線が 平行 ε^{-4} の 公式。 点線が divergent ε^{-4} の 公式から 計算したものの。
- Fig 8 微分断面積 (C.M 系)
- Fig 9 'S₀-phase shift. MAW-X は MacGregor 等による energy dependent solution'。

Fig 10 ${}^3\Delta_c$ - phase shift. SSH は Sher et al に よる ,
energy dependent solution²⁾. broken curve は
one pion exchange , dot-dash curve は OBE
model に よる 計算値 と 示す。

Fig 11 δ Mett Z^0 の polarization 。 実線 は、得られた
 T_0 phase shift set と 用いて計算したものの。
点線 は、電磁相互作用による計算値。

Table 1 P-P Differential Cross Section

$\theta_{lab}^{E_P}$	4.978 MeV		6.968 MeV		8.030 MeV	
	$\sigma(\theta)_{c.m.}$ mb/sr		$\sigma(\theta)_{c.m.}$ mb/sr		$\sigma(\theta)_{c.m.}$ mb/sr	
8°	461.92	±2.92	248.14	±1.49	189.82	±0.95
9°	301.90	1.36	165.58	0.68	130.22	0.54
10°	212.93	0.75	123.20	0.42	98.95	0.34
11°	161.84	0.58	99.52	0.38	81.27	0.26
12°	132.87	0.40	85.80	0.23	71.95	0.23
13°	115.76	0.42	78.41	0.21	66.39	0.17
14°	105.70	0.38	74.02	0.18	63.25	0.20
15°	99.86	0.38	71.31	0.23	61.80	0.20
16°	96.24	0.38	69.74	0.22	60.65	0.21
18°	93.33	0.39	69.38	0.24	60.35	0.18
20°	93.11	0.31	69.38	0.24	61.09	0.20
22.5°	93.81	0.36	70.16	0.22	61.64	0.20
25°	94.98	0.38	71.08	0.21	62.26	0.22
30°	97.46	0.37	72.71	0.23	63.68	0.21
35°	98.68	0.32	73.90	0.26	64.22	0.22
40°	98.90	0.41	73.43	0.26	64.24	0.21
45°	100.00°	0.35	74.09	0.26	64.85	0.22

The errors quoted are relative only.

Table 2 A Summary of Errors

Relative Error (in percent)

Pressure	0.03
Temperature	0.04
Current Integrator	0.02
Beam Energy	0.1~0.2
Angle Setting	0.0~0.5
Counting Loss	0.0~0.2
Statistics	0.2~0.3
Total	0.3~0.5

Normalization Error (in percent)

Target Number	0.11
Charge Collection	0.12
G-factor	0.10
Total	0.20
Beam Energy ^{a)}	0.1

a) indicates the error in the calibration of the beam energy and does not include the error due to the uncertainty of the resonance energy $C^{12}(p,p)C^{12}$ at 4.808 MeV.

Table 3 Phase Shift Analysis

E (MeV)		1S_0	$^3\Delta_C$	$^3\Delta_{LS}$	$^3\Delta_T$	$\frac{\chi^2}{N-2}$
4.978 (4.983)	a	54.63 ± 0.04	0.015 ± 0.014	0.040	-0.512	1.04
	b	54.63 0.05	0.014 0.016	0.041	-0.512	0.82
	c	54.65 0.04	0.008 0.014	0.051	-0.504	1.16
6.968 (6.975)	a	55.34 ± 0.04	0.036 ± 0.014	0.103	-0.739	0.89
	b	55.34 0.04	0.035 0.016	0.106	-0.737	0.67
	c	55.37 0.04	0.031 0.014	0.111	-0.733	0.94
8.030 (8.030)	a	55.30 ± 0.04	0.055 ± 0.014	0.133	-0.856	0.66
	b	55.30 0.04	0.052 0.016	0.136	-0.853	0.49
	c	55.33 0.04	0.050 0.014	0.140	-0.850	0.70

OBE - Parameter

	mass	$G^2/4\pi$	$Gf/4\pi$	$f^2/4\pi$
π	137.5	14.4		
ω	750	8.28	2.574	0.800
ρ	750	21.92	8.427	3.240
scalar meson	450	2.57		

Fig. 1 SCATTERING CHAMBER

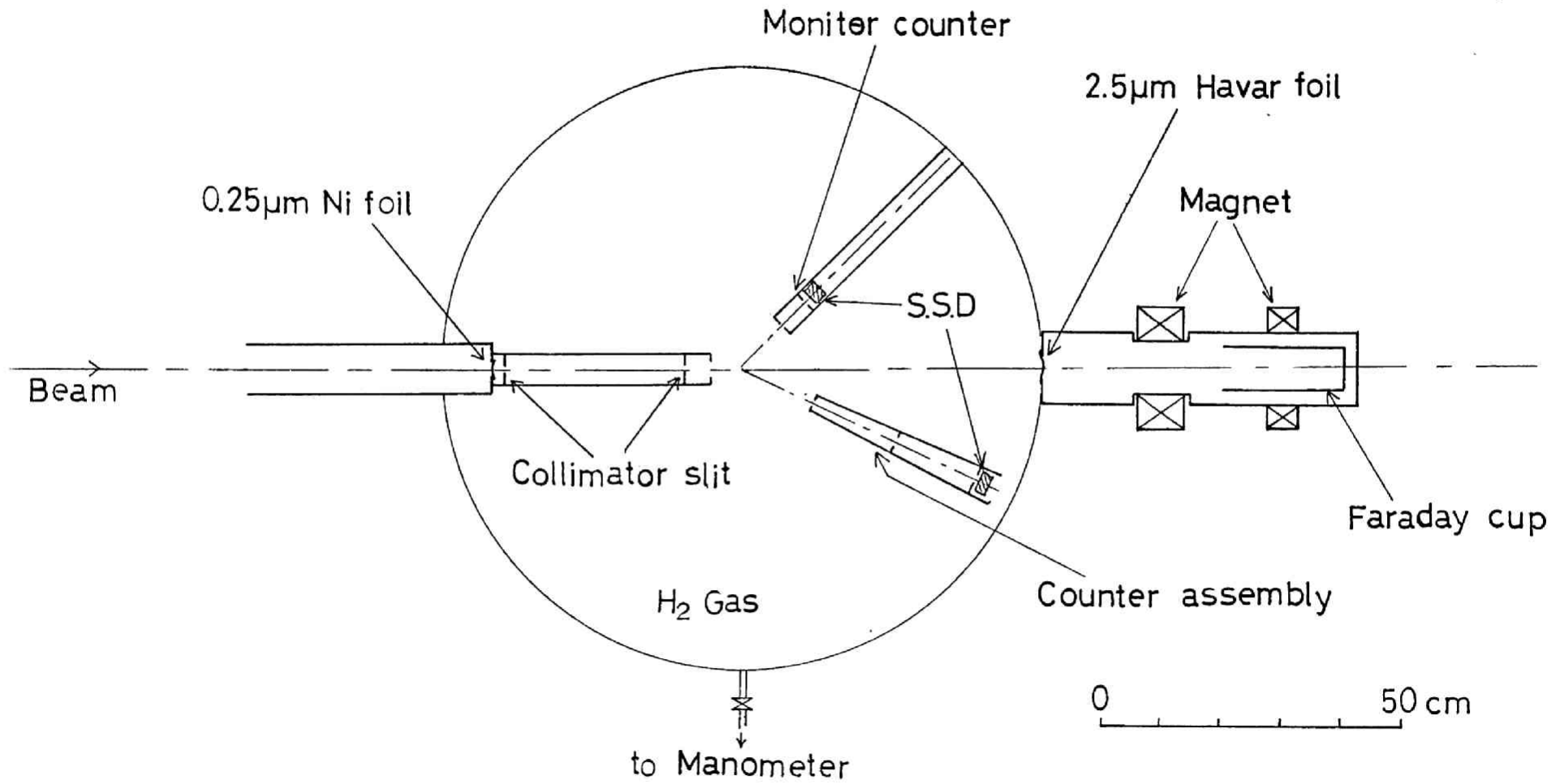


Fig. 2 Beam Profile at Target Centre

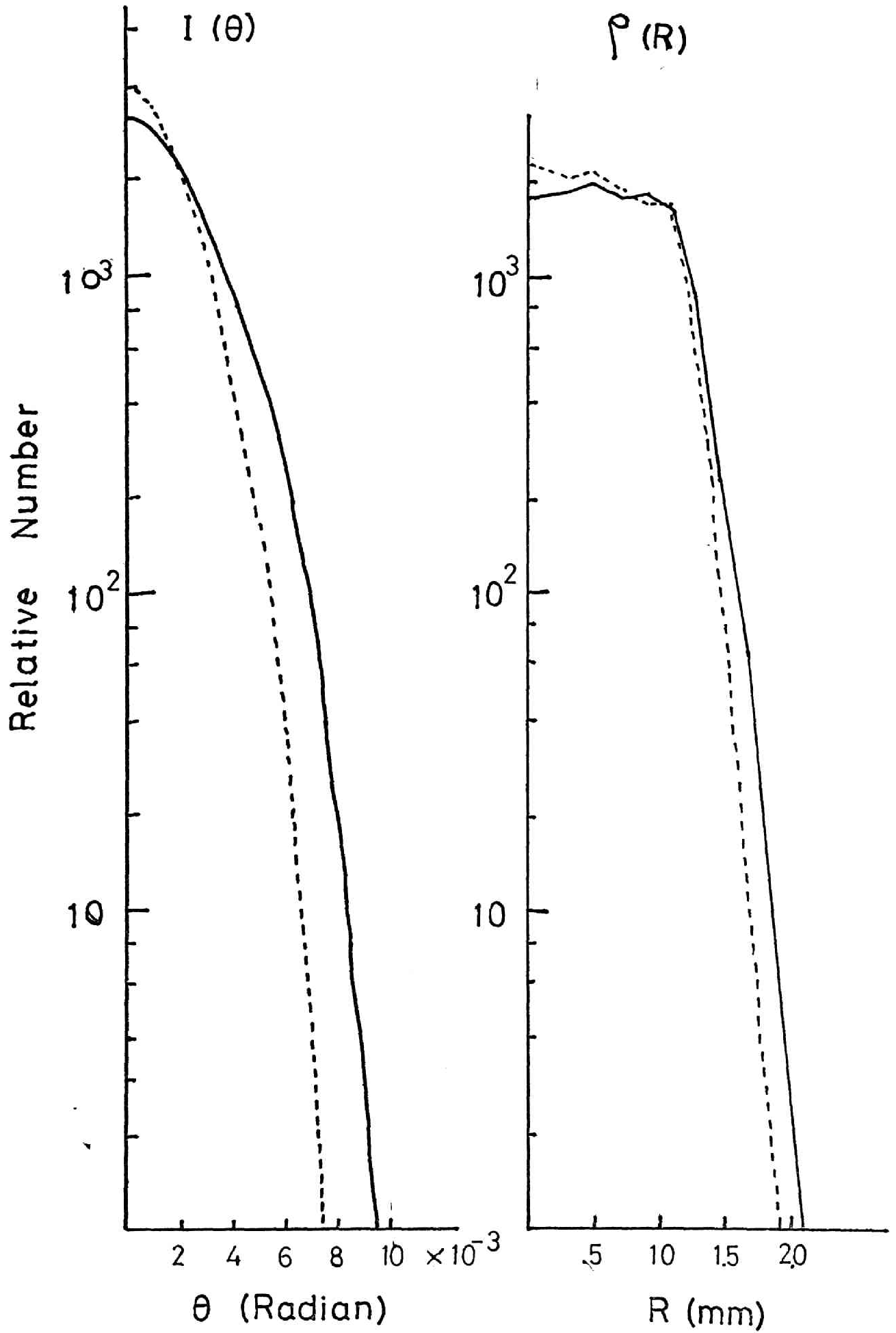


Fig. 3 Charge Collection

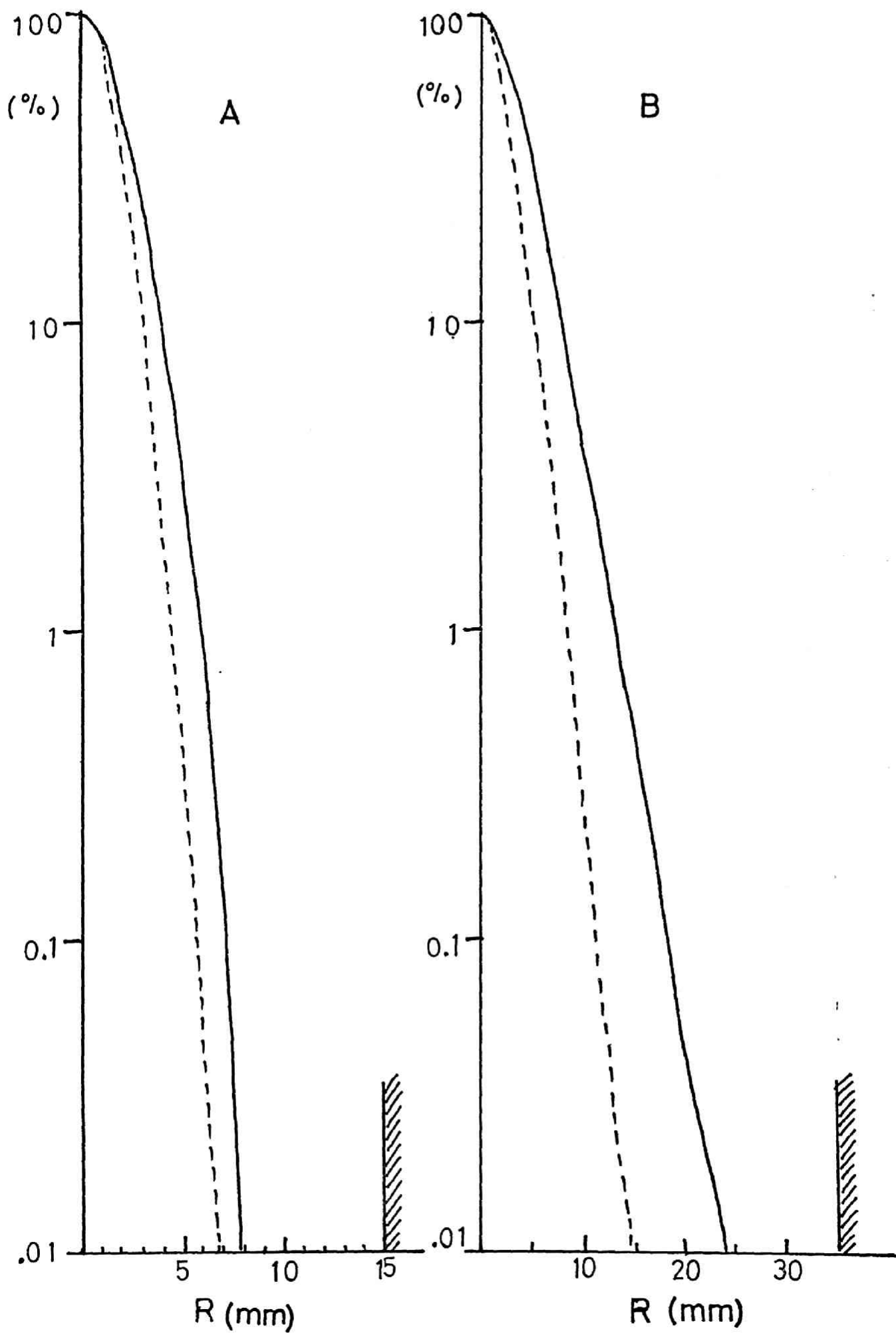


Fig. 4 BLOCK DIAGRAM OF ELECTRONICS

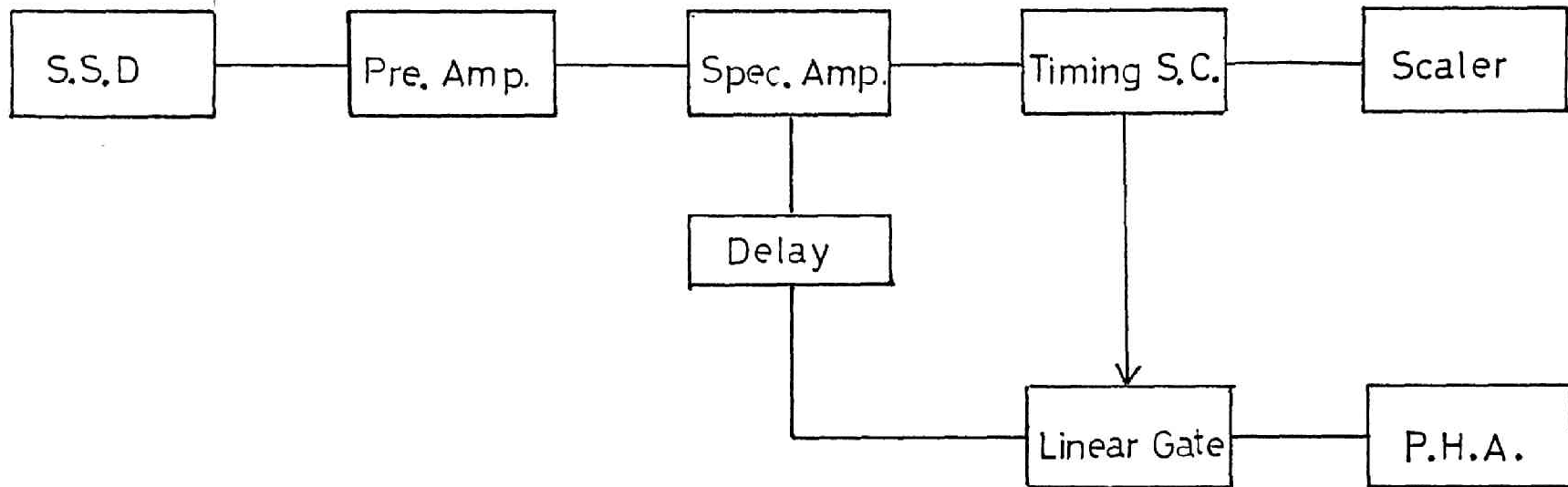


Fig 5-a

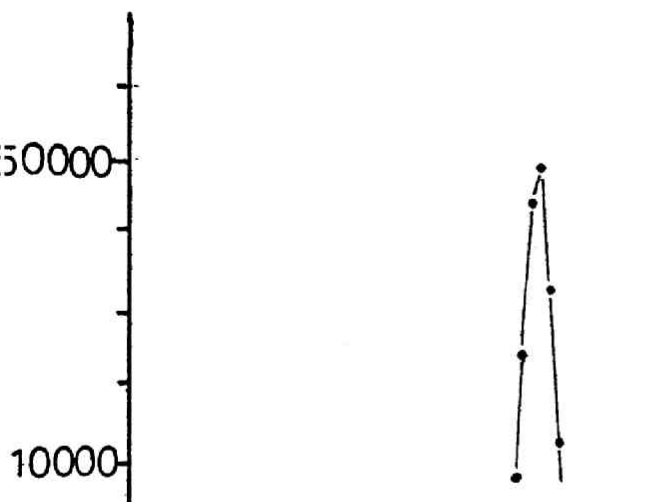


Fig 5-b

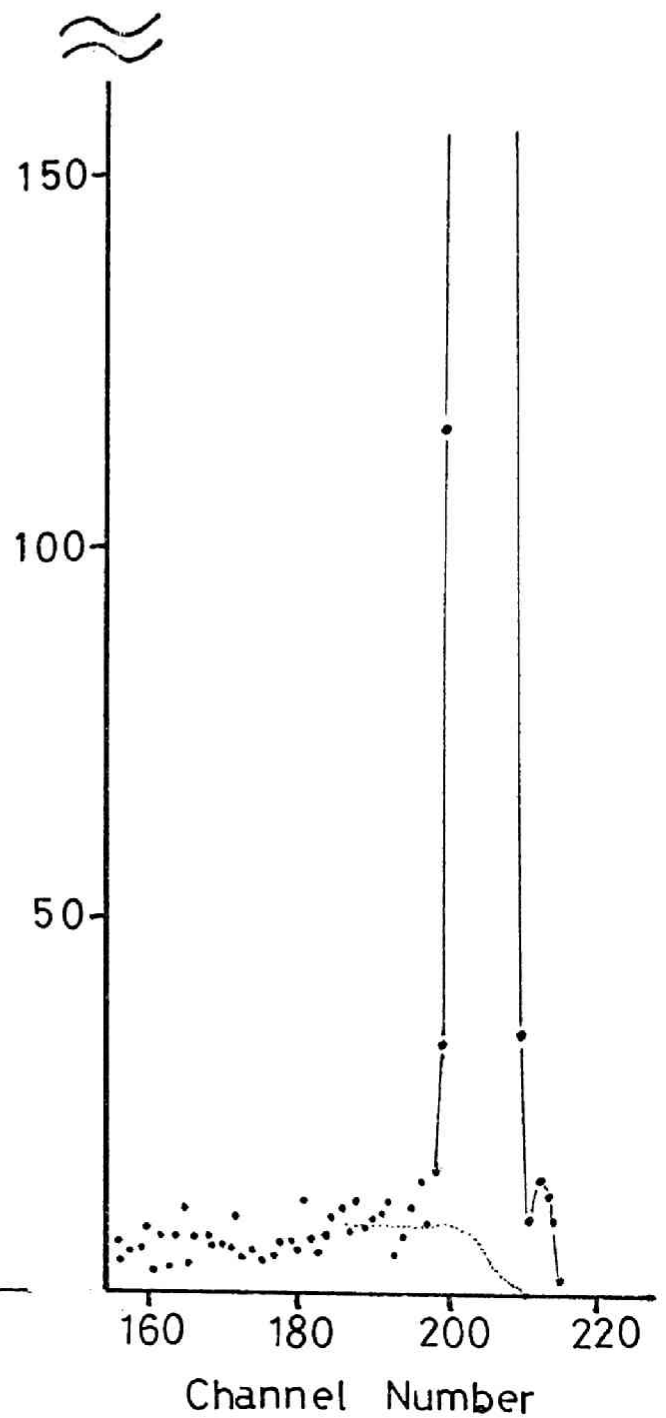
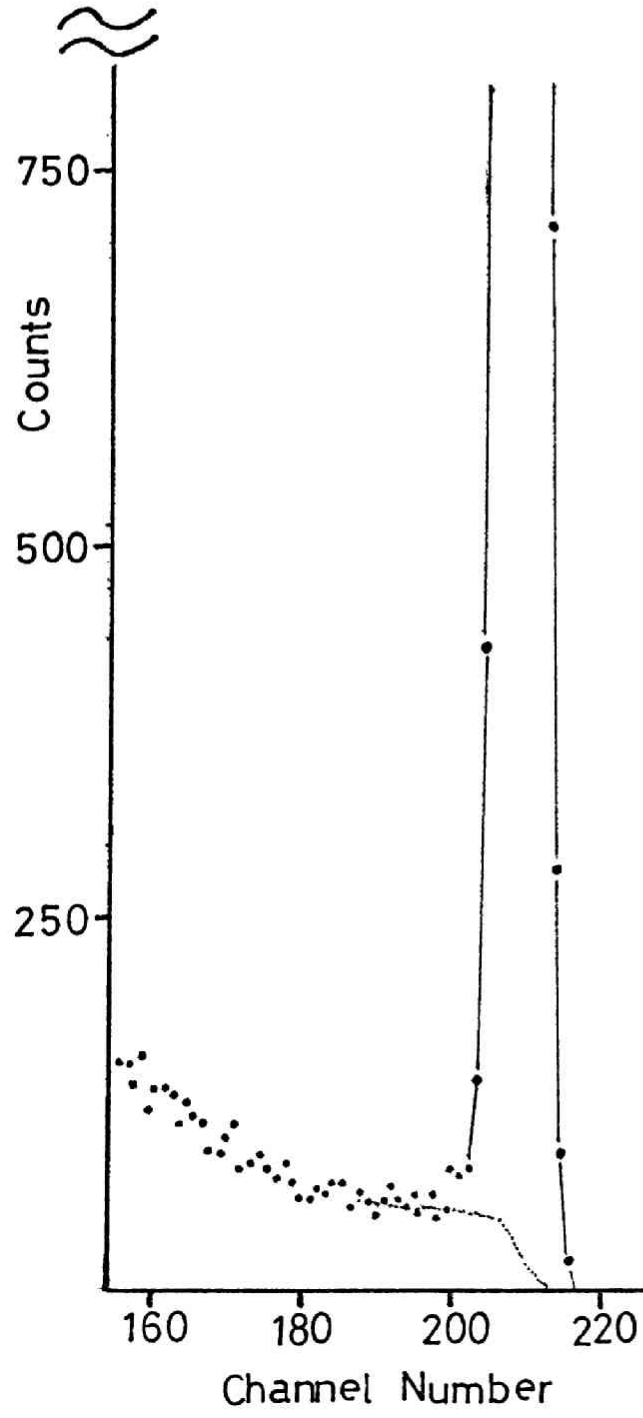
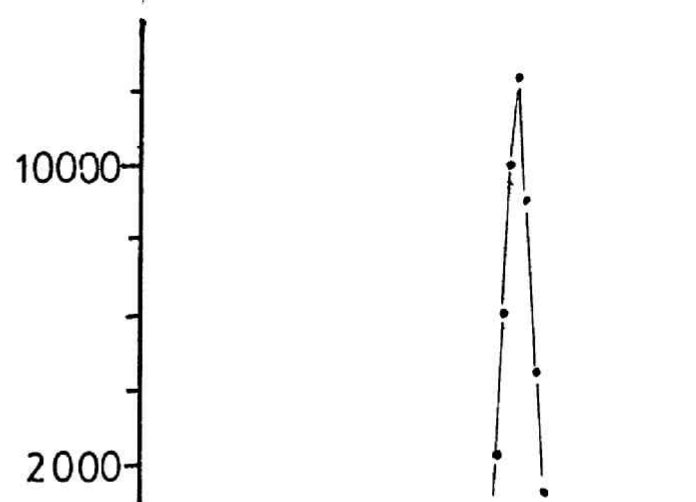


Fig 6

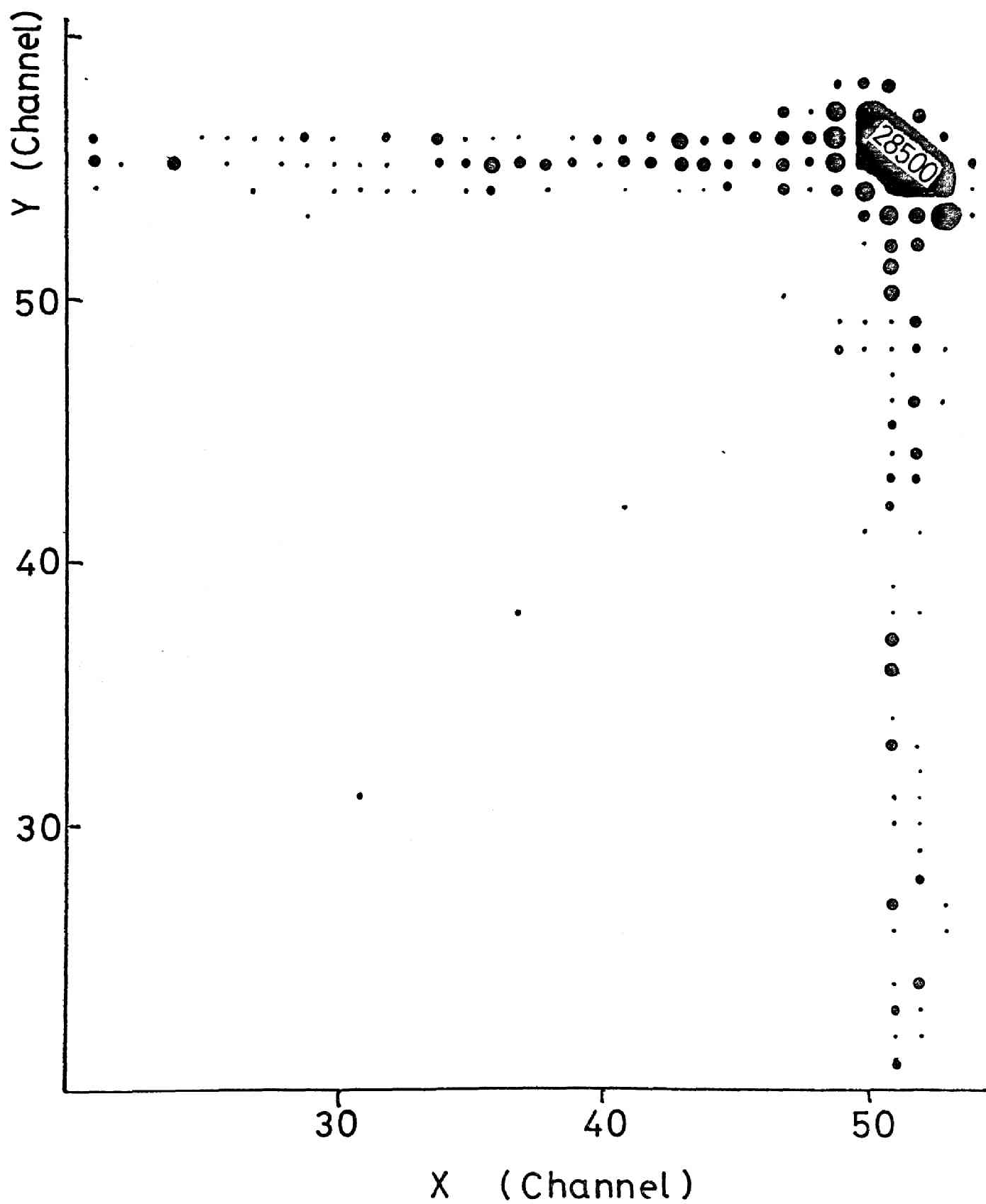


Fig 7 G-Factor Correction

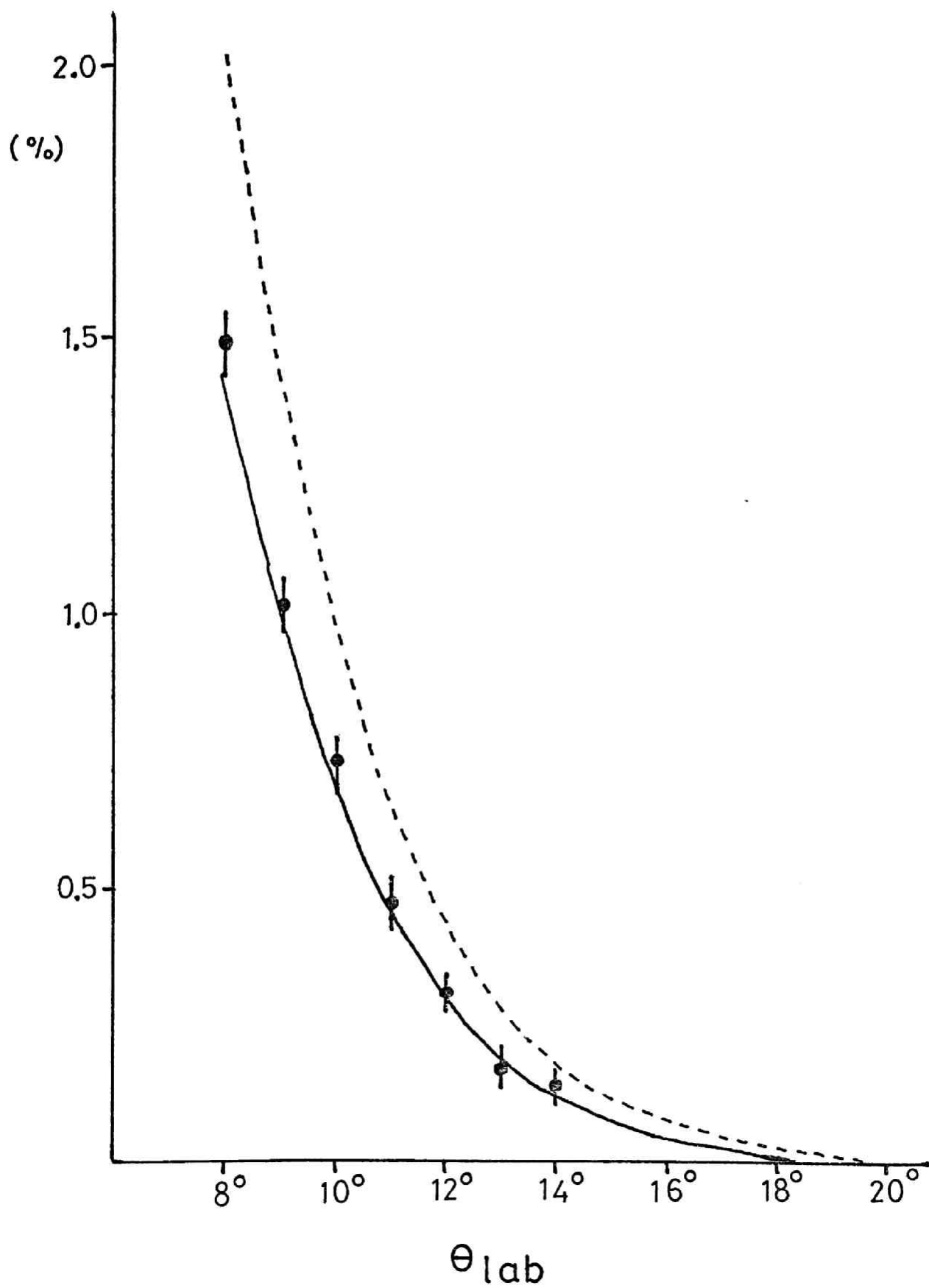


Fig 8

Proton-Proton Differential Cross Sections

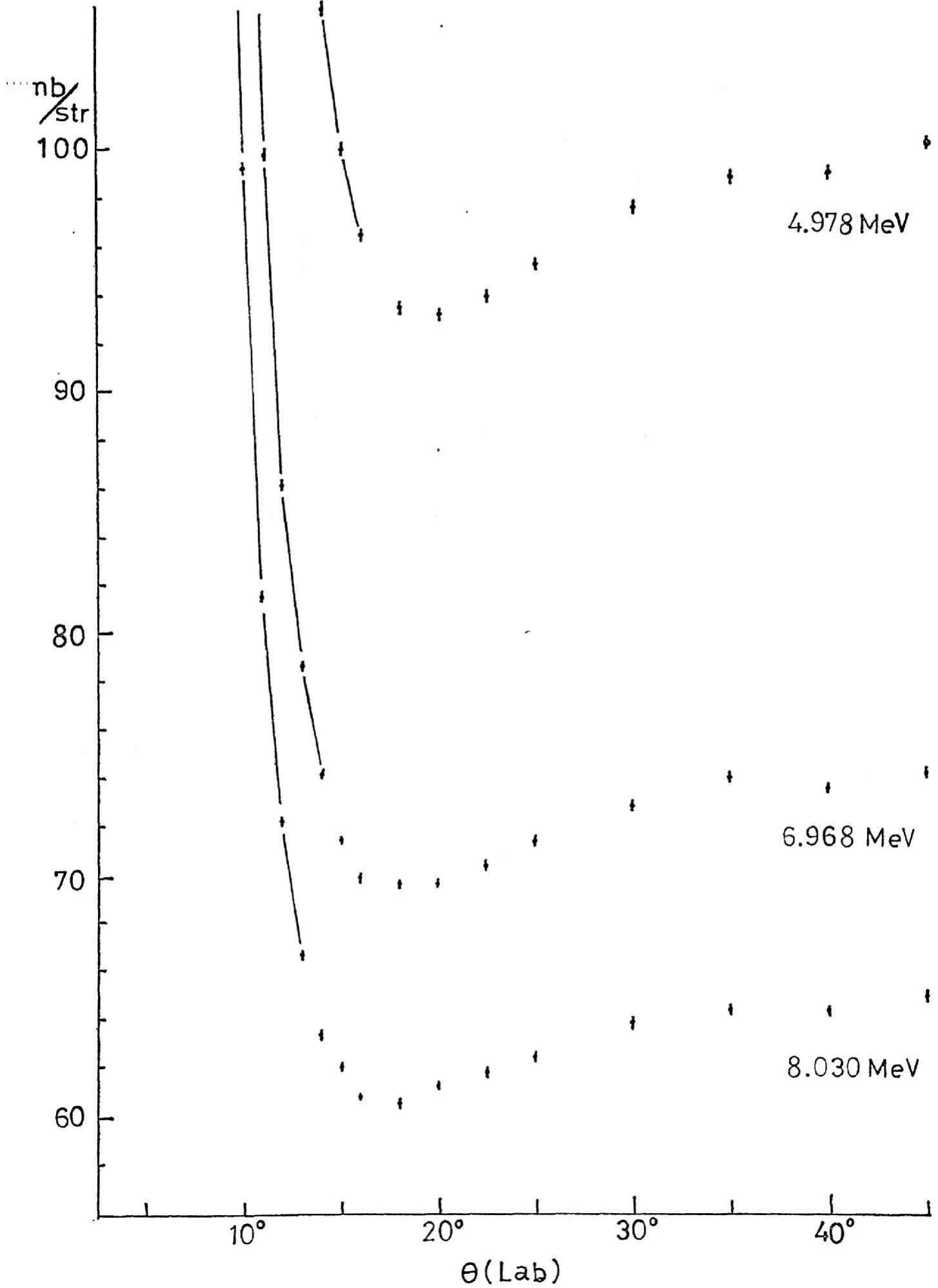


Fig 9 S-Wave Phase Shift

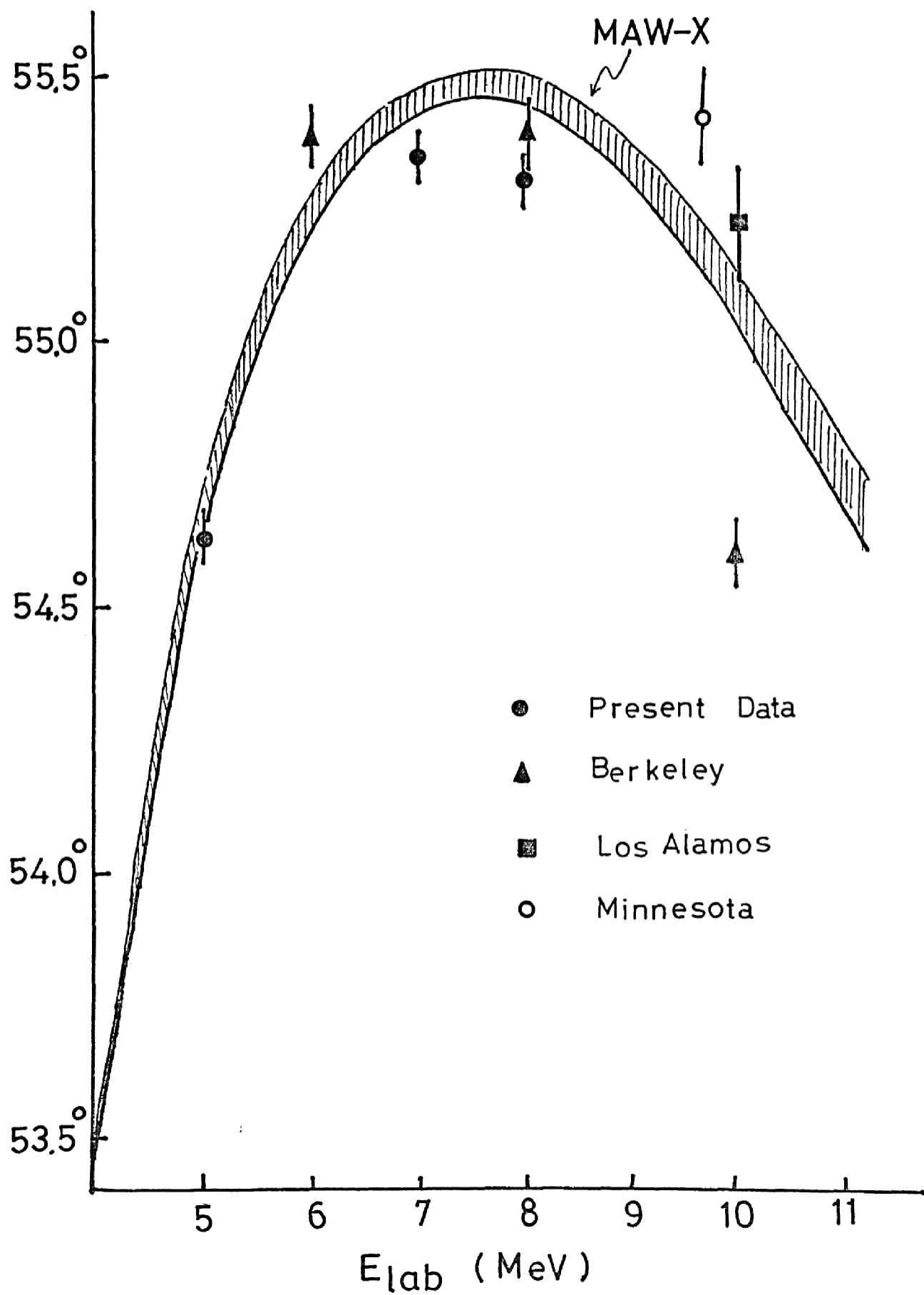


Fig 10 ${}^3\Delta_c$

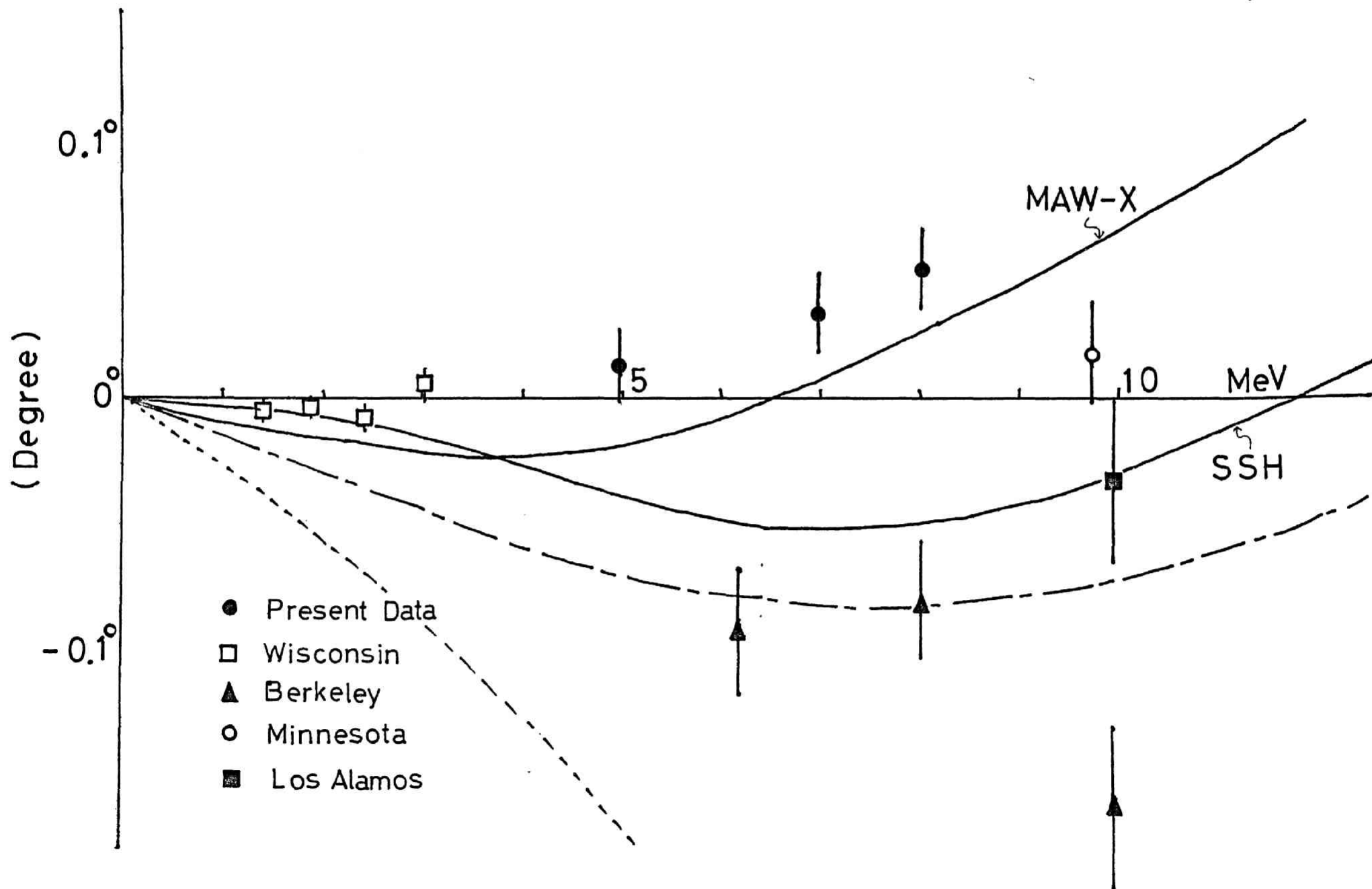


Fig. 11 Polarization

